



**HAL**  
open science

# Dispositifs hybrides : nanoparticules couplées à une nanofibre optique

Maxime Joos

► **To cite this version:**

Maxime Joos. Dispositifs hybrides : nanoparticules couplées à une nanofibre optique. Optique [physics.optics]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS153 . tel-02467941

**HAL Id: tel-02467941**

**<https://theses.hal.science/tel-02467941>**

Submitted on 5 Feb 2020

**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.

**THÈSE DE DOCTORAT  
DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

**Spécialité : Physique**

**École doctorale n°564: Physique en Île-de-France**

réalisée

**au Laboratoire Kastler Brossel**

sous la direction de Alberto BRAMATI et Quentin GLORIEUX

présentée par

**Maxime JOOS**

pour obtenir le grade de :

**DOCTEUR DE SORBONNE UNIVERSITÉ**

Sujet de la thèse :

**Dispositifs hybrides:  
nanoparticules couplées à une nanofibre optique**

soutenue le 11/12/2018

devant le jury composé de :

M.	Arno RAUSCHENBEUTEL	Rapporteur
M.	Joel BELLESSA	Rapporteur
M <sup>me</sup>	Valentina KRACHMALNICOFF	Examinatrice
M <sup>me</sup>	Catherine SCHWOB	Examinatrice
M.	Jean-Pierre HERMIER	Examineur
M.	Quentin GLORIEUX	Invité
M.	Alberto BRAMATI	Directeur de thèse



**Publications**

Une partie des travaux présentés dans cette thèse a donné lieu aux publications suivantes :

1. Maxime Joos, Chengjie Ding, Vivien Loo, Guillaume Blanquer, Elisabeth Giacobino, Alberto Bramati, Valentina Krachmalnicoff, and Quentin Glorieux, "Polarization Control of Linear Dipole Radiation Using an Optical Nanofiber", Phys. Rev. Applied 9, 064035 – publié le 21 Juin 2018.
2. Vivien Loo, Guillaume Blanquer, Maxime Joos, Quentin Glorieux, Yannick De Wilde, Valentina Krachmalnicoff, "Imaging light scattered by a subwavelength nanofiber, from near field to far field", Accepted for publication in optics Express, arXiv:1811.09109 [physics.optics]

## Remerciements

Je suis reconnaissant à l'ensemble de mon Jury d'avoir évalué mes travaux de thèse.

Je remercie Arno Rauschenbeutel de m'avoir accueilli dans son groupe avant le début de mon doctorat afin de me former aux nanofibres.

Je remercie Alberto Bramati de m'avoir accueilli dans son équipe pour réaliser ma thèse, puis donné la chance d'effectuer mes recherches dans les meilleures conditions. Je suis extrêmement reconnaissant envers Quentin Glorieux pour son encadrement bienveillant et son énergie communicative.

La mise en avant de résultats "positifs" de recherches sous la forme d'une thèse permet difficilement de mettre en valeur le travail sous-jacent d'apprentissage et de questionnement. Plus grave encore, les personnes dont la discussion fructueuse permet de convertir les errements de ce travail en réussites peuvent se voir occulter du compte rendu scientifique qui se veut pourtant honnête.

À ce titre, Clément Sayrin a joué un rôle essentiel, de manière générale comme "parrain de thèse" et en particulier concernant le contrôle de la polarisation dans une nanofibre (Chapitre 5). Guillaume Blanquer a aussi été victime de cette ingratitude : il a été d'un grand secours à chaque fois que se posait le problème de la diffraction de la lumière par une nanofibre, c'est-à-dire tout le temps (Chapitre 2, 4, 5, 6 et 7). Imène Estève, par sa maîtrise de la microscopie, a permis l'observation de nanobâtonnets d'or sur une nanofibre sans quoi l'expérience du chapitre 6 n'aurait pas eu lieu. Baptiste Gouraud, par les discussions que nous avons eues et grâce à la riche thèse qu'il a laissée a aussi été un contributeur de l'ombre.

Je remercie Chengjie Ding et Vivien Loo pour le travail réalisé en commun sur les différentes expériences présentées dans cette thèse. Je remercie Constanze Bach qui a réalisé une grande partie des recherches présentées au chapitre 7.

Je remercie Elisabeth Giacobino pour son soutien tout au long de mon doctorat et pour sa relecture des parties les plus arides de ma thèse. Je remercie Simon Pigeon pour sa disponibilité au quotidien et en particulier pour son aide lors de la préparation de la soutenance.

Je remercie Pierre Cladé pour son aide sur Python.

Je remercie Claude Fabre et Nicolas Cherroret pour leur disponibilité à chaque fois que je les ai sollicités.

Je remercie Brigitte Delamour et Loïc Garcia pour leur gentillesse, leur soutien en électronique et pour la mise à disposition de la perceuse à colonne.

J'ai bénéficié du soutien précieux de Carounagarane Dore, Gaël Coupin, Sébastien Colinot et Arnaud Leclerc pour le développement et la fabrication de nombreuses pièces mécaniques, je les en remercie chaleureusement.

Je remercie Lætitia Morel, Romain Rybka, Valérie Revelut, Nora Aissous et Thierry Tardieu pour leur aide au quotidien.

Je remercie l'ensemble des membres de mon équipe : Stefano Pierini, Quentin Fontaine, Giani Lerario, Tom Bienaimé, Rajiv Boddeda et Anne Maître dont le rire grandiose se fraye toujours un chemin entre son bureau distant et le mien.

J'ai une tendre pensée pour mon "frère de thèse" Adrien Cavallès.

Je remercie mes proches, mon frère et mes parents pour leur soutien.

Paris, le 20 décembre 2018.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Nanofibres optiques</b>	<b>7</b>
2.1	Représentation de la polarisation . . . . .	7
2.2	Propagation de la lumière dans une fibre optique . . . . .	9
2.2.1	L'équation d'onde vectorielle . . . . .	9
2.2.2	Solutions de l'équation d'onde vectorielle . . . . .	11
2.2.3	Champ électrique du mode $\mathbf{HE}_{11}$ . . . . .	15
2.3	Propriétés du mode fondamental $\mathbf{HE}_{11}$ d'une nanofibre . . . . .	16
2.3.1	Dépendance entre le profil d'intensité et la polarisation . . . . .	16
2.3.2	Extension du mode en dehors de la fibre . . . . .	19
2.3.3	Composante longitudinale . . . . .	19
2.3.4	Dépendance entre la polarisation et le sens de propagation . . . . .	20
2.3.5	Paramètres de Stokes associés au mode fondamental . . . . .	22
2.4	Diffraction d'une onde plane par une nanofibre . . . . .	23
2.4.1	Résultats de la théorie de Mie en deux dimensions . . . . .	23
2.4.2	Visualisation numérique . . . . .	24
2.5	Fabrication d'une nanofibre effilée . . . . .	26
2.5.1	Procédure . . . . .	26
2.5.2	Transmission optique d'une nanofibre effilée . . . . .	27
2.5.3	Profil optimal de la zone de transition . . . . .	28
2.5.4	Profil réalisable en pratique . . . . .	29
2.5.5	Préparation de la fibre à étirer . . . . .	31
2.5.6	Contrôle des nanofibres . . . . .	31
2.5.7	Évolutions du banc de tirage au cours de ma thèse . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Sources de lumière</b>	<b>35</b>
3.1	Nanobâtonnet de CdSe/CdS . . . . .	35
3.1.1	Structure de bandes d'un semi-conducteur : CdSe . . . . .	36
3.1.2	Confinement . . . . .	37
3.1.3	Exciton de bord de bandes . . . . .	37
3.2	Nanoparticules d'or . . . . .	38
3.2.1	Nano-oscillateur - Modèle de Lorentz . . . . .	38
3.2.2	Sphéroïde d'or - Modèle de Gans . . . . .	40
3.2.3	Nanobâtonnet d'or . . . . .	43
3.3	Degré de cohérence du second ordre . . . . .	44

3.3.1	Cas d'une description classique . . . . .	45
3.3.2	Cas d'une description quantique . . . . .	46
3.3.3	Différence entre la description quantique et classique . . . . .	46
3.3.4	Exemples de $g^{(2)}$ . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Système hybride</b>	<b>49</b>
4.1	Dépôt de nanoparticules sur une nanofibre . . . . .	49
4.1.1	Technique de dépôt . . . . .	49
4.1.2	Dépôt de nanoparticules uniques . . . . .	49
4.2	Unicité des particules déposées . . . . .	51
4.2.1	Mesure du $g^{(2)}$ . . . . .	51
4.2.2	Unicité des particules déposées . . . . .	53
4.2.3	Mesure du $g^{(2)}$ d'un émetteur quantique sur une nanofibre . . . . .	54
4.2.4	Observations au microscope électronique à balayage . . . . .	55
4.3	Sonder le champ proche d'une nanofibre . . . . .	56
4.3.1	Collaboration avec le groupe de V. Krachmalnicoff de l'Institut Langevin : Du champ lointain au champ proche d'une nanofibre . . . . .	57
4.3.2	Dans le champ proche d'une nanofibre . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Contrôle de la polarisation dans une nanofibre</b>	<b>67</b>
5.1	Biréfringence dans les fibres monomodes . . . . .	67
5.2	Compensation de la biréfringence . . . . .	68
5.2.1	Traitement formel de la compensation . . . . .	69
5.2.2	Compensation à l'aide du compensateur de Berek . . . . .	70
5.2.3	Procédure de compensation . . . . .	72
5.2.4	Étude de la visibilité . . . . .	74
5.3	Test de la compensation . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Bielle-manivelle optique</b>	<b>79</b>
6.1	Polarisation de la lumière guidée . . . . .	79
6.1.1	Cas général . . . . .	79
6.1.2	Trois cas particuliers de couplage . . . . .	81
6.1.3	Relation entre l'orientation du dipôle et la polarisation de la lumière guidée . . . . .	82
6.1.4	Relation entre la position azimutale du dipôle et la polarisation de la lumière guidée . . . . .	82
6.2	Montage expérimental . . . . .	84
6.3	Nanorod d'or comme dipôle optique . . . . .	86
6.4	Procédure expérimentale . . . . .	87
6.5	Résultats . . . . .	87
<b>7</b>	<b>Force de radiation sur une nanofibre</b>	<b>91</b>
7.1	Estimation de la force de radiation . . . . .	91
7.1.1	Estimation d'après l'optique géométrique . . . . .	91
7.1.2	Force de radiation d'après la théorie de Mie . . . . .	92
7.1.3	Estimation du déplacement de la nanofibre . . . . .	93
7.2	Mesure du déplacement d'une nanofibre optique . . . . .	95

TABLE DES MATIÈRES

5

7.2.1	Règle optique . . . . .	95
7.2.2	Balayage de l'onde stationnaire . . . . .	95
7.2.3	Sensibilité du système . . . . .	98
7.3	Détection de la force de radiation . . . . .	100
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>103</b>
<b>9</b>	<b>Annexes</b>	<b>105</b>
9.1	Détails sur la mesure de $g^{(2)}(\tau)$ . . . . .	105
9.1.1	Liste des composants . . . . .	105





# Chapitre 1

## Introduction

Les travaux de recherche que nous présentons dans cette thèse portent sur un domaine de l'optique expérimentale appelé nanophotonique.

Dans ses processus fondamentaux de création et de détection de lumière, l'optique présente un chevauchement avec la physique atomique : c'est l'étude de l'interaction lumière/matière. Un des défis majeurs de ce domaine est le contrôle (quantique) d'atomes et leurs interactions radiatives [1, 2]. Or, dans l'espace libre, l'interaction entre deux atomes n'est pas très *efficace*.

La raison principale est qu'un atome possède une section efficace qui au mieux, c'est-à-dire à la longueur d'onde de résonance  $\lambda$ , vaut :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$$

et est donc très petite par rapport aux dimensions d'un mode radiatif, qui sont elles de l'ordre du carré de la distance entre la source de ce mode et l'atome (dans l'espace libre).

Afin de poursuivre cette discussion sur une base plus quantitative, considérons un critère, appelé coopérativité, qui joue un rôle central [1] dans l'interaction lumière/matière. Dans son interprétation géométrique [1, 3], la coopérativité  $C$  est donnée comme le rapport entre la section efficace de l'atome  $\sigma_0$  et la section du mode radiatif  $A_{mode}$  multiplié par un facteur d'amélioration  $\eta$  propre au système étudié :

$$C = \frac{\sigma_0}{A_{mode}}\eta.$$

Afin de maximiser la coopérativité, trois principaux axes de recherche se dégagent :

- ① On peut tout d'abord envisager de focaliser le mode de radiation à la limite de diffraction sur l'atome à l'aide d'optiques de larges ouvertures numériques [4].
- ② De manière analogue, on peut utiliser les modes d'un guide d'onde dont on a progressivement réduit les dimensions afin de confiner la lumière dans une section toujours plus restreinte.
- ③ Finalement, une autre approche consiste à utiliser une cavité optique de grande finesse pour augmenter la probabilité d'interaction.

Dans les cas ① et ②, le facteur d'amélioration est proche de 1 :

$$C \sim \frac{\sigma_0}{A_{mode}}.$$

La seule possibilité d'augmenter le couplage consiste donc à réduire la section du mode.

Dans le cas de la cavité (3), le facteur d'amélioration est donné par le nombre moyen "d'allers-retours d'un photon" dans la cavité [1] :

$$\eta = 4 \frac{\mathcal{F}}{\pi},$$

avec  $\mathcal{F}$  la finesse de la cavité. Ainsi, la coopérativité est donnée par :

$$C = \frac{\sigma_0}{A_{mode}} \frac{4\mathcal{F}}{\pi}.$$

Finalement, si on considère un ensemble  $N$  d'atomes, la coopérativité est simplement donnée par :

$$C = \frac{\sigma_0}{A_{mode}} N.$$

Dans ce cas de figure, un paramètre important [5] est l'épaisseur optique. Les guides d'onde envisagés en (2), de part leur géométrie quasi-unidimensionnelle et la divergence nulle du faisceau guidé permettent des épaisseurs optiques par atome très élevées.

Un point commun entre ces différentes approches est qu'elles sont toutes limitées fondamentalement par un même phénomène : la diffraction, qui est liée au caractère ondulatoire de la lumière.

La nature ondulatoire de la lumière implique aussi que les phénomènes radiatifs sont la manifestation combinée d'une source et de son environnement. Ainsi, les propriétés des sources de lumière comme la puissance, la fréquence et la directivité peuvent être altérées en confinant la source dans un environnement approprié. La nanophotonique a comme objectif de contrôler ces propriétés en exploitant l'interaction avec des structures sub-longueur d'onde comme des cavités [6], des antennes [7] et des guides d'onde. Ces structures reposent sur la discrétisation des modes optiques quand le confinement est de l'ordre de la longueur d'onde, mais, jusqu'à récemment, elles n'exploitaient pas explicitement le caractère vectoriel de la lumière. Au cours de la dernière décennie, exploiter le confinement de champs vectoriels s'est révélé être un aspect très prometteur de la nanophotonique.

En effet, le confinement transverse d'un champ vectoriel brise la symétrie du profil d'intensité et modifie la structure de la polarisation de la lumière [8].

Quand le champ électrique transverse varie de manière significative sur une distance comparable à la longueur d'onde (ce qui est le cas pour les ondes évanescentes), une composante longitudinale du champ émerge et oscille en quadrature de phase avec la composante transverse du champ. La polarisation devient dépendante de la direction de propagation de la lumière. On parle alors de verrouillage polarisation-direction [9, 10]. Dans ce contexte, appelé "optique chirale" [10], il est possible de briser la réciprocité des processus optiques d'absorption [11], d'émission [12] et de dispersion [13].

Les guides de lumière sub-longueur d'onde sont des plateformes permettant d'exploiter simultanément les différents atouts mentionnés précédemment : ils disposent, tout d'abord, d'une coopérativité élevée ainsi que de la possibilité d'épaisseur optique très grande. Finalement ils donnent accès à l'exotisme des champs fortement confinés.

Nos travaux de recherche portent plus précisément sur une des réalisations possibles de guide de lumière sub-longueur d'onde : les nanofibres optiques.

Une nanofibre optique désigne un guide d'onde cylindrique, généralement en verre et transparent dans le visible, dont le diamètre est typiquement inférieur à la longueur d'onde. Dans le domaine visible –auquel se réfère l'adjectif "optique"– cela correspond à des dimensions de quelques centaines de nanomètres.

La méthode la plus simple pour produire une nanofibre consiste à effiler une fibre optique standard (propre à la télécommunication par exemple) ce qui aboutit au système présenté sur la figure 1.1. La nanofibre est reliée de part et d'autre à une portion de fibre optique standard par une zone de transition à la pente très douce. Il est heureux que la méthode de fabrication la plus simple soit d'une part celle qui offre naturellement la possibilité d'intégrer la nanofibre aux systèmes de télécommunication et d'autre part celle qui permet une transmission optique quasi-parfaite.

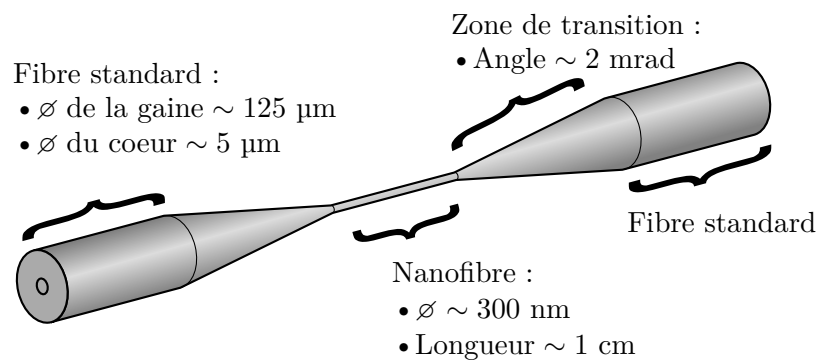


FIGURE 1.1 – Nanofibre optique effilée (le schéma n'est pas à l'échelle).

Ma thèse est organisée de la manière suivante :

- Nous consacrons le chapitre 2 aux nanofibres optiques. Nous commençons par étudier théoriquement comment la lumière interagit avec une nanofibre. Nous distinguons la lumière guidée, dont l'énergie suit la nanofibre, de la lumière non-guidée, dont l'énergie ne suit pas la nanofibre. Pour conclure ce chapitre nous présentons la méthode de fabrication d'une nanofibre optique.
- Le chapitre 3 suivant est consacré aux sources que nous avons eu l'occasion de manipuler durant nos travaux : des boîtes quantiques à base de semi-conducteurs et des nanoparticules d'or. Nous les présentons, avec comme approche, la dichotomie entre émetteurs "quantiques" et émetteurs "classiques". Nous nous cantonnons à l'étude de ces deux cas limites sans entrer dans toute la complexité d'un comportement intermédiaire. Nous introduisons à cette fin une grandeur physique cruciale : le degré de cohérence du second ordre.
- Dans le chapitre 4, nous assemblons les pièces élémentaires de notre système : les sources et les nanofibres optiques pour former un système hybride, c'est-à-dire un système qui bénéficie des avantages des deux éléments. Nous expliquons tout d'abord comment déposer une nanoparticule sur une nanofibre et comment s'assurer que ce dépôt est unique. Afin d'illustrer notre système, nous présentons finalement deux expériences réalisées durant ces trois ans et visant à sonder le champ proche d'une nanofibre.

- Nous détaillons dans le chapitre 5 la technique que nous avons développée (basée sur une méthode existante) pour avoir un contrôle complet de la polarisation dans une nanofibre.
- L'expérience présentée dans le chapitre 6 a pour but d'exploiter le confinement de la lumière pour modifier la polarisation de la lumière émise par un dipôle linéaire. En analogie avec le système mécanique permettant de transformer une oscillation linéaire en un mouvement de rotation continu, nous avons appelé ce phénomène : "bielle-manivelle optique".
- Nous rendons compte dans le dernier chapitre 7 de tentatives de détection de la force de radiation de la lumière sur une nanofibre optique.

*Die Faser will brechen*, proverbe Viennois



## Chapitre 2

# Nanofibres optiques

Ce chapitre est l'occasion d'aborder en détails les nanofibres optiques – non pas dans un souci d'exhaustivité, mais plutôt en mettant l'accent sur les aspects nécessaires à la compréhension de nos travaux expérimentaux.

Après un bref rappel, dans la section 2.1, de la notion de polarisation et des manières de la représenter, nous consacrons les trois sections suivantes à l'étude des propriétés optiques des nanofibres. Les sections 2.2 et 2.3 sont consacrées à la lumière guidée. On décrit, dans la section 2.2, comment obtenir les modes guidés par une fibre optique puis on étudie dans la section 2.3 les propriétés du mode fondamental qui nous intéresse particulièrement. La section 2.4 est consacrée à la diffraction d'une onde plane par une nanofibre. Finalement, nous décrivons dans la section 2.5 les étapes permettant la fabrication de nanofibres optiques effilées.

### 2.1 Représentation de la polarisation

Dans le cadre classique, la lumière est décrite à l'aide d'un champ vectoriel, le champ électromagnétique. La polarisation est une propriété de la lumière qui décrit la direction que prend le champ électrique en un point de l'espace au cours du temps. Celle-ci joue un rôle essentiel dans l'interaction de la lumière avec la matière.

Dans le cas le plus commun de la lumière *naturelle* (par exemple le rayonnement du corps noir), la direction du champ électrique ne présente aucune tendance, elle semble aléatoire. Précisons : le champ électrique possède évidemment une direction bien déterminée aux échelles de temps d'un cycle optique (de l'ordre de la femtoseconde), mais cette cohérence se perd aux échelles de temps d'un processus radiatif (absorption, émission de lumière), de l'ordre de la nanoseconde. C'est en ce sens que l'on dit que la lumière naturelle est non polarisée.

Le physicien préfère ainsi travailler avec des faisceaux lumineux mieux contrôlés (idéalement des ondes planes) dont la polarisation peut se définir sans connaître la valeur du champ électrique à chaque instant car l'oscillation du champ électrique présente un motif récurrent (linéaire par exemple). Ainsi, un nombre très limité de paramètres permet souvent de décrire la polarisation d'un faisceau lumineux.

Quel est donc la façon la plus économique pour décrire un état de polarisation ?

La réponse diffère selon que la lumière est purement polarisée ou partiellement po-



larisée. Pour la lumière purement polarisée, il faut trois *données* pour les trois degrés de liberté du champ : les deux composantes transverses, auxquelles il faut ajouter leur déphasage relatif. L'ellipse de polarisation (définie par son orientation, son ellipticité et le sens de rotation du champ électrique) ainsi que le vecteur de Jones (toujours réductible à une composante réelle et une composante complexe) sont des représentations adéquates pour la lumière purement polarisée<sup>1</sup>.

Pour représenter de la lumière partiellement polarisée, il faut ajouter un paramètre supplémentaire (les paramètres sont alors au nombre de quatre). Les paramètres de Stokes ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ) sont adaptés à la représentation d'une polarisation partielle; dans ce cas les quatre paramètres sont indépendants. Les paramètres de Stokes sont, *a fortiori*, aptes à représenter la lumière purement polarisée; auquel cas, ils ne sont plus indépendants mais reliés par la relation  $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_0^2$ .

Nous résumons sur la figure 2.1 les différentes représentations de la polarisation et les relations qu'elles tissent.

**Représentation complexe et vecteur de Jones** Il est commode d'exprimer le champ électrique [14] d'une onde monochromatique transverse comme la partie réelle d'un champ complexe :  $\text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i(\beta z - \omega t)}\}$  où  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  est l'*enveloppe complexe*,  $\beta = 2\pi n/\lambda$  la constante de propagation avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide,  $n$  l'indice du milieu et  $\omega = 2\pi c/\lambda$ . Dans le contexte de la polarisation<sup>2</sup>, l'enveloppe complexe n'est autre chose que le vecteur de Jones dont les composantes complexes sont  $E_x$  et  $E_y$ .

**Paramètres de Stokes** Les paramètres de Stokes sont un ensemble de quatre nombres réels ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ), définis (dans le cas de la lumière monochromatique, c'est-à-dire purement polarisée) à partir des composantes complexes<sup>3</sup>  $E_x$  et  $E_y$  comme indiqué sur la figure 2.1.

Les paramètres de Stokes ont une interprétation expérimentale relativement simple<sup>4</sup> :  $S_0$  correspond à l'intensité de l'onde ;  $S_1$  correspond à la différence d'intensité transmise par un polariseur horizontal par rapport à un polariseur vertical placé sur le chemin du faisceau, en termes qualitatifs il s'agit d'un *degré de polarisation horizontale/verticale* etc. Nous avons listé dans l'encadré consacré aux paramètres de Stokes sur la figure 2.1 leur interprétation qualitative.

Expérimentalement, nous déterminons les paramètres de Stokes à partir d'un montage très simple constitué d'une lame quart-d'onde suivi d'un polariseur et d'un détecteur comme décrit par Berry et al. [17].

**Boule de Poincaré** La boule de Poincaré offre une représentation graphique de la polarisation :  $(S_1/S_0, S_2/S_0, S_3/S_0)$  sont les coordonnées cartésiennes d'un point dans

1. Notons qu'il est possible de combiner certains paramètres décrivant la polarisation afin d'en réduire le nombre. Par exemple, en prenant comme convention que le signe de  $\chi$  (décrivant l'ellipticité de l'ellipse de polarisation) indique le sens de rotation du champ électrique, les deux paramètres  $\psi$  et  $\chi$  suffisent à décrire complètement un état de polarisation pur

2. D'une onde monochromatique transverse.

3. Pour la lumière partiellement polarisée, les paramètres de Stokes sont définis à partir des valeurs moyennes des produits des composantes de l'enveloppe complexe :  $\langle |E_x|^2 \rangle, \langle |E_y|^2 \rangle, \langle E_x^* E_y \rangle$ .

4. Pour une description exhaustive, nous renvoyons aux ouvrages de références : [15], chapitre 10 et [16], chapitre 8.

une boule de rayon unité. La sphère de Poincaré, qui délimite la boule, correspond aux états purement polarisés pour lesquels  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ . Dans le cas général,

$$\mathbb{D} = \frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0} \leq 1$$

où  $\mathbb{D}$  est le degré de polarisation.

**Ellipse de polarisation** Un point de la boule de Poincaré est aussi repéré par ses coordonnées sphériques  $(2\Psi, 2\chi)$  qui permettent aussi de construire l'ellipse de polarisation.

Au cours de cette thèse, nous jonglerons principalement entre la représentation sous forme d'ellipse (pour son aspect intuitif) et la représentation de Stokes (adapté à une étude quantitative).

## 2.2 Propagation de la lumière dans une fibre optique

Nous présentons dans cette section les étapes principales permettant de déterminer les modes guidés d'une fibre optique à saut d'indice telle qu'une nanofibre. Pour une démonstration exhaustive, nous renvoyons aux ouvrages de référence [18, 19, 20, 21].

Nous introduisons dans un premier temps l'équation d'onde vectorielle à laquelle doivent obéir les modes guidés, nous identifions puis analysons le terme essentiel au caractère vectoriel des solutions.

Nous présentons ensuite la méthode pour trouver les solutions de l'équation d'onde vectorielle dans le cas d'une nanofibre. Nous verrons qu'il existe une solution non-triviale, valable quels que soient les paramètres du système : le mode fondamental.

### 2.2.1 L'équation d'onde vectorielle

Dans un milieu diélectrique inhomogène<sup>5</sup> tel qu'une fibre optique, l'équation d'onde vectorielle dérivée des équations de Maxwell (voir chapitre 5 de [14]) est donnée par :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n(\mathbf{r})^2}{c^2} \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} + \nabla \left( \frac{1}{n(\mathbf{r})^2} \nabla n(\mathbf{r})^2 \cdot \mathbf{E} \right) = 0 \quad (2.1)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $n(\mathbf{r})$  l'indice de réfraction à la position  $\mathbf{r}$  et  $\nabla^2 \mathbf{E}$  est le laplacien vectoriel du champ électrique  $\mathbf{E}$ . L'équation en milieu inhomogène (2.1) se distingue du cas homogène principalement par son troisième terme. C'est ce terme auquel elle doit son caractère vectoriel. En effet, lorsque le troisième terme est absent, chaque composante cartésienne transverse du champ électrique obéit à l'équation d'onde scalaire (chapitre 13-3 de [20]) :

$$\nabla^2 u - \frac{n(\mathbf{r})^2}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2)$$

où l'opérateur Laplacien scalaire  $\nabla^2$  est donné par

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

---

5. non-magnétique, linéaire, non dispersif, isotrope, sans courant ni charge.

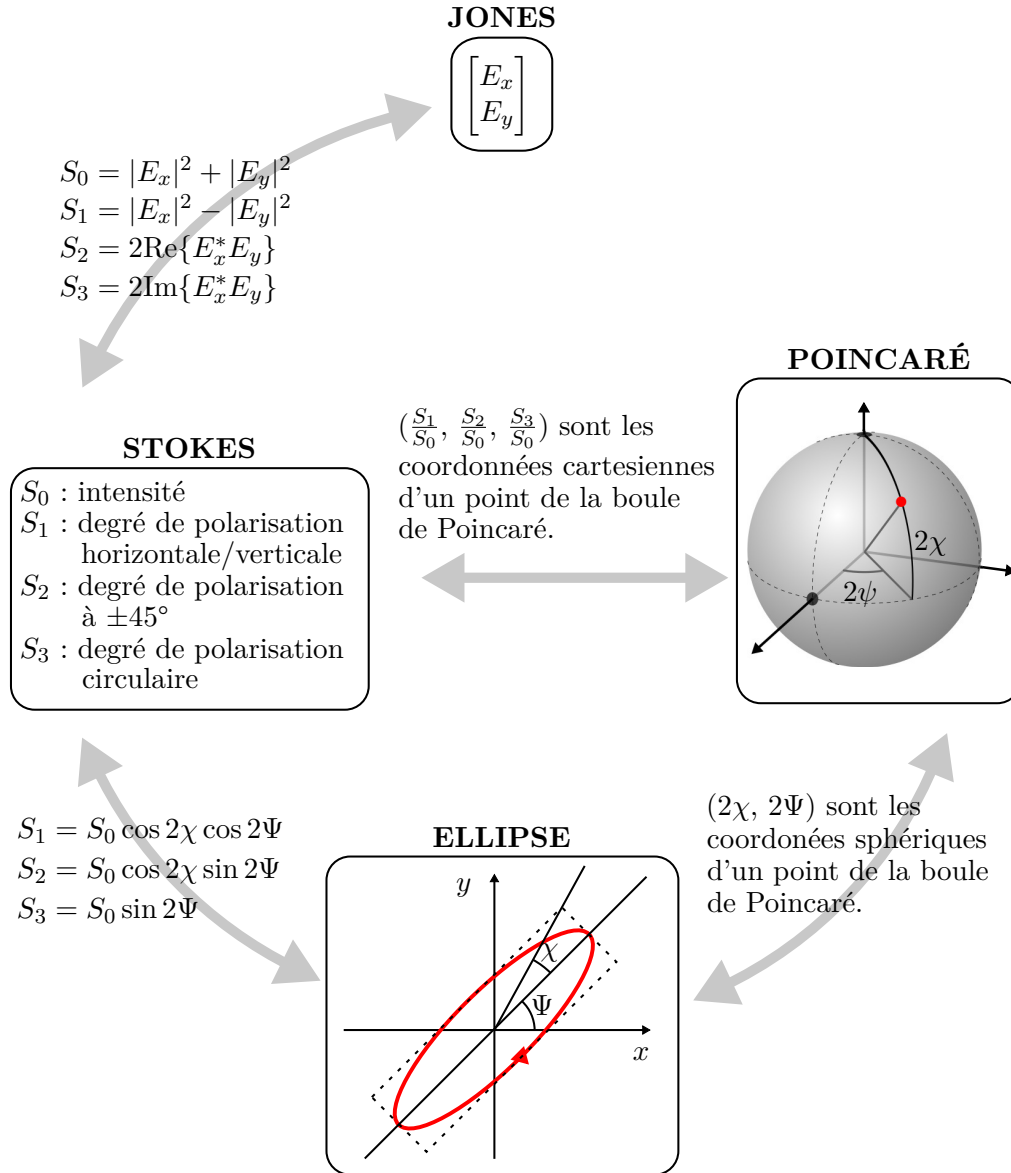


FIGURE 2.1 – **Différentes représentations de la polarisation.** Le champ électrique est le vecteur réel donné par :  $\text{Re}\{(E_x, E_y)e^{-i(kz-\omega t)}\}$  où  $E_x, E_y$  sont les composantes de l'enveloppe complexe. Mises sous forme de colonne, elles forment le vecteur de Jones. Initialement, les paramètres de Stokes sont définis phénoménologiquement (voir [16], chapitre 8), mais dans le cas d'une polarisation pure, ils peuvent s'exprimer d'après  $E_x$  et  $E_y$ . Une polarisation représentée dans la boule de Poincaré est un point dont les coordonnées cartesiennes sont les paramètres de Stokes normalisés et dont les coordonnées sphériques sont les paramètres de l'ellipse (avec un facteur 2).

et  $u$  désigne une composante<sup>6</sup> transverse du champ électrique,  $e_x(r, \Phi, t)$  ou  $e_y(r, \Phi, t)$ . La présence du troisième terme a pour effet de coupler les différentes composantes du champ et implique un traitement vectoriel.

Analysons l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation d'onde vectorielle (2.1) dans le cas particulier d'une fibre optique dont le cœur a un indice  $n_1$  et la gaine un indice  $n_2$ . Les deux premiers termes ont une amplitude de l'ordre de  $E_0/\lambda^2$ , où  $E_0$  est l'amplitude du champ électrique. Le troisième terme a une amplitude de l'ordre de  $\frac{E_0}{\lambda^2}(n_1^2 - n_2^2)/n_2^2$ . Deux cas se présentent alors :

- $(n_1^2 - n_2^2)/n_2^2 \ll 1$ , c'est le cas d'un guidage faible (cas des fibres monomodes standards), le terme est négligeable et le système est décrit par l'équation d'onde scalaire (2.2). Les modes guidés sont donc approximativement transverses électrique-magnétique (TEM). La résolution de (2.2) pour une fibre standard à saut d'indice conduit aux modes linéairement polarisés (LP) [22, 23], dont la polarisation est linéaire et homogène.
- $(n_1^2 - n_2^2)/n_2^2 \approx 1$ , ce qui est le cas pour une nanofibre en silice ( $n_1 \approx 1,46$ ) environnée d'air ou de vide ( $n_2 = 1,00$ ) ; le troisième terme de (2.1) joue un rôle prépondérant.

### 2.2.2 Solutions de l'équation d'onde vectorielle

Nous cherchons des solutions de l'équation (2.1) pour une fibre à saut d'indice (voir figure 2.2) dans le cas général, sans autres restrictions que  $n_1 > n_2$ . La méthode de résolution consiste tout d'abord à résoudre (2.1) pour les composantes longitudinales du champ  $E_z$  et  $H_z$  individuellement dans le cœur et dans la gaine de la fibre car l'équation d'onde prend une forme connue :

$$(\nabla^2 + n_{1,2}^2 k^2) \begin{bmatrix} E_z(r, \Phi, z) \\ H_z(r, \Phi, z) \end{bmatrix} = 0. \quad (2.4)$$

Les solutions cherchées se propagent dans la direction  $z$  avec une constante de propagation  $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$  où  $n_{eff}$  est l'indice effectif. Les solutions doivent présenter une périodicité de  $2\pi$  en azimut ( $e^{\pm il\Phi}$ ). La géométrie du système suggère donc des solutions de la forme :

$$\begin{bmatrix} E_z(r, \Phi, z) \\ H_z(r, \Phi, z) \end{bmatrix} \propto u(r) e^{\pm il\Phi} e^{-i\beta z}, \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

Précisons la notion d'indice effectif : elle généralise la notion d'indice dans le cas où la lumière *voit* plusieurs indices différents, dans notre cas l'indice du cœur  $n_1$  et l'indice de la gaine  $n_2 = 1$ . La longueur d'onde de la lumière guidée est donc comprise entre la longueur d'onde qu'aurait la lumière se propageant dans un milieu d'indice  $n_2$ , c'est-à-dire  $\lambda/n_2$  et la longueur d'onde qu'aurait la lumière se propageant dans un milieu d'indice  $n_1$ , c'est-à-dire  $\lambda/n_1$ . On définit l'indice effectif [18] comme le facteur par lequel il faut diviser la longueur d'onde dans le vide  $\lambda$  pour obtenir la longueur d'onde de la lumière guidée :  $\lambda/n_{eff}$ .

---

6. Notons qu'il est possible d'exprimer la dépendance spatiale des composantes cartésiennes avec les coordonnées cylindriques.

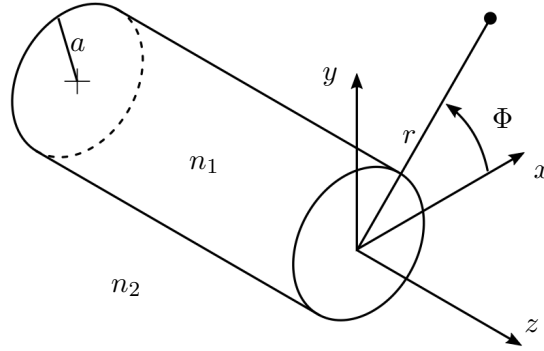


FIGURE 2.2 – **Notations et repérage d'une nanofibre.** Une nanofibre est caractérisée par l'indice  $n_1$  de son matériau, l'indice environnant  $n_2$  et son rayon  $a$ . On fixe l'origine du système de coordonnées au centre de la fibre avec l'axe de la fibre confondu à  $z$ .

En introduisant (2.5) dans (2.4) on obtient des équations différentielles de Bessel pour  $u(r)$  dans le cœur et la gaine respectivement :

$$\frac{\partial^2 u(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r)}{\partial r} + \left( h^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u(r) = 0, \quad r \leq a \quad (\text{cœur}), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial^2 u(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u(r)}{\partial r} - \left( q^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) u(r) = 0, \quad r \geq a \quad (\text{gaine}), \quad (2.7)$$

où  $h^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2$  et  $q^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2$ . Les solutions des équations (2.6) et (2.7) définissent les fonctions de Bessel. Si on exclut, dans la solution générale les contributions non physiquement acceptables, on obtient les solutions suivantes :

$$\begin{bmatrix} E_z(r, \Phi, z) \\ H_z(r, \Phi, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} J_l(hr) e^{i(\pm l\Phi - \beta z)}, \quad r \leq a \quad (2.8)$$

$$\begin{bmatrix} E_z(r, \Phi, z) \\ H_z(r, \Phi, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C \\ D \end{bmatrix} K_l(qr) e^{i(\pm l\Phi - \beta z)}, \quad r \geq a, \quad (2.9)$$

où  $J_l$  est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $l$ , et  $K_l$  est la fonction modifiée de Bessel de seconde espèce d'ordre  $l$ .

Les équations de Maxwell  $\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}$  et  $\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$  permettent de déterminer à partir de  $E_z$  et  $H_z$  les quatre composantes restantes du champ  $E_r$ ,  $E_\Phi$ ,  $H_r$  et  $H_\Phi$ . À ce stade, nous avons 5 inconnues ( $A, B, C, D, \beta$ ) à déterminer afin de décrire complètement les modes guidés dans la fibre. Il faut donc trouver 5 équations indépendantes faisant intervenir les inconnues. Quatre équations homogènes découlent de la continuité des composantes tangentes à l'interface de la fibre en  $r = a$  :

$$\begin{aligned} E_\Phi, r \leq a(r = a) &= E_\Phi, r \geq a(r = a), \\ E_z, r \leq a(r = a) &= E_z, r \geq a(r = a), \\ H_\Phi, r \leq a(r = a) &= H_\Phi, r \geq a(r = a), \\ H_z, r \leq a(r = a) &= H_z, r \geq a(r = a). \end{aligned} \quad (2.10)$$

La cinquième et dernière équation provient de la normalisation en puissance des modes à l'aide du vecteur de Poynting [18] :

$$P = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (E_r H_\Phi^* - E_\Phi H_r^*) r dr d\Phi, \quad (2.11)$$

où  $P$  est la puissance du faisceau guidé<sup>7</sup>.

La résolution de ce système d'équations commence tout d'abord en isolant  $\beta$  dans une équation, appelée équation caractéristique :

$$\left[ \frac{J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right] \left[ n_1^2 \frac{J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + n_2^2 \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right] = \beta^2 \frac{l^2}{k^2} \left( \frac{1}{(ha)^2} + \frac{1}{(qa)^2} \right)^2 \quad (2.12)$$

où comme précédemment,  $h^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2$  et  $q^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2$ . Les valeurs de  $\beta$  solution de l'équation caractéristique (2.12) sont déterminées numériquement en fixant la longueur d'onde  $\lambda$  et les paramètres de la fibre : rayon  $a$ , indice du cœur  $n_1$  et indice de la gaine  $n_2$ .

Nous représentons sur la figure 2.3 les solutions de l'équation caractéristique sous la forme de l'indice effectif  $n_{eff} = \beta/k$  pour un diamètre de fibre croissant et avec nos paramètres expérimentaux  $\lambda = 638$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ .

L'équation caractéristique (2.12) a une forme quadratique et fait émerger deux familles de solutions (modes) :  $HE_{lm}$  et  $EH_{lm}$ , où les indices  $l$  et  $m$  caractérisent la distribution azimutale et radiale respectivement. Les modes  $HE$  et  $EH$  ont en général les deux composantes  $E_z$  et  $H_z$  non nulles. Un cas particulier se produit cependant lorsque  $l = 0$ ; dans ce cas  $A$  et  $C$  s'annulent ou  $B$  et  $D$  s'annulent ce qui implique (voir les équations (2.8) et (2.9)) un mode transverse électrique ( $TE_{0m}$ ) ou transverse magnétique ( $TM_{0m}$ ) respectivement.

La figure 2.3 montre que à une longueur d'onde donnée et pour un diamètre  $2a < 0,72\lambda$ , il n'existe qu'un seul mode<sup>8</sup> guidé par la nanofibre, le mode  $\mathbf{HE}_{11}$  appelé mode fondamental de la fibre.

Pour un diamètre donné, les solutions correspondent à des constantes de propagation prenant des valeurs discrètes comprises entre  $n_2 k < \beta < n_1 k$ . Pour un diamètre de fibre croissant, la valeur de l'indice effectif associé à un mode augmente à partir de l'indice de la gaine  $n_2 = 1$  vers l'indice du cœur  $n_1 = 1,46$  ce qui illustre un changement dans la répartition spatiale des modes entre la gaine et le cœur. À la naissance d'un mode, son profil présente peu de recouvrement avec le cœur, la lumière, bien que guidée par la fibre, voit essentiellement la gaine d'indice  $n_2 = 1$ . Pour un diamètre de fibre supérieur, le même mode présente plus de recouvrement avec le cœur ce qui fait croître l'indice effectif. À la limite d'une fibre très large, les modes se propagent principalement dans la fibre avec un indice effectif qui se rapproche de l'indice du cœur  $n_1$ .

7. Pour la plupart des applications, il n'est pas indispensable de normaliser les modes en puissance ce qui implique qu'une des inconnues du système d'équation reste indéterminée (c'est généralement  $A$ ).

8. Nous associons le mot *mode* à une solution  $\beta$  de l'équation caractéristique. Pour un mode donné, dont la constante de propagation est  $\beta$ , il existe une infinité de polarisations possibles combinées à deux directions de propagation ( $\pm z$ ). Aussi, une fibre n'est monomode que parce que nous nous restreignons à notre longueur d'onde quasi-monochromatique de travail.

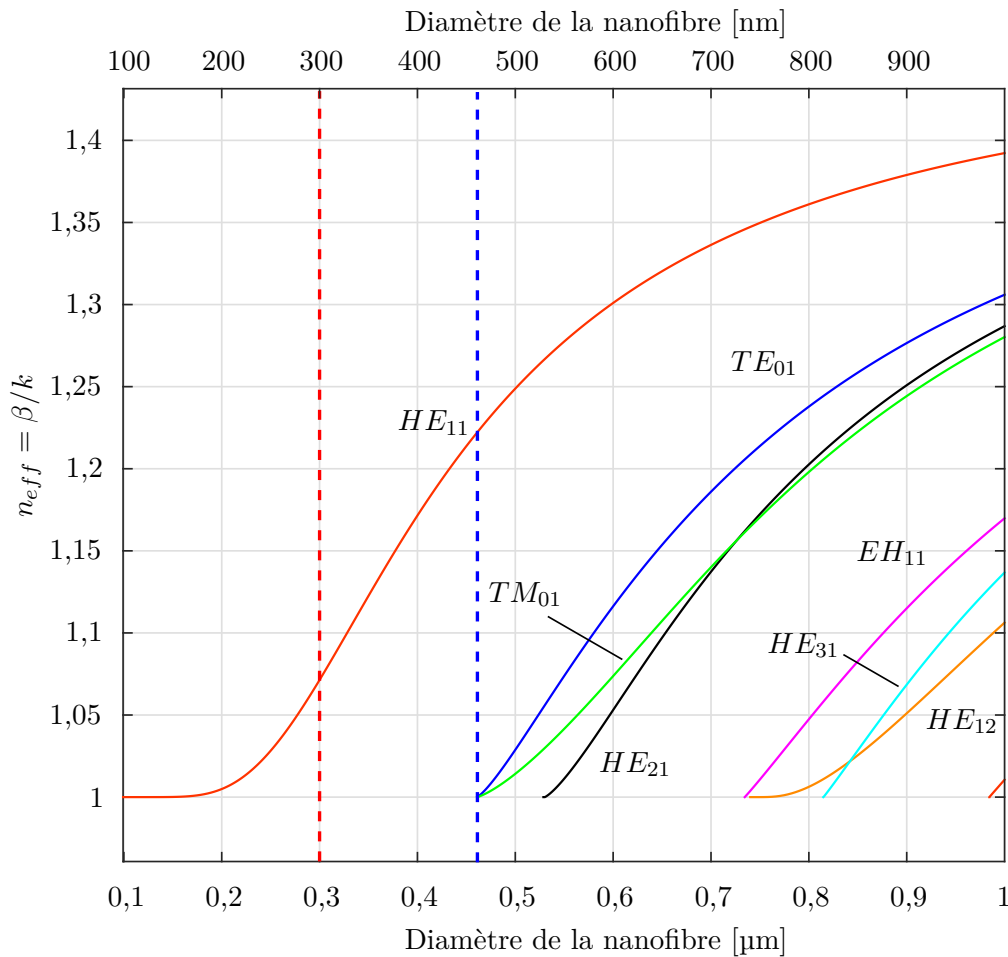


FIGURE 2.3 – **Dispersion des modes d’une nanofibre.** Indices de réfraction effectifs ( $n_{eff} = \beta/k$ ) associés aux premiers modes d’une fibre optique en silice  $n_1 = 1,46$  environnée d’air  $n_2 = 1,00$  pour notre longueur d’onde de travail  $\lambda = 638$  nm. L’indice effectif est bornée par les indices des milieux :  $n_1 < n_{eff} < n_2$ . Pour un diamètre de fibre  $2a/\lambda < 0,72$  indiqué par la ligne verticale pointillée bleue, la fibre est monomode. La ligne verticale pointillée rouge indique le diamètre choisi pour nos expériences.

### 2.2.3 Champ électrique du mode $\mathbf{HE}_{11}$

Dans le contexte de la recherche d'une interface lumière-matière très efficace, on considère généralement comme facteur de mérite le rapport entre la section efficace du système matériel (atome, nanoparticule, boîte quantique etc.) et la section du mode lumineux. L'efficacité est maximale quand la section du faisceau de lumière équivaut à la section efficace du système matériel. La section efficace d'une transition optique résonante est de l'ordre de  $\lambda^2/2$  ce qui nécessite de focaliser la lumière à la limite de résolution optique.

Le mode fondamental est le mode de la nanofibre qui offre la meilleure concentration de lumière et donc le meilleur couplage entre la lumière et la matière. Dans cette thèse, nous nous intéressons donc essentiellement au mode fondamental, et en particulier au champ électrique présent en dehors de la nanofibre, car c'est dans cette région que se situent les émetteurs à coupler. Les composantes cylindriques du champ du mode fondamental pour  $r > a$  sont :

$$\begin{aligned} E_r(r, \Phi, z, t) &= -iA \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qr) + (1+s)K_2(qr)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ E_\Phi(r, \Phi, z, t) &= \pm A \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qr) - (1+s)K_2(qr)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ E_z(r, \Phi, z, t) &= A \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} K_1(qr) e^{i(\omega t - \beta z)}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation associée au mode fondamental (voir figure 2.3),

$$s = \frac{(qa)^{-2} + (ha)^{-2}}{J_1'(ha)/(haJ_1(ha)) + K_1'(qa)/(qaK_1(qa))},$$

$h = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}$ ,  $q = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}$ .  $A$  est la constante qui intervient dans (2.8) et peut être déterminée *a posteriori* par normalisation. Le signe  $\pm$  de la composante azimutale  $E_\Phi$  provient de l'Ansatz (2.5) et correspond à deux polarisations différentes du mode  $\mathbf{HE}_{11}$ . En effet, les deux composantes transverses  $E_r$  et  $E_\Phi$  oscillent en quadrature de phase et le champ électrique décrit une ellipse dont la circulation (horaire ou anti-horaire) est donnée par le signe de  $E_\Phi$ . Ces deux modes (associés à une même valeur de  $\beta$ ), notés  $\mathbf{HE}_{11}^{circ, \pm}$  où le signe  $\pm$  indique la circulation, sont dit *quasi-circulaires* en analogie avec la polarisation circulaire des ondes transverses.

L'équation d'onde (2.1) étant linéaire, une superposition de modes quasi-circulaires est aussi une solution valide. Ainsi  $\{\mathbf{HE}_{11}^{circ, +} \pm \mathbf{HE}_{11}^{circ, -}\}$  constitue une autre paire de modes orthogonaux. Exprimés via les composantes cartésiennes et pour  $r > a$ , on a :

$$\begin{aligned} E_x(r, \Phi, z, t) &= -iA \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qr) \cos(\Phi_0) + (1+s)K_2(qr) \cos(2\Phi - \Phi_0)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ E_y(r, \Phi, z, t) &= -iA \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qr) \sin(\Phi_0) + (1+s)K_2(qr) \sin(2\Phi - \Phi_0)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ E_z(r, \Phi, z, t) &= A \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} K_1(qr) \cos(\Phi - \Phi_0) e^{i(\omega t - \beta z)}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

où la valeur de  $\Phi_0 = \{0, \pi/2\}$  définit deux polarisations orthogonales. On a représenté sur la figure 2.4 la composante transverse et longitudinale du champ électrique pour le



cas  $\Phi_0 = 0$ . La polarisation dans le plan transverse est localement linéaire bien que non homogène et présente une composante dominante selon  $x$  ce qui justifie la notation  $\mathbf{HE}_{11}^x$ . De manière complémentaire,  $\Phi_0 = \pi/2$  correspond à un mode de polarisation similaire mais orienté selon l'axe  $y$  et noté  $\mathbf{HE}_{11}^y$ . On parle de modes *quasi-linéaires*[8] avec une polarisation principale selon  $x$  ou  $y$ .

Les deux représentations (*quasi-circulaire* et *quasi-linéaire*) constituent deux bases équivalentes pour exprimer le champ électrique dans une fibre monomode. Selon la situation, une base peut être plus commode qu'une autre. De manière générale, le champ électrique guidé dans une nanofibre monomode peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, \Phi, z, t) &= c_1 \mathbf{HE}_{11}^x + c_2 \mathbf{HE}_{11}^y, \\ &= c_3 \mathbf{HE}_{11}^{\text{circ},+} + c_4 \mathbf{HE}_{11}^{\text{circ},-}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

où  $c_1, c_2, c_3$  et  $c_4$  sont des constantes complexes.

## 2.3 Propriétés du mode fondamental $\mathbf{HE}_{11}$ d'une nanofibre

Nous présentons dans cette section les principales propriétés du mode fondamental d'une nanofibre.

### 2.3.1 Dépendance entre le profil d'intensité et la polarisation

Nous avons vu précédemment que dans le cas d'une propagation dans un milieu quasi-homogène, chaque composante transverse cartésienne obéissait indépendamment à l'équation d'onde scalaire (2.2). À un profil spatial d'un mode TEM correspondent donc deux polarisations orthogonales.

Il en est autrement dans le cas du mode fondamental  $\mathbf{HE}_{11}$  car les composantes du champ sont couplées : le profil spatial dépend de la polarisation du mode comme on peut le voir sur la figure 2.5 qui représente le profil d'intensité du mode fondamental pour deux polarisations différentes : quasi-linéaire selon l'axe  $x$  (figure 2.5.(a)) et quasi-circulaire (figure 2.5.(b)). La rupture de la symétrie cylindrique causée par la polarisation quasi-linéaire peut se comprendre en considérant les conditions aux limites à l'interface de la nanofibre :

- **La composante tangente du champ électrique est continue en  $r = a$ .** Dans le cas d'une polarisation quasi-linéaire selon l'axe  $x$ , le champ électrique doit être continu en  $(x = 0, y = \pm a)$ .
- **La composante normale de la densité de flux électrique  $\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$  est continue en  $r = a$ .** Dans le cas d'une polarisation quasi-linéaire selon  $x$ , le saut d'indice à l'interface de la nanofibre engendre une discontinuité du champ. Cette discontinuité est maximale en  $(x = \pm a, y = 0)$  où elle est de l'ordre de  $E(x = a+, y = 0)/E(x = a-, y = 0) = n_1^2/n_2^2$

L'asymétrie du profil d'intensité du mode fondamental en polarisation quasi-linéaire est essentielle dans le contexte du piégeage optique d'atomes à proximité d'une nanofibre car elle permet le confinement azimutal [24, 25].

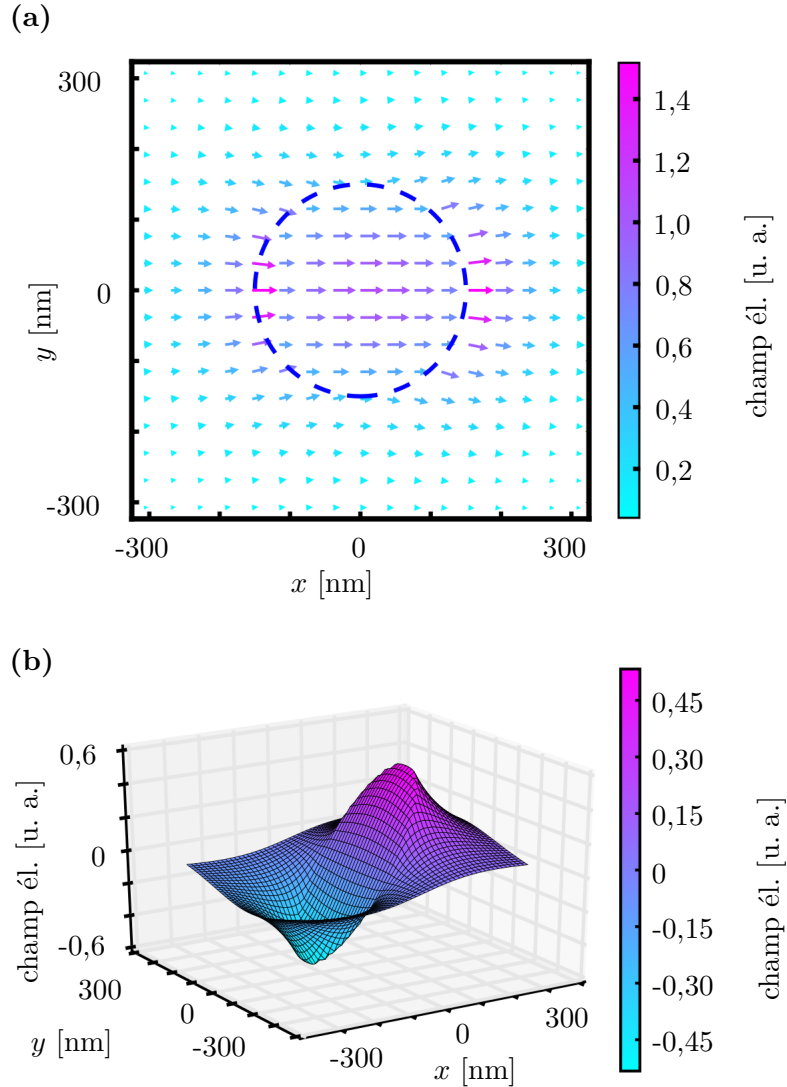


FIGURE 2.4 – **Champ électrique du mode  $\mathbf{HE}_{11}^x$** . La composante transverse (a) du mode  $\mathbf{HE}_{11}^x$  pointe principalement selon la direction  $x$ . On note cependant une légère inflexion du champ transverse à l'extérieure de la fibre dû à une faible composante selon  $y$ . Contrairement à cette composante selon  $y$ , la composante longitudinale (b) est significative et vaut environ un tiers de la composante transverse au point le plus intense (dans nos conditions expérimentales). D'un point de vue dynamique la composante longitudinale oscille en quadrature de phase avec le champ transverse ce qui implique une polarisation elliptique dans le plan sagittal ( $Oyz$ ). Les champs ont été calculés d'après les formules (2.14) et leurs équivalentes pour  $r < a$  en utilisant les paramètres expérimentaux :  $\lambda = 638$  nm,  $2a = 300$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ .

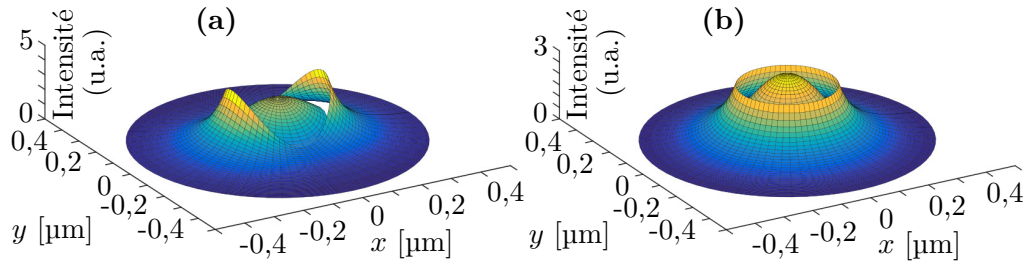


FIGURE 2.5 – **Profil d'intensité du mode  $HE_{11}$ .** Le profil d'intensité dépend de la polarisation. La symétrie cylindrique du profil est brisée dans le cas d'une polarisation quasi-linéaire selon  $x$  (a) ce qui peut se comprendre comme la continuité de la composante tangente du champ électrique et de la densité de flux électrique à la surface de la nanofibre. Pour une polarisation quasi-circulaire (b), la symétrie cylindrique est respectée. Les simulations ont été réalisées avec nos paramètres expérimentaux :  $\lambda = 638$  nm,  $2a = 300$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ .

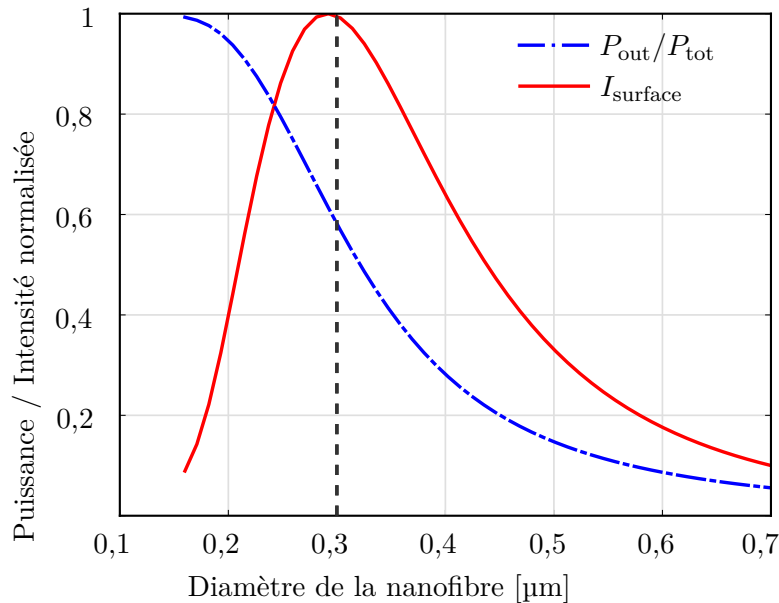


FIGURE 2.6 – **Puissance et intensité du mode fondamental.** Courbe bleue tiretée : puissance extérieure normalisée à la puissance totale du mode fondamental. Courbe rouge : intensité (normalisée à la valeur maximale) à la surface de la fibre en fonction de son diamètre pour une même puissance du mode fondamental. L'intensité à la surface est maximale pour un diamètre proche de la moitié de la longueur d'onde. La ligne verticale pointillée indique le diamètre choisi pour nos expériences, correspondant à un couplage quasi-maximal pour un émetteur à la surface de la fibre avec nos conditions expérimentales :  $\lambda = 638$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ .

### 2.3.2 Extension du mode en dehors de la fibre

Les modes guidés d'une fibre optique, qu'elle soit standard, nanofibre ou multimode, s'étendent dans la gaine. La particularité des nanofibres optiques réside dans le fait que le rôle de la gaine est joué par l'air ou le vide. La décroissance (l'évanescence) du mode dans l'air ou le vide est généralement rapide<sup>9</sup>, de l'ordre de  $\lambda/2\pi$  lorsque  $\lambda \lesssim a$ , ce qui n'empêche pas une fraction importante de la puissance de se trouver en dehors de la nanofibre. Nous avons représenté sur la figure 2.6 la puissance à l'extérieur de la nanofibre normalisée par la puissance totale du mode en fonction du diamètre de la nanofibre pour nos paramètres expérimentaux ( $\lambda = 638$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ ).

À la limite  $a \rightarrow 0$ , la totalité de la puissance est externe à la nanofibre. Inversement, quand la fibre devient suffisamment grande, la quasi totalité de la puissance se situe dans la fibre, en accord avec l'optique géométrique et le guidage par réflexion totale interne. Il est donc possible physiquement d'accéder à ce champ évanescent et d'interagir avec le mode tout entier.

L'interaction entre un émetteur au voisinage de la nanofibre et le mode guidé peut de plus être contrôlée en jouant sur le diamètre de la nanofibre. On souhaite généralement maximiser le couplage entre un émetteur à la surface de la fibre et le mode guidé ce qui revient approximativement à chercher le diamètre de la nanofibre pour lequel l'intensité est maximale à sa surface [27]. Nous représentons sur la figure 2.6 l'intensité à la surface de la nanofibre en fonction du diamètre de la nanofibre pour une même puissance véhiculée. Il apparaît clairement un maximum d'intensité pour un diamètre de fibre proche de  $\lambda/2$ .

### 2.3.3 Composante longitudinale

Le mode fondamental possède une composante longitudinale,  $E_z(r, \Phi) \neq 0$ , qui oscille en quadrature de phase avec le champ transverse (déphasage de  $\pi/2$  entre la composante transverse et longitudinale). L'émergence de la composante longitudinale se comprend comme le strict respect de l'équation de Maxwell-Gauss,  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , appliquée à un champ électrique confiné selon la direction de polarisation. Pour s'en rendre compte, calculons la divergence d'un mode quelconque se propageant selon  $z$  :

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x(r, \Phi) \\ E_y(r, \Phi) \\ E_z(r, \Phi) \end{bmatrix} e^{-i\beta z}, \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} - i\beta E_z = 0. \quad (2.17)$$

Si le champ varie transversalement dans les mêmes proportions que celles dans lesquelles le champ oscille longitudinalement, c'est-à-dire si une composante transverse varie significativement sur une distance latérale de l'ordre de  $\lambda$ , la composante  $E_z$  devient du même

---

9. Les nanofibres optiques pour lesquelles  $a/\lambda \ll 1$  ont une évanescence qui diverge. À la limite d'une fibre infiniment fine ( $a \rightarrow 0$ ) le mode guidé devient une onde plane. Cependant, plus une nanofibre est fine, plus elle est sensible aux pertes causées par l'irrégularité du diamètre (par exemple due à la rugosité) et aux courbures résiduelles, ce qui limite en pratique l'intérêt de telles nanofibres [26].

ordre de grandeur que la composante transverse :

$$\begin{aligned} \frac{E_{0,t}}{\lambda} &\approx i \frac{2\pi}{\lambda} E_z \\ \implies iE_z &\approx \frac{E_{0,t}}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.18)$$

où  $E_{0,t}$  est l'amplitude du champ transverse et où  $i$  signifie la quadrature de phase. Appliquons ce raisonnement au champ transverse du mode fondamental représenté sur la figure 2.4(a). Selon l'axe de polarisation principal  $x$ , le champ transverse passe d'une amplitude maximale à une amplitude quasi-nulle en l'espace d'une centaine de nanomètre ce qui constitue une variation très rapide impliquant une composante longitudinale significative. C'est d'ailleurs ce qu'on observe sur la figure 2.4(b) qui montre une composante longitudinale maximale ou minimale là où le champ transverse varie le plus. En revanche, au centre de la fibre où le champ transverse est stationnaire et sur l'axe  $y$  où la polarisation est orthogonale à la direction dans laquelle se produit l'évanescence, la composante longitudinale est nulle.

En général, la polarisation du mode fondamental quasi-linéaire est elliptique dans le plan qui inclut l'axe de propagation ( $z$ ) et l'axe de polarisation principal.

### 2.3.4 Dépendance entre la polarisation et le sens de propagation

Si on observe le champ électrique en un unique point d'un faisceau TEM au cours du temps, l'oscillation du champ (c'est à dire la polarisation) dans le plan transverse est indépendante du sens de propagation du faisceau. Pour remonter au sens de propagation d'un faisceau monochromatique TEM, il faut observer le champ en deux points différents de l'axe de propagation.

Qu'en est-il pour un faisceau dont la polarisation n'est pas transverse, comme dans le cas du mode  $\mathbf{HE}_{11}$  ?

Nous avons montré précédemment que les faisceaux non-transverse électrique possèdent une composante longitudinale dont le retard de phase est, en valeur absolue,  $\pi/2$ , conduisant à une polarisation elliptique. Comme on peut le voir sur l'équation (2.17), le signe du déphasage dépend de deux paramètres : premièrement il dépend du signe de la phase du terme de propagation  $e^{\pm i\beta z}$  et deuxièmement il dépend du sens de l'évanescence du champ électrique à travers le terme  $\frac{\partial E_x}{\partial x}$  qui peut être positif ou négatif. Le sens de circulation du champ électrique dans le plan incluant la direction de propagation et l'axe de polarisation principal dépend donc du sens propagation et du sens de l'évanescence. Ce phénomène porte le nom de *spin-momentum locking* [9][10], *polarisation-direction locking* ou *spin-orbit interaction of light* [28].

Nous illustrons sur la figure 2.7(a) le phénomène de dépendance entre la polarisation, le sens de propagation et l'évanescence pour le mode  $\mathbf{HE}_{11}^x$ . La lumière se propage vers les  $z$  positifs. Dans la moitié supérieure de la fibre ( $x > 0$ ), le champ circule dans le sens antihoraire, autrement dit on peut définir une composante de spin transverse selon  $\hat{\mathbf{y}}$ . Dans la moitié inférieure, la décroissance est de signe opposé ce qui inverse le sens de circulation du champ électrique. La figure 2.7(b) présente une image mnémotechnique permettant de se souvenir facilement du sens de circulation du champ : un nageur pratiquant la brasse le long de la fibre et avançant dans le même sens que la lumière a les bras qui circulent

dans le même sens que le champ électrique<sup>10</sup>. La figure 2.7(c) est une représentation plus formelle [9] et plus générale de l'interdépendance entre la direction de propagation (caractérisée par le vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ ), l'évanescence  $\eta$  et le spin  $\mathbf{S}$  : le triplet  $(\mathbf{k}, \eta, \mathbf{S})$  suit la règle de la main droite.

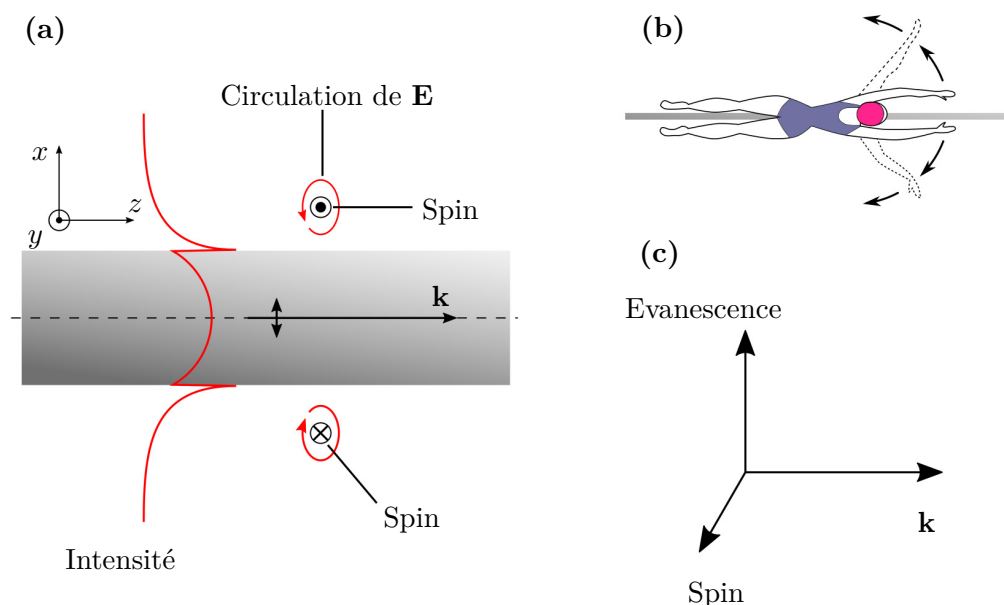


FIGURE 2.7 – **Interdépendance entre la polarisation, la direction et l'évanescence.** (a) Représentation du mode  $\mathbf{HE}_{11}^x$  se propageant selon  $z > 0$ . Dans le plan  $Oxz$ , la circulation du champ électrique est anti-horaire pour  $x > 0$  et horaire pour  $x < 0$ . (b) Astuce pour se souvenir du sens de rotation du champ électrique pour une polarisation quasi-linéaire : on imagine un nageur pratiquant la brasse le long de la fibre et avançant dans le même sens que la lumière. Ses bras tournent dans le même sens que le champ électrique. (c) le triplet  $(\mathbf{k}, \text{évanescence}, \text{Spin})$  suit la règle de la main droite. Un basculement de la direction de propagation renverse le spin transverse.

Dans le contexte du verrouillage direction-polarisation, l'émission directionnelle de lumière par des atomes [12], des antennes diélectriques [29], des émetteurs plasmoniques [30] et de boîtes quantiques [31] a été observée. Dans ces expériences, les émetteurs sont placés à proximité de structures nanophotoniques présentant des modes optiques avec un verrouillage polarisation-direction ce qui permet une émission quasi-unidirectionnelle de la lumière.

L'inverse de l'émission directionnelle est l'absorption directionnelle qui peut être mise à profit sous la forme de diode ou d'isolateur [11] ainsi que de circulateur optique [32]. Une autre réalisation de processus non-réciproques est le déphasage directionnel [13]. Une vue d'ensemble de ce domaine de recherche a été publiée sous le titre *Chiral Quantum Optics* [10].

10. Je tiens cette image de Philipp Schneeweiß.

### 2.3.5 Paramètres de Stokes associés au mode fondamental

Afin d'analyser quantitativement l'état de polarisation du mode fondamental, nous allons étendre la notion des paramètres de Stokes (normalisés) – initialement introduite pour décrire des faisceaux transverses – au mode  $\mathbf{HE}_{11}$ . Pour cela nous appliquons simplement la définition mathématique des paramètres de Stokes au champ guidé décomposé sur la base des modes quasi-linéaires  $\{\mathbf{HE}_{11}^x, \mathbf{HE}_{11}^y\}$  :

$$\begin{aligned} S_1 &= (|c_1|^2 - |c_2|^2)/S_0 \\ S_2 &= 2\text{Re}\{c_1^*c_2\}/S_0 \\ S_3 &= 2\text{Im}\{c_1^*c_2\}/S_0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

où  $S_0 = |c_1|^2 + |c_2|^2$ ,  $c_1$  et  $c_2$  sont donnés par (2.15).

En analogie avec les faisceaux paraxiaux dont la polarisation peut s'exprimer à partir des composantes horizontales et verticales du champ, on peut donc exprimer la polarisation du mode fondamental à partir des composantes quasi-linéaires horizontales et verticales. Le paramètre  $S_1 \in [-1, 1]$  renseigne sur l'horizontalité ou la verticalité de la polarisation transverse. Le paramètre  $S_2 \in [-1, 1]$  indique si la polarisation transverse est orientée à  $\pm 45^\circ$ . Le paramètre  $S_3 \in [-1, 1]$  renseigne sur le degré de circularité (d'ellipticité) de la polarisation transverse. Le signe de  $S_3$  indique la circulation horaire ou antihoraire du champ électrique dans le plan transverse.

Nous avons représenté dans la table 2.1 différentes polarisations transverses associées à certaines valeurs des paramètres de Stokes pour le mode fondamental d'une nanofibre et pour un mode paraxial.

	$S_1 = 1$ ( $S_2 = S_3 = 0$ )	$S_1 = -1$ ( $S_2 = S_3 = 0$ )	$S_2 = 1$ ( $S_1 = S_3 = 0$ )	$S_3 = 1$ ( $S_1 = S_2 = 0$ )
$\mathbf{HE}_{11}$				
$\mathbf{TEM}_{00}$				

TABLE 2.1 – **Paramètres de Stokes du mode fondamental.** Représentation du champ transverse du mode fondamental et d'un mode TEM pour différentes valeurs caractéristiques des paramètres de Stokes. Le cercle noir indique la surface de la nanofibre. Pour le calcul du champ du mode fondamental, on s'est placé dans les conditions expérimentales :  $\lambda = 638$  nm,  $2a = 300$  nm,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1$ .

## 2.4 Diffraction d'une onde plane par une nanofibre

Les expériences utilisant des nanofibres ne se limitent généralement pas aux modes guidés de la fibre. À titre d'exemple, le piégeage magnéto-optique d'atomes autour d'une nanofibre se fait à l'aide de faisceaux laser de l'espace libre [33]. Parmi les différents modes de l'espace libre qui croisent une nanofibre, l'onde plane en incidence perpendiculaire sur la nanofibre présente un grand intérêt. C'est en effet à l'aide d'un faisceau perpendiculaire à la fibre que l'on peut exciter un émetteur proche de la nanofibre en minimisant la diffusion parasite du faisceau dans le mode guidé [34]. Réciproquement, l'observation de la nanofibre à l'aide d'un système optique s'appuie aussi sur des modes se propageant perpendiculairement à l'axe de la nanofibre.

### 2.4.1 Résultats de la théorie de Mie en deux dimensions

Dans cette section, nous allons étudier la diffraction d'une onde plane par une nanofibre, avec une incidence perpendiculaire à la nanofibre, selon l'approche donnée par [35, 36]. Une onde plane incidente  $\mathbf{E}^i$  de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  selon  $x$  et d'intensité normalisée à 1 est diffractée par une nanofibre d'indice  $n_1$  et de rayon  $a$  comme schématisé sur la figure 2.8.

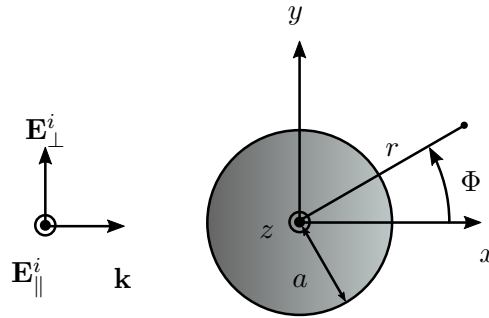


FIGURE 2.8 – **Notation et repérage pour l'étude de la diffraction d'une onde plane par une nanofibre.** On considère deux polarisations incidentes :  $\mathbf{E}_\perp^i$  dont le champ électrique est perpendiculaire à l'axe  $z$  de la fibre et  $\mathbf{E}_\parallel^i$  dont le champ est parallèle à  $z$ .

Nous considérons deux états de polarisation de l'onde incidente,  $\mathbf{E}_\perp^i$  dont le champ électrique est perpendiculaire à l'axe  $z$  de la nanofibre et  $\mathbf{E}_\parallel^i$  dont le champ est parallèle à la nanofibre.

Pour chacune des polarisations, on peut exprimer le champ électrique total à l'aide du champ incident  $\mathbf{E}^i$ , d'un champ diffusé  $\mathbf{E}^d$  et du champ à l'intérieur de la fibre  $\mathbf{E}^{int}$  (voir chapitre 14.5 de [15]) :

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^d & \text{en dehors de la nanofibre,} \\ \mathbf{E}^{int} & \text{à l'intérieur de la nanofibre,} \end{cases} \quad (2.20)$$



- où, pour la composante de polarisation  $\mathbf{E}_\perp$ , on a [35, 37] :

$$\begin{aligned}
E_r^i &= \sin \Phi e^{ikr \cos \Phi}, \\
E_\Phi^i &= \cos \Phi e^{ikr \cos \Phi}, \\
E_r^d &= \frac{2i}{kr} \sum_{l=1}^{\infty} i^l a_l H_l^{(1)}(kr) \sin l\Phi, \\
E_\Phi^d &= i \left[ a_0 H_0^{(1)}(kr) + 2 \sum_{l=1}^{\infty} i^l a_l H_l^{(1)}(kr) \cos l\Phi \right], \\
E_r^{int} &= -\frac{2i}{n_1^2 kr} \sum_{l=1}^{\infty} i^l c_l J_l(n_1 kr) \sin l\Phi \\
E_\Phi^{int} &= -\frac{i}{n_1} \left[ c_0 J_0'(n_1 kr) + 2 \sum_{l=1}^{\infty} i^l c_l J_l'(n_1 kr) \cos l\Phi \right]
\end{aligned} \tag{2.21}$$

- et, pour la composante de polarisation  $\mathbf{E}_\parallel$ , on a :

$$\begin{aligned}
E_z^i &= e^{ikr \cos \Phi}, \\
E_z^d &= -b_0 H_0^{(1)}(kr) - 2 \sum_{l=1}^{\infty} i^l b_l H_l^{(1)}(kr) \cos l\Phi, \\
E_z^{int} &= d_0 J_0(n_1 kr) + 2 \sum_{l=1}^{\infty} i^l d_l J_l(n_1 kr) \cos l\Phi.
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Les coefficients  $a_l$ ,  $b_l$ ,  $c_l$  et  $d_l$  sont donnés par :

$$\begin{aligned}
a_l &= \frac{J_l'(n_1 ka) J_l(ka) - n_1 J_l(n_1 ka) J_l'(ka)}{J_l'(n_1 ka) H_l^{(1)}(ka) - n_1 J_l(n_1 ka) H_l^{(1)'}(ka)}, \\
b_l &= \frac{n_1 J_l'(n_1 ka) J_l(ka) - J_l(n_1 ka) J_l'(ka)}{n_1 J_l'(n_1 ka) H_l^{(1)}(ka) - J_l(n_1 ka) H_l^{(1)'}(ka)}, \\
c_l &= \frac{J_l(ka) - a_l H_l^{(1)}(ka)}{J_l(n_1 ka)}, \\
d_l &= \frac{J_l(ka) - b_l H_l^{(1)}(ka)}{J_l(n_1 ka)},
\end{aligned} \tag{2.23}$$

où  $H_l^{(1)}$  est la fonction de Hankel du premier type,  $H_l^{(1)'}$  sa dérivée,  $J_l$  est la fonction de Bessel de première espèce et  $J_l'$  sa dérivée.

### 2.4.2 Visualisation numérique

Comme on peut le voir dans les équations (2.21) et (2.22), le champ électrique total s'exprime comme une somme infinie de termes faisant intervenir des fonctions de Bessel. Cette somme converge cependant rapidement.

Nous représentons sur la figure 2.9 des cartes d'intensité au voisinage d'une nanofibre pour une onde plane incidente d'intensité normalisée à 1.

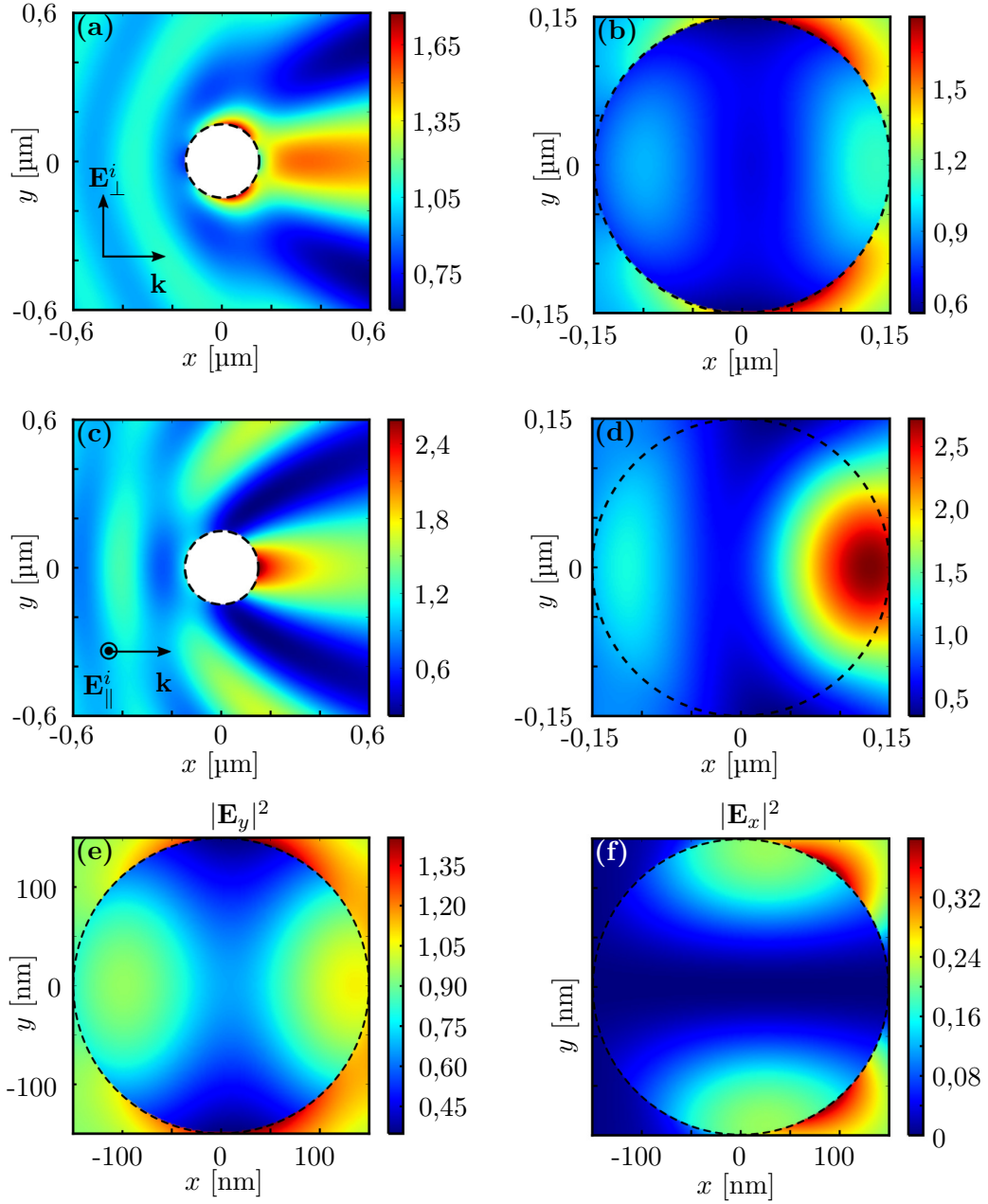


FIGURE 2.9 – **Diffraction d'une onde plane par une nanofibre selon la théorie de Mie.** Carte d'intensité au voisinage de la nanofibre avec une onde incidente polarisée selon  $y$  pour (a) et (b), et polarisée selon  $z$  pour (c) et (d). Les cartes (a) et (c) couvrent une zone de  $1,2 \times 1,2 \mu\text{m}$  alors que les cartes (b) et (d), resserrées sur la nanofibre montrent l'intensité à l'intérieur de celle-ci. Les cartes (e) et (f) montrent les composantes d'intensité  $|\mathbf{E}_y|^2$  et  $|\mathbf{E}_x|^2$  pour une onde incidente polarisée selon  $y$ . Au voisinage de la surface de la nanofibre, il existe une composante du champ selon  $x$ . Pour ces simulations, nous considérons une onde incidente d'intensité unitaire ainsi que nos paramètres expérimentaux :  $\lambda = 638 \text{ nm}$ ,  $2a = 300 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 1,46$ ,  $n_2 = 1,00$ . Le cercle pointillé noir indique la surface de la fibre.

La nanofibre introduit des perturbations importantes en champ proche sur l'onde incidente. Lorsque la polarisation incidente est parallèle à l'axe de la fibre (cas **(c)** et **(d)** de la figure 2.9), la continuité du champ tangent à l'interface de la nanofibre implique que l'intensité est continue.

En revanche, dans le cas d'une onde plane incidente polarisée perpendiculairement à l'axe de la nanofibre (cas **(a)** et **(b)** de la figure 2.9), il existe des variations significatives du champ électrique selon la direction de polarisation ( $y$ ), en particulier à l'interface de la nanofibre où l'intensité est discontinue. Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.3, cela implique l'émergence d'une composante longitudinale du champ électrique : comme la propagation se fait selon  $x$ , la composante longitudinale est selon  $x$ . Sur la figure 2.9(e,f), nous avons séparé les contributions  $|E_y|^2$  et  $|E_x|^2$  à l'intensité totale dans le cas d'une polarisation incidente selon  $y$ .

On remarque qu'au voisinage de la surface de la nanofibre, le champ possède une composante selon  $x$  non négligeable qui était absente dans l'onde incidente.

La polarisation complexe que prend le champ électrique au voisinage de la surface de la fibre peut avoir une grande importance dans au moins deux cas de figure :

- Premièrement, lorsqu'on excite avec un faisceau laser polarisé un émetteur proche de la surface de la nanofibre, la polarisation vue par l'émetteur n'est pas celle du faisceau incident. Il faut alors soit corriger la polarisation du faisceau laser pour anticiper la perturbation de la fibre soit corriger à posteriori les résultats.
- Réciproquement, le diagramme de rayonnement d'un émetteur polarisé à proximité d'une nanofibre diffère du rayonnement de ce même émetteur dans l'espace libre (voir la section 5.2.4).

## 2.5 Fabrication d'une nanofibre effilée

Les fibres optiques telles que celles utilisées pour les télécommunications sont fabriquées à partir d'épais barreaux de silice dont une extrémité, chauffée jusqu'à devenir visqueuse, peut s'étirer en un fin filament de verre : la fibre optique [38]. L'observation continue de la fibre combinée au contrôle de la vitesse de tirage permet d'ajuster son diamètre final. Cette technique permet de transformer un barreau de quelques centimètres de diamètre en une fibre optique d'une centaine de microns de diamètre.

C'est dans les mêmes proportions, et avec une technique similaire que nous étirons des nanofibres à partir de fibres standards. La principale différence est que nous chauffons la fibre à étirer en son milieu et tirons de part et d'autre de la zone visqueuse.

Notre banc de tirage actuel est le fruit d'améliorations sur la base d'un système initialement construit par Baptiste Gouraud [5] et dont le design, présenté sur la figure 2.10, est adopté par la majorité de la communauté nanofibre [39, 40, 41].

### 2.5.1 Procédure

La fibre à étirer est tendue entre deux translations motorisées. Une flamme alimentée en oxygène et en hydrogène chauffe localement la fibre au delà de la transition vitreuse ce qui la rend malléable. La flamme peut être déplacée verticalement afin de s'approcher ou de s'éloigner de la fibre selon que le tirage commence ou se termine. L'approvisionnement

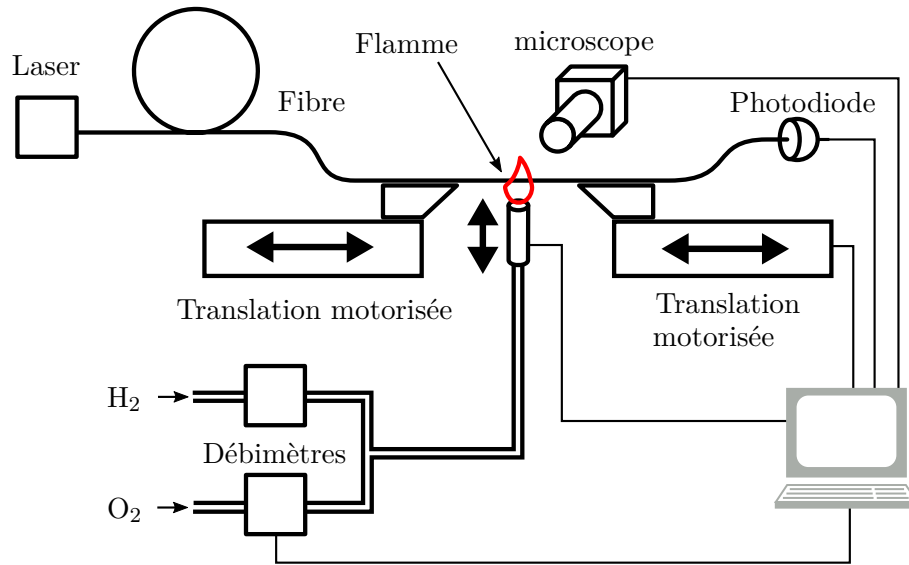


FIGURE 2.10 – **Banc de tirage pour la fabrication d'une nanofibre.** La fibre à étirer est fixée entre deux translations motorisées. Une flamme chauffe localement la fibre pendant que les platines de translation étirent la fibre dans un mouvement simultané de va-et-viens et d'écartement. Pendant le tirage, on réalise un contrôle de la transmission optique et un contrôle visuel via un microscope pointé sur la zone de chauffage. Le tirage est piloté par un ordinateur qui centralise l'interfaçage avec les différents instruments.

en gaz est contrôlée par des débitmètres assurant une combustion complète stable. Les translations sont animées d'un mouvement de va-et-vient combiné à un écartement progressif ce qui a pour but d'étirer de manière contrôlée la fibre jusqu'au diamètre désiré. Pendant le tirage, de la lumière est envoyée dans la fibre afin de pouvoir continuellement contrôler la transmission et le bon déroulement du tirage.

Contrairement au tirage de fibres standards à partir de barreaux de silice, le diamètre n'est pas mesuré en continu et il n'y a pas de boucle de rétroaction sur la vitesse du tirage. Les trajectoires des translations sont déterminées au préalable du tirage afin d'obtenir le diamètre désiré et un profil de transition donné.

### 2.5.2 Transmission optique d'une nanofibre effilée

Lors de la fabrication d'une nanofibre, il existe deux préoccupations principales : la première est d'obtenir le diamètre final désiré ; la seconde est d'obtenir la transmission optique maximale (à la longueur d'onde de travail).

La lumière guidée dans la fibre standard ne doit pas quitter le mode fondamental de la fibre bien que les conditions du guidage sont différentes entre la fibre standard et la nanofibre.

Analysons comment la lumière guidée par la fibre standard se propage dans la zone de transition, c'est-à-dire lorsque le diamètre de la fibre se réduit vers celui de la nanofibre :

1. Initialement, la lumière est guidée par guidage faible dans le mode fondamental de la fibre standard ( $n_{eff} \approx n_{cœur}$ , l'indice du cœur).

2. Lorsque la fibre s'amincit, le diamètre du cœur se réduit en proportion et le mode fondamental s'élargit spatialement dans la gaine. L'indice effectif vu par la lumière se rapproche de celui de la gaine.
3. Lorsque le mode fondamental s'est tant élargi qu'il ressent le bord extérieur de la gaine, l'hypothèse d'une fibre optique avec un seul saut d'indice (entre le cœur et la gaine) n'est plus valide car il existe une deuxième interface entre la gaine et le milieu extérieur. La fibre devient donc fortement multimode. De plus, la fibre n'est plus strictement cylindrique (elle est en fait légèrement conique), les modes dérivés dans la section 2 (incluant le mode fondamental) ne constituent plus une base orthogonale. Il se produit donc éventuellement des couplages entre le mode fondamental et des modes d'ordre supérieur. Les indices effectifs sont proches de celui de la gaine.
4. Finalement, lorsque la fibre atteint son diamètre de nanofibre monomode, les modes d'ordre supérieur sont filtrés (principalement par fuite dans l'espace libre) et l'indice effectif se rapproche de celui du milieu extérieur.

Cependant, tant que la symétrie cylindrique est respectée, le mode fondamental est orthogonal à tout autre mode de propagation donc la lumière ne peut s'en échapper (voir chapitre 25.4 de [20]). Cela suggère que, pour obtenir une transmission maximale à travers une nanofibre effilée, il faudrait des zones de transition s'écartant le moins possible de la symétrie cylindrique et donc des zones de transition très longues.

Cette solution se heurte aux exigences pratiques de l'expérimentateur qui souhaite un système le plus compact possible (principalement pour des raisons de stabilité). Le meilleur compromis permettant de maximiser la transmission optique dans un encombrement donné implique des zones de transitions non linéaires dont il s'agit de déterminer le profil.

### 2.5.3 Profil optimal de la zone de transition

Les pertes optiques intrinsèques<sup>11</sup> à travers une nanofibre effilée proviennent principalement du couplage du mode fondamental vers les modes d'ordre supérieur qui eux ne sont pas transmis par la nanofibre<sup>12</sup>.

Le rôle de la zone de transition est donc de minimiser le couplage du mode fondamental vers les modes de la gaine.

Dans le cadre de la théorie de couplage de modes dans une fibre optique, le coefficient de couplage entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur est donné par (Chapitre 28 de [20]) :

$$C(z) \propto \frac{1}{\beta_1 - \beta_j} \int_A \mathbf{e}_1^* \cdot \mathbf{e}_j \frac{\partial n^2}{\partial z} dA, \quad (2.24)$$

où l'indice 1 se réfère au mode fondamental, l'indice  $j$  se réfère à un mode d'ordre supérieur,  $\mathbf{e}_{1,j}$  sont les champs électriques des deux modes considérés. L'intégrale sur la section  $A$  contient le chevauchement des deux modes considérés. Cette intégrale s'annule

11. C'est-à-dire, les pertes propres à la géométrie de la fibre. Il ne s'agit pas des pertes liées à la diffusion ni à d'éventuelles impuretés.

12. Réciproquement, quand la nanofibre s'élargit dans la seconde zone de transition, un couplage similaire du mode fondamental vers des modes de la gaine se produit et implique les mêmes pertes.

donc si le mode d'ordre supérieur n'a pas la même symétrie azimutale ( $l=1$ ) que le mode fondamental. Parmi les modes dont le chevauchement avec le mode fondamental n'est pas nul ( $\mathbf{HE}_{1,m}$ ,  $\mathbf{EH}_{1,m}$ ) le couplage est d'autant meilleur que la différence des constantes de propagation est faible<sup>13</sup>. Cela tend à favoriser le couplage avec les modes de faible ordre radial  $m$  :  $\mathbf{HE}_{12}$  par exemple.

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, l'équation (2.24) prend la forme suivante [20, 42] :

$$C(z) \propto \frac{1}{\beta_1 - \beta_j} \frac{\Omega}{r}, \quad (2.25)$$

où  $\Omega = \Omega(r)$  est la pente locale de la zone de transition et  $r$  est le rayon de la fibre. Si on se fixe une limite supérieure tolérable pour la valeur du coefficient de couplage en chaque point,  $|C(z)| = \gamma$ , on obtient la pente minimisant le couplage vers le mode d'ordre supérieur :

$$\Omega = \gamma r(\beta_1 - \beta_j). \quad (2.26)$$

Dans la littérature [43, 44, 41], il est souvent considéré que le couplage avec le mode  $\mathbf{HE}_{12}$  (dont la constante de propagation est notée  $\beta_2$ ) est prédominant.

Les constantes de propagation  $\beta_1(r)$  et  $\beta_2(r)$  associées respectivement au mode fondamental et au mode  $\mathbf{HE}_{12}$  de la gaine sont calculées numériquement à l'aide d'un code mis à disposition par Kotya Karapetyan [45] considérant un modèle de fibre à trois couches incluant le cœur, la gaine et le milieu extérieur [46]. Nous représentons sur la figure 2.11.a l'indice effectif des deux modes considérés en fonction du diamètre extérieur de la fibre, pour nos conditions expérimentales (fibre monomode SM600,  $\lambda = 638$  nm). Les indices effectifs du mode fondamental et de  $\mathbf{HE}_{12}$  sont le plus proches pour un rayon de fibre compris entre 10 et 30  $\mu\text{m}$  environ. Ainsi, le coefficient de couplage (2.25) tend à être plus important dans cette zone ce qui peut être compensé en adoucissant la pente locale  $\Omega(r)$  du profil. La figure 2.11.b montre la pente optimale donnée par l'équation (2.26), où l'on a posé  $\gamma = (2\pi)^{-1}$  ce qui correspond au critère d'adiabaticité introduit par Love et al. [20, 43, 42]. Muni de la pente optimale, on peut remonter au profil optimal, représenté sur la figure 2.11.c.

#### 2.5.4 Profil réalisable en pratique

Le profil optimal de la figure 2.11.c est difficilement réalisable en pratique et se confronte à de nombreuses contraintes.

La contrainte principale vient du fait qu'il est plus facile de fabriquer des pentes linéaires que des profils arbitraires. D'ailleurs, la routine Matlab<sup>14</sup> que nous utilisons actuellement pour calculer le mouvement des platines de translation du banc de tirage requiert un profil constitué de portions linéaires.

De plus, si on considère une zone de transition de quelques centimètres de long, le profil optimal implique des pentes très abruptes à son début et à sa fin. En pratique, les pentes abruptes ne sont pas réalisables et on se limite à des angles inférieurs à 10 mrad<sup>15</sup>.

13. À titre d'exemple, le terme en  $\frac{1}{\beta_1 - \beta_j}$  de l'équation (2.24) rend le couplage avec les modes contra-propageant  $\beta_j < 0$  négligeables.

14. Mise à disposition par Jonathan Hoffman [47] sur la base d'un travail de Florian Warken [40]

15. La fabrication de nanofibre par balayage de flamme se limite à la création de pentes relativement

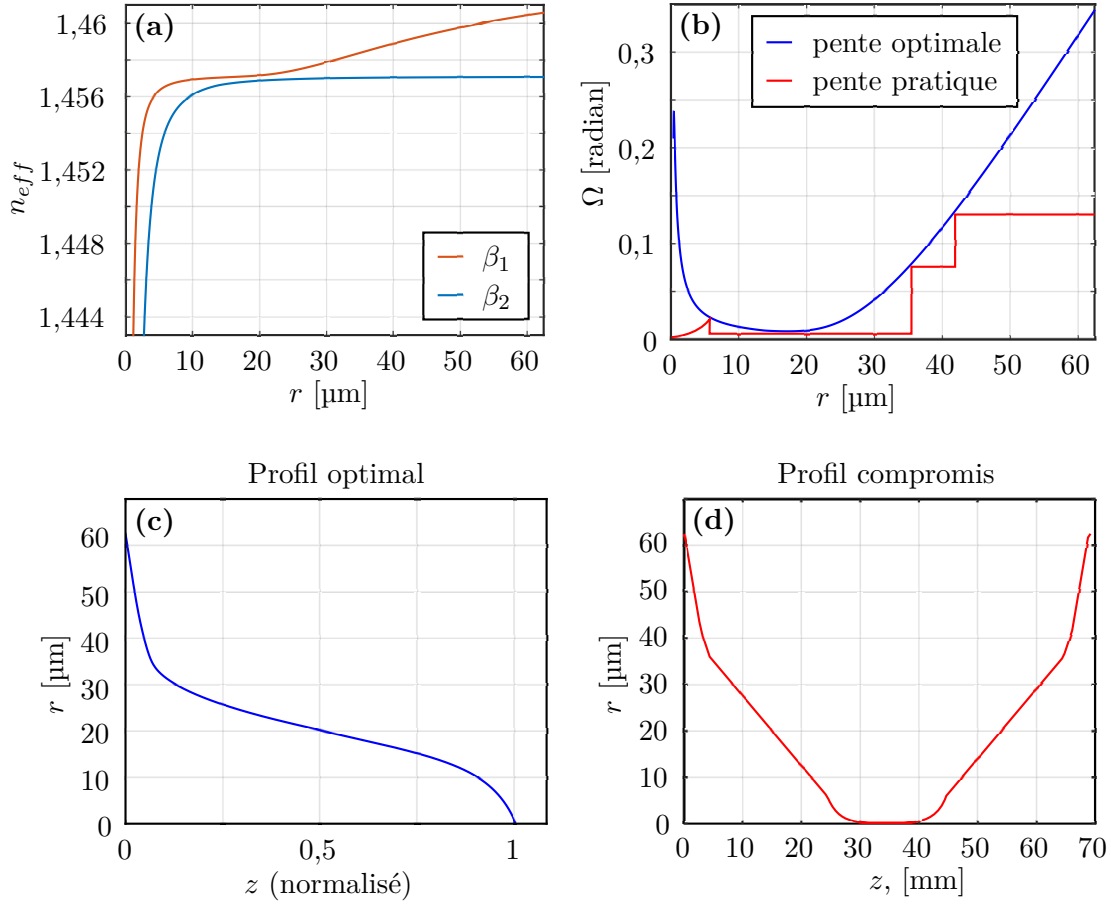


FIGURE 2.11 – **Recherche du profil optimal pour la zone de transition.** Le critère utilisé pour définir le profil optimal est basé sur la minimisation du couplage entre le mode fondamental et le mode  $\mathbf{HE}_{12}$ . **(a)** Nous représentons les indices effectifs  $\beta_1$  associé au mode fondamental et  $\beta_2$  associé au mode  $\mathbf{HE}_{12}$  en fonction du rayon de la fibre. Pour cela nous avons considéré un modèle de fibre à trois couches [46],  $n_{\text{cœur}} = 1.46$ ,  $n_{\text{gaine}} = 1.45$ ,  $n_{\text{ext}} = 1$ ,  $\lambda = 638$  nm. **(b)** Pente optimale (courbe bleue) minimisant le couplage entre les deux modes d’après le *critère d’adiabaticité* de l’équation (2.26). En pratique, le profil adiabatique est approché par des portions de pentes linéaires correspondant à la courbe échelonnée rouge. **(c)** Profil adiabatique pour un encombrement donné et normalisé à 1. **(d)** Réalisation pratique (issue d’un compromis) du profil optimal représentée dans toute l’étendue de l’effilement, c’est-à-dire comprenant les deux zones de transition plus la partie nanofibre.

Afin d'obtenir un profil réalisable en pratique, on procède de la manière suivante : on approche la pente optimale de la figure 2.11.b par une fonction échelonnée strictement inférieure. Le nombre de plateaux correspond au nombre de portions linéaires du profil final. On fixe généralement l'angle de la pente la plus douce à une valeur de  $\sim 1,5 - 2$  mrad et les angles des autres portions découlent de la fonction échelon que l'on vient de construire.

Le profil final, représenté sur la figure 2.11.d, est généralement constitué de 3 portions linéaires auxquelles on ajoute une décroissance exponentielle lors de la phase finale du tirage<sup>16</sup>.

Il faut aussi s'assurer que la longueur totale de la fibre effilée qui va être fabriquée n'excède pas la largeur de la monture prévue pour la supporter.

Une fois les caractéristiques de la nanofibre définies (diamètre de la nanofibre, longueur de la nanofibre, profil de la zone de transition), les trajectoires des translations motorisées sont calculées à l'aide de la routine Matlab [47].

### 2.5.5 Préparation de la fibre à étirer

La réussite du tirage, en particulier l'obtention de fibres dont la transmission est proche de 100 % se joue essentiellement lors du nettoyage de la fibre. En effet, toute impureté résiduelle sur la fibre (généralement des restes de la jaquette plastique) brûle violemment au passage de la flamme et altère irréversiblement la forme de la fibre qui s'écarte ainsi du profil adiabatique.

Outre les recommandations de propreté usuelles lorsqu'on travaille dans des environnements propres comme sous la hotte du banc de tirage (port de gant et de charlotte, nettoyage des instruments de travail etc.), nous recommandons le nettoyage successif de la fibre au propan-2-ol, à l'acétone puis de nouveau au propan-2-ol. Lors du dernier passage au propan-2-ol, nous prenons un soin particulier à ne pas trop imbiber le tissu optique (2 gouttes maximum).

### 2.5.6 Contrôle des nanofibres

La méthode la plus efficace pour le contrôle final du diamètre d'une nanofibre est malheureusement destructive : c'est l'observation au microscope électronique à balayage. Nous présentons sur la figure 2.12 des mesures de diamètre de 4 nanofibres effilées fabriquées selon le même protocole. Pour les fibres #1, #2 et #3, nous avons relevé les transmissions optiques après le tirage ; les transmissions sont respectivement de  $98 \pm 1$  %,  $100 \pm 1$  % et  $98 \pm 5$  % à  $\lambda = 638$  nm. Les diamètres mesurés au microscope électronique à balayage sont compris dans un intervalle de  $[-4\%, +6\%]$  du diamètre visé.

### 2.5.7 Évolutions du banc de tirage au cours de ma thèse

Pour conclure cette section consacrée à la fabrication de nanofibres, nous listons ci-dessous les améliorations dont a bénéficié le banc de tirage de notre laboratoire au cours

---

douce. Les pentes abruptes nécessitent des vitesses d'écartement des platines de translation importantes ; or la vitesse d'écartement doit rester inférieure à la vitesse de balayage de la flamme.

16. La décroissance exponentielle, qui s'obtient en tirant avec une vitesse d'écartement constante [48], permet d'éviter que la vitesse de tirage ne diverge lorsque le rayon de la fibre est très petit.



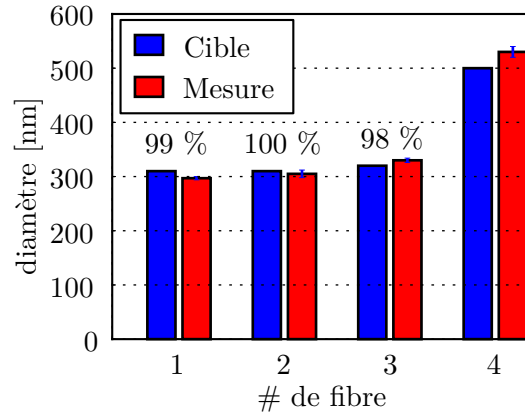


FIGURE 2.12 – **Contrôle du diamètre de quatre nanofibres.** Nous avons contrôlé le diamètre de quatre fibres produites dans des conditions similaires (même expérimentateur, même procédure). Le diamètre visé est de 310 nm pour les fibres #1 et #2, 320 nm pour la fibre #3 et 500 nm pour la fibre #4. Les diamètres mesurés au microscope électronique à balayage sont compris dans un intervalle de  $[-4\%, +6\%]$  du diamètre visé. Les barres d'erreur ( $\pm 1$  écart type) proviennent d'avantage de l'irrégularité du diamètre de la nanofibre ( $\pm 7$  nm pour la fibre # 2, par exemple) plutôt que de la résolution du microscope (environ 2 nm). Pour les fibres #1, #2 et #3, nous indiquons la transmission optique mesurée (à  $\lambda = 638$  nm) juste après le tirage.

des trois dernières années, depuis le dernier compte-rendu fait par Baptiste Gouraud [5].

- La principale évolution sur le banc de tirage concerne le logiciel :  
Les trajectoires des platines motorisées sont calculées à partir d'un algorithme [47] qui prend en compte la largeur effective de la flamme.  
Nous avons aussi développé une nouvelle interface graphique (python + Qt designer) permettant d'étirer les fibres et de mesurer la largeur effective de la flamme.
- Nous avons changé la buse d'où s'échappent les gaz alimentant la flamme. Nous utilisons maintenant un design compact de 61 trous de 150 microns de diamètre chacun provenant du groupe de Arno Rauschenbeutel et mis à notre disposition par Thomas Hoinkes. Avec le support du service mécanique du laboratoire Kaslter Brossel (en particulier le travail de micro-perçage de Arnaud Leclerc), différentes buses en aluminium et en laiton ont été produites. Les buses en laiton subissent une oxydation plus importante sous la flamme ce qui nous a incité à employer les buses en aluminium.
- L'alimentation en hydrogène se fait à l'aide d'un générateur d'hydrogène.
- L'alimentation en oxygène se fait à l'aide d'une bouteille.
- Nous avons installé un microscope pointé sur la zone d'étirage et remplissant de nombreuses fonctions : aide à l'alignement, contrôle de la propreté de la fibre avant le tirage, contrôle lors du tirage, mesure du diamètre de la fibre lors de la détermination de la largeur effective de la flamme.

**Conclusion & informations clefs**

- La lumière guidée par une fibre optique est caractérisée par des constantes de propagation  $\beta$  prenant des valeurs discrètes comprises dans l'intervalle  $n_2k < \beta < n_1k$ .
- Une nanofibre optique dont le diamètre est inférieur à 72% de la longueur d'onde guide uniquement le mode fondamental  $\mathbf{HE}_{11}$  dont nous avons discuté les principales propriétés :
  - La lumière s'étend au-delà de la nanofibre sous la forme d'un champ évanescent.
  - Le confinement transversal du champ électrique implique une polarisation exotique : inhomogène et non contenue dans le plan transverse car une composante longitudinale du champ électrique existe. Cette composante oscille en quadrature de phase avec le champ transverse.
- Au voisinage d'une nanofibre diffractant une onde plane, il existe des variations significatives de l'intensité et de la polarisation de la lumière incidente.
- La complexité de la polarisation au voisinage d'une nanofibre peut être appréhendé à l'aide de deux outils :
  - L'équation de Maxwell-Gauss  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  prédisant l'émergence d'un champ longitudinal lorsque qu'il y a des variations de champ électrique dans la direction de polarisation.
  - Les conditions aux limites pour le champ électrique et la densité de flux électrique.
- La fabrication des nanofibres optiques employées pour nos expériences satisfait à trois exigences : l'obtention du diamètre final souhaité, une transmission optique proche de 100 % et un encombrement minimal.



## Chapitre 3

# Sources de lumière

Au cours de ces travaux de thèse, nous avons étudié expérimentalement différents types de nano-émetteurs, c'est-à-dire des émetteurs dont les dimensions sont comprises entre quelques nanomètres et une centaine de nanomètres. La taille nanométrique est un atout dans le contexte du couplage avec une structure nanophotonique comme une nanofibre optique. En effet, elle permet d'être sensible à la structure exotique du champ électrique et à ses variations rapides au voisinage d'une nanofibre.

Au-delà de ces considérations "géométriques", il existe une distinction physique essentielle entre les différentes sources de lumière. Il s'agit de leur mode de fonctionnement, quantique ou classique.

Nous commençons, dans la section 3.1, par décrire le premier émetteur avec lequel nous avons travaillé. Il s'agit d'un nanocristal à base de semi-conducteurs dont le fonctionnement est quantique [49, 50, 51].

Dans la section 3.2 nous traitons des nanoparticules d'or [52]. Nous introduisons tout d'abord les nanoparticules d'or comme des résonateurs optiques classiques. Puis, nous portons notre attention sur les nanoparticules allongées [53] et considérons pour finir les nanobâtonnets d'or [54] utilisés dans la majeure partie des expériences présentées dans cette thèse.

Dans la dernière section 3.3, nous présentons une grandeur physique, le degré de corrélation du second ordre, très importante dans l'étude des sources uniques de lumière, notamment dans la distinction entre leur nature quantique et classique.

### 3.1 Nanobâtonnet de CdSe/CdS

Les nanobâtonnets sont des structures cristallines à base de semi-conducteurs composées d'un cœur sphérique de séléniure de cadmium (CdSe) entouré d'une coquille allongée de sulfure de cadmium (CdS) comme schématisé sur la figure 3.1(a). Nous présentons sur la figure 3.1(b) une image au microscope électronique en transmission d'un échantillon de nanobâtonnets de CdSe/CdS<sup>1</sup>.

La structure électronique des nanocristaux de CdSe peut s'appréhender d'une manière descendante en considérant initialement les propriétés électroniques macroscopiques du

---

1. Image mise à disposition par Luigi Carbone

sélénium de cadmium que l'on corrige en prenant en compte le confinement nanométrique des charges.

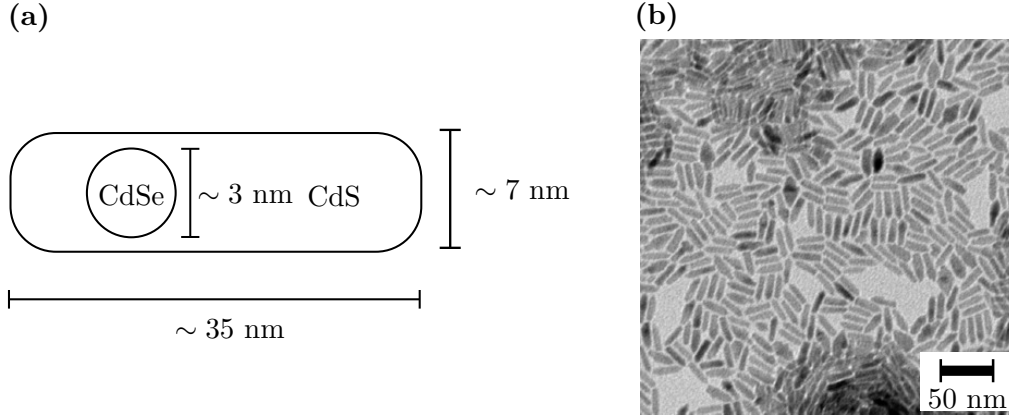


FIGURE 3.1 – **Nanobâtonnet à base de CdSe/CdS.** (a) Coupe schématique d'un nanocristal semi-conducteur utilisé dans notre groupe : la boîte quantique est constituée d'un cœur sphérique de CdSe dont le diamètre est inférieur au rayon de Bohr dans le matériau ce qui implique une discrétisation des bandes de valence et de conduction. Le cœur est entouré d'une coquille cylindrique lui conférant une plus grande efficacité quantique et une meilleure photostabilité. (b) Image au microscope électronique en transmission des boîtes quantiques utilisées pour nos expériences.

On peut justifier de manière qualitative les dimensions nanométriques permettant un comportement quantique de l'émetteur. Un *émetteur quantique*, c'est à dire un émetteur dont le fonctionnement repose sur la discrétisation des niveaux d'énergie, doit avoir des dimensions de l'ordre du rayon de Bohr [55] :

$$a = \epsilon_r \frac{\hbar}{\mu c \alpha},$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité du milieu,  $\mu = (m_e^{-1} + m_n^{-1})^{-1}$  la masse réduite du système,  $\hbar$  est la constante de Planck réduite,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\alpha$  la constante de structure fine.

Dans le cas de l'atome d'hydrogène,  $\epsilon_r = \epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\mu = m_e$  la masse de l'électron et cela donne  $a_0 = 0,053$  nm. Dans le cas d'une paire électron-trou au sein d'un semi-conducteur,  $\epsilon_r \approx 10$ ,  $\mu \approx 0,1m_e$  [50] et le rayon de Bohr est deux ordres de grandeur supérieur à  $a_0$  soit environ 5 nm.

### 3.1.1 Structure de bandes d'un semi-conducteur : CdSe

L'énergie des électrons appartenant à la couche externe des atomes d'un semi-conducteur peut prendre des valeurs quasi-continues au sein de deux bandes : la bande de valence associée aux liaisons de valence et la bande de conduction associée à la conductivité électrique. Pour le sélénium de cadmium, la bande de conduction est séparée de la bande de valence par un écart  $E_g \approx 1,73$  eV [56] (équivalent à une longueur d'onde de  $\sim 716$  nm)

appelé bande interdite. La promotion ou la recombinaison radiative d'un électron entre les bandes de valence et de conduction correspond donc au spectre visible.

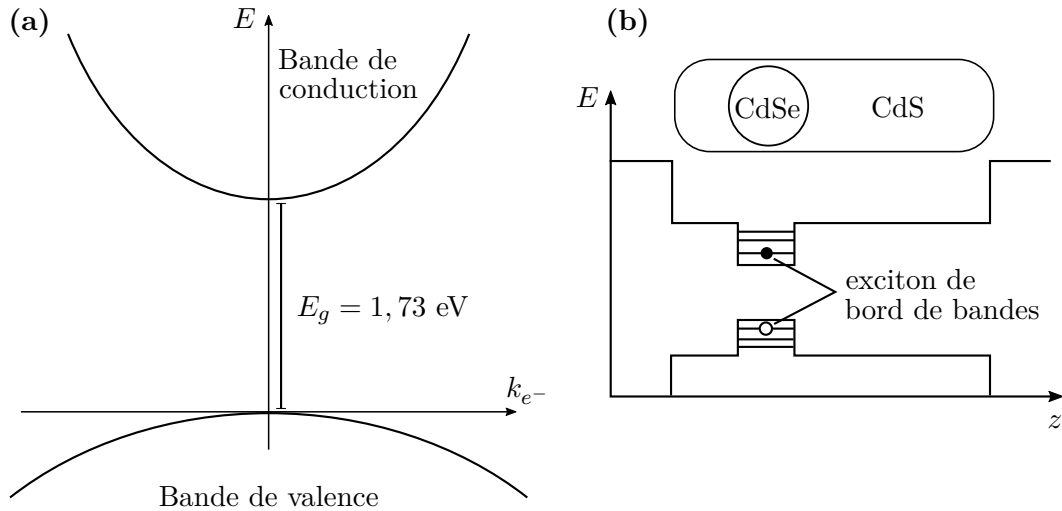


FIGURE 3.2 – **Structure de bandes d'un semi-conducteur.** (a) Structure de bandes simplifiée du CdSe. La bande de conduction est séparée de la bande de valence par un écart de 1,73 eV. La promotion d'un électron dans la bande de conduction ou la recombinaison radiative d'une paire électron-trou correspond au spectre visible. (b) discrétisation des bandes de conduction et de valence d'un nanocristal de CdSe. Un électron dans l'état fondamental de la bande de conduction lié à un trou dans le premier niveau de la bande de valence forme un exciton de bord de bandes.

### 3.1.2 Confinement

Le confinement des porteurs de charge dans des nanocristaux dont les dimensions sont comparables au rayon de Bohr dans le matériau implique une discrétisation significative des bandes de valence et de conduction et confère son nom de "boite quantique" à ces structures.

Prenons comme exemple la discrétisation de l'énergie d'un électron dans la bande de conduction d'un nanocristal de CdSe qui peut se calculer approximativement en considérant le modèle d'un puits de potentiel infini sphérique dont nous reproduisons le résultat final [55] :

$$E_{n,l} = \frac{\hbar\alpha_{n,l}^2}{2m_{e^-}a^2} \quad (3.1)$$

où  $\alpha_{n,l}$  est le n-ième zéro de  $j_l$  (fonction de Bessel sphérique d'ordre  $l$ ) avec  $n, l \in \{0, 1, 2, 3, \dots\}$ ,  $m_{e^-}$  la masse de l'électron,  $a$  le rayon du potentiel sphérique (c'est à dire le rayon du cœur de CdSe).

### 3.1.3 Exciton de bord de bandes

Un électron promu dans la bande de conduction (voir figure 3.2(b)) forme, avec le trou laissé dans la bande de valence, un état lié en raison de l'interaction coulombienne.

Ce système, appelé exciton, est analogue à l'atome d'hydrogène.

En pratique, les nanocristaux de CdSe sont pompés avec des radiations ( $\lambda = 400$  nm) bien plus énergétiques que la largeur de bande interdite [50]. Ceci conduit à la création d'un ou plusieurs excitons dont l'état est *a priori* inconnu. Parmi tous les états possibles d'excitation, celui correspondant à un électron dans le niveau fondamental de la bande de conduction discrétisée et un trou dans le premier niveau de la bande de valence présente un intérêt majeur. En effet, la fluorescence des boîtes quantiques à base de semi-conducteur semble régie par cet état, appelé exciton de bord de bandes [50].

La prépondérance de l'exciton de bord de bandes provient de processus de relaxation non radiatifs qui transforme un état excité quelconque (possiblement multi-excitonique) vers l'exciton de bord de bandes. Ces processus (dont la recombinaison Auger et la relaxation par émission de phonon [50, 57]) sont bien plus rapides que les recombinaisons radiatives des excitons.

Les nanocristaux semi-conducteurs utilisés dans notre groupe ont une fluorescence (associée à l'exciton de bord de bandes) centrée autour d'une longueur d'onde de 600 nm [50].

## 3.2 Nanoparticules d'or

Une nanoparticule a, par définition, des dimensions beaucoup plus petites que la longueur d'onde de la lumière visible avec laquelle elle interagit ce qui pourrait naïvement laisser penser que sa forme ne joue pas un rôle important dans les phénomènes tels que l'absorption ou la diffusion. Il en est en fait autrement ; la réponse optique des nanoparticules métalliques dépend grandement de leurs formes et se distingue significativement des propriétés macroscopiques du métal qui les constitue [58].

Il serait aussi prématuré d'attribuer les particularités optiques des nanoparticules métalliques au confinement quantique des charges comme nous l'avons fait pour les boîtes quantiques semi-conductrices [59, 60]. En fait, une analyse électrodynamique classique permet d'expliquer de manière satisfaisante les observations faites sur les nanoparticules métalliques.

Un traitement rigoureux de la diffraction d'une onde plane monochromatique par une nanoparticule métallique implique de résoudre les équations de Maxwell ainsi que les conditions aux limites pour le système étudié. Ce travail fastidieux ne présente de solutions analytiques que pour quelques géométries simples comme par exemple le cylindre (voir 2.4), la sphère et l'ellipsoïde. De plus, ce traitement ne permet pas de développer d'intuition pour les cas où il n'existe pas de solutions analytiques mais qui cependant nous intéressent.

Ainsi, nous introduisons un modèle microscopique classique, le modèle de Lorentz [14, 15], pour décrire qualitativement l'interaction de la lumière avec une nanoparticule métallique. En plus de nourrir l'intuition, ce modèle prévoit qualitativement les propriétés optiques des nanoparticules d'or.

### 3.2.1 Nano-oscillateur - Modèle de Lorentz

Nous allons modéliser une particule d'or comme une matrice homogène d'ions d'or qui héberge un nuage d'électrons libres [14, 59]. Sous l'effet d'un champ électrique externe,

les électrons sont entraînés d'un côté de la particule et découvrent la matrice positive à l'opposé, ce qui a pour effet de polariser la particule (voir figure 3.3). L'interaction coulombienne entre les charges accumulées aux extrémités de la particule crée une force élastique de restauration<sup>2</sup> qui s'oppose au champ électrique externe. Le nuage électronique constitue donc un oscillateur forcé par un champ externe.

On peut, de plus, affiner le modèle en considérant des dissipations d'énergie (rayonnement des charges accélérées, collisions non-élastiques) sous la forme d'un terme d'amortissement.

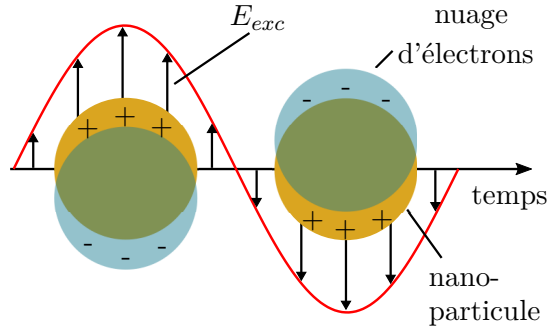


FIGURE 3.3 – **Polarisation d'une nanoparticule sous l'effet d'un champ électrique oscillant & modèle de Lorentz.** Sous l'effet d'un champ électrique, le nuage électronique se déplace sur la matrice d'ions positifs. Les dimensions finies de la nanoparticule impliquent une concentration de charges opposées de part et d'autre de la nanoparticule. En première approximation, la force de restauration coulombienne entre le nuage électronique et la matrice ionique dépend linéairement du déplacement du centre de masse du nuage électronique ce qui motive le modèle de Lorentz d'un oscillateur harmonique forcé par le champ électrique.

L'équation du mouvement pour le centre de masse du nuage électronique est donnée par :

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{-eE_{exc}}{m}, \quad (3.2)$$

où  $\gamma$  est une constante d'amortissement,  $\omega_0$  la fréquence angulaire de résonance,  $-e$  la charge de l'électron,  $m$  la masse de l'électron et  $E_{exc}$  le champ d'excitation. Le temps de relaxation  $1/\gamma$  est de l'ordre de  $10^{-14}$  s pour l'or [61]. En multipliant les deux membres de l'équation (3.2) par la charge effective du nuage électronique  $-Q$ , on obtient une équation pour le moment dipolaire de la particule  $p = Qx$  :

$$\ddot{p} + \gamma\dot{p} + \omega_0^2 p = \frac{QeE_{exc}}{m}. \quad (3.3)$$

En supposant une onde incidente monochromatique  $E_{exc}(t) \propto e^{-i\omega t}$  et une solution

2. Il est à noter que ce sont les dimensions finies de la particule qui sont à l'origine de la force de restauration. En effet, si comme dans le modèle de Drude, le métal est supposé infini, un déplacement de charge ne perturbe pas la neutralité locale du métal.



de la forme  $p \propto e^{-i\omega t}$ , on obtient la solution suivante :

$$p = \frac{Qe}{m\omega_0^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} E_{exc}. \quad (3.4)$$

Nous définissons la susceptibilité de la particule comme étant la grandeur sans dimension :

$$\chi_{\text{Lorentz}} = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (3.5)$$

que nous représentons sur la figure 3.4(a) en fonction de la longueur d'onde incidente plutôt que de la pulsation. Nous avons choisi, de manière heuristique, une longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 622 \text{ nm}$  et un temps de relaxation  $0,9 \cdot 10^{-14} \text{ s}$  permettant d'ajuster au mieux le modèle de Lorentz avec le modèle quantitatif de Gans.

### 3.2.2 Sphéroïde d'or - Modèle de Gans

Le modèle de Lorentz permet une description qualitative de la réponse optique d'une nanoparticule à condition d'introduire de manière heuristique les bonnes valeurs pour la résonance et l'amortissement.

Une description quantitative de la polarisabilité d'une nanoparticule nécessite de prendre précisément en compte sa taille et sa forme. Il n'existe cependant de solutions analytiques que pour quelques géométries simples comme la sphère (c'est la théorie de Mie [62, 15]) et les ellipsoïdes (généralisation que l'on doit à Gans [63]). Malheureusement, il n'existe pas de solution analytique pour la forme cylindrique des nanobâtonnets que nous utilisons pour nos expériences.

On peut cependant obtenir une bonne approximation d'un nanobâtonnet en considérant un sphéroïde<sup>3</sup> oblong de même rapport d'aspect, comme représenté sur la figure 3.5. Un sphéroïde est délimité par la surface :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1 \quad (3.6)$$

où  $a$  et  $b$  sont les longueurs des demi-axes et  $a > b$ .

Considérons la diffusion par le sphéroïde d'une onde lumineuse se propageant selon  $z$  et polarisée dans le plan  $(x, y)$ . L'anisotropie du sphéroïde implique de décrire sa polarisabilité à l'aide d'un tenseur :

$$\mathbf{p} = \alpha_x \mathbf{E}_x + \alpha_y \mathbf{E}_y \quad (3.7)$$

où  $\mathbf{p}$  est le moment dipolaire induit,  $\mathbf{E}_x$ ,  $\mathbf{E}_y$  sont les composantes du champ incident,  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  sont les éléments diagonaux du tenseur de polarisabilité. Ils sont donnés par [58, 53] :

$$\alpha_{x,y} = \varepsilon_0 \epsilon_m v \frac{\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m}{\epsilon_m + L_{x,y}(\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m)} \quad (3.8)$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\epsilon_m$  et  $\epsilon_{\text{Au}}$  sont les permittivités diélectriques *relatives* ( $\epsilon = n^2$ ) du milieu environnant et de l'or respectivement,  $v = \frac{4}{3}\pi ab^2$  est le volume du

---

3. Un sphéroïde est en toute rigueur une surface. Par abus de langage, nous appelons aussi sphéroïde le volume délimité par cette surface.

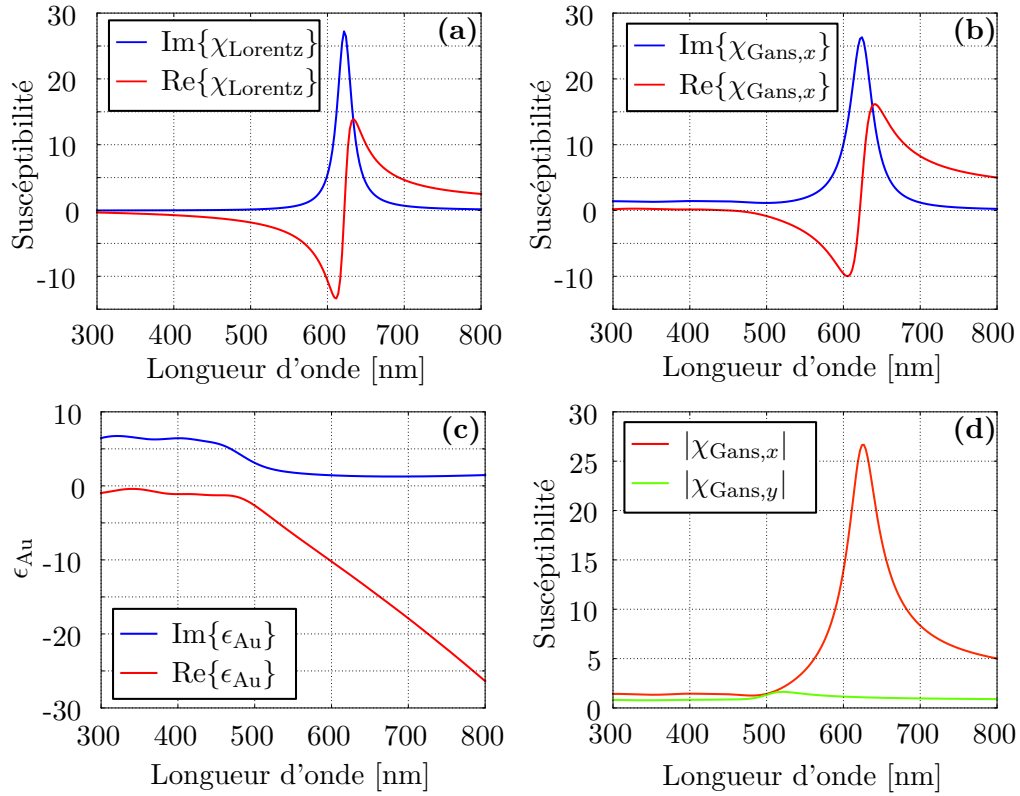


FIGURE 3.4 – **Résonance d'une nanoparticule d'or.** (a) Susceptibilité (équation 3.5) d'une nanoparticule modélisée comme un oscillateur amorti et forcé par le champ électrique : modèle de Lorentz. La longueur d'onde de résonance  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 622$  nm ainsi que le temps de relaxation  $1/\gamma = 0,9 \cdot 10^{-14}$  s ont été choisis de manière à ajuster la susceptibilité avec le modèle de Gans. (b) Susceptibilité (équation 3.11) longitudinale d'un ellipsoïde d'or de rapport d'aspect 2,6 environné d'eau. (c) Fonction diélectrique de l'or d'après [61] utilisée pour les applications numériques du modèle de Gans. (d) Comparaison entre la susceptibilité longitudinale et transverse d'un sphéroïde d'or allongé de rapport d'aspect 2,6 environné d'eau. À la résonance longitudinale, la contribution des oscillations transverses est négligeable et la diffusion est dominée par la contribution longitudinale.

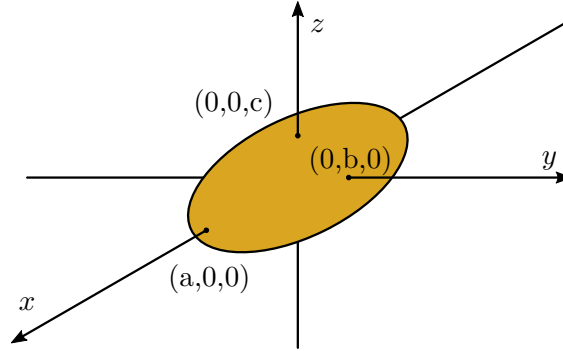


FIGURE 3.5 – **Sphéroïde oblong.** Nous modélisons un nanobâtonnet à l'aide d'un sphéroïde allongé de même rapport d'aspect. L'axe longitudinal du sphéroïde est confondu avec l'axe  $x$ . On suppose une onde incidente se propageant selon  $z$  et polarisée dans le plan  $(xy)$ .

sphéroïde.  $L_x$  et  $L_y$  sont des facteurs sans dimension donnés par :

$$\begin{aligned} L_x &= \frac{1-l^2}{l^2} \left( \frac{1}{2l} \ln \frac{1+l}{1-l} - 1 \right) \\ L_y &= \frac{1-L_x}{2} \\ l^2 &= 1 - \frac{b^2}{a^2}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

De même que pour le modèle de Lorentz, nous identifions la susceptibilité  $\chi_{\text{Gans}}$  comme étant la grandeur sans dimension dans les relations  $p_{x,y} = \epsilon_0 \epsilon_m \nu \chi_{\text{Gans}} E_{x,y}$  :

$$\chi_{\text{Gans}} = \frac{\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m}{\epsilon_m + L_{x,y}(\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m)} \quad (3.10)$$

Explicitons les susceptibilités pour des valeurs numériques des nanobâtonnets utilisés expérimentalement. Avec un rapport d'aspect  $a/b = 2,6$  et l'eau comme milieu environnant  $\epsilon_m = 1,77$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \chi_{\text{Gans},x} &= \frac{\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m}{11,9 + \epsilon_{\text{Au}}} \\ \chi_{\text{Gans},y} &= \frac{\epsilon_{\text{Au}} - \epsilon_m}{2,3 + \epsilon_{\text{Au}}}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Un phénomène de résonance se produit pour une valeur minimale des dénominateurs. Ceci requiert que la permittivité du matériau constituant la nanoparticule soit négative ce qui est approximativement le cas pour l'or dans le spectre visible et infrarouge (voir figure 3.4c). Il existe donc deux résonances distinctes :

- L'une correspondant à des oscillations longitudinales. Elle se produit à une longueur d'onde d'excitation pour laquelle  $\epsilon_{\text{Au}} \approx -11,9$ .
- L'autre correspondant à des oscillations transverses. Elle se produit à la longueur d'onde d'excitation pour laquelle  $\epsilon_{\text{Au}}$  s'approche le plus de  $-2,3$ .

Nous représentons sur la figure 3.4b la partie réelle  $\text{Re}\{\chi_{\text{Gans},x}\}$  et la partie imaginaire  $\text{Im}\{\chi_{\text{Gans},x}\}$  de la susceptibilité longitudinale (selon  $x$ ) du sphéroïde.

Le modèle de Gans prévoit donc une résonance longitudinale du sphéroïde à une longueur d'onde d'excitation de 625 nm ce qui est à mettre en parallèle avec la résonance longitudinale observée sur des nanobâtonnets d'or commerciaux de même rapport d'aspect pour une longueur d'onde de 670 nm (voir figure 3.6**(b)**). L'écart entre la résonance du sphéroïde et celle du nanobâtonnet s'explique probablement par une force de restauration différente (au sens du modèle de Lorentz).

Nous représentons sur la figure 3.4**(d)** la valeur absolue de la susceptibilité longitudinale  $|\chi_x|$  et transverse  $|\chi_y|$ . Autour de la résonance, la polarisabilité longitudinale est, en valeur absolue, bien supérieure à la polarisabilité transverse :  $|\alpha_x| \gg |\alpha_y|$ . Le moment dipolaire (3.7) est donc fortement induit selon l'axe longitudinal du sphéroïde, et ce, même si la polarisation incidente n'est pas alignée selon l'axe longitudinal du sphéroïde. À résonance, les sphéroïdes se comportent donc approximativement comme des dipôles linéaires dont l'axe d'oscillation coïncide avec l'axe longitudinal du sphéroïde. On s'attend à un comportement identique pour les nanobâtonnets d'or.

### 3.2.3 Nanobâtonnet d'or

**Déplacement de la résonance d'un nanobâtonnet en fonction de son rapport d'aspect** Une autre propriété remarquable des nanoparticules de forme allongée, comme les sphéroïdes et les nanobâtonnets, est que la longueur d'onde de la résonance longitudinale est directement reliée au rapport d'aspect de la nanoparticule [53]. Plus précisément, la longueur d'onde de résonance augmente linéairement (en première approximation) avec le rapport d'aspect ce qui peut se comprendre au sein du modèle de Lorentz.

Considérons l'énergie potentielle de Coulomb du nuage électronique (voir chapitre 12 de [59]) :

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{d}, \quad (3.12)$$

où  $q$  est l'excédent de charge qui se forme à chaque extrémité de la particule et  $d$  est la longueur de la particule. L'excédent de charge est proportionnel au volume découvert  $S \times \Delta x$  et à la densité d'électrons  $n$  où  $S$  est la section de la particule et  $\Delta x$  le déplacement du nuage électronique. L'énergie potentielle prend une forme quadratique en fonction du déplacement  $\Delta x$  :

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(neS)^2}{d} (\Delta x)^2, \quad (3.13)$$

avec  $-e$  la charge de l'électron. La force de restauration  $F(\Delta x)$  qui dérive de ce potentiel s'écrit :

$$F = -\frac{\partial U}{\partial \Delta x} = -K \Delta x, \quad (3.14)$$

avec  $K = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{(neS)^2}{d}$  la constante de rappel. La pulsation de résonance de cet oscillateur harmonique est donnée par  $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m_{tot}}}$  où  $m_{tot} = nmSd$  est la masse totale du nuage électronique. En supposant une particule cylindrique de section  $S = \pi r^2$ , la pulsation de résonance devient :

$$\omega_0 = \frac{\omega_p}{2\sqrt{2}} \frac{2r}{d}, \quad (3.15)$$

avec  $\omega_p = \sqrt{ne^2/m\epsilon_0}$  la fréquence de plasma et  $r$  le rayon de la particule cylindrique. le modèle de Lorentz prévoit donc que la longueur d'onde de résonance croît proportionnellement avec le rapport d'aspect  $d/2r$  d'une particule cylindrique. Nous illustrons cette propriété sur la figure 3.6(b) où la résonance longitudinale est décalée vers le rouge pour un rapport d'aspect croissant.

Cette propriété permet de disposer d'émetteurs s'adaptant parfaitement à notre longueur d'onde de travail ( $\lambda = 638$  nm).

Ainsi, les nanobâtonnets d'or de notre expérience ont principalement été choisis selon deux critères :

- Leur résonance longitudinale, déterminée par leur rapport d'aspect, doit approximativement coïncider avec la longueur d'onde de notre laser à 638 nm afin d'assurer un régime de diffusion dipolaire et de maximiser le signal de diffusion.
- La taille des nanobâtonnets d'or doit être raisonnablement petite en comparaison avec la longueur d'onde de travail et les dimensions de la nanofibre afin que l'approximation dipolaire et ponctuelle soit valide.

Notons que la longueur d'onde de résonance des nanoparticules commerciales est généralement spécifiée avec de l'eau comme milieu environnant. Or pour notre application, nous souhaitons travailler dans l'air<sup>4</sup> et un décalage de la résonance dans le bleu de quelques dizaines de nanomètres est à attendre par rapport aux spécifications dans l'eau [53].

Les nanobâtonnets d'or choisis pour notre expérience<sup>5</sup> ont une longueur moyenne de  $45 \pm 6$  nm et un diamètre de  $17 \pm 1$  nm soit un rapport d'aspect  $a/b \sim 2,6$ . La résonance longitudinale plasmon est spécifiée dans l'eau à 670 nm.

### 3.3 Degré de cohérence du second ordre

Expérimentalement, la différence fondamentale entre la lumière émise par un émetteur quantique et une source classique de lumière se situe au niveau de l'étude statistique de l'intensité, ou plus précisément de ses fluctuations. Il est possible de caractériser ces fluctuations à l'aide du degré de cohérence du second ordre [64], qui, dans le cas stationnaire (intensité moyenne constante), est donné par :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle^2} \quad (3.16)$$

où  $\tau$  est un délai temporel et :

- **Dans un contexte classique**,  $E$ ,  $E^*$  représentent le champ électrique complexe et son conjugué respectivement.  $\langle \rangle$  représente une moyenne d'ensemble, ce qui dans le cas stationnaire est équivalent à une moyenne temporelle.
- **Dans le contexte quantique**,  $E$ ,  $E^*$  représentent les composantes de fréquences négative et positive de l'opérateur champ électrique respectivement [64, 65].  $\langle \rangle$  représente l'espérance au sens de la mécanique quantique.

4. Plus précisément, nous souhaitons travailler à l'interface entre une nanofibre de verre et l'air mais l'effet du verre est minime.

5. Référence : nanoComposix, 660 nm ResonantGold Nanorods, solvant : eau, anti-coagulant : citrate, densité optique : 1.

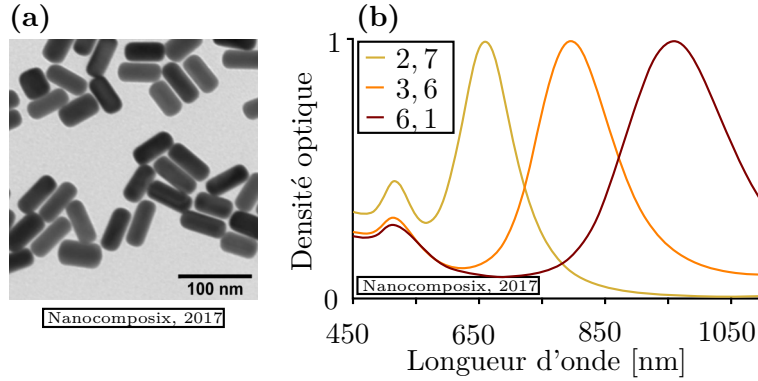


FIGURE 3.6 – **Nanobâtonnets d’or.** (a) Image au microscope électronique en transmission d’un échantillon de nanobâtonnets d’or de rapport d’aspect moyen 2,7 proche des nanobâtonnets utilisés pour nos expériences (source : nanoComposix). À noter qu’au sein de l’échantillon, on observe une dispersion significative du rapport d’aspect. (b) Spectres d’absorption (source : nanoComposix) de nanobâtonnets d’or en suspension dans l’eau pour différents rapports d’aspect : 2,7, 3,6 et 6,1. La résonance longitudinale se décale vers l’infrarouge pour un rapport d’aspect croissant alors que la résonance transverse, à environ 500 nm est fixe.

### 3.3.1 Cas d’une description classique

Dans le cadre classique, on peut reformuler le degré de cohérence du second ordre en faisant apparaître l’intensité  $I = E^*E$  :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (3.17)$$

ce qui représente une mesure d’auto-corrélation de l’intensité. Une valeur remarquable de l’auto-corrélation de l’intensité est la valeur pour laquelle  $\tau \rightarrow 0$  :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle I(t)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (3.18)$$

Le numérateur et le dénominateur sont donnés par :

$$\begin{aligned} \langle I(t)^2 \rangle &= \frac{1}{T} \int_T I(t)^2 dt \\ \langle I(t) \rangle^2 &= \left( \frac{1}{T} \int_T I(t) dt \right)^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

où  $T$  est une période d’intégration grande devant un cycle optique.  $\langle I(t)^2 \rangle$  et  $\langle I(t) \rangle^2$  sont contraints par l’inégalité de Cauchy-Schwarz [64] :

$$\frac{1}{T} \int_T I(t)^2 dt \geq \left( \frac{1}{T} \int_T I(t) dt \right)^2 \quad (3.20)$$

et le degré de cohérence du second ordre pour un délai nul vérifie :

$$g^{(2)}(0) \geq 1. \quad (3.21)$$

De plus, dans le cas stationnaire, le degré de corrélation est une fonction décroissante de  $\tau$  [64] :  $g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau) \geq 1$ .

### 3.3.2 Cas d'une description quantique

Dans le cadre quantique, le champ électrique est décrit par un opérateur dont les composantes de fréquences positives  $\hat{E}^+$  et négatives  $\hat{E}^-$  sont proportionnelles à l'opérateur d'annihilation  $\hat{a}$  et de création  $\hat{a}^\dagger$  :

$$\begin{aligned}\hat{E}^+ &\propto \hat{a}, \\ \hat{E}^- &\propto \hat{a}^\dagger.\end{aligned}\tag{3.22}$$

Le degré de cohérence d'ordre deux se simplifie alors :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2},\tag{3.23}$$

où les modalités propres à l'état particulier de la lumière (état à  $n$  photons, état cohérent, dépendance temporelle etc.) sont comprises dans les crochets  $\langle \rangle$ . Par exemple, pour un état à  $n$  photons où  $\hat{n} |n\rangle = n |n\rangle$  avec  $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$  :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2}\tag{3.24}$$

où nous avons utilisé la non-commutativité des opérateurs de création et d'annihilation  $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ .

### 3.3.3 Différence entre la description quantique et classique

Nous avons vu que dans le cadre classique, le degré de corrélation du second ordre pour un délai nul (équation (3.21)) est supérieur ou égal à 1. En revanche, pour un état à  $n$  photons, la valeur de  $g^{(2)}$  est strictement inférieure à 1 :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2} = 1 - \frac{1}{n}.\tag{3.25}$$

Ainsi, le degré de corrélation du second ordre permet de distinguer des états de la lumière pour lesquels il n'existe pas de description classique. La lumière classique ( $g^{(2)}(0) \geq 1$ ) possède une description quantique mais la réciproque n'est pas toujours vraie.

### 3.3.4 Exemples de $g^{(2)}$

Afin d'illustrer la discussion précédente, nous présentons deux mesures de  $g^{(2)}$  réalisée dans notre groupe [50], sur la lumière de fluorescence de nanobâtonnets de CdSe/CdS (figure 3.7).

Sur la figure 3.7(a), l'excitation est continue et le  $g^{(2)}$  présente une anticorrélation pour un délai proche de zéro ce qui témoigne d'un état quantique de la lumière, en l'occurrence, l'émission de photons uniques par la boîte quantique.

La figure 3.7(b) présente une mesure du  $g^{(2)}$  réalisée sur une boîte quantique différente et avec une excitation pulsée de période de répétition 400 ns. La mesure d'autocorrélation en excitation pulsée présente des pics correspondant à la période de répétition du laser d'excitation. Le léger pic central pour un délai nul sur la figure 3.7(b) correspond à des

coïncidences provenant de l'excitation par la même impulsion du laser d'excitation. Les autres pics correspondent à des coïncidences de photons émanant d'impulsions différentes du laser d'excitation.

Les valeurs du  $g^{(2)}(0)$  sont cependant identiques dans les deux régimes d'excitation (à condition d'étudier le même émetteur). Le comportement exponentiel des fonctions d'autocorrelation reflète la dynamique de la transition radiative étudiée.

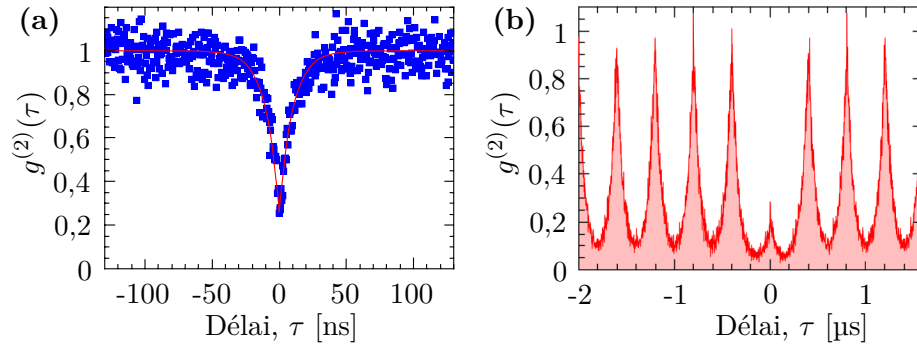


FIGURE 3.7 – Mesure du  $g^{(2)}(\tau)$  de la lumière de fluorescence d'une boîte quantique pour deux régime d'excitation. (a) Régime d'excitation continue. (b) régime d'excitation pulsée. Données prises de [50].

Nous verrons dans la section 4.2.3 comment effectivement mesurer le  $g^{(2)}$ .



### Conclusion & informations clefs

- Nous avons introduit les différents nanoémetteurs utilisés au cours de nos travaux de thèse :
  - Les nanobâtonnets de CdSe/CdS sont des structures cristallines dans lesquelles les porteurs de charge, électrons et trous, sont confinés. Une paire électron/trou liée par l'interaction coulombienne forme un exciton, et son confinement entraîne une discrétisation de ses énergies. Des mécanismes de relaxation non radiatifs rendent prépondérant un seul état excitonique : l'état d'exciton de bord de bandes dont la recombinaison radiative correspond à une longueur d'onde de  $\sim 600$  nm. Expérimentalement, l'excitation d'un nanocristal se fait à une longueur d'onde  $\lambda \sim 400$  nm pour un signal de fluorescence autour de  $\sim 600$  nm.
  - La diffusion de la lumière par des nanoparticules d'or peut se décrire qualitativement à l'aide du modèle de Lorentz. Nous avons ensuite considéré plus en détail le cas des nanoparticules allongées, notamment les sphéroïdes décrits par le modèle de Gans. Nous avons identifié deux caractéristiques essentielles des nanoparticules d'or allongées. Premièrement, leur diffusion s'approche du rayonnement d'un dipôle linéaire. Deuxièmement, la fréquence de résonance dépend proportionnellement du rapport d'aspect de la particule. Ces considérations nous ont guidés au moment de faire notre choix de nanobâtonnets.
- Nous avons décrit une grandeur physique (mesurable), le degré de corrélation du second ordre, noté  $g^{(2)}$ . Dans le cadre classique, il est équivalent à la fonction de corrélation de l'intensité. C'est une fonction décroissante de  $\tau$  :  $g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau) \geq 1$ . Dans le cadre quantique, il existe des états de la lumière, par exemple l'état à  $n$  photons, dont le  $g^{(2)}$  est inférieur à 1. La mesure expérimentale de valeurs de  $g^{(2)}$  inférieures à 1 est une confirmation du fait que le cadre quantique est plus complet que le cadre classique. De plus, le  $g^{(2)}$  peut constituer un critère de démarcation entre les émetteurs au fonctionnement classique et les émetteurs quantiques.

## Chapitre 4

# Vers un système hybride : émetteur couplé à une nanofibre

Dans les deux sections précédentes, nous avons traité individuellement et respectivement des nanofibres et des nano-émetteurs. Nous souhaitons maintenant coupler ces deux éléments pour former un système hybride.

### 4.1 Dépôt de nanoparticules sur une nanofibre

Les nanoparticules se présentent généralement sous la forme de colloïdes ce qui permet, en ajoutant un anti-coagulant, d'obtenir des échantillons stables.

#### 4.1.1 Technique de déposition

La technique de déposition consiste à toucher la fibre avec une goutte de la suspension contenant les nanoparticules comme illustré sur la figure 4.1 (voir les suppléments de [30]). Pour cela, on forme à l'extrémité d'une pipette une excroissance de la suspension sous la forme d'un ménisque bombé ou d'une goutte. La pipette est montée sur des platines de translation au dessus de la nanofibre ce qui permet de venir délicatement toucher la nanofibre avec la goutte, puis de la décoller. Le dépôt d'éventuelles particules est attesté par leur diffusion de la lumière envoyée dans la nanofibre.

Avec une telle technique, l'unicité du dépôt n'est pas garantie. En revanche, l'étude précise de l'image de la particule, notamment de sa fonction d'étalement de point, permet de déterminer assez probablement si le dépôt est unique ou non. La confirmation incontestable de l'unicité du dépôt s'obtient soit par des mesures d'auto-corrélation de l'intensité (voir section 4.2) pour les émetteurs quantiques, soit par l'observation au microscope électronique à balayage pour les nanoparticules d'or (voir section 4.2.4).

#### 4.1.2 Déposition de nanoparticules uniques

Pour réaliser un dépôt d'une nanoparticule unique sur une nanofibre, on se place dans des conditions où la probabilité de déposer une particule à chaque contact est faible. Ainsi, le dépôt est un événement rare mais quand il advient, il est plus probable de n'avoir déposé qu'une seule particule.

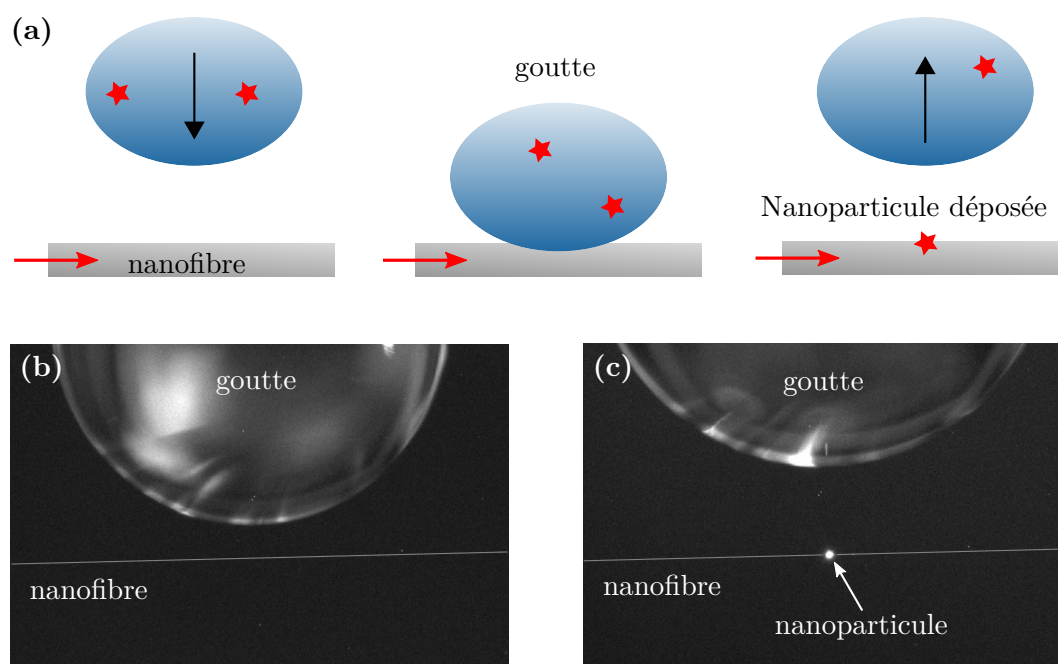


FIGURE 4.1 – **Technique de dépôt.** (a) Schéma de la technique de dépôt. Une goutte de la suspension colloïdale est formée à la pointe d'une micropipette. On approche la goutte de la nanofibre à travers laquelle se propage de la lumière. Après contact avec la nanofibre, on retire la goutte. Le dépôt d'une nanoparticule est indiqué par sa diffusion. (b) Image au microscope de la goutte approchant la nanofibre. (c) Image après le dépôt d'une nanoparticule. Dans ce cas précis, il s'agissait d'une nanosphère d'or. Sur les images (b) et (c), la nanofibre, peu reconnaissable à l'oeil nu, a été surlignée pour une meilleur visibilité.

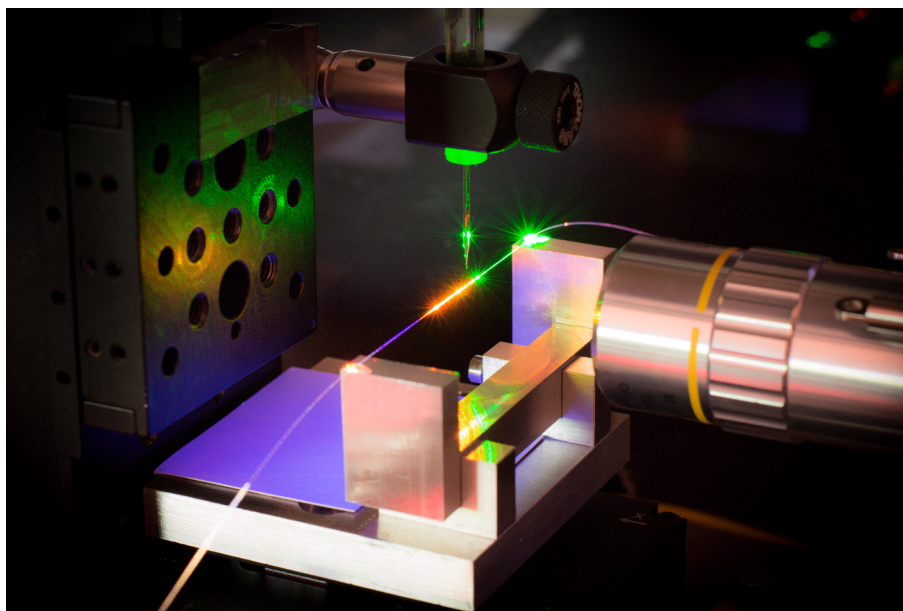


FIGURE 4.2 – **Montage de la nanofibre pour la réalisation d'un dépôt.** La nanofibre effilée est tendue sur un support métallique. Pour rendre visible la zone nanofibre, nous avons fait circuler de la lumière de différentes couleurs dans la fibre. Une pipette, à la pointe de laquelle se trouve une goutte de la suspension, est montée sur une platine 3-axes. Nous contrôlons le déroulement du dépôt via un microscope.

La variable qui offre le plus grand degré de liberté sur la probabilité de dépôt est la concentration de la suspension contenant les nanoparticules.

Nous résumons dans le tableau 4.1 les paramètres permettant de réaliser des dépôts uniques.

## 4.2 Unicité des particules déposées

On souhaite maintenant s'assurer de l'unicité d'un dépôt. Dans le cas d'un émetteur quantique, nous verrons qu'une mesure de  $g^{(2)}$  livre précisément cette information. Dans le cas d'un émetteur classique tel qu'un nanobâtonnet d'or, l'unicité d'un dépôt ne peut s'assurer que par une observation précise au microscope électronique.

### 4.2.1 Mesure du $g^{(2)}$

Le montage expérimental le plus simple que l'on peut concevoir pour réaliser une mesure de  $g^{(2)}$  consiste à placer un photodétecteur sur le faisceau de lumière à analyser [66] comme illustré sur la figure 4.3(a). Le photodétecteur convertit l'intensité du faisceau en une succession discrète d'impulsions (électriques).

Dans une perspective classique, la probabilité qu'un photodétecteur délivre une impulsion entre les instants  $t$  et  $t + dt$  est donné par [64] :

$$p(t)dt = \eta I(t)dt, \quad (4.1)$$

	Nanosphère d'or	Nanobâtonnet d'or	Nanobâtonnet semi-conducteur
Dimension des particules	$d = 100$ nm	$45 \times 17$ nm	$35 \times 7$ nm
Solvant	eau	eau	Toluène
Concentration [M/L]	$9 \cdot 10^{-12}$	$3,9 \cdot 10^{-10}$	$10^{-12}$
Concentration [particules/mL]	$5,6 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^8$
Nb de tentatives Temps de dépôt	$\sim 30$ min	$\sim 2$	$\sim 5 - 10$

TABLE 4.1 – Conditions permettant un dépôt unique pour différentes nanoparticules.

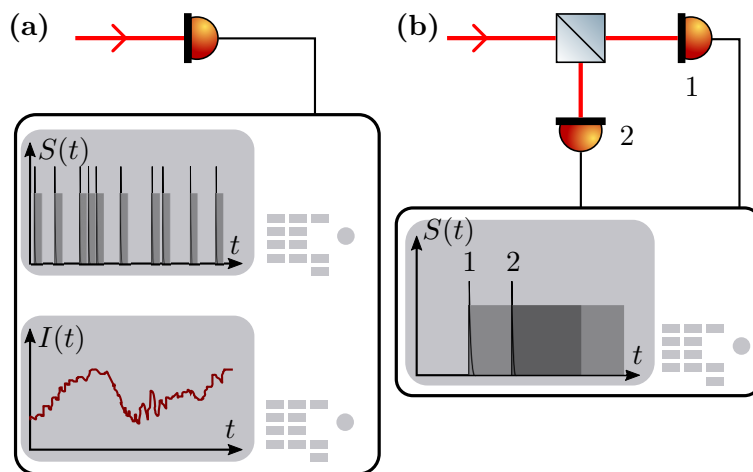


FIGURE 4.3 – Mesure du  $g^{(2)}$ . (a) Un détecteur de photons délivre une impulsion après chaque photoémission (cas d'une photodiode), à la suite de quoi le détecteur est indisponible pour une période de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes, appelée temps de récupération. Le temps de récupération est signifié par un rectangle gris accompagnant chaque pulse du détecteur. (b) Montage de Hanbury Brown et Twiss permettant d'avoir accès à des dynamiques temporelles bien inférieures au temps de récupération des détecteurs. Un faisceau de lumière est divisé en deux à l'aide d'un séparateur de faisceau. Chaque sortie est couplée avec un détecteur de photons. Dans le cas de l'arrivée quasi-simultanée de deux photons dans le système, il est probable d'obtenir une photoémission sur chaque détecteur. Ainsi il est possible de mesurer le délai entre l'arrivée des deux photons même si celui-ci est inférieur au temps de récupération.

où  $\eta$  représente l'efficacité du détecteur. Dans une perspective quantique, cette même probabilité est donnée par [67] :

$$p(t)dt = \eta \langle \hat{E}^- \hat{E}^+ \rangle dt, \quad (4.2)$$

avec  $\hat{E}^-$ ,  $\hat{E}^+$  les composantes de fréquence positive et négative de l'opérateur champ électrique. L'équation (4.2) est analogue au cas classique (4.1) dans la mesure où on peut définir un opérateur "intensité lumineuse" :  $\hat{I} = \hat{E}^- \hat{E}^+$ . Pour mesurer des corrélations du second ordre on s'intéresse à la probabilité  $p(t, t + \tau)$  pour le détecteur de délivrer une impulsion entre  $t$  et  $t + dt$  suivit d'une seconde impulsion entre  $t' = t + \tau$  et  $t + \tau + dt'$  :

$$p(t, t + \tau) dt dt' = \eta^2 \langle \hat{E}^-(t) \hat{E}^-(t + \tau) \hat{E}^+(t + \tau) \hat{E}^+(t) \rangle dt dt' \quad (4.3)$$

ce qui correspond, à une normalisation près [50], au degré de corrélation du second ordre (3.16). La non-commutativité de  $\hat{E}^-(t)$  et  $\hat{E}^+(t)$  empêche d'exprimer le second membre de (4.3) sous la forme d'un produit d'intensité comme dans le cas classique (3.17).

En pratique, un détecteur de photons uniques (photodiode à avalanche) qui vient de subir une photoémission est indisponible pour une durée (temps de récupération) de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Sur la figure 4.3, nous signifions le temps de récupération par un rectangle gris qui accompagne chaque pulse. Ainsi, un photo-détecteur ne peut distinguer deux pulses de lumière dont la séparation temporelle est inférieure au temps de récupération. Or la dynamique des corrélations optiques généralement étudiées, de l'ordre de la nanoseconde (Les transitions radiatives dipolaires sont de cet ordre), est bien plus courte que le temps de récupération du détecteur ce qui empêche de mesurer le  $g^{(2)}$  avec le système rudimentaire de la figure 4.3(a).

Le montage de Hanbury Brown et Twiss [68], présenté sur la figure 4.3(b) permet de pallier la limitation due au temps de récupération des photodétecteurs. Le système consiste à séparer le faisceau à étudier en deux (à l'aide d'un cube séparateur 50/50 non polarisant) et à placer un photodétecteur à chaque sortie du séparateur. Considérons l'arrivée de deux impulsions de lumière, contenant chacune un photon, dont la séparation temporelle est inférieure au temps de récupération des photodétecteurs. Si les détecteurs ont une efficacité parfaite et que le séparateur est équilibré (50/50), il existe une chance sur deux que les photodétecteurs enregistrent une impulsion chacun. Une analyse électronique des deux signaux générés par les détecteurs permet alors de déterminer le délai temporel entre l'arrivée des deux photons. Il est ainsi possible d'accéder à des dynamiques bien plus rapides (limitées par l'électronique à l'ordre de la picoseconde) que le temps de récupération des détecteurs.

Une mesure du  $g^{(2)}$  consiste donc à enregistrer les délais entre paires de pulses successifs et à les arranger sous la forme d'un histogramme.

### 4.2.2 Unicité des particules déposées

La désexcitation spontanée d'un système à deux niveaux (transition dipolaire) dans le vide crée un état à un photon dont le  $g^{(2)}$  est, indépendamment du temps, égal à 0 [64].

Expérimentalement, un émetteur quantique est excité de manière continue ou pulsée et subit ainsi de multiples cycles d'excitation et de désexcitation générant une succession de photons. La dépendance temporelle des corrélations mesurées exprime ainsi les dynamiques propres à la transition radiative (temps de vie).

Si la dépendance temporelle des corrélations exprime les dynamiques de la transition, la valeur du  $g^{(2)}$  pour un délai  $\tau = 0$ ,  $g^{(2)}(0)$ , est caractéristique du nombre d'émetteurs considérés dans la source. En effet, l'émission indépendante de  $N$  émetteurs quantiques présente un degré de corrélation [69] :

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{N} \quad (4.4)$$

identique au cas d'un état à  $N$  photons (3.24). Pour un émetteur unique,  $N = 1$  implique  $g^{(2)}(0) = 0$ ; pour deux émetteurs indépendants,  $g^{(2)}(0) = 0,5$  etc.

### 4.2.3 Mesure du $g^{(2)}$ d'un émetteur quantique sur une nanofibre

Le montage expérimental permettant de mesurer le  $g^2$  est présenté sur la figure 4.4(a). Nous détaillons, dans l'annexe 9.1, les composants du montage.

On illumine un dépôt de nanocristaux semi-conducteurs à l'aide d'un faisceau laser ( $\lambda = 405$  nm) sortant d'une fibre optique monomode standard. Une partie du signal de fluorescence ( $\lambda \sim 600$  nm) est collectée par la nanofibre et guidée vers un montage de Hanbury Brown et Twiss permettant de mesurer  $g^{(2)}(\tau)$ .

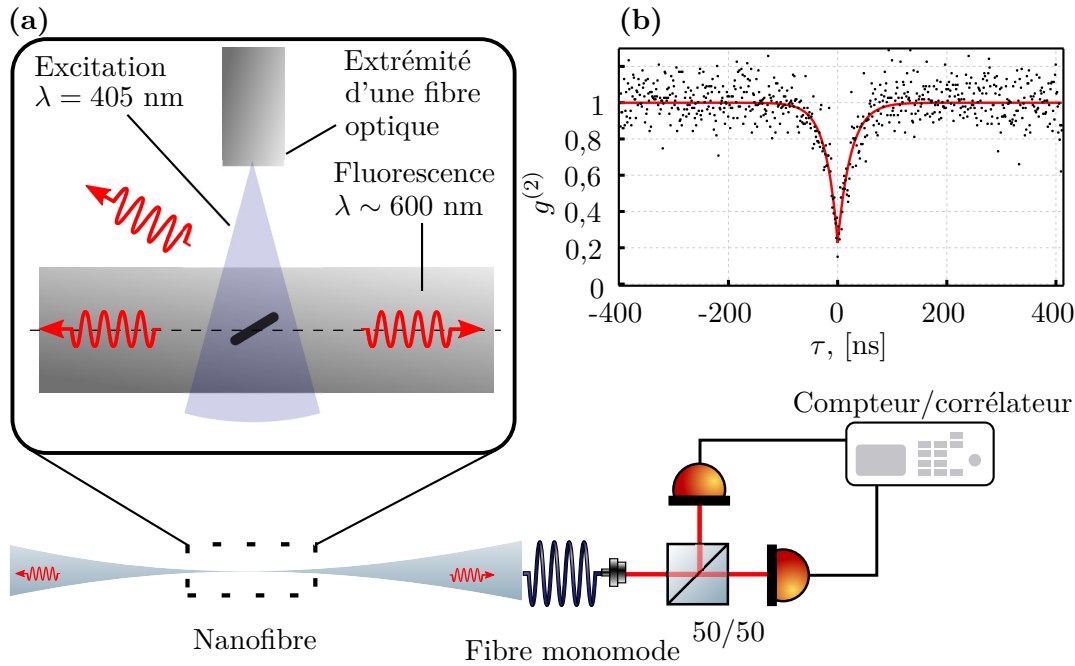


FIGURE 4.4 – Mesure du  $g^{(2)}$  sur une nanofibre. (a) Montage expérimental permettant la mesure du  $g^{(2)}$  sur une nanofibre optique. On excite un émetteur semi-conducteur déposé à la surface d'une nanofibre à l'aide d'un laser continu ( $\lambda = 405$  nm). La fluorescence est collectée par la nanofibre puis guidée vers un système de Hanbury Brown et Twiss. (b) Mesure de  $g^{(2)}(\tau)$  présentant une anti-corrélation à  $\tau = 0$  caractéristique d'un émetteur quantique unique.

La mesure du degré de corrélation du second ordre présente une anticorrélation pour les délais courts ce qui indique un comportement clairement quantique de la source de

lumière. La valeur de  $g^{(2)}(0) = 0,21$  indique que la contribution principale à la source est due à un émetteur quantique unique.

#### 4.2.4 Observations au microscope électronique à balayage

L'observation des nanofibres au microscope électronique à balayage<sup>1</sup> est une étape de nos expériences, qui est indispensable. Comme elle est destructive, il s'agit de l'étape finale.

Elle permet tout d'abord le contrôle du diamètre de la nanofibre qui est un paramètre essentiel des expériences. Dans le cadre des expériences nécessitant de connaître l'orientation de nanobâtonnets d'or à la surface d'une nanofibre (section 4.3.2 et chapitre 6), les observations au microscope nous ont permis de précisément visualiser les particules (voir figure 4.5), de déterminer leurs positions et leurs orientations sur la nanofibre<sup>2</sup>.

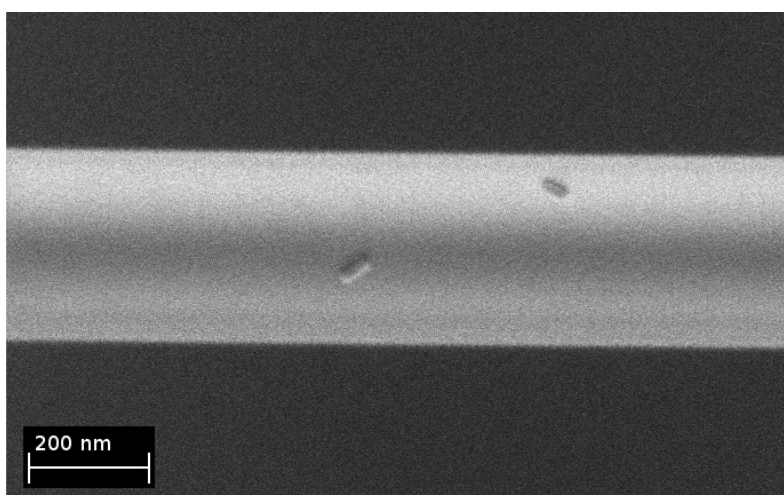


FIGURE 4.5 – Image d'une nanofibre et de deux nanobâtonnets d'or au microscope électronique à balayage

**Préparation de l'échantillon** La nanofibre que l'on souhaite observer est déposée à plat sur une galette de silicium puis collée. Idéalement, le substrat de silicium contient des graduations permettant le repérage grossier de la nanofibre. L'échantillon ne subit aucun dépôt métallique et est installé tel quel dans la chambre à vide du microscope.

Nous listons sur le tableau 4.2 les paramètres typiques d'observation.

**Positionnement des nanobâtonnets d'or sur une nanofibre** Aux cours de nos expériences avec les nanobâtonnets d'or, nous avons analysé une vingtaine de particules

1. Nous avons bénéficié de la plateforme MEB-FIB de l'IMPMC et de l'accompagnement de sa gestionnaire : Imène Estève.

2. Des tentatives, infructueuses, pour observer des nanobâtonnets de CdSe ont été faites. Les dimensions réduites des particules ainsi que la masse volumique proche de celle de la silice rendent l'observation compliquée.



Plateforme	Zeiss ULTRA55
Détecteur	InLens
Tension	2kV
Distance de travail	~2-3 mm
Résolution	2,5 nm à 1 kV

TABLE 4.2 – Paramètres MEB

uniques dont les positions et les orientations sont représentées sous forme d'histogramme sur la figure 4.6.

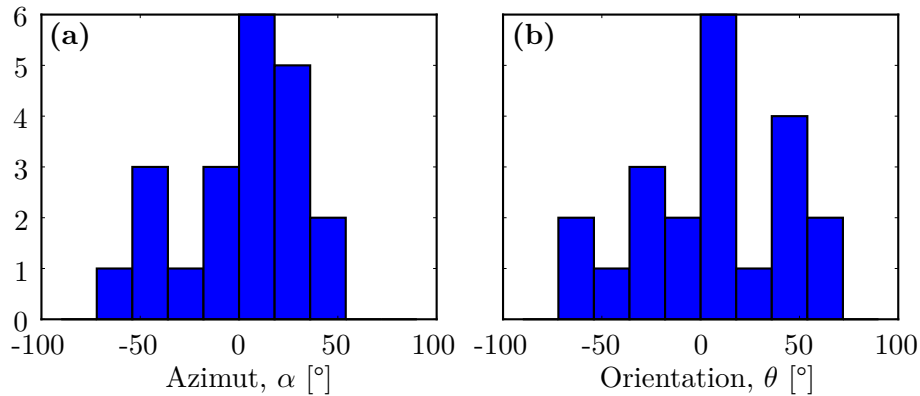


FIGURE 4.6 – **Positionnement des nanobâtonnets sur une nanofibre.** (a) Histogramme des positions azimutales de nanobâtonnets après dépôt sur une nanofibre de diamètre  $2a = 305 \pm 7$  nm. (b) Histogramme des orientations de nanobâtonnets après dépôt sur une nanofibre de diamètre  $2a = 305 \pm 7$  nm.

Bien que l'échantillon soit restreint, il est permis de dégager prudemment quelques tendances :

- les particules semblent préférentiellement se déposer au sommet de la fibre plutôt qu'au bord, ce qui correspond à l'orientation de la goutte de dépôt<sup>3</sup>.
- Les nanobâtonnets d'or ne semblent pas s'orienter perpendiculairement à la nanofibre ce qui peut se comprendre comme la tendance à maximiser la surface de contact avec la nanofibre.

### 4.3 Sonder le champ proche d'une nanofibre

Sonder le champ électrique au voisinage d'une nanofibre

<sup>3</sup>. Des dépôts de nanosphères d'or sur des nanofibres font apparaître la même tendance (voir les suppléments de [30]).

### 4.3.1 Collaboration avec le groupe de V. Krachmalnicoff de l'Institut Langevin : Du champ lointain au champ proche d'une nanofibre

Des mesures de la diffraction d'une onde plane par une nanofibre suspendue dans l'air ont été réalisées par Vivien Loo et Guillaume Blanquer sous la direction de Valentina Krachmalnicoff [70] de l'Institut Langevin. Le montage expérimental est présenté sur la figure 4.7. Un faisceau laser polarisé linéairement ( $\lambda = 568$  nm) et se propageant dans la direction  $z$  est focalisé dans le plan focal image d'un objectif de microscope ce qui produit un faisceau collimaté au profil gaussien d'une largeur à mi-hauteur de  $35 \mu\text{m}$ . Le faisceau croise une nanofibre de diamètre  $400$  nm alignée selon l'axe  $x$  et maintenue sur une monture munie de translations piézoélectriques.

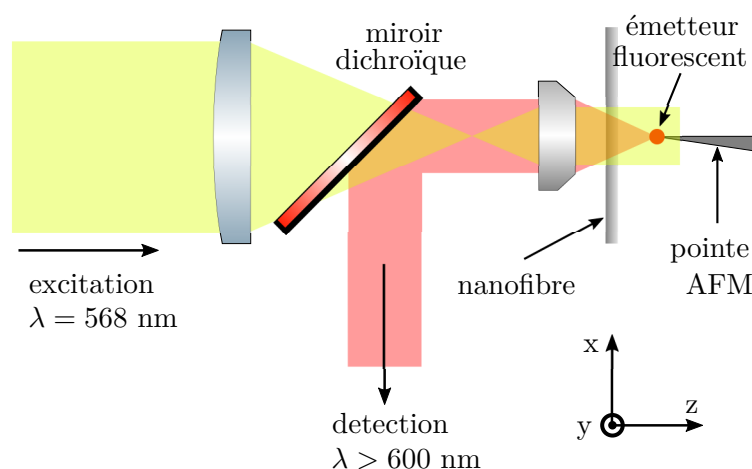


FIGURE 4.7 – **Diffraction d'une onde plane par une nanofibre : montage expérimental.** Un faisceau collimaté ( $\lambda = 568$  nm) illumine une nanofibre mobile et un émetteur fluorescent fixe, situé sur une pointe de microscope à force atomique [71]. Le signal de fluorescence est proportionnel à l'intensité locale de la figure de diffraction. Ce signal est collecté par le même objectif permettant la collimation du faisceau d'excitation et est guidé vers une photodiode à avalanche. La nanofibre est montée sur des translations piézoélectriques permettant de scanner le plan  $(xy)$ .

Comme le faisceau incident est beaucoup plus large que le diamètre de la nanofibre, nous sommes, en première approximation, dans le cas de la diffraction d'une onde plane par une nanofibre comme décrit dans la section 2.4.

Pour sonder la figure d'interférence, nous utilisons un émetteur fluorescent (bille de polystyrène dopée de fluorophore) situé à l'extrémité d'une pointe de microscope à force atomique. La bille absorbe la lumière du laser d'excitation à  $568$  nm et émet un signal de fluorescence au dessus de  $600$  nm. Ce signal, proportionnel à l'intensité locale du champ, est collecté par l'objectif et conduit vers un détecteur de photons uniques.

Dans cette expérience, la sonde est fixe afin de pouvoir conjuguer l'émetteur avec la photodiode à avalanche. Pour parcourir la figure d'interférence, on déplace la nanofibre transversalement de  $\pm 8 \mu\text{m}$  selon l'axe  $y$  par pas de  $8$  nm et dans la profondeur selon l'axe  $z$  par pas de  $10$  nm à l'aide de la monture piézoélectrique supportant la fibre. Une acquisition commence avec l'émetteur situé à  $z = 2, 3 \mu\text{m}$  et se termine lorsque la nanofibre

rentre en contact avec l'émetteur ce qui prend environ 1 heure.

Les cartes d'intensité obtenues sont présentées sur la figure 4.8 ainsi que des simulations basées sur la théorie de Mie. Deux polarisations différentes du faisceau incident ont été étudiées : lorsque la polarisation incidente est alignée selon l'axe  $x$  de la fibre (voir figure 4.8.(a,b)) et lorsque la polarisation incidente est perpendiculaire à la fibre (voir figure 4.8.(c,d)).

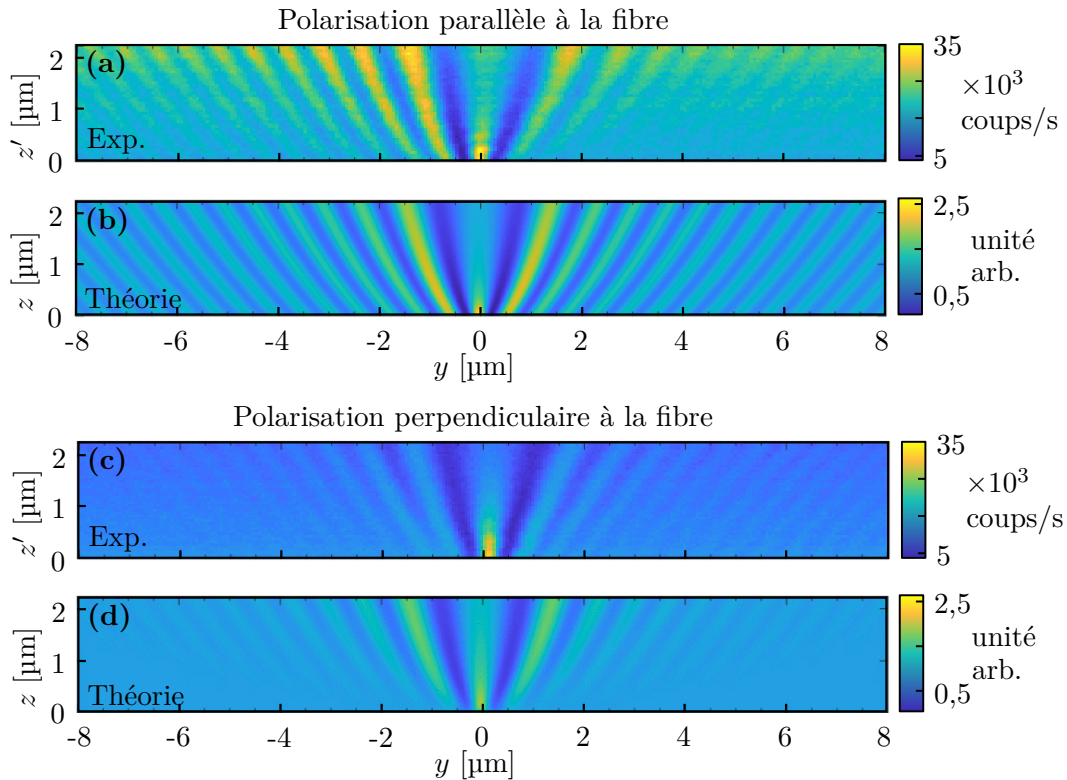


FIGURE 4.8 – **Diffraction d'une onde plane par une nanofibre : cartes d'intensité.** (a) et (c) présentent l'intensité mesurée dans le plan  $(xy)$  pour une polarisation incidente parallèle et perpendiculaire à la fibre respectivement. (b) et (d) sont les cartes théoriques. L'origine des cartes théoriques ( $z = y = 0$ ) correspond à l'extrémité arrière de la fibre. L'origine des cartes expérimentales correspond à la position où la nanofibre touche et se colle à la pointe du microscope à force atomique ( $z' = z + 150$  nm).

Les cartes expérimentales et les simulations théoriques se distinguent de deux manières principales :

- Premièrement, les cartes expérimentales souffrent d'une dérive spatiale progressive. La dérive selon l'axe  $y$  se manifeste par des franges non parfaitement symétriques et s'explique par la relative longue durée de l'acquisition.
- Deuxièmement, l'origine en  $z$  des cartes n'est pas la même. Pour les simulations,  $z = 0$  correspond à la surface de la fibre. Dans le cas expérimental,  $z' = 0$  correspond au contact entre la nanofibre et la pointe du microscope, ce qui ne signifie pas que l'émetteur se trouve lui-même en contact avec la fibre car il peut ne pas être rigoureusement situé sur l'apex de la pointe.

Une étude quantitative précise, que nous ne détaillons pas ici, des figures d'interférence expérimentales et des simulations théoriques permet d'apporter les précisions suivantes :

- Les dérives spatiales sont quantifiables et sont de l'ordre de 400 nm sur la durée de l'acquisition des mesures de la figure 4.8.
- Il est possible d'évaluer la distance réelle entre l'émetteur et la nanofibre au moment du contact : environ 150 nm. Ceci indique que l'émetteur n'est probablement pas situé exactement sur l'apex de la pointe.
- On peut évaluer l'écart latéral entre la pointe et l'émetteur à environ 125 nm.

Ainsi, une configuration microscopique probable du système est montré sur la figure 4.9 : l'émetteur fluorescent n'est pas situé sur l'apex de la pointe qui est elle-même légèrement inclinée par rapport à l'axe  $z$ . La pointe rentre en contact avec la nanofibre alors que l'émetteur se situe à environ 150 nm de la nanofibre.

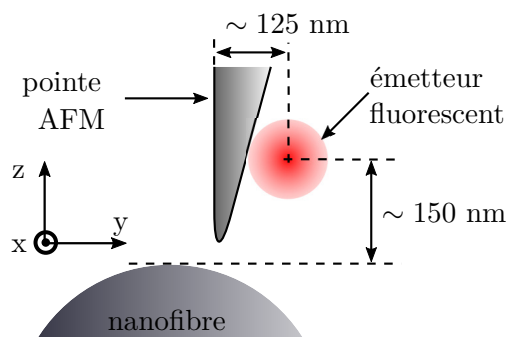


FIGURE 4.9 – **Configuration de la sonde.** L'analyse quantitative des cartes d'intensité indique que l'émetteur n'est probablement pas situé sur l'apex de la pointe du microscope à force atomique.

Une limitation de ce système expérimental est la difficulté d'accéder au voisinage immédiat de la surface de la nanofibre (entre 0 et 100 nm de la surface), et cela pour principalement deux raisons :

- Premièrement, l'émetteur fluorescent n'est pas exactement situé sur l'apex de la pointe du microscope à force atomique mais légèrement sur son bord. Ainsi, lorsque l'on balaye latéralement (selon  $y$ ) la pointe très proche de la fibre jusqu'à la toucher, la pointe sera en contact avec la fibre sans que l'émetteur fluorescent ne le soit. De plus, comme la pointe est légèrement inclinée par rapport à l'axe  $z$ , le contact ne se produit pas quand l'émetteur est dans l'alignement de la fibre ce qui a pu être mis en évidence expérimentalement (voir figure 4.9).
- Finalement, de puissantes forces attractives (Van der Waals [72]) aidées par les vibrations du système tendent à coller la nanofibre à tout objet de son voisinage ce qui empêche d'approcher une sonde de manière arbitrairement proche et contrôlée d'une nanofibre.

### 4.3.2 Dans le champ proche d'une nanofibre

Tout objet (une sonde par exemple) qui s'approche de trop près de la nanofibre subit une force d'attraction de van der Waals qui le plaque subitement contre la surface de la

nanofibre. Les vibrations du système tendent, de plus, à élargir le rayon d'action de ces forces.

Il est donc difficile de sonder le champ électrique au voisinage immédiat d'une nanofibre, c'est-à-dire dans le rayon d'action effectif des forces de van der Waals, entre 0 et 100 nm de la surface.

Nous rendons compte dans cette section de résultats expérimentaux partiels, concernant le champ proche d'une nanofibre optique illuminée par un faisceau de l'espace libre. Pour cela, nous avons étudié comment des sondes fixes, déposées sur la surface d'une nanofibre, diffusent la lumière incidente en fonction de leur position et orientation sur la fibre.

Le principe expérimental, présenté sur la figure 4.10 est similaire à l'expérience de Loo et al. présentée ci-dessus : Un faisceau laser ( $\lambda = 638$  nm) dont la polarisation linéaire est repérée par l'angle  $\varphi$  illumine une nanofibre sur laquelle nous avons au préalable déposé un nanobâtonnet d'or. La position azimutale  $\alpha$  ainsi que l'orientation  $\theta$  du nanobâtonnet d'or sont, a priori, inconnues mais une inspection ultérieure au microscope électronique à balayage nous les révélera.

Le nanobâtonnet d'or joue le rôle de sonde locale du champ électrique de l'onde incidente. Plus précisément, la puissance lumineuse diffusée par le nanobâtonnet est proportionnelle à la composante  $|E_\theta|^2$  de l'intensité, où  $E_\theta$  est la projection du champ local sur l'axe du nanobâtonnet :

$$E_\theta = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\theta} \quad (4.5)$$

où  $\mathbf{r}$  est la position du nanobâtonnet et  $\hat{\theta}$  est un vecteur unitaire orienté selon l'axe du nanobâtonnet (voir figure 4.10). L'anisotropie de la diffusion d'un nanobâtonnet permet donc d'être sensible à la polarisation du champ.

La détection de la diffusion se fait via la fibre qui collecte et guide une partie de la puissance diffusée vers une photodiode à avalanche. Idéalement, une cartographie du champ proche de la nanofibre nécessiterait de pouvoir déplacer et orienter librement le nanobâtonnet tout en acquérant le signal diffusé ce qui est malheureusement hors de portée expérimentalement.

Plus modestement, il est possible d'étudier le champ proche de la nanofibre à l'aide d'un nanobâtonnet d'or dont la position et l'orientation sont fixées mais en faisant tourner la polarisation du faisceau incident.

Considérons dans un premier temps le cas où le nanobâtonnet est situé au sommet de la nanofibre ( $\alpha \sim 0^\circ$ ) comme présenté sur la figure 4.11.(a). Dans ce cas, le faisceau incident illumine directement le nanobâtonnet sans être significativement perturbé par la nanofibre qui se trouve derrière. Ainsi, la polarisation locale du champ  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  vu par la particule est identique à la polarisation du champ d'excitation  $\mathbf{E}_{\text{exc}}$  et la puissance  $P$  diffusée par le nanobâtonnet en fonction de la polarisation  $\varphi$  du faisceau incident suit une loi de Malus :

$$P(\varphi) \propto \cos^2(\varphi - \theta) \quad (4.6)$$

où  $\varphi$  indique l'orientation de la polarisation et  $\theta$  l'orientation du nanobâtonnet (voir figure 4.10).

Nous présentons sur la figure 4.11.(c) deux mesures de réponse optique correspondant à deux bâtonnets (voir figure 4.11.(a,b)) situés sur le sommet de la nanofibre mais dont

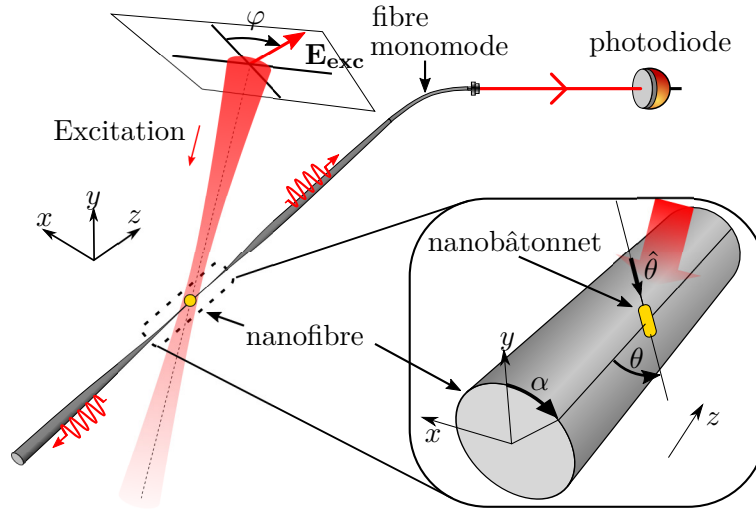


FIGURE 4.10 – **Montage expérimental pour sonder le champ proche d'une nanofibre.** Un faisceau laser ( $\lambda = 638$  nm) dont la polarisation linéaire est repérée par l'angle  $\varphi$  illumine un nanobâtonnet déposé sur la surface de la nanofibre. Le nanobâtonnet est repéré par sa position azimutale  $\alpha$  ainsi que par son orientation  $\theta$ . Une partie de la lumière diffusée est collectée par la nanofibre puis guidée vers une photodiode à avalanche. L'étude du signal diffusé en fonction de la polarisation incidente renseigne sur le champ proche de la nanofibre.

les orientations sont différentes. Le bâtonnet **(a)** est approximativement aligné à l'axe de la fibre :  $\theta = 5^\circ$ . Le bâtonnet **(b)** est incliné par rapport à l'axe de la fibre :  $\theta = -40^\circ$ .

Dans les deux cas, on observe une diffusion en accord avec la loi de Malus (4.6). La diffusion maximale est observée lorsque la polarisation incidente coïncide avec l'orientation du nanobâtonnet. Pour le bâtonnet **(a)** d'orientation  $5 \pm 3^\circ$ , on mesure une diffusion maximale pour  $\varphi = 1 \pm 3^\circ$ . Pour le bâtonnet **(b)** d'orientation  $-40 \pm 4^\circ$ , la diffusion est maximale pour  $\varphi = -43 \pm 2^\circ$ .

Lorsque la particule n'est pas située au sommet de la nanofibre mais plutôt sur son bord, on ne peut plus négliger l'effet du champ diffracté par la fibre  $E_d$  sur le champ total vu par la particule  $E(r) = E_i + E_d$ . La fibre perturbe donc le champ incident et la polarisation vue par la particule est différente de la polarisation incidente.

Une mesure de la réponse optique d'un nanobâtonnet aligné selon l'axe de la fibre mais situé sur un bord de la fibre est présenté sur la figure 4.12.

La diffusion en fonction de la polarisation se distingue de deux manières par rapport au cas où le bâtonnet est située sur le sommet de la fibre.

- La diffusion maximale, obtenue pour  $\varphi = -19 \pm 3^\circ$ , ne coïncide pas avec l'orientation du bâtonnet  $\theta = 3 \pm 2^\circ$ .
- Le contraste du signal de diffusion n'est pas total. En effet, la diffusion minimale ne s'annule pas contrairement aux signaux de la figure 4.11.

Ces deux observations peuvent s'expliquer en considérant la perturbation de la nanofibre sur le champ incident. Au voisinage de la fibre, l'axe principal de polarisation est tourné par rapport à la polarisation incidente  $\varphi$  et la polarisation devient elliptique.

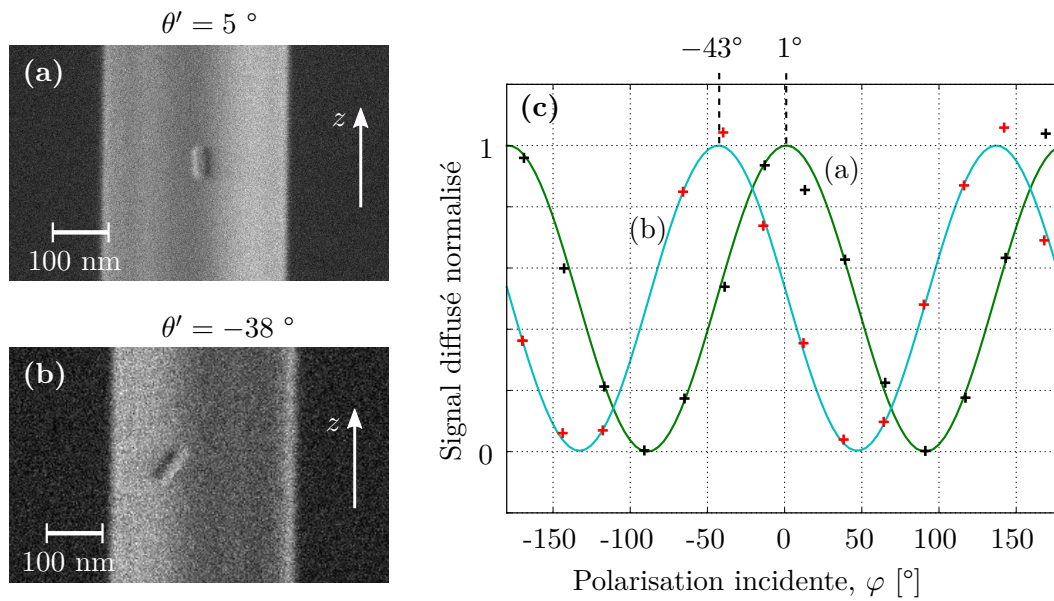


FIGURE 4.11 – **Diffusion de nanobâtonnets d'or sur une nanofibre.** Nous considérons deux nanobâtonnets d'or situés sur le dessus de la nanofibre. **(a)** Image au microscope électronique à balayage d'un nanobâtonnet orienté approximativement de long de la nanofibre  $\theta' = 5^\circ$ . **(b)** Image d'un nanobâtonnet dont l'orientation vue au microscope électronique à balayage vaut  $\theta' = -38 \pm 4^\circ$ . **(c)** Diffusion des nanobâtonnets (a) et (b) en fonction de l'angle  $\varphi$  de la polarisation incidente. La diffusion suit une loi de Malus avec un maximum de signal diffusé correspondant à l'orientation du bâtonnet,  $\varphi = 1^\circ$  pour le bâtonnet (a),  $\varphi = -43^\circ$  pour le bâtonnet (b). Le contraste quasi maximal des signaux de diffusion indique que la polarisation vue par les nanobâtonnets est linéaire. Ceci suggère que le champ proche au dessus de la nanofibre n'est pas perturbé par celle-ci.

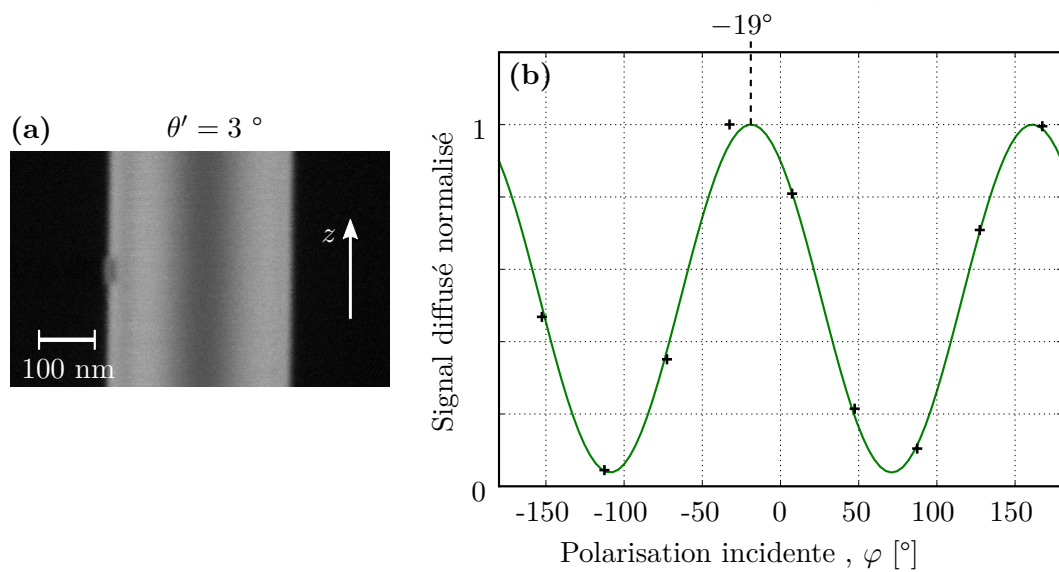


FIGURE 4.12 – **Diffusion d'un nanobâtonnet situé sur le bord de la nanofibre.** (a) Image d'un nanobâtonnet situé sur le bord de la nanofibre ( $\alpha = -70^\circ$ ) et dont l'orientation vue au MEB vaut  $\theta' = 3 \pm 2^\circ$ . (b) Diffusion en fonction de l'angle de la polarisation incidente. Le signal maximum est obtenu pour une polarisation incidente  $\varphi_{max} = -19^\circ$  qui ne correspond pas à l'orientation du nanobâtonnet. De plus, le contraste du signal diffusé n'est pas maximum ce qui indique que la polarisation locale vue par le nanobâtonnet est elliptique. Ceci confirme que le champ proche sur le bord de la nanofibre diffère notablement du champ incident.



Nous comparons sur la figure 4.13 l'orientation observée du nanobâtonnet par rapport à la polarisation incidente d'une part et par rapport à la polarisation locale d'autre part. La polarisation locale est le résultat de simulations basées sur la méthode de calcul de *différences finies dans le domaine temporel* (FDTD), réalisées par Guillaume Blanquer. Ces simulations permettent d'expliquer l'orientation des nanobâtonnets par rapport à la polarisation incidente.

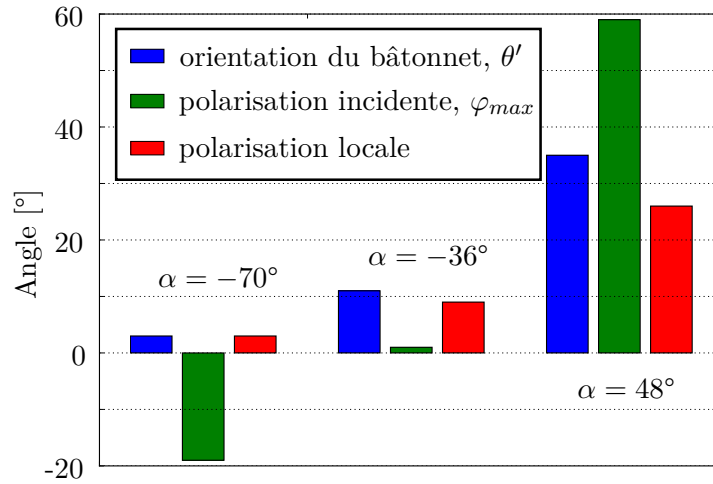


FIGURE 4.13 – **Effet du champ proche d'une nanofibre.** Nous considérons trois nanobâtonnets dont la position azimutale excentrée ( $\alpha = [-70^\circ, -36^\circ, 48^\circ]$ ) permet de mettre en évidence les perturbations du champ proche de la nanofibre par rapport au champ incident. Si la nanofibre n'impliquait aucune perturbation du champ incident, l'orientation du bâtonnet  $\theta'$  coïnciderait avec la polarisation incidente  $\varphi_{max}$ . Ce n'est pas le cas pour les trois bâtonnets considérés. En revanche, la polarisation locale simulée à partir de la polarisation incidente expérimentale maximisant la diffusion  $\varphi_{max}$  correspond bien à l'orientation observée du bâtonnet.

**Conclusion & informations clefs**

- Nous avons montré dans ce chapitre comment combiner les deux pièces de notre système hybride (émetteur + nanofibre) en utilisant la méthode du dépôt d'une suspension d'émetteurs sur une nanofibre.
- Dans le cas d'un émetteur de photons uniques, nous avons montré comment s'assurer de son unicité en réalisant une mesure du  $g^{(2)}$ .
- Pour les nanoparticules d'or, seul un contrôle au microscope électronique à balayage permet de s'assurer entièrement de l'unicité d'un dépôt. Nous avons rassemblé nos données concernant le dépôt de nanobâtonnets d'or uniques sur une nanofibre et observé la tendance de ceux-ci à se déposer plutôt sur le dessus de la nanofibre et plutôt dans son alignement.
- Finalement, nous avons montré comment utiliser les nanoparticules pour sonder le champ proche d'une nanofibre et ainsi confirmé la validité du modèle de Mie au voisinage d'une nanofibre optique.



## Chapitre 5

# Contrôle de la polarisation dans une nanofibre

Le contrôle de la polarisation dans une nanofibre est un enjeu majeur de la plupart des expériences de couplage d'émetteurs avec des nanofibres.

L'exemple le plus important est le confinement azimutal dans un piège dipolaire autour d'une nanofibre [25, 24]. Le confinement azimutal nécessite un faisceau de piégeage (désaccordé vers le rouge) polarisé linéairement dans la nanofibre afin de briser la symétrie cylindrique du profil d'intensité. Dans ce contexte, il est suffisant d'aligner la polarisation du mode fondamental selon un axe fixe, qui définit ainsi le plan de piégeage atomique. Cette capacité d'aligner la polarisation de la lumière guidée selon un unique axe ne représente qu'un contrôle partiel de la polarisation car il n'est pas possible ainsi de fixer une polarisation arbitraire dans une nanofibre.

Pourtant, un contrôle complet de la polarisation dans une nanofibre élargirait les possibilités expérimentales. Par exemple, cela autoriserait de nouvelles géométries exotiques de piégeage [73] ou permettrait d'adresser une plus grande variété de transitions optiques.

En ce qui concerne nos travaux de thèse, le contrôle complet de la polarisation dans une nanofibre est un élément indispensable des expériences dont nous discuterons plus tard, dans la section 6.

Après une description rapide de la biréfringence dans les fibres optiques (section 5.1), nous présentons une amélioration de la méthode existante pour obtenir un contrôle complet de la polarisation dans une nanofibre (section 5.2). Finalement, nous validons la méthode et évaluons la fidélité du transfert de la polarisation vers une nanofibre (section 5.3).

### 5.1 Biréfringence dans les fibres monomodes

Bien que dotées en principe d'une symétrie cylindrique, les fibres optiques monomodes sont en pratique biréfringentes [74]. Cette biréfringence provient de légères anisotropies du système, qui peuvent être propres à la fibre et à sa fabrication – on parle alors de biréfringence intrinsèque – ou causées par la manipulation de la fibre – on parle alors de biréfringence extrinsèque. Parmi les causes de biréfringence intrinsèque, on peut citer l'ellipticité résiduelle du cœur de la fibre ou des tensions mécaniques internes [75] faisant

Biréfringence	Intrinsèque	Extrinsèque
Linéaire	Ellipticité du cœur	Pression latérale Courbure planaire
Circulaire (pouvoir rotatoire)		Torsion Courbure non planaire

TABLE 5.1 – Causes de biréfringence dans une fibre monomode

suite au processus de fabrication. Les causes extrinsèques de biréfringence sont diverses : pressions, torsions [76], courbures de la fibre [75, 77], variation de la température, etc.

La biréfringence extrinsèque n'est pas tant un inconvénient pour l'expérimentateur, mais plutôt un avantage car il est ainsi possible, de manière intégrée, de contrôler la polarisation en sortie de fibre en appliquant les contraintes adéquates sur la fibre. De nombreuses solutions commerciales existent pour le contrôle intégré de la polarisation dans les fibres monomodes.

Selon la nature de l'anisotropie introduite, la biréfringence peut être linéaire, c'est-à-dire que les deux composantes transverses  $E_x$  et  $E_y$  du champ électrique se déphasent l'une par rapport à l'autre<sup>1</sup>, ou circulaire, c'est-à-dire que l'axe principal de polarisation tourne – on parle alors de pouvoir rotatoire. Il résulte en général que la polarisation de la lumière se propageant dans une fibre monomode standard n'est pas maintenue. Nous résumons dans le tableau 5.1 les différentes causes de biréfringence dans une fibre monomode classées selon leur type (intrinsèque/extrinsèque) et selon leur nature (linéaire/circulaire).

## 5.2 Compensation de la biréfringence

Considérons le cas présenté par la figure 5.1.(a) où l'on souhaite contrôler la polarisation dans la nanofibre après que la lumière a traversé la fibre monomode dont nous avons souligné précédemment la biréfringence et le pouvoir rotatoire.

Si il est possible de compenser la biréfringence de la fibre, la polarisation dans la nanofibre est, à une rotation près, identique à celle à l'entrée de la fibre. Si de plus, nous connaissons son pouvoir rotatoire (si nous l'avons mesuré), nous pouvons, à l'entrée de la fibre, aisément préparer la polarisation qui permet d'obtenir, après rotation, la polarisation désirée dans la nanofibre. Réciproquement, lorsque la lumière se propage en sens inverse, il est possible de déduire la polarisation dans la nanofibre en mesurant la polarisation en sortie de fibre. C'est d'ailleurs dans ce sens que nous utiliserons la compensation de la biréfringence dans les expériences suivantes.

Nous suivons donc Vetsch et al. [78], dont la stratégie pour contrôler la polarisation dans la nanofibre est de compenser exactement la biréfringence de la fibre monomode en y positionnant devant un composant biréfringent additionnel comme illustré sur la figure 5.1.(b). Ce composant agit sur la lumière comme une lame à retard variable qui introduit un retard de phase exactement opposé à celui que la lumière accumule ensuite dans la fibre afin qu'au final la polarisation dans la nanofibre soit identique, à une rotation près, à la polarisation préparée. Plus précisément, nous utilisons un compensateur de Berek [15, 79]

1. Quand nous ne précisons pas la nature de la biréfringence (linéaire ou circulaire), nous supposons toujours la biréfringence linéaire.

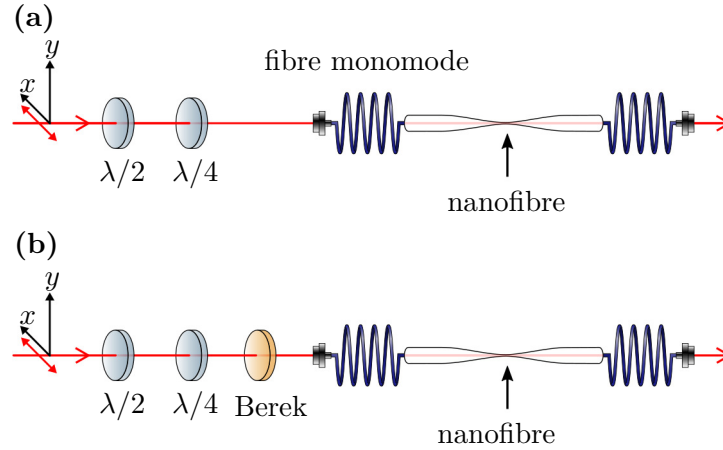


FIGURE 5.1 – Montage expérimental pour le contrôle de la polarisation dans la nanofibre. (a) En partant d'une polarisation linéaire, une combinaison de lame demi-onde et quart-d'onde permet de générer une polarisation désirée quelconque mais celle-ci n'est pas maintenue jusqu'à la nanofibre. (b) En ajoutant après la lame quart-d'onde un compensateur de Berek qui compense exactement la biréfringence de la fibre, la polarisation préparée avec les lames d'onde est reproduite dans la nanofibre.

qui est une lame de cristal uniaxial (généralement de la calcite ou du vanadate d'yttrium) dont les faces sont taillées perpendiculairement à l'axe extraordinaire. L'inclinaison de la lame définit le retard de phase et la rotation définit l'orientation des axes optiques.

### 5.2.1 Traitement formel de la compensation

On considère le système expérimental de la figure 5.1, dans lequel un faisceau se propageant dans l'espace libre et dont on peut contrôler la polarisation est transformé par un système optique  $\mathcal{M}$  en mode fondamental  $\mathbf{HE}_{11}$  de la nanofibre. Le système inclut le compensateur de Berek, la fibre monomode et éventuellement divers éléments optiques non représentés sur la figure (lentilles, miroirs etc.). Si le système est linéaire, la transformation de la polarisation de la lumière peut être décrite par :

$$\mathbf{S}_{nanofibre} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{in} \quad (5.1)$$

où  $\mathbf{S}_{in}$ ,  $\mathbf{S}_{nanofibre}$  sont respectivement les vecteurs de Stokes du faisceau d'entrée et du mode fondamental de la nanofibre et  $\mathbf{M}$  est la matrice de Müller<sup>2</sup> associé au système optique.

Par exemple, une lame à retard  $\delta$  dont l'axe optique rapide est vertical est représenté par la matrice de Müller suivante :

$$\mathbf{G}(\delta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ 0 & 0 & \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

2. Les matrices de Müller sont des matrices  $4 \times 4$  représentant les transformations linéaires des paramètres de Stokes sous l'effet d'un système optique.

Une rotation d'un angle  $\theta$  du système de coordonnées est représentée par la matrice de rotation suivante :

$$\mathbf{S}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & -\sin(2\theta) & 0 \\ 0 & \sin(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Ainsi, si une lame de retard  $\mathbf{G}(\delta)$  est tournée autour de son axe optique d'un angle  $\theta$ , la matrice de Müller devient :

$$\begin{aligned} \mathbf{G}(\delta, \theta) &= \mathbf{S}(\theta)\mathbf{G}(\delta)\mathbf{S}(-\theta) \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & -\sin(2\theta) & 0 \\ 0 & \sin(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ 0 & 0 & \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ 0 & -\sin(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Jones [80, 81] montre qu'un système comme le nôtre, comprenant un nombre quelconque d'éléments biréfringents et rotateurs peut toujours être représenté par un rotateur de polarisation suivi d'une lame à retard :

$$\mathbf{M} = \mathbf{G}(\delta, \phi)\mathbf{S}(\theta) \quad (5.4)$$

Pour étendre à la nanofibre le contrôle de la polarisation de l'espace libre, il suffit d'annuler le retard effectif du système. Le but est donc de réduire  $\mathbf{G}(\delta, \phi)$  à l'identité, c'est-à-dire réduire la transformation à une simple rotation :

$$\mathbf{M} = \mathbf{1}\mathbf{S}(\theta). \quad (5.5)$$

D'un point de vu formel, la compensation consiste à ajuster l'inclinaison et l'orientation du compensateur de Berek pour que  $\mathbf{G}(\delta, \phi) = \mathbf{1}$ .

### 5.2.2 Compensation à l'aide du compensateur de Berek

Pour trouver la position du compensateur de Berek qui annule la biréfringence du système, il faut pouvoir comparer la polarisation en entrée du système avec celle dans la nanofibre. Or il n'est possible d'avoir qu'une information partielle sur la polarisation dans la nanofibre. Pour obtenir cette information, nous étudions la diffusion par la nanofibre de la lumière guidée. Une observation au microscope optique suggère que la diffusion provient de défauts (impuretés ou inhomogénéités localisées de l'indice de réfraction) dont l'étendue est bien inférieure à la longueur d'onde d'observation. Cette observation est consistante avec l'hypothèse généralement admise dans la littérature [78] selon laquelle la diffusion est de type Rayleigh, et donc conserve la polarisation du faisceau incident. On peut donc considérer chaque diffuseur ponctuel comme une sonde locale dipolaire du mode fondamental de la nanofibre.

Le montage expérimental pour le réglage du compensateur de Berek est présenté sur la figure 5.2.(a). Deux caméras observent la même zone diffusante de la nanofibre avec une différence d'angle de prise de vue de  $45^\circ$ .

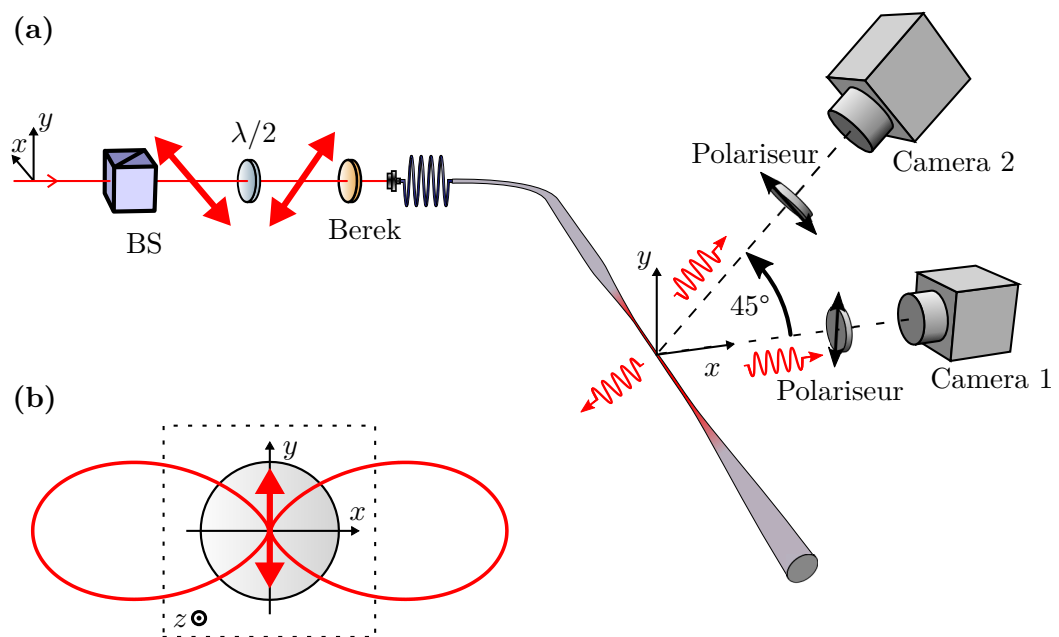


FIGURE 5.2 – **Compensation de la biréfringence.** (a) Montage expérimental pour le réglage du compensateur de Berek. Deux caméras observent la diffusion de la nanofibre avec deux points de vue différents : la caméra 1 est à l'horizontale, la caméra 2 observe la même scène avec un angle de vue de  $45^\circ$ . Les caméras sont équipées de filtres polariseurs ne laissant passer que la composante sagittale de la diffusion. (b) Coupe de la nanofibre illustrant le rayonnement dipolaire (Rayleigh) des défauts de la silice, en supposant une polarisation verticale dans la nanofibre.



Les caméras sont équipées de filtres polariseurs ne laissant passer que la composante sagittale de la diffusion. Ceci permet d'éliminer la diffusion issue de la composante longitudinale du champ et donc d'obtenir un signal strictement proportionnel à la composante principale de la polarisation, composante selon  $x$  pour la caméra 1 et composante à  $45^\circ$  pour la caméra 2.

Illustrons comment le signal collecté par les deux caméras nous renseigne sur l'état de polarisation dans la nanofibre.

Si la lumière dans la nanofibre est polarisée quasi-linéairement selon l'axe  $y$  comme présenté sur la figure 5.2.(b), les diffuseurs dipolaires rayonnent un maximum de lumière selon l'axe  $x$  et un minimum selon l'axe  $y$ . Le signal collecté par la caméra 1 est donc maximal si la polarisation de la lumière guidée est quasi-linéaire selon l'axe  $y$ . Réciproquement, il est minimum si la lumière est polarisée selon  $x$ .

Le même raisonnement s'applique pour le signal collecté par la caméra 2 lorsque la lumière guidée est polarisée quasi-linéairement à  $\pm 45^\circ$  par rapport à l'horizontal. Dans le cas général d'une polarisation elliptique dans la nanofibre, les caméras collectent un signal compris entre les niveaux extremum mentionnés précédemment.

### 5.2.3 Procédure de compensation

On prépare à l'aide d'un cube polarisant une polarisation linéaire que l'on fait tourner à l'aide d'une lame demi-onde. Nous mesurons ensuite le signal  $I_1$  de la caméra 1 et  $I_2$  de la caméra 2 en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire en entrée (voir figure 5.3). Les signaux  $I_1$  et  $I_2$  oscillent avec une période de  $180^\circ$  d'où nous pouvons calculer la visibilité :

$$V_{1,2} = \frac{I_{1,2}^{max} - I_{1,2}^{min}}{I_{1,2}^{max} + I_{1,2}^{min}}.$$

À l'aide de ces critères quantitatifs, il est possible d'évaluer l'ellipticité de la polarisation dans la nanofibre et donc la biréfringence du système :

1. Si les visibilités mesurées par les caméras ne sont pas maximales, le compensateur de Berek n'est pas proprement orienté (voir figure 5.3.(a)).
2. Si sur une des deux caméras on mesure une visibilité maximale (idéalement une visibilité de 1), cela signifie qu'il existe une polarisation linéaire en entrée du système pour laquelle la polarisation dans la nanofibre s'aligne selon l'axe de la caméra en question. Le système agit donc dans ce cas comme une lame à retard variable dont l'axe optique est orienté selon l'axe de la caméra en question (voir figure 5.3.b).
3. Si on mesure une visibilité maximale simultanément sur les deux caméras, cela signifie qu'il existe deux polarisations linéaires et différentes en entrée du système qui se transforment en deux polarisations quasi-linéaires dans la nanofibre, l'une selon l'axe  $x$ , l'autre à  $45^\circ$  par-rapport à l'horizontal. Seuls deux systèmes optiques peuvent réaliser une telle transformation : le système identité (qui transforme la polarisation à l'identique) et une lame demi-onde. Pour identifier les deux cas de figure, il suffit d'observer le sens de rotation de la polarisation dans la nanofibre et de le comparer au sens de rotation à l'entrée du système. Si le sens est inversé, nous sommes en présence d'une lame demi-onde ; si le sens est le même, nous sommes en présence d'un système identité (voir figure 5.3.(c,d)). Le sens de rotation de la

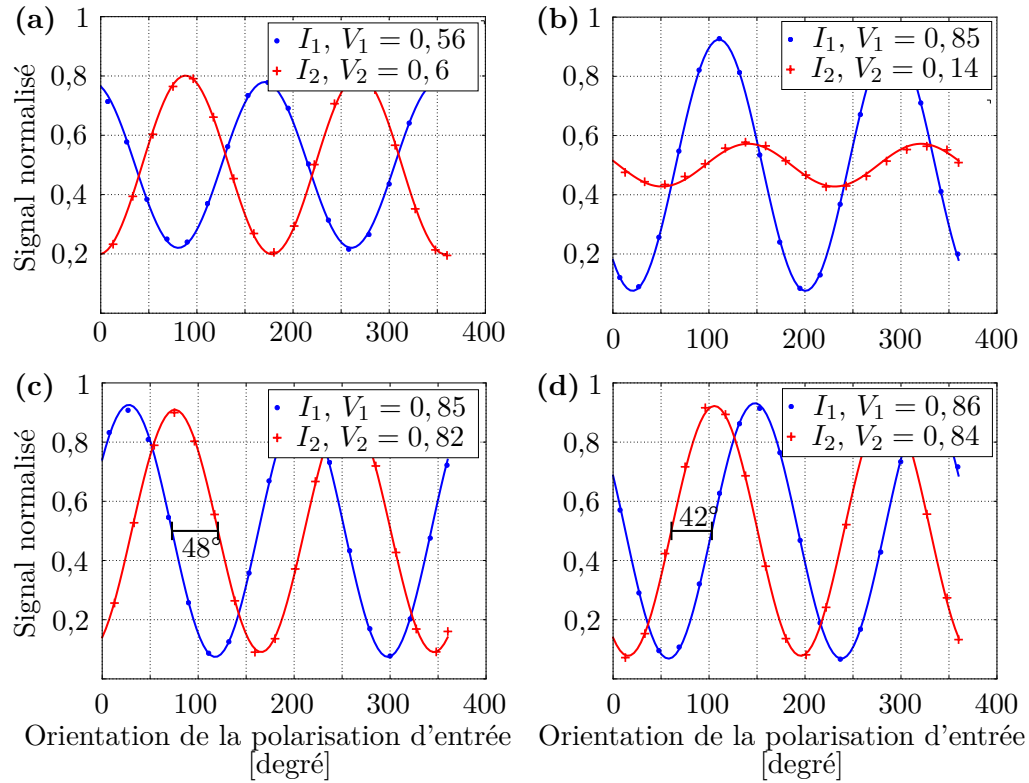


FIGURE 5.3 – **Procédure de compensation.** Signaux collectés sur les caméra 1 et 2 en fonction de l'orientation de la polarisation à l'entrée du système (après la lame demi-onde et avant le Berek). (a) le compensateur de Berek n'est pas correctement ajusté, les visibilitées ne sont pas maximales. (b) la polarisation s'aligne correctement selon les axes  $x$  et  $y$  mais pas à  $\pm 45^\circ$ . (c,d) Les visibilitées sont maximales simultanément sur les deux caméras. Comme la polarisation en entrée tourne dans le sens horaire, l'ajustement du Berek en (c) correspond à l'effet d'une lame demi-onde. L'ajustement du Berek en (d) est correcte car la polarisation dans la nanofibre tourne dans le même sens qu'en entrée de système.

polarisation dans la nanofibre s'identifie aisément à l'aide du déphasage entre les signaux  $I_1$  et  $I_2$  : si  $I_1$  est en avance sur  $I_2$ , la polarisation dans la nanofibre tourne dans le sens antihoraire. Inversement, si  $I_1$  est en retard sur  $I_2$ , la polarisation dans la nanofibre tourne dans le sens horaire. De plus, le déphasage est quantitativement déterminé par la différence d'angle de prise de vue entre les deux caméras, c'est-à-dire environ  $45^\circ$ .

La position optimale du compensateur de Berek correspond donc à avoir une visibilité maximale sur les deux caméras et le signal  $I_1$  en avance de  $45^\circ$  par rapport à  $I_2$ .

La procédure de compensation consiste à chercher à maximiser les visibilités des signaux ainsi qu'à obtenir le bon sens de rotation de la polarisation par ajustement successif de l'inclinaison et de l'orientation du compensateur de Berek. En pratique, on privilégie tout d'abord le sens de rotation, puis par itérations successives, on cherche à maximiser les visibilités tout en maintenant le bon déphasage entre les signaux  $I_1$  et  $I_2$ .

### 5.2.4 Étude de la visibilité

Comme on peut le voir sur la figure 5.3.(c,d), la visibilité maximale calculée sur les signaux  $I_1$  et  $I_2$  est en pratique sensiblement inférieure à la valeur idéale de 1. En effet, lorsque la polarisation principale dans la nanofibre est parallèle à l'axe optique d'une caméra, cette dernière collecte un signal non négligeable. Ceci a déjà été observé par [78] qui suggère comme explication que la diffusion ne reproduit pas parfaitement la polarisation incidente (la diffusion ne serait pas purement de type Rayleigh). En s'appuyant sur la théorie de Mie introduite à la section 2.4, nous proposons une autre explication de ce phénomène en maintenant l'hypothèse d'une diffusion de type Rayleigh. Selon nous, la nanofibre altère le diagramme de rayonnement en champ lointain des dipôles (défauts) dans la fibre de telle manière que ceux-ci rayonnent aussi dans la direction parallèle à leur axe ce qui explique la non extinction totale du signal sur les caméras.

La figure 5.4(a) présente des diagrammes de rayonnement en champ lointain de dipôles verticaux disposés à différents endroits dans la nanofibre et calculé selon la théorie de Mie (voir section 2.4). À l'exception de ceux placés sur l'axe  $y$ , tous les dipôles rayonnent de la lumière dans la direction verticale. Cet effet devient notable pour les dipôles situés sur les bords droit et gauche de la fibre. En supposant une distribution homogène des dipôles dans la nanofibre et en pondérant le rayonnement de chaque dipôle par l'intensité du mode guidé à la position du dipôle, on peut calculer le diagramme de rayonnement moyen de la nanofibre comme présenté sur la figure 5.4.b. ainsi que le contraste attendu.

La figure 5.5 rassemble différentes mesures de visibilité obtenues avec des nanofibres de diamètres différents et pour des longueurs d'onde différentes, classées selon le paramètre  $2a/\lambda$ . Le nouveau modèle que nous proposons s'accorde avec les observations. On retrouve notamment que plus la nanofibre est fine par rapport à la longueur d'onde, plus la visibilité est élevée.

Les visibilités observées sont en fait supérieures (meilleures) à ce que prédit notre modèle basé sur la théorie de Mie et semblent être d'autant supérieures que le rapport  $2a/\lambda$  est petit. Nous sommes conscients d'une limite de notre modèle : pour modéliser le diagramme de rayonnement moyen de la nanofibre, nous avons sommé de manière incohérente les contributions des différents dipôles. Ceci constitue une approximation valable seulement si les diffuseurs sont résolus optiquement ce qui n'est pas toujours le

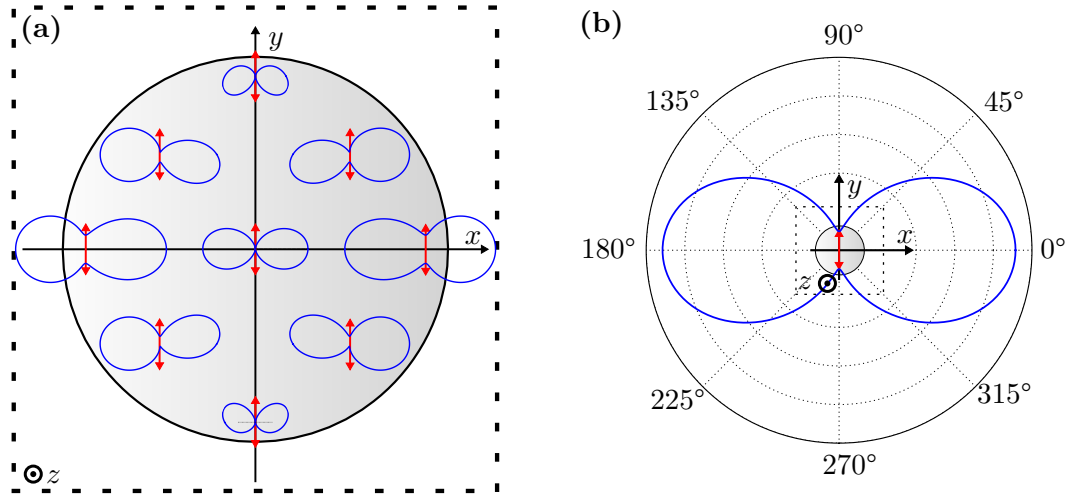


FIGURE 5.4 – **Rayonnement d'un dipôle dans la nanofibre.** (a) Diagrammes de rayonnement pour différentes positions d'un dipôle vertical. Les dipôles situés sur l'axe  $y$  ne rayonnent pas dans la direction de leur axe. En revanche, un dipôle excentré sur l'axe  $x$  rayonne de manière significative selon la direction  $y$ . En considérant la contribution (incohérente) de tous les dipôles, on obtient le diagramme de rayonnement (b).

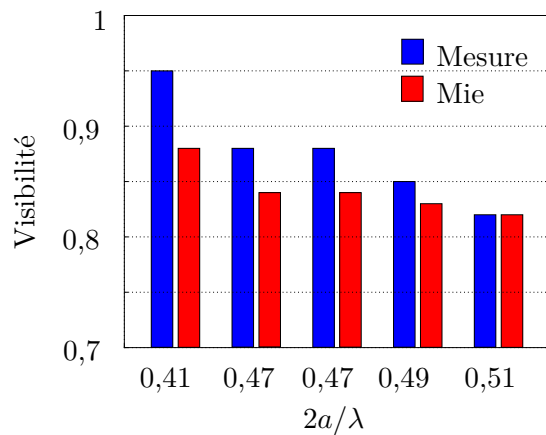


FIGURE 5.5 – **Visibilité mesurée et attendue pour cinq fibres différentes.** La visibilité mesurée et modélisée avec la théorie de Mie diminue pour un rapport  $2a/\lambda$  croissant.

cas.

### 5.3 Test de la compensation

Nous démontrons maintenant que la procédure de compensation permet de correctement transférer des états de polarisation vers la nanofibre. Nous évaluons aussi la fidélité de ce transfert.

Le test consiste à compenser les deux branches de fibre monomode qui mènent à la nanofibre et de transférer différentes polarisations à travers la fibre entière. Le montage expérimental pour le test de la compensation est présenté sur la figure 5.5. Nous utilisons un premier compensateur de Berek (Berek 1) pour compenser la biréfringence de la fibre de gauche en suivant la procédure mentionnée plus haut. Indépendamment de ça, nous utilisons un second compensateur de Berek (Berek 2) pour aussi compenser la biréfringence de la fibre de droite. Pour cela, on utilise la procédure habituelle à la différence près que l'on fait se propager la lumière dans la direction opposée.

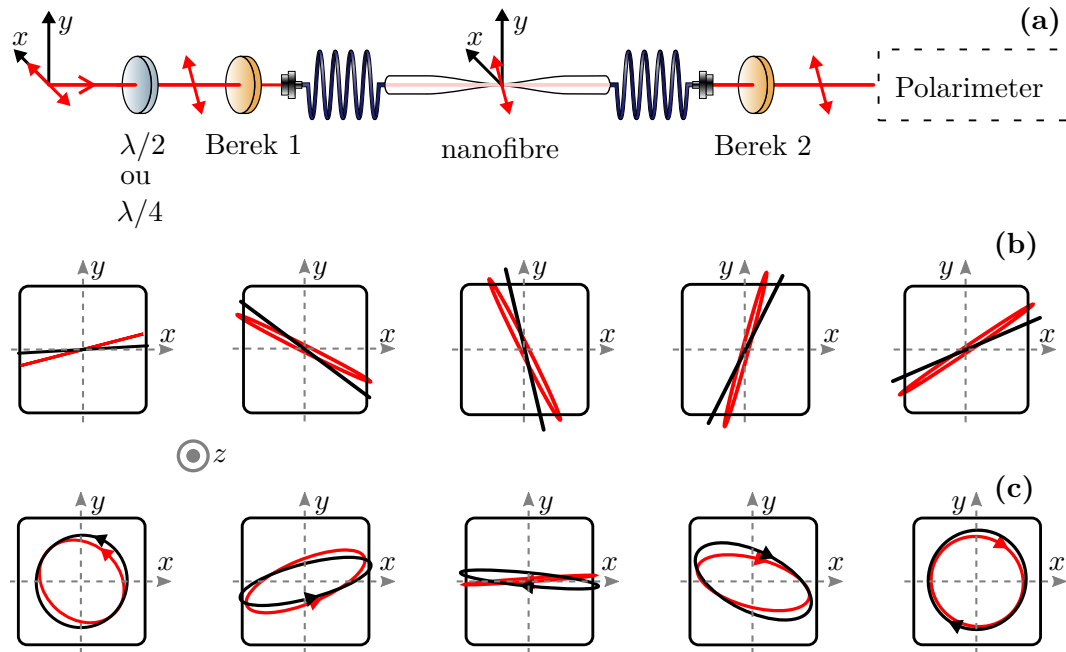


FIGURE 5.6 – **Test de la compensation.** (a) Montage expérimental pour le test de la compensation : la lumière se propage de gauche à droite à travers la fibre dont nous avons compensé les deux branches menant à la nanofibre. On prépare à l'aide d'une lame d'onde une polarisation donnée connue et on vérifie à la sortie du système que la polarisation est conservée (à une rotation près). (b) Polarisation linéaires préparées (en noir) à l'aide d'une lame demi-onde et polarisations mesurées à la sortie du système (en rouge). (c) Polarisation elliptiques préparées (en noir) à l'aide d'une lame quart-onde et polarisations mesurées à la sortie du système (en rouge).

Le système entier, qui est la somme de deux systèmes compensés est lui aussi compensé ; il n'introduit, idéalement, qu'une rotation de la polarisation. Celle-ci est donnée

par la somme des rotations introduites par les branches gauche et droite.

Nous vérifions cela en envoyant différentes polarisations connues dans la fibre et en mesurant à la sortie de la fibre la polarisation à l'aide d'un polarimètre. Nous avons testé un ensemble représentatif de polarisation incluant de la lumière polarisée linéairement, elliptiquement et circulairement, préparée à l'aide de lames quart- et demi-onde.

Nous montrons sur la figure 5.6.(b,c) les polarisations préparées en entrée (noir) comparées aux polarisations mesurées en sortie (rouge). Pour les polarisations linéaires en entrée, les polarisations correspondantes en sorties sont presque parfaitement linéaires et se distinguent principalement par une légère rotation de  $11^\circ \pm 0.8^\circ$ . Cette rotation s'explique comme la somme des rotations introduites par les portions gauche et droite de la fibre :

- $-64.0^\circ$  pour la partie gauche,
- $+72.9^\circ$  pour la partie droite,

ce qui donne une rotation totale attendue de  $8.9^\circ$ , proche de la rotation totale mesurée. Les polarisations elliptiques et circulaires sont aussi bien transmises, comme le montre la figure 5.6(c), où l'on note aussi une légère rotation résiduelle.

Il est commode de quantifier la fidélité du transfert de la polarisation en terme de paramètres de Stokes. Si l'on compare les paramètres normalisés de Stokes en entrée et en sortie de la fibre, la déviation standard vaut 0,09 soit une précision de 5% sur le transfert de la polarisation. Notons que cette précision est obtenue pour deux systèmes en série et que la précision espérée pour un seul système compensé est donc encore meilleure.

**Discussion** La méthode que nous avons développée est cruciale pour l'expérience principale de cette thèse, décrite au chapitre 6. De plus, cette méthode pourrait aussi ouvrir la voie à des géométries de piégeage exotique [73], permettre d'employer le mode guidé pour le piégeage magnéto-optique ou d'adresser de nouvelles transitions optiques des émetteurs couplés à la nanofibre. Cependant notre méthode est plus encombrante que la méthode traditionnelle et nécessite un accès optique supplémentaire.

#### Conclusion & informations clefs

- Nous avons identifié le double effet d'une fibre optique sur la polarisation de la lumière guidée : la biréfringence linéaire qui déphase les composantes orthogonales du champ et le pouvoir rotatoire qui tourne l'axe principal de polarisation.
- Nous avons décrit et testé une méthode permettant de compenser la biréfringence du système optique menant à la nanofibre. Cette méthode permet d'une part de contrôler la polarisation dans la nanofibre et d'autre part d'avoir accès à une polarisation inconnue au niveau de la nanofibre. C'est à cette seconde fin que nous mettrons en œuvre notre méthode dans l'expérience décrite au chapitre 6.

## Chapitre 6

# Bielle-manivelle optique

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de la publication suivante [82] :

- Maxime Joos, Chengjie Ding, Vivien Loo, Guillaume Blanquer, Elisabeth Giacobino, Alberto Bramati, Valentina Krachmalnicoff, and Quentin Glorieux, "Polarization Control of Linear Dipole Radiation Using an Optical Nanofiber", Phys. Rev. Applied 9, 064035 – publié le 21 Juin 2018.

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les nanofibres sont des interfaces privilégiées pour étudier l'interaction lumière/matière. Ceci est dû au champ évanescent intense et accessible qui s'étend au-delà de la nanofibre. Mais jusque là, nous n'avons pas explicitement mis à profit la polarisation exotique du mode fondamental vue dans la section 2.3.

Dans ce chapitre, nous exploitons le confinement de la lumière et la composante longitudinale du champ pour démontrer qu'un dipôle linéaire à la surface d'une nanofibre peut émettre de la lumière guidée dont la polarisation dans le plan transverse est elliptique. En analogie avec le système mécanique permettant de transformer une oscillation linéaire en un mouvement de rotation continu, nous avons appelé ce phénomène : "bielle-manivelle optique".

Nous étudions dans la section 6.1 comment la polarisation de la lumière guidée dépend de la position et de l'orientation du dipôle sur la nanofibre. Puis, dans la section 6.2, nous présentons le montage expérimental dans lequel le rôle du dipôle linéaire est joué par un nanobâtonnet d'or. Finalement, nous montrons que toute la sphère de Poincaré peut être parcourue à l'aide de ce système photonique hybride.

## 6.1 Relation entre les degrés de liberté d'un dipôle et la polarisation de la lumière guidée

### 6.1.1 Cas général

On souhaite étudier la polarisation de la lumière émise dans le mode fondamental d'une nanofibre par un dipôle à plat à sa surface comme illustré sur la figure 6.1. On suppose que le dipôle est inclus dans un plan tangent à la surface de la fibre ce qui limite ses degrés de liberté à deux : l'angle  $\alpha$  définit sa position azimutale autour de la fibre et l'angle  $\theta$  définit son orientation par rapport à l'axe de la fibre.



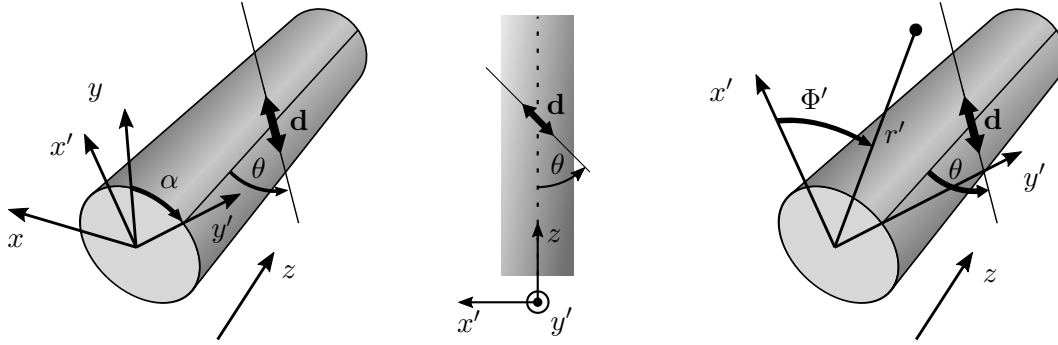


FIGURE 6.1 – **Systèmes de coordonnées et repérage du dipôle sur une fibre optique.** Le dipôle est inclus dans un plan tangent à la surface de la nanofibre. La normale de ce plan ( $y'$ ) forme un angle  $\alpha$  avec l'axe vertical ( $y$ ). Dans ce plan, le dipôle forme un angle  $\theta$  avec l'axe de la fibre ( $z$ ).

Il est commode de développer le champ électrique guidé  $\mathbf{E}_g$  sur une base de modes quasi-linéaires  $\{\mathbf{HE}_{11}^{x'}, \mathbf{HE}_{11}^{y'}\}$  avec l'axe de polarisation principale  $y'$  orienté selon la position du dipôle. On introduit alors un nouveau système de coordonnées cartésiennes ( $x'y'z$ ) (ou cylindriques ( $r', \Phi'$ )) par rotation d'un angle  $\alpha$  autour de l'axe  $z$  du système ( $xyz$ ) ( $(r, \Phi)$  pour le cas cylindrique).

Dans la base de modes  $\{\mathbf{HE}_{11}^{x'}, \mathbf{HE}_{11}^{y'}\}$ , le champ guidé par la fibre est donné, d'après (2.15), par :

$$\mathbf{E}_g = c_1 \mathbf{HE}_{11}^{x'} + c_2 \mathbf{HE}_{11}^{y'}, \quad (6.1)$$

où les constantes  $c_1$  et  $c_2$ , généralement complexes, sont déterminées en projetant le dipôle sur les modes respectifs de la base (voir [20], chap. 21) évalués à la position du dipôle. Comme le dipôle se situe à la surface de la nanofibre,  $r' = a$  et  $\Phi' = \pi/2$  par définition du système de coordonnées. Les amplitudes  $c_1$  et  $c_2$  sont données par :

$$\begin{aligned} c_1 &= \mathbf{d}^* \cdot \mathbf{HE}_{11}^{x'}(a, \pi/2), \\ c_2 &= \mathbf{d}^* \cdot \mathbf{HE}_{11}^{y'}(a, \pi/2), \end{aligned} \quad (6.2)$$

où le dipôle  $\mathbf{d}$ , dans le système de coordonnées ( $x'y'z$ ), s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{d} = d \begin{bmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix} e^{-i\omega t} \quad (6.3)$$

avec  $d$  l'amplitude du dipôle et  $\theta$  l'angle que forme le dipôle avec l'axe de la fibre. La composante selon  $y'$  du dipôle est nulle car le dipôle est tangent à la fibre.  $\mathbf{HE}_{11}^{x'}(a, \pi/2)$ ,

et  $\mathbf{HE}_{11}^{y'}(a, \pi/2)$  sont donnés par 2.14 :

$$\begin{aligned}\mathbf{HE}_{11}^{x'}(a, \pi/2) &= \begin{bmatrix} i\epsilon_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \mathbf{HE}_{11}^{y'}(a, \pi/2) &= \begin{bmatrix} 0 \\ i\epsilon_2 \\ \epsilon_3 \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (6.4)$$

où

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= -A \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qa) - (1+s)K_2(qa)], \\ \epsilon_2 &= -A \frac{\beta}{2q} \frac{J_1(ha)}{K_1(qa)} [(1-s)K_0(qa) + (1+s)K_2(qa)], \\ \epsilon_3 &= AJ_1(ha)\end{aligned}$$

sont réels.

On obtient les amplitudes modales  $c_1 = id\epsilon_1 \sin \theta$  qui est un imaginaire pur et  $c_2 = d\epsilon_3 \cos \theta$  qui est réel. Le champ guidé  $E_g$  donné par (6.1) :

$$\mathbf{E}_g = id\epsilon_1 \sin \theta \mathbf{HE}_{11}^{x'} + d\epsilon_3 \cos \theta \mathbf{HE}_{11}^{y'}, \quad (6.5)$$

est donc la somme de deux composantes oscillant en quadrature de phase ce qui implique que dans le plan transverse, la polarisation est en général elliptique.

### 6.1.2 Trois cas particuliers de couplage

Étudions trois cas particuliers de couplage correspondant a trois orientations caractéristiques du dipôle :

1. lorsque le dipôle est aligné avec la nanofibre ( $\theta = 0^\circ$ ),
2. lorsque le dipôle est perpendiculaire à la nanofibre ( $\theta = 90^\circ$ ),
3. lorsque le dipôle a une orientation intermédiaire tel que  $\epsilon_1 \sin \theta = \pm \epsilon_3 \cos \theta$ .

#### Dipôle aligné à la nanofibre

Lorsque le dipôle est aligné avec la nanofibre, il ne peut présenter un chevauchement qu'avec un mode possédant une composante longitudinale à cette position. Le  $\mathbf{HE}_{11}^{x'}$  est dépourvu. En revanche, le mode  $\mathbf{HE}_{11}^{y'}$  possède bien une composante longitudinale en ce point et est donc *excité* par le dipôle.

Ainsi, un dipôle orienté le long de la nanofibre va générer un champ guidé dont la polarisation est quasi-linéaire selon  $y'$ . Nous avons illustré ce cas sur la figure 6.2.a.

De plus, comme l'excitation se fait via la composante longitudinale, la composante transverse du champ guidé (à la position du dipôle) est en quadrature de phase avec l'oscillation du dipôle.

### Dipôle perpendiculaire à la nanofibre

Lorsque le dipôle est perpendiculaire à la nanofibre, il ne présente aucun chevauchement avec le mode  $\mathbf{HE}_{11}^{y'}$  mais bien avec le mode  $\mathbf{HE}_{11}^{x'}$ . Le champ guidé aura donc une polarisation quasi-linéaire selon  $x$ . Le cas est illustré sur la figure 6.2.b.

Deplus, la composante transverse du champ sera en phase avec l'oscillation du dipôle.

### Dipôle dont l'orientation est intermédiaire

Lorsque le dipôle possède une orientation intermédiaire, il excite les deux modes simultanément, avec cependant une différence essentielle :  $\mathbf{HE}_{11}^{x'}$  est excité en phase avec le dipôle alors que  $\mathbf{HE}_{11}^{y'}$  est excité en quadrature de phase ce qui, en général, implique une polarisation elliptique dans le plan transverse.

Un dernier cas particulier apparaît lorsque les amplitudes des modes de l'équation (6.2) sont égales, c'est-à-dire quand  $\epsilon_1 \sin \theta = \pm \epsilon_3 \cos \theta$ , ce qui en pratique se produit pour une orientation de  $45^\circ$  environ. Dans ce cas, la polarisation obtenue est quasi-circulaire et l'orientation notée  $\theta_{circ}$ . Ce cas est illustré à son tour sur la figure 6.2.c.

### 6.1.3 Relation entre l'orientation du dipôle et la polarisation de la lumière guidée

La situation présentée précédemment évoque un dispositif optique analogue : une lame quart d'onde agissant sur un faisceau polarisé linéairement. Dans ce dernier cas, l'amplitude des composantes en quadrature de phase est déterminée par l'angle entre la polarisation incidente et l'axe optique de la lame. Dans le cas de notre système, l'amplitude des composantes en quadrature de phase est donnée par l'angle entre le dipôle et la nanofibre.

Ainsi, de la même manière qu'une lame quart d'onde permet de contrôler l'ellipticité d'un faisceau, l'orientation du dipôle définit l'ellipticité de la polarisation transverse de la lumière guidée. Si la position azimutale du dipôle est connue, il existe une bijection entre l'angle  $\theta$  et l'état de la polarisation de la lumière guidée. Il est possible de représenter cette relation de différentes manières : Sur la figure 6.3a, nous avons calculé le paramètre de Stokes  $S_3$  caractérisant l'ellipticité en fonction de l'orientation du dipôle. On voit que pour une orientation du dipôle  $\theta \in [-90^\circ, 90^\circ]$ , l'ellipticité est unique. De manière équivalente, sur la sphère de Poincaré l'orientation du dipôle définit la latitude que nous avons noté  $f(\theta)$  et qui vaut approximativement :

$$f(\theta) \approx 90/\theta_{circ}\theta \approx 2\theta.$$

### 6.1.4 Relation entre la position azimutale du dipôle et la polarisation de la lumière guidée

Considérons maintenant le deuxième degré de liberté du dipôle défini par la position azimutale autour de la fibre.

Pour des raisons de symétrie, la position du dipôle n'a pas d'influence sur l'ellipticité de la polarisation. L'unique effet de la position du dipôle est la rotation du système de coordonnées ce qui implique une rotation identique de la polarisation.

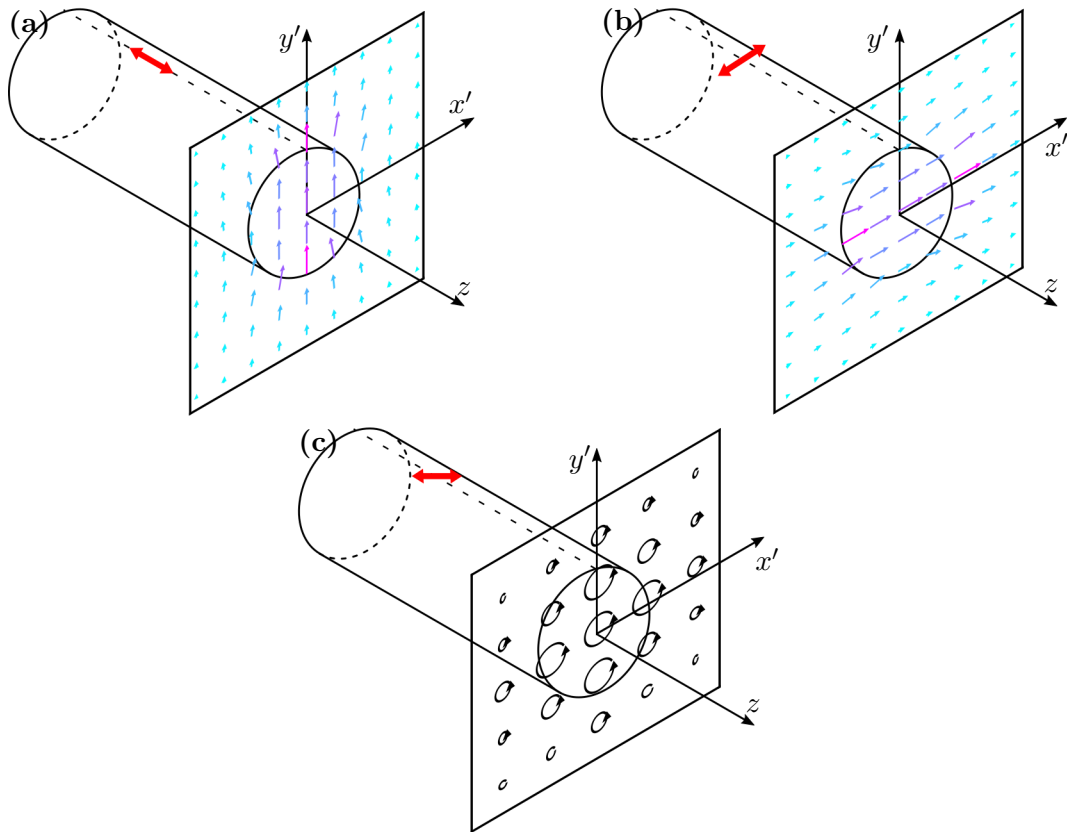


FIGURE 6.2 – **Dépendance entre l'orientation du dipôle et la polarisation de la lumière guidée.** Nous considérons trois orientations caractéristiques du dipôle. **(a)** Le dipôle est aligné avec l'axe de la nanofibre ce qui entraîne une polarisation quasi-linéaire selon  $y'$  de la lumière guidée. **(b)** Le dipôle est perpendiculaire à l'axe de la nanofibre ce qui entraîne une polarisation quasi-linéaire selon  $x'$  de la lumière guidée. **(c)** Le dipôle est orientée selon l'angle  $\theta_{circ}$  ce qui entraîne une polarisation quasi-circulaire de la lumière guidée.

La position azimutale  $\alpha$  du dipôle définit donc l'inclinaison  $\Psi$  de l'ellipse de polarisation comme illustré sur la figure 6.3.

De manière équivalente, sur la sphère de Poincaré, la position azimutale définit la longitude comme indiqué sur la figure 6.3(c).

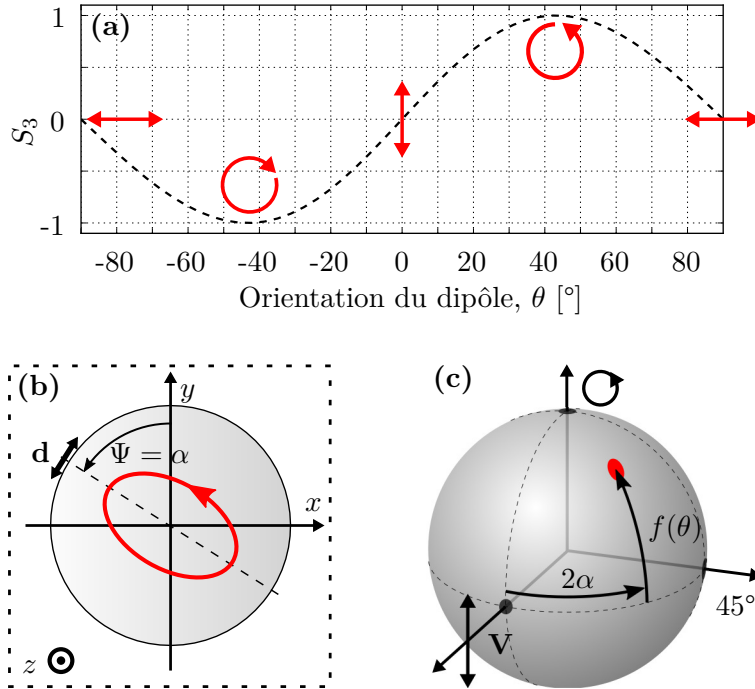


FIGURE 6.3 – Contrôle de la polarisation de la lumière émise par la géométrie du dipôle. (a) Représentation du paramètre de Stokes normalisé  $S_3$ , caractéristique de l'ellipticité, en fonction de l'orientation  $\theta$  du dipôle. L'orientation du dipôle permet de contrôler l'ellipticité de la polarisation. (b) Représentation d'une coupe transverse de la nanofibre illustrant comment la position azimutale du dipôle détermine l'axe principal de l'ellipse de polarisation de la lumière guidée. (c) Sur la sphère de Poincaré, la position  $\alpha$  définit la longitude de la polarisation et l'orientation  $\theta$  détermine la latitude.

Ainsi, les deux degrés de liberté du dipôle  $\theta$  et  $\alpha$  agissent indépendamment sur l'ellipticité et l'inclinaison de la polarisation et permettent en théorie de générer de manière déterministe toutes les polarisations possibles.

## 6.2 Montage expérimental

Le montage expérimental visant à démontrer la relation entre les degrés de liberté du dipôle et la polarisation de la lumière guidée est présenté sur la figure 6.4. Le rôle du dipôle est joué par un nanobâtonnet d'or préalablement déposé sur la nanofibre. À l'aide d'un laser polarisé linéairement, on excite la particule d'or qui diffuse de la lumière, en partie dans l'espace libre mais aussi dans le mode fondamental de la nanofibre où en sortie du système la polarisation de la lumière est analysée à l'aide d'un polarimètre.

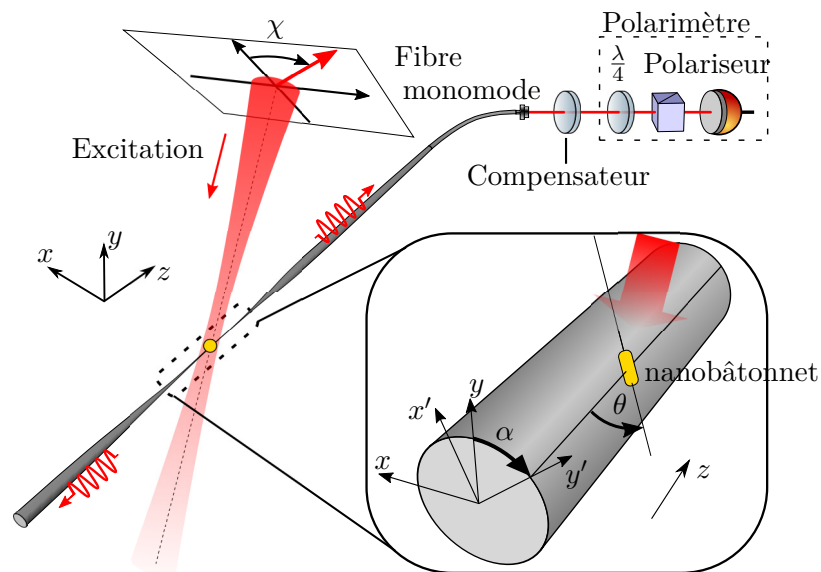


FIGURE 6.4 – Montage expérimental pour la démonstration du phénomène de *bielle-manivelle optique*. Un faisceau laser ( $\lambda = 638$  nm) dont la polarisation linéaire est repérée par l'angle  $\varphi$  illumine un nanobâtonnet déposé sur la surface de la nanofibre. Le nanobâtonnet est repéré par sa position azimutale  $\alpha$  ainsi que par son orientation  $\theta$ . Une partie de la lumière diffusée est collectée par la nanofibre puis guidée vers un système de détection mesurant l'état de polarisation. Ce système comprend un compensateur de Berek et un polarimètre.

### 6.3 Nanorod d'or comme dipôle optique

La démonstration expérimentale repose sur la capacité de simuler expérimentalement un dipôle linéaire à l'aide de nanobâtonnets d'or. Nous avons vu dans la section 3.2.2 qu'une nanoparticule (sphéroïde) allongée doit présenter un rayonnement dipolaire ce que nous avons en partie confirmé expérimentalement dans la section 4.3.2.

Nous complétons ici cette analyse en étudiant non seulement la puissance diffusée mais aussi la polarisation émise par le nanobâtonnet.

À l'aide d'un faisceau laser polarisé linéairement, nous illuminons un nanobâtonnet déposé au sommet de la nanofibre et aligné avec celle-ci (voir l'image MEB de la figure 6.5). Nous étudions la puissance diffusée ainsi que la polarisation de la lumière guidée en fonction de l'angle  $\varphi$  de la polarisation du faisceau d'excitation (voir figure 6.5).

Comme nous l'avons vu dans la section 4.3.2, la puissance diffusée varie sensiblement selon une loi de Malus avec un signal maximal lorsque la polarisation incidente coïncide avec l'orientation du nanobâtonnet, pour  $\varphi = \varphi_{max}$ .

Pour un nanobâtonnet orienté selon l'axe de la nanofibre et situé à son sommet on s'attend à une polarisation verticale de la lumière guidée. C'est précisément ce que l'on observe expérimentalement. Nous présentons sur la figure 6.5 l'état de la polarisation de la lumière guidée sous la forme d'ellipse de polarisation en fonction de la polarisation incidente.

On remarque que la polarisation de la lumière diffusée varie peu en fonction de la polarisation d'excitation (seule la puissance varie) ce qui est une confirmation supplémentaire du comportement dipolaire de la diffusion.

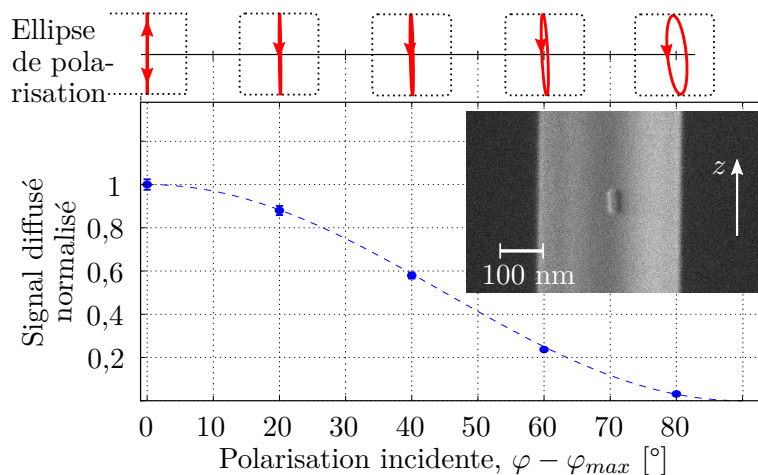


FIGURE 6.5 – **Réponse optique d'un nanobâtonnet d'or.** Nous étudions la puissance diffusée par le nanobâtonnet d'or en fonction de l'angle de la polarisation du laser d'excitation. Nous accompagnons ces observations de la mesure de la polarisation de la lumière guidée. La puissance diffusée dépend fortement (selon une loi de Malus) de la polarisation d'excitation. En revanche la polarisation émise dans la nanofibre est relativement indépendante de la polarisation d'excitation ( $\varphi$ ) ce qui confirme le caractère de dipôle linéaire du nanobâtonnet d'or.

## 6.4 Procédure expérimentale

La démonstration s'appuie sur l'étude de la polarisation de la lumière émise dans la nanofibre pour différentes orientations et positions de l'émetteur. Or, les forces qui fixent un nanobâtonnet sur la nanofibre nous empêchent de modifier aisément la position et l'orientation de la particule (par exemple à l'aide d'une pince optique). Nous sommes donc contraints d'étudier un ensemble d'émetteurs dont la position et l'orientation sont fixes.

La procédure expérimentale consiste dans un premier temps à déposer sur une même nanofibre différents nanobâtonnets uniques, suffisamment espacés les uns des autres pour que le faisceau d'excitation n'illumine qu'un seul émetteur à la fois et d'étudier pour chacun d'eux la polarisation de la lumière guidée. L'étude de la polarisation de la lumière émise par un nanobâtonnet se fait avec un faisceau d'excitation maximisant le signal de diffusion  $\varphi = \varphi_{max}$ . Cette situation procure un signal maximum et assure le caractère dipolaire de l'émetteur.

Dans un second temps, nous observons la fibre au microscope électronique à balayage et identifions individuellement les nanobâtonnets déposés. Ceci est possible si, lors des dépositions, nous notons précisément la distance entre chaque dépôt et retrouvons au microscope électronique les écarts attendus. Nous pouvons ainsi associer à chaque mesure de polarisation réalisée une image d'un nanobâtonnet. De l'image, nous pouvons extraire la position azimutale et l'orientation du nanobâtonnet.

## 6.5 Résultats

Nous sommes maintenant en mesure de comparer notre modèle du couplage d'un dipôle (avec le mode fondamental d'une nanofibre) avec nos mesures. Nous représentons sur la figure 6.6.a l'ellipticité (caractérisée par le paramètre de Stokes  $S_3$ ) de la polarisation émise dans la nanofibre en fonction de l'orientation du nanobâtonnet. Nous illustrons aussi avec des ellipses de polarisation l'état de polarisation associé à cinq nanobâtonnets dont l'orientation est comprise entre  $-40^\circ$  et  $46^\circ$ .

Nos mesures d'ellipticité de la polarisation s'accordent bien au modèle :

- Les nanobâtonnets dont l'orientation est approximativement le long de la fibre engendrent une faible ellipticité de la polarisation.
- Inversement, les bâtonnets dont l'orientation est intermédiaire présentent une ellipticité importante. Notre Modèle prédit une polarisation quasi-circulaire pour  $\theta_{circ} = \pm 43^\circ$  et nous avons observé une polarisation circulaire presque parfaite pour un bâtonnet orienté à  $\theta = 46^\circ \pm 3^\circ$ . Nous illustrons de manière artistique ce cas précis sur la figure 6.7.
- La circulation observée du champ électrique, caractérisée par le signe de  $S_3$  coïncide aussi parfaitement avec notre modèle.

Considérons maintenant l'inclinaison de l'ellipse de polarisation en fonction de la position azimutale du bâtonnet. L'inclinaison de l'axe principal d'une ellipse est d'autant mieux défini que l'ellipse est étroite (degré de polarisation linéaire proche de 1) ce qui justifie, pour une plus grande clarté, de nous intéresser aux bâtonnets dont l'orientation est proche de celle de la fibre. Nous avons représenté sur la figure 6.6(b) l'inclinaison de



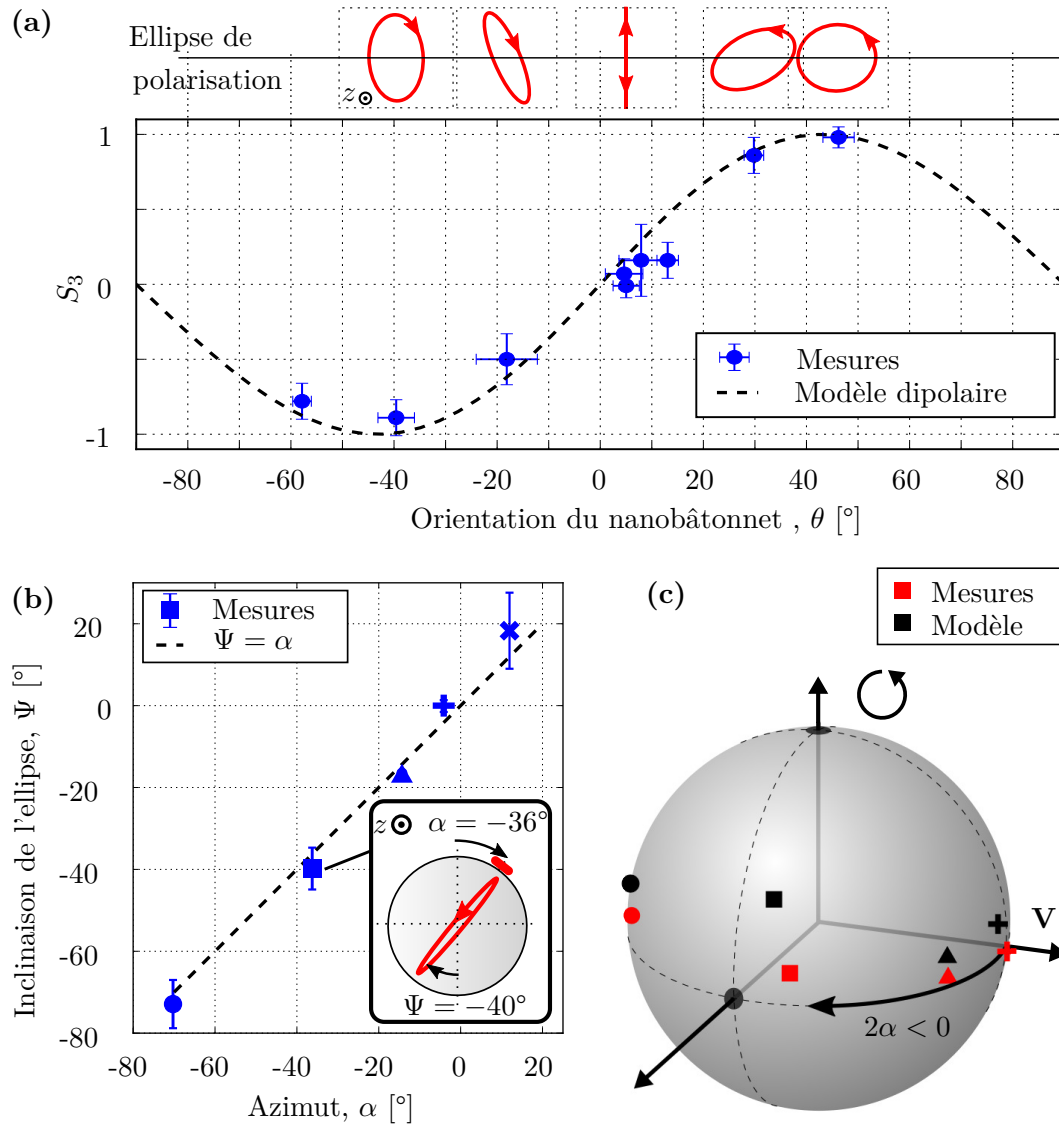


FIGURE 6.6 – **Démonstration expérimentale du phénomène de *bielle-manivelle optique*.** (a) Mesures du paramètre de Stokes normalisé  $S_3$ , caractéristique de l'ellipticité de la polarisation émise dans la nanofibre par le nanobâtonnet, en fonction de l'orientation  $\theta$ . L'orientation du nanobâtonnet détermine bien l'ellipticité de la polarisation de la lumière guidée comme prévu par le modèle du dipôle linéaire. (b) Mesures de l'inclinaison  $\Psi$  de l'ellipse de polarisation de la lumière guidée. Ces mesures correspondent bien à la position azimutale du nanobâtonnet tel qu'observé au microscope électronique à balayage. (c) Représentation sur la sphère de Poincaré des états de polarisation mesurés (rouge) pour quatre nanobâtonnets du graphique (b). Nous comparons ces mesures avec les prédictions de notre modèle (noir) basé sur les observations des positions et orientations des nanobâtonnet tel qu'observé au microscope électronique à balayage.

l'ellipse de polarisation pour les 5 bâtonnets dont l'orientation est comprise entre  $-20^\circ$  et  $20^\circ$ . L'inclinaison de la polarisation suit bien la position du bâtonnet sur la nanofibre, comme prédit par notre modèle.

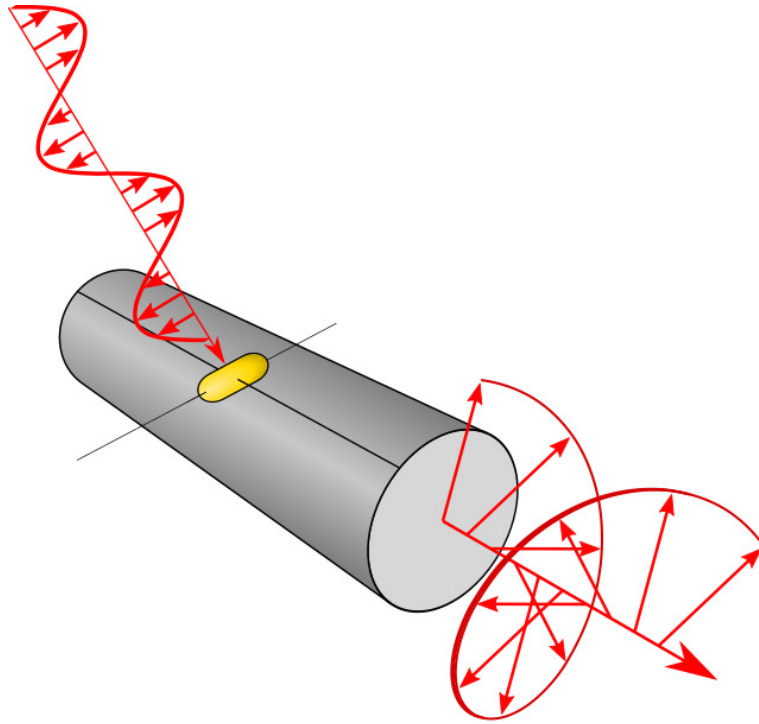


FIGURE 6.7 – *Bielle-manivelle optique*. Des oscillations linéaires du dipôle entraînent la circulation du champ électrique de la lumière guidée dans le plan transverse.

**Conclusion & informations clefs**

- Nous avons démontré expérimentalement le phénomène de *bielle-manivelle optique*, c'est à dire la capacité pour un dipôle linéaire situé dans un champ évanescent d'émettre une polarisation elliptique.
- La démonstration s'appuie sur la diffusion de lumière par des nanobâtonnets d'or déposés à la surface d'une nanofibre optique.
- Nous avons ainsi montré qu'il existe une relation déterministe entre la géométrie du dipôle/nanobâtonnet et la polarisation émise :
  - L'orientation du dipôle/nanobâtonnet définit l'ellipticité de la polarisation de la lumière guidée.
  - La position azimutale contrôle l'axe principal de polarisation.
- À titre d'exemple, nous avons observé l'émission de lumière polarisée quasi-circulairement pour un nanobâtonnet orienté à  $46^\circ$  par rapport à la nanofibre.

## Chapitre 7

# Force de radiation sur une nanofibre

Les nanofibres optiques en silice sont, à ma connaissance, les guides d'onde dont la masse linéique est la plus faible (typiquement de l'ordre de  $0,1 \mu\text{g}/\text{m}$ ). À titre de comparaison, un cheveu est environ 30 000 fois plus lourd. À ce titre, les nanofibres optiques sont des systèmes optomécaniques très sensibles, ce qui nous a motivé à étudier la force de radiation sur une nanofibre.

Dans la section 7.1, nous estimons théoriquement la force de radiation qu'exerce un faisceau de lumière sur une nanofibre optique en considérant tout d'abord un modèle grossier basé sur l'optique géométrique. Puis nous considérons un modèle exact basé sur la théorie de Mie. Suivant une idée originale de Arno Rauschenbeutel, nous présentons dans la section 7.2 un système permettant de mesurer des déplacements nanométriques d'une nanofibre optique. Finalement nous mettons en œuvre cette technique pour tenter de détecter la force de radiation de la lumière sur une nanofibre optique.

### 7.1 Estimation de la force de radiation

Estimation théorique de la force de radiation sur une nanofibre

#### 7.1.1 Estimation d'après l'optique géométrique

Afin d'estimer l'ordre de grandeur de la pression de radiation sur une nanofibre en silice dans l'air ou le vide, nous modélisons la nanofibre comme une poutre de section carrée  $(2a)^2$ . La poutre est illuminée en incidence normale par un faisceau uniforme de diamètre  $d$ , de puissance  $P$  et d'intensité  $I = P/(\pi d^2/4)$ . En supposant le diamètre du faisceau supérieur à la largeur de la poutre :  $d \gg 2a$ , la section illuminée vaut  $2a \times d$ . En ignorant les phénomènes d'interférences, on peut estimer la force de radiation  $F_{og}$  ([Newton]) en considérant la réflexion de Fresnel sur les deux faces de la poutre :

$$F_{og} = \frac{2I}{c} 2R2ad, \quad (7.1)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $R$  le coefficient de réflexion en incidence normale et l'indice  $og$  rappelle le contexte de la dérivation : "l'optique géométrique". Exprimée en

fonction de la puissance du faisceau  $P$ , la force de radiation est donnée par :

$$F_{og} = 8 \frac{P}{c\pi d} 2R2a. \quad (7.2)$$

La force de radiation est proportionnelle à la puissance du faisceau et inversement proportionnelle à son diamètre.

Considérons un faisceau homogène, de puissance  $P = 100$  mW et de diamètre  $d = 10$   $\mu\text{m}$ , une poutre de largeur  $2a = 500$  nm dont l'indice optique de 1,5 entraîne un coefficient de réflexion de Fresnel  $R = 0,04$  :

$$F_{go} \sim 3 \text{ pN}.$$

### 7.1.2 Force de radiation d'après la théorie de Mie

L'estimation précédente, basée sur l'optique géométrique, néglige trois aspects : les phénomènes d'interférences (propre au caractère ondulatoire de la lumière), la polarisation (caractère vectoriel) et la véritable géométrie de la fibre qui est cylindrique.

La théorie de Mie (voir section 2.4) permet de prendre en considération ces trois aspects.

Considérons donc un cylindre diélectrique de rayon  $a$  et d'indice  $n_1$  illuminé en incidence normale par une onde plane se propageant selon  $x$  comme illustré sur la figure 7.1. On considère une onde polarisée linéairement : soit parallèlement à l'axe de la fibre  $z$ , soit perpendiculairement à l'axe de la fibre.

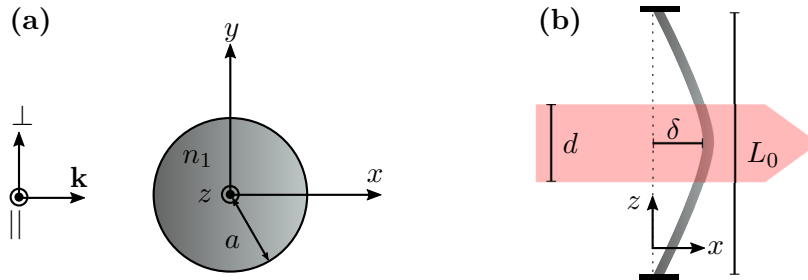


FIGURE 7.1 – **Notation et repérage pour l'étude de la force de radiation sur une nanofibre.** (a) On considère deux polarisations incidentes selon que le champ électrique est parallèle (||) ou perpendiculaire ( $\perp$ ) à l'axe de la fibre. La nanofibre, de rayon  $a$  et d'indice  $n_1 = 1,5$  est plongé dans l'air ou le vide. (b) La force de radiation du faisceau de lumière de diamètre  $d$  pousse une nanofibre de longueur  $L_0$ , modélisée comme une corde élastique. On note  $\delta$  le fléchissement de la nanofibre.

La force de radiation  $F_{Mie}$  selon  $x$  est donnée par [83] :

$$F_{Mie} = \frac{2I}{c} adY \quad (7.3)$$

où  $Y = Y_{||,\perp}(n_1, k, a)$  est une grandeur sans dimension, qui dans le cas d'une polarisation parallèle à la nanofibre est donnée par :

$$Y_{||}(n_1, k, a) = -\frac{1}{ka} \text{Re} \left\{ \sum_{l=-\infty}^{+\infty} b_l (b_{l+1}^* + b_{l-1}^* - 2) \right\}, \quad (7.4)$$

où les coefficients  $b_l = b_l(n_1, k, a)$  sont donnés par (2.23). Dans le cas d'une polarisation perpendiculaire à la nanofibre :

$$Y_{\perp}(n_1, k, a) = -\frac{1}{ka} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{l=-\infty}^{+\infty} a_l (a_{l+1}^* + a_{l-1}^* - 2) \right\}, \quad (7.5)$$

où les coefficients  $a_l = a_l(n_1, k, a)$  sont donnés par (2.23).

Nous représentons sur la figure 7.2(a) les grandeurs  $\bar{F}_{Mie} = \frac{2}{c} a Y$  et  $\bar{F}_{og} = \frac{8}{c} R a$  correspondant à la force de radiation par unité d'intensité et par unité de longueur de fibre illuminée en fonction du rayon  $a$ . La force de radiation calculée d'après la théorie de Mie présente des oscillations caractéristiques des interférences au sein de la nanofibre. Comme attendu pour une structure anisotrope, la force de radiation dépend fortement de la polarisation de l'onde incidente. On note aussi que la force de radiation dérivée selon "l'optique géométrique" pour une poutre à base carrée est nettement inférieure aux prévisions de la théorie de Mie alors que la largeur  $2a$  de la structure est identique.

### 7.1.3 Estimation du déplacement de la nanofibre

Pour estimer le déplacement de la nanofibre sous l'effet de la force de radiation, nous modélisons la fibre comme une corde élastique de section circulaire tenue en deux points correspondant aux extrémités de la zone nanofibre. Nous supposons que le faisceau laser exerce sa force au centre de la zone nanofibre. De plus, on suppose qu'aucune autre tension que celle provoquée par la pression de radiation<sup>1</sup> n'est exercée sur la fibre. Dans ces conditions, le déplacement  $\delta$  du milieu de la fibre est donné par [84, 85] :

$$\delta = \left[ \frac{F_{rad}}{8\pi a^2 E_{Young}} \right]^{1/3} L_0, \quad (7.6)$$

où  $F_{rad}$  est la force de radiation exercée,  $E_{Young}$  est le module de Young de la silice et  $L_0$  la longueur de la nanofibre.

Si on introduit la force de radiation (7.3) calculée d'après la théorie de Mie dans la relation (7.6), on obtient :

$$\delta = \left[ \frac{IdY}{4c\pi a E_{Young}} \right]^{1/3} L_0. \quad (7.7)$$

Nous représentons sur la figure 7.1(b), le déplacement de la nanofibre sous l'effet de la force de radiation en fonction du rayon de la nanofibre et pour les deux polarisations étudiées. Nous avons considéré un faisceau ( $\lambda = 780$  nm) d'intensité homogène, de puissance  $P = 100$  mW et de diamètre  $d = 10$   $\mu$ m, le module de Young  $E_{Young} = 70$  GPa de la silice en masse et une longueur de nanofibre  $L_0 = 10$  mm.

Le déplacement présente un maximum pour un rayon de la nanofibre proche de 200 nm (un peu plus pour la polarisation perpendiculaire, un peu moins pour la polarisation parallèle). Le déplacement de la fibre est donc de l'ordre du micromètre dans des conditions expérimentales typiques.

---

1. Pour prendre en compte une tension supplémentaire de la fibre, il faut ajouter le terme  $4T_0\delta/L$  à l'équation (7.6), avec  $T_0$  la tension initiale [84].

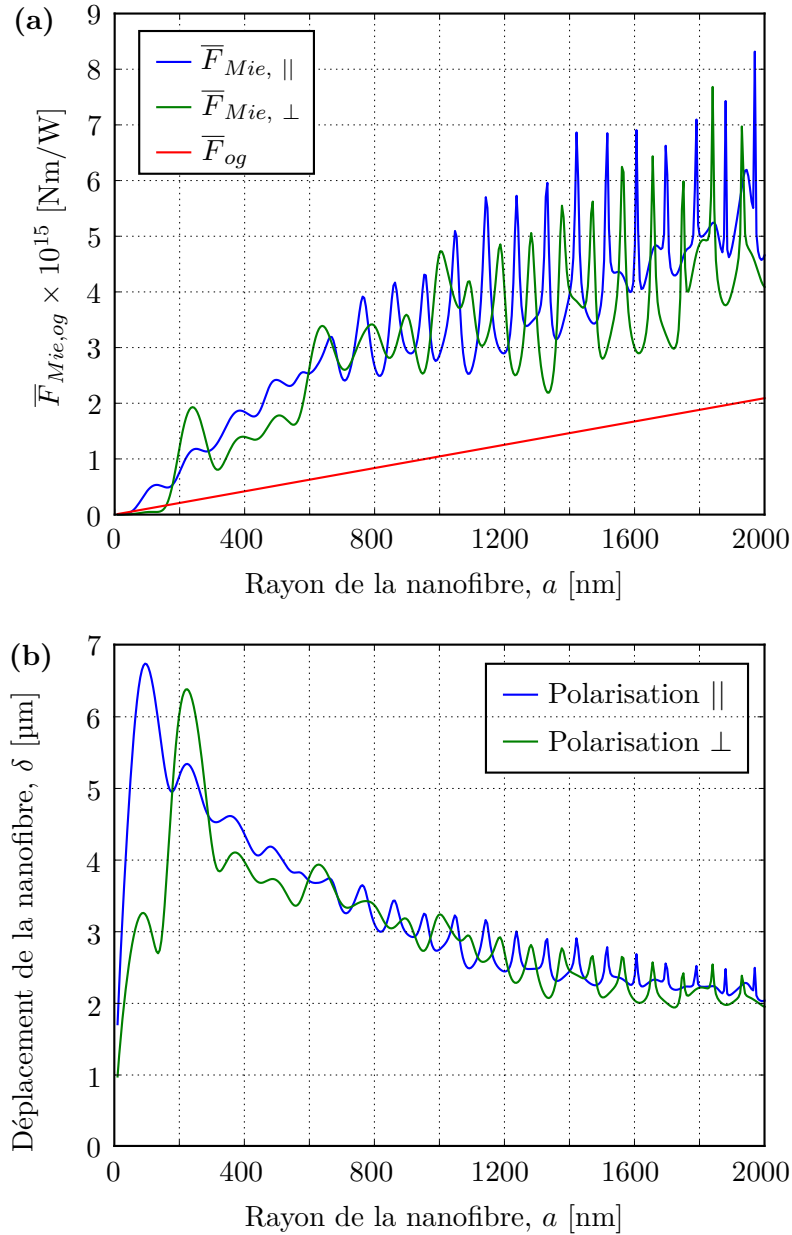


FIGURE 7.2 – **Estimation de la force de radiation sur une nanofibre en silice.** (a) Force de radiation  $\bar{F}_{rad}$  exercée sur une nanofibre par unité d'intensité et par unité de longueur de fibre illuminée, en fonction du rayon de la nanofibre. Par rapport au modèle de l'optique géométrique, le modèle de Mie prévoit des fluctuations de la force de radiation en fonction du rayon croissant de la nanofibre ce qui correspond à des phénomènes d'interférence. De plus, la force de radiation dépend de la polarisation incidente ce qui est caractéristique de l'anisotropie du système. (b) fléchissement  $\delta$  de la nanofibre sous l'effet de la force de radiation, en fonction du rayon de la nanofibre. Pour un rayon d'environ 200 nm, la nanofibre présente un fléchissement maximum. Nous avons considéré un faisceau ( $\lambda = 780$  nm) homogène, de puissance  $P = 100$  mW et de diamètre  $d = 10$   $\mu\text{m}$ , le module de Young de la silice en masse  $E_{Young} = 70$  GPa et une longueur de nanofibre  $L_0 = 10$  mm.

La principale source d'incertitude de notre dérivation est que nous avons omis la tension initiale de la nanofibre. Les nanofibres sont en effet légèrement tendues sur leur support afin d'améliorer leur stabilité, de réduire l'effet des courants d'air et de minimiser les vibrations.

## 7.2 Mesure du déplacement d'une nanofibre optique

Pour mesurer le déplacement de la nanofibre optique, nous suivons une idée originale de Arno Rauschenbeutel consistant à utiliser une onde stationnaire comme **règle graduée optique**.

### 7.2.1 Règle optique

Le fonctionnement de la règle optique est présenté sur la figure 7.3. On crée une onde stationnaire en faisant rétro-réfléchir un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda_{os}$  sur un miroir. Des maxima d'intensité se produisent à intervalles réguliers de  $\lambda_{os}/2$  et jouent le rôle de graduation. Pour lire ces graduations, on utilise la fibre elle-même sur-laquelle nous avons déposé une nanosphère d'or dont le diamètre est inférieur à la graduation  $\lambda_{os}/2$ . La particule diffuse la lumière proportionnellement à l'intensité locale de l'onde stationnaire. Une partie de la lumière diffusée est collectée directement par la nanofibre et guidée vers une photodiode. Le signal relevé par la photodiode nous renseigne sur le mouvement de la nanofibre dans la direction de l'onde stationnaire. Un exemple de signal de diffusion mesuré par la photodiode au cours du temps est présenté sur la figure 7.3(b). Les oscillations observées correspondent au mouvement de la nanofibre dans le réseau optique constitué par l'onde stationnaire. En pratique, pour mettre en mouvement la fibre, il suffit de faire circuler de l'air dans la boîte où se situe l'expérience.

### 7.2.2 Balayage de l'onde stationnaire

Afin d'illustrer le fonctionnement de la règle optique, nous présentons une mesure où nous avons déplacé progressivement l'onde stationnaire sur la nanoparticule supposée fixe. La longueur d'onde du faisceau laser à l'origine de l'onde stationnaire est  $\lambda_{os} = 532$  nm. Nous avons monté le miroir sur une translation piézo-électrique permettant de le déplacer précisément dans la direction de l'onde stationnaire. Le signal de diffusion mesuré à l'aide d'une photodiode<sup>2</sup> est représenté sur la figure 7.4(a) en fonction de la tension appliquée sur le piézo-électrique. La figure 7.4(b) représente une portion élargie de la mesure (a) pour une tension comprise entre 30 V et 40 V. Pendant que l'onde stationnaire balaye la nanoparticule, le signal oscille avec une période correspondant à  $\lambda_{os}/2 = 266$  nm. On peut ainsi associer un déplacement du miroir à une tension appliquée sur le piézo-électrique et calibrer ce dernier. Nous représentons sur la figure 7.4(c) une telle courbe de calibration indiquant le déplacement du miroir en fonction de la tension appliquée sur le piézo-électrique.

On remarque que la visibilité de l'onde stationnaire n'est pas maximale (elle vaut environ 0,45 sur le signal des figures 7.4(a) et (b)), comme on peut l'espérer avec un laser monochromatique. Selon la configuration du système (position de la particule sur

---

2. Référence Thorlabs : PDF10A.



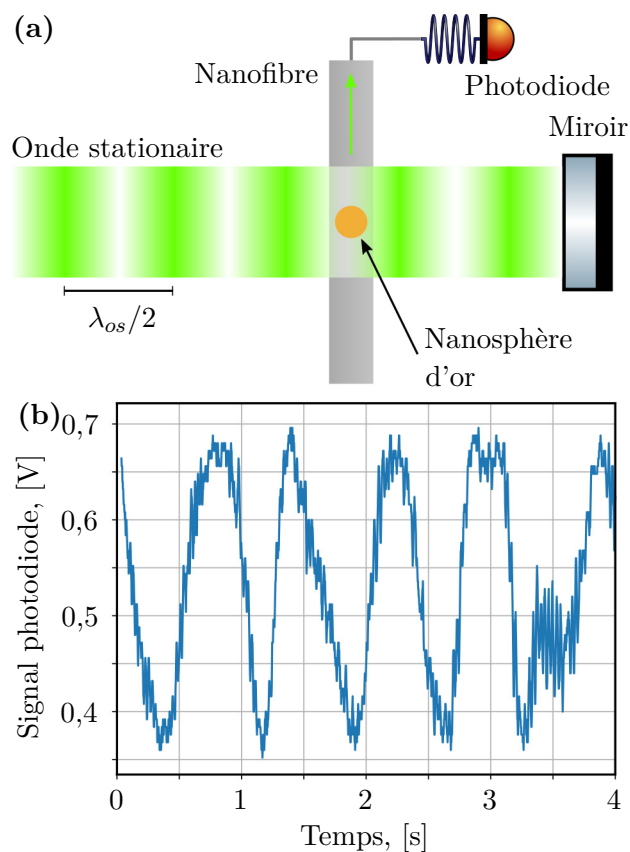


FIGURE 7.3 – **Règle optique.** (a) Schéma de la règle optique. La nanofibre, sur laquelle a été déposée une nanosphère d'or, est illuminée par une onde stationnaire jouant le rôle de règle graduée. Le signal de diffusion de la nanosphère d'or est mesuré par une photodiode en sortie de fibre. (b) Diffusion de la nanosphère au cours du temps lorsque la nanofibre se déplace dans l'onde stationnaire. Les mouvements de la nanofibre ont comme origine les courants d'air dans la boîte d'expérience.

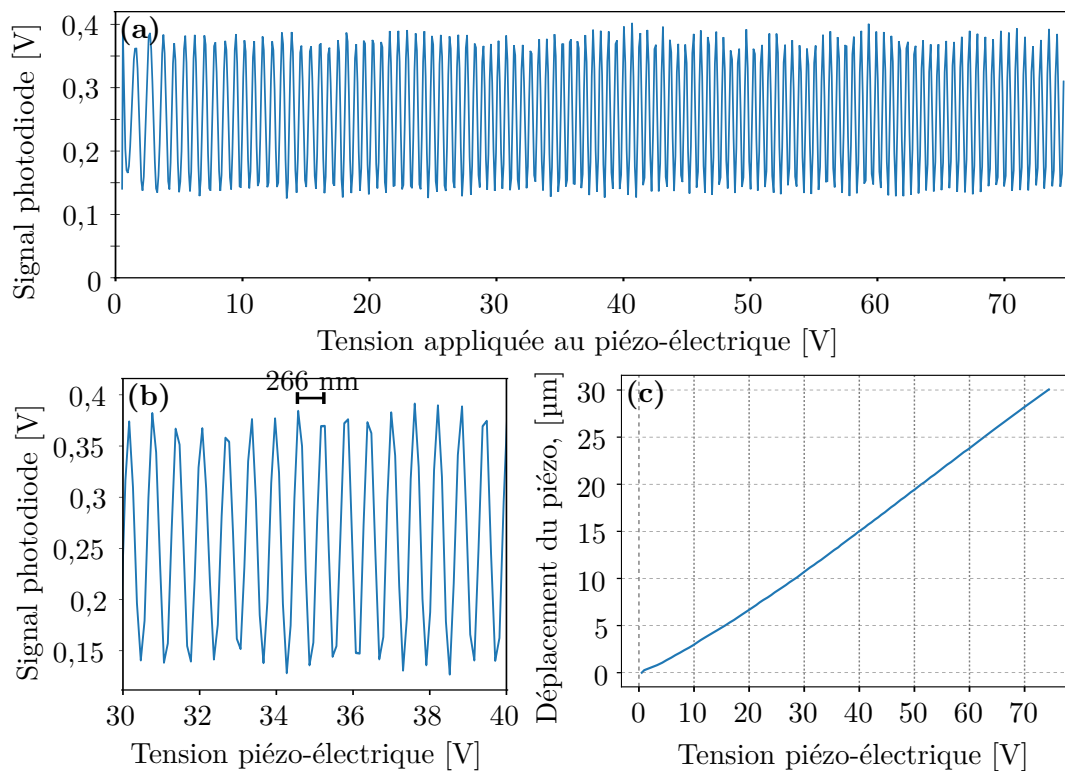


FIGURE 7.4 – **Calibration d’une translation piézoélectrique.** **a** Balayage de l’onde stationnaire (la nanofibre est supposée fixe) sur toute l’amplitude de déplacement de la translation piézoélectrique soutenant le miroir. Le signal mesuré par la photodiode en fonction de la tension appliquée à la translation reproduit le profil d’intensité de l’onde stationnaire. **(b)** Agrandissement du signal **(a)** entre les tensions 30 et 40 V. **(c)** Courbe de calibration de la translation piézoélectrique obtenue à partir de la trace **(a)**.

la fibre, centrage de l'onde stationnaire sur la particule, stabilité du laser à l'origine de l'onde stationnaire etc.), nous avons relevé des visibilités allant jusqu'à 0,75. Une baisse de visibilité d'environ 5 % est attendue en raison du diamètre non négligeable de la nanosphère d'or (environ 100 nm) par rapport à la période de l'onde stationnaire de 266 nm. L'écart que nous observons entre la visibilité expérimentale et la visibilité théorique peut aussi provenir de la cohérence non parfaite du laser et de la perturbation de l'onde stationnaire par la nanofibre.

### 7.2.3 Sensibilité du système

Nous souhaitons maintenant évaluer la sensibilité du système, c'est-à-dire déterminer le déplacement minimal détectable de la nanofibre. On se place dans la configuration présentée sur la figure 7.5. La nanoparticule se situe à mi chemin entre un maximum et un minimum d'intensité, dans un régime où le signal diffusé et mesuré par la photodiode dépend linéairement du déplacement de la nanofibre. Un petit déplacement  $\Delta x$  de la nanofibre dans la direction de l'onde stationnaire entraîne une variation  $\Delta S$  du signal délivré par la photodiode :

$$\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda_{os}}(S_{max} - S_{min})\Delta x, \quad (7.8)$$

où  $\lambda_{os}$  est la longueur d'onde du laser à l'origine de l'onde stationnaire,  $S_{max}$  est la valeur du signal sur la photodiode correspondant à un maximum d'intensité de l'onde stationnaire,  $S_{min}$  est la valeur du signal sur la photodiode correspondant à un minimum d'intensité de l'onde stationnaire.

Nous nous intéressons ici au problème inverse : compte tenu du rapport signal sur bruit SNR intrinsèque à notre système (bruit du détecteur, instabilité du laser etc.), quel est le déplacement minimal détectable ? En inversant (7.8), on obtient :

$$\Delta x = \frac{\lambda_{os}}{2\pi\text{SNR}}, \quad (7.9)$$

où nous avons posé  $\text{SNR} = (S_{max} - S_{min})/\Delta S$ . Dans nos conditions expérimentales, le rapport signal sur bruit SNR est de l'ordre de 20, avec  $\lambda_{os} = 532$  nm, on obtient une sensibilité :

$$\Delta x \sim 5 \text{ nm}. \quad (7.10)$$

Nous représentons sur la figure 7.5**(b)** le signal mesuré par la photodiode sur une période de 9 secondes alors que la fibre est au repos. À l'instant  $t = 0$  s, la particule se trouve dans la disposition décrite sur la figure 7.5**(a)**, c'est-à-dire à mi-chemin entre un minimum et un maximum d'intensité. Au voisinage de cette position, la relation (7.8) permet de convertir linéairement le signal mesuré sur la photodiode en position de la particule au cours du temps ce qui correspond à l'échelle de gauche sur le graphique de la figure 7.5**(b)**. Au cours des neuf secondes d'acquisition, le signal s'écarte légèrement de son niveau initial ce que nous attribuons à un léger déplacement de la nanofibre. L'écart type associé aux fluctuations du signal du graphique 7.5**(b)** est de 5 nm.

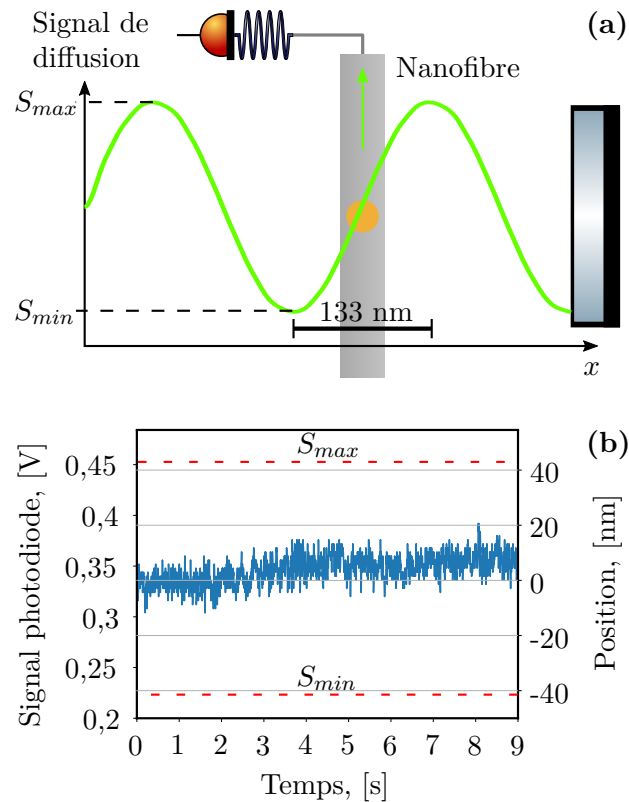


FIGURE 7.5 – **Sensibilité de la règle optique.**(a) Configuration de la règle optique offrant une sensibilité maximale. La nanosphère se situe dans le régime linéaire du profil d'intensité périodique de l'onde stationnaire. (b) Signal de diffusion mesuré sur la photodiode en fonction du temps avec la nanofibre au repos (pas de flux d'air dans la boîte d'expérience). Dans le régime de sensibilité linéaire, la position de la nanofibre (échelle de gauche sur le graphique) est liée à la tension sur la photodiode par la relation (7.8). L'origine de l'échelle de position correspond à la position initiale ( $t = 0$  s) de la nanofibre.

### 7.3 Détection de la force de radiation

Tentative de détection de la force de radiation sur une nanofibre

Dans les sections précédentes, nous avons montré qu'un faisceau laser typique ( $P = 100$  mW,  $d = 10$   $\mu\text{m}$ ) illuminant une nanofibre, exerce une force qui est théoriquement suffisante pour faire fléchir la nanofibre de quelques microns. Puis nous avons montré qu'il était possible de détecter des déplacements nanométriques de la nanofibre à l'aide d'une règle optique constituée d'une onde stationnaire.

Nous rendons compte maintenant de tentatives de détection expérimentale de la force de radiation d'un faisceau laser sur une nanofibre à l'aide de la technique développée. Nous souhaitons d'ores et déjà prévenir le lecteur que ces tentatives ont échoué. Nous discuterons à la fin de cette section les raisons probables de cette non-observation.

Le montage expérimental pour la détection de la force de radiation sur une nanofibre est présenté sur la figure 7.6. Comme précédemment, la nanofibre sur laquelle a été déposée une nanosphère d'or (100 nm de diamètre environ) est croisée par une onde stationnaire ( $\lambda_{os} = 532$  nm) jouant le rôle de *règle optique graduée*. La polarisation de l'onde stationnaire est ajustée à l'aide d'une lame quart d'onde afin de maximiser le couplage de la lumière diffusée vers la branche de la nanofibre au bout de laquelle se trouve la photodiode. Un faisceau laser, dit de pression, de longueur d'onde  $\lambda_p = 820$  nm est modulé en intensité à l'aide d'un modulateur électro-optique (noté MEO sur la figure 7.6) puis focalisé sur la nanofibre à l'aide d'un objectif de microscope d'ouverture numérique égale à 0,42. L'objectif est monté sur une translation axiale permettant de déplacer le point focal de part et d'autre de la nanofibre afin de pouvoir faire varier la taille du faisceau au niveau de la nanofibre.

La photodiode mesure le signal de diffusion de la nanoparticule, caractéristique du mouvement de la nanofibre. Le signal de la photodiode est analysé, notamment dans le domaine fréquentiel afin de détecter une oscillation de la nanofibre à la fréquence de modulation du laser de pression.

À titre d'exemple, nous présentons sur la figure 7.7 un spectre par transformation de Fourier d'un signal acquis par la photodiode pendant une durée de 5 secondes alors que la fréquence de modulation du laser de pression est de 12 Hz. On observe deux pics notables à 20 Hz et 30 Hz. Ces fréquences sont les composantes majeures du bruit de notre système mais sont d'origine inconnue. Le spectre ne présente aucun pic à la fréquence de modulation du laser de pression (12 Hz). De nombreuses autres tentatives avec des fréquences de modulation différentes n'ont pu révéler un effet de la force de radiation du laser de pression sur les mouvements de la nanofibre.

**Discussion** Comme nous l'avons mentionné dans la section 7.1.3, l'estimation du fléchissement de la nanofibre sous l'effet de la force de radiation d'un faisceau laser a été faite dans un cas très optimiste. Nous avons en effet considéré qu'aucune tension n'est exercée sur la nanofibre autre que celle causée par le faisceau de pression. Or les nanofibres sont toujours tendues sur leur support afin d'augmenter leur stabilité. On pourrait envisager de relâcher cette contrainte mais on prendrait le risque de subir fortement les courants d'air. La force de radiation que nous souhaitons mettre en évidence est en fait en concurrence avec les courants d'air. Une solution évidente à ce problème serait de travailler dans le vide.

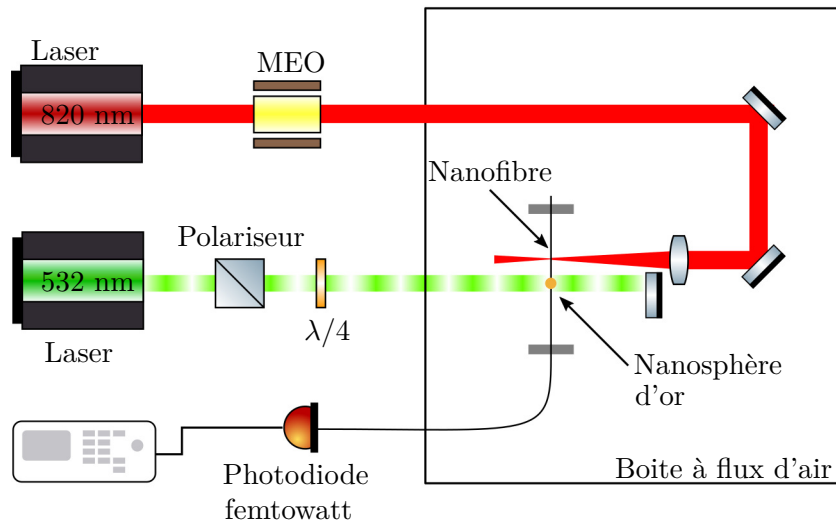


FIGURE 7.6 – **Montage expérimental pour la détection de la force de radiation.** Un faisceau laser "de pression", de longueur d'onde 820 nm est modulé en intensité à l'aide d'un modulateur électro-optique (MEO). La puissance du laser de pression oscille entre un niveau bas d'environ quelques mW à un niveau haut de quelques dizaines de mW à une fréquence comprise entre quelques Hz et 20 Hz. Le laser est ensuite focalisé sur la nanofibre à l'aide d'un objectif de microscope ( $NA = 0,42$ ). Le faisceau laser à l'origine de la règle optique traverse un polariseur et une lame quart d'onde afin de fixer précisément la polarisation de l'onde stationnaire. Ceci permet d'optimiser la directionnalité du couplage tel que décrit par Petersen et al. [30].

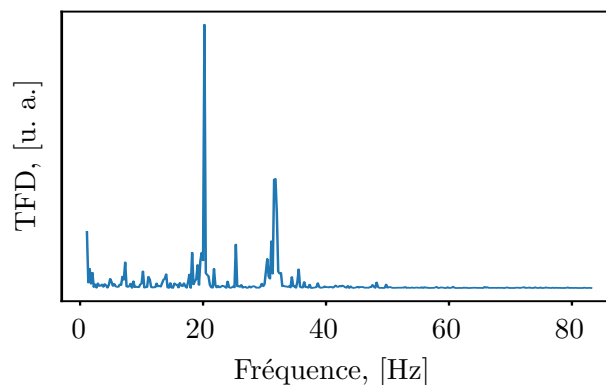


FIGURE 7.7 – **Spectre d'un signal de diffusion.** Spectre correspondant à un signal mesuré avec le faisceau de pression modulé à une fréquence de 12 Hz. Le spectre met en évidence le bruit caractéristique à 20 Hz de notre système mais ne permet pas d'observer l'effet de la radiation sur la nanofibre sous la forme d'un pic à fréquence de modulation de 12 Hz.

**Conclusion & informations clefs**

- Nous avons estimé la force de radiation d'un faisceau laser sur une nanofibre. Pour des valeurs typiques de la puissance (100 mW) et du diamètre (10  $\mu\text{m}$ ) du faisceau, la force de radiation est de l'ordre du pico Newton.
- En modélisant la nanofibre comme une corde élastique sans tension initiale, nous avons estimé le fléchissement causé par le faisceau laser et montré qu'il était maximum pour un rayon de la nanofibre d'environ 200 nm dans des conditions typiques de fonctionnement.
- Suivant une idée originale de Arno Rauschenbeutel, nous avons développé un système permettant de détecter des mouvements nanométriques d'une nanofibre.
- Nous avons finalement présenté une tentative de mise en évidence de la force de radiation sur une nanofibre. À l'heure actuelle, nous n'avons pas pu observer une telle force de radiation.

## Chapitre 8

# Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons présenté les nanofibres optiques en mettant l'accent sur leurs propriétés optiques, c'est-à-dire sur la manière avec laquelle elles guident la lumière et la diffractent.

Si l'expression précise des modes guidés et radiatifs est, de manière générale, assez complexe, deux principes permettent d'appréhender la polarisation du champ électrique au voisinage d'une nanofibre :

1. Les conditions aux limites pour le champ électrique et la densité de flux électrique.
2. L'émergence d'une composante longitudinale du champ électrique lorsque le mode est confiné latéralement dans la direction de polarisation.

Nous avons aussi présenté la méthode de fabrication d'une nanofibre optique effilée ainsi que les évolutions sur le banc de tirage lors des trois dernières années.

Nous avons présenté les sources de lumière utilisées durant mes travaux et la technique de dépôt permettant de former un système hybride combinant un émetteur à la nanofibre. Nous avons ensuite mis en œuvre ce système dans différentes expériences dont nous listons les plus importantes :

- Nanofibre + émetteur quantique. Nous avons réalisé un dépôt d'une boîte quantique à base de semi-conducteur sur une nanofibre et montré par une mesure de  $g^{(2)}$  que la fluorescence était caractéristique d'un émetteur quantique unique.
- Nanofibre + émetteur fluorescent. Nous avons présenté une expérience réalisée à l'Institut Langevin visant à sonder le champ diffracté par une nanofibre.
- Nanofibre + nanobâtonnet d'or. Nous avons exploité le confinement du champ dans une nanofibre pour montrer que la lumière émise par un dipôle linéaire dans le mode fondamental de la nanofibre possède une polarisation elliptique. De plus, nous avons montré que les paramètres de la polarisation sont déterminés par la géométrie du système : l'inclinaison de l'ellipse est défini par la position de l'émetteur et l'ellipticité est déterminée par l'orientation du nanobâtonnet. En analogie avec le dispositif mécanique, nous avons appelé ce phénomène la "bielle-manivelle optique".
- Nanofibre + nanosphère d'or. Sur la base d'une idée originale de Arno Rauschenbeutel, nous avons développé une règle optique permettant de mesurer avec une précision nanométrique les déplacements d'une nanofibre optique. Nous avons aussi



rendu compte de tentatives pour mesurer la force de radiation sur une nanofibre optique.

La démonstration du phénomène de bielle-manivelle optique a nécessité de développer une technique permettant de contrôler complètement la polarisation dans une nanofibre.

Dans l'introduction de notre thèse, nous avons décrit les guides de lumière sub-longueur d'onde –et les nanofibres en particulier– comme des plateformes offrant principalement trois avantages :

- une coopérativité et
- une épaisseur optique par atome élevée.
- De plus, elles permettent d'exploiter le confinement vectoriel du champ électrique.

Mon quotidien avec les nanofibres durant les trois dernières années m'a convaincu d'un autre aspect avantageux des nanofibres optiques : Elles sont des supports stables et peu intrusifs. Nous avons en effet montré lors de l'expérience sur la règle optique qu'une nanofibre dans l'air pouvait être stabilisée à quelques nanomètres près pendant une durée allant jusqu'à une dizaine de secondes. Cette stabilité est expérimentalement limitée par l'environnement acoustique et les vibrations sur-lesquelles d'amples progrès peuvent être réalisés (par exemple en travaillant sous vide).

On peut ainsi envisager un système hybride nanofibre + émetteur permettant de sonder des structures nanophotoniques. Illustrons cette idée avec le cas élémentaire d'un émetteur dipolaire sur une nanofibre sondant le champ proche (distance  $< \lambda$ ) d'un miroir comme représenté sur la figure 8.1(a,b). Le taux d'émission spontanée d'un émetteur dont le dipôle est parallèle à la surface du miroir est inhibé (cas (a)). Ceci peut se comprendre comme l'interférence destructive entre le dipôle et son "image électrique" [86, 87] donnée par le miroir. Inversement, le taux d'émission spontanée d'un émetteur dont le dipôle est perpendiculaire à la surface du miroir est augmenté (cas (b)). Ceci résulte cette fois-ci d'interférences constructives entre le dipôle et son image électrique.

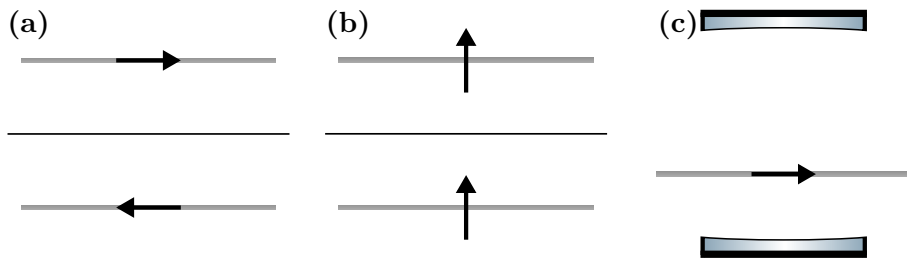


FIGURE 8.1 – **Étude de l'émission spontanée avec des conditions aux limites différentes.** (a) Dipôle parallèle à la surface du miroir, l'image électrique oscille en opposition de phase avec le dipôle résultant en une extinction de l'émission. (b) Dipôle perpendiculaire à la surface du miroir, l'image électrique oscille en phase avec le dipôle résultant en une augmentation du taux de désexcitation. (c) Un système hybride peut aussi sonder le champ d'une cavité sans trop dévaluer sa finesse.

De même, il serait possible de sonder le champ d'une cavité sans trop dévaluer la finesse en utilisant l'aspect peu intrusif de la nanofibre.

Des travaux actuels dans notre groupe sur le couplage de nanodiamants à une nanofibre optique vont dans le sens des propositions faites ci-dessus.

# Chapitre 9

## Annexes

### 9.1 Détails sur la mesure de $g^{(2)}(\tau)$ pour une boîte quantique sur une nanofibre optique

#### 9.1.1 Liste des composants

Nous listons les composants notables du montage présenté sur la figure 9.1 permettant de mesurer le  $g^{(2)}(\tau)$  de la fluorescence d'un nanocrystal déposé sur une nanofibre optique.

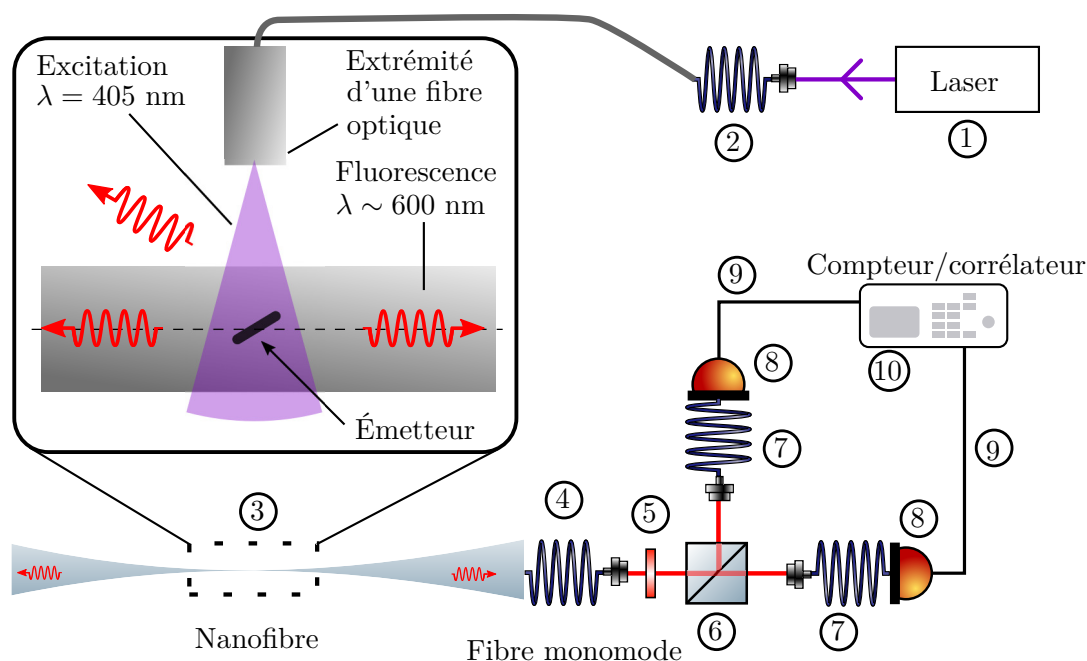


FIGURE 9.1 – Mesure du  $g^{(2)}$  sur une nanofibre.

Nous listons les composants en suivant le chemin de la lumière, du laser d'excitation jusqu'au système de détection :

- ① Source d'excitation : diode laser (Thorlabs : CPS405) continue à 405 nm, puissance  $\sim 1$  mW.

- ② Fibre optique monomode (Thorlabs : P3-405B-FC) opérant entre 405 et 532 nm.
- ③ Nanofibre. Diamètre ciblé : 220 nm, longueur de la zone nanofibre : 10 mm.
- ④ Fibre monomode (Thorlabs : SM600) opérant entre 633 et 780 nm.
- ⑤ Filtre passe haut (Thorlabs : FELH0550) permettant de bloquer la diffusion résiduelle du laser d'excitation mais laissant passer le signal de fluorescence du nanocrystal autour de 600 nm.
- ⑥ Cube séparateur **non polarisant**.
- ⑦ Fibres multimodes à saut d'indice (Thorlabs : M42L) opérant entre 400 et 2400 nm avec un diamètre de cœur de 50  $\mu\text{m}$ .
- ⑧ Câbles coaxiaux d'impédance 50  $\Omega$  et de longueur 1 m.
- ⑨ Photodiode à avalanche (Excelitas : SPCM-AQRH-14-FC) avec connecteur pour fibre. Surface du détecteur : 180  $\mu\text{m}$ , efficacité quantique : 65% à 650 nm, temps de récupération :  $\sim 30$  ns, dark count  $\leq 100$  coups/s.
- ⑩ Compteur d'impulsion et corrélateur (Aurea Technology : SPD-TDC).

Nous présentons dans le tableau 9.1 un bilan de l'efficacité de la détection du signal de fluorescence. Nous considérons les sources d'atténuation du signal à partir de l'émetteur jusqu'au corrélateur. L'efficacité totale du système correspond au nombre de coups relevé par le compteur sur les deux photodiodes divisé par le nombre total de photons émis par l'émetteur. La principale source d'atténuation est le couplage dans la fibre, qui permet de collecter environ 20 % de la lumière [88] –mais dont seulement la moitié est dirigée vers le système de détection– soit un couplage de 10 %. Cette valeur est à comparer avec les taux de collection d'un objectif de microscope [50] : 78 % avec un objectif à huile d'ouverture numérique 1,4 ; 17 % avec un objectif à air d'ouverture numérique 0,95 ; 9,5 % avec un objectif à air d'ouverture numérique 0,7.

<b>Source d'atténuation</b>	<b>Transmission/efficacité</b>
Couplage dans la nanofibre	$\sim 10$ %
transmission de la nanofibre	95 %
Réflexion à l'extrémité de la fibre monomode	96 %
Coupleur de fibre	98,5 %
Filtre	98 %
Cube séparateur	98 %
Coupleur de fibre	98,5 %
Réflexion à l'entrée de la fibre multimode	96 %
Réflexion à la sortie de la fibre multimode	96 %
Efficacité quantique du détecteur	60 %
Total	4,7 %

TABLE 9.1 – Bilan de l'efficacité de la détection.



# Bibliographie

- [1] Haruka Tanji-Suzuki, Ian D. Leroux, Monika H. Schleier-Smith, Marko Cetina, Andrew T. Grier, Jonathan Simon, and Vladan Vuletić. Chapter 4 - interaction between atomic ensembles and optical resonators : Classical description. In E. Arimondo, P.R. Berman, and C.C. Lin, editors, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, volume 60 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 201 – 237. Academic Press, 2011.
- [2] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :3221–3224, Apr 1997.
- [3] Pablo Solano, Jeffrey A. Grover, Jonathan E. Hoffman, Sylvain Ravets, Fredrik K. Fatemi, Luis A. Orozco, and Steven L. Rolston. Chapter seven - optical nanofibers : A new platform for quantum optics. volume 66 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 439 – 505. Academic Press, 2017.
- [4] G. Hétet, L. Slodička, M. Hennrich, and R. Blatt. Single atom as a mirror of an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :133002, Sep 2011.
- [5] Gouraud Baptiste. *Optical Nanofibers Interfacing Cold Atoms : A Tool for quantum Optics*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2016.
- [6] Oliver Benson. Assembly of hybrid photonic architectures from nanophotonic constituents. *Nature*, 480(7376) :193 – 199, 2011.
- [7] Lukas Novotny and Niek van Hulst. Antennas for light. *Nature Photonics*, 5(2) :83 – 90, 2011.
- [8] Fam Le Kien, J.Q. Liang, K. Hakuta, and V.I. Balykin. Field intensity distributions and polarization orientations in a vacuum-clad subwavelength-diameter optical fiber. *Optics Communications*, 242(4) :445 – 455, 2004.
- [9] Todd Van Mechelen and Zubin Jacob. Universal spin-momentum locking of evanescent waves. *Optica*, 3(2) :118–126, Feb 2016.
- [10] Peter Lodahl, Sahand Mahmoodian, Søren Stobbe, Arno Rauschenbeutel, Philipp Schneeweiss, Jürgen Volz, Hannes Pichler, and Peter Zoller. Chiral quantum optics. *Nature*, 541(7638) :473 – 480, 2017.
- [11] Clément Sayrin, Christian Junge, Rudolf Mitsch, Bernhard Albrecht, Danny O’Shea, Philipp Schneeweiss, Jürgen Volz, and Arno Rauschenbeutel. Nanophotonic optical isolator controlled by the internal state of cold atoms. *Phys. Rev. X*, 5 :041036, Dec 2015.

- [12] R. Mitsch, C. Sayrin, B. Albrecht, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel. Quantum state-controlled directional spontaneous emission of photons into a nanophotonic waveguide. *Nature Communications*, 5, Dec 2014.
- [13] Jürgen Volz, Michael Scheucher, Christian Junge, and Arno Rauschenbeutel. Nonlinear  $\pi$  phase shift for single fibre-guided photons interacting with a single resonator-enhanced atom. *Nature Photonics*, 8 :965, 2014.
- [14] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics ; 2nd ed.* Wiley series in pure and applied optics. Wiley, New York, NY, 2007.
- [15] Max Born, Emil Wolf, A. B. Bhatia, P. C. Clemmow, D. Gabor, A. R. Stokes, A. M. Taylor, P. A. Wayman, and W. L. Wilcock. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 7 edition, 1999.
- [16] Eugene Hecht. *Optics*. Pearson Education, fifth edition, 2017.
- [17] H. G. Berry, G. Gabrielse, and A. E. Livingston. Measurement of the stokes parameters of light. *Appl. Opt.*, 16(12) :3200–3205, Dec 1977.
- [18] Katsunari Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides (Second Edition)*. Academic Press, Burlington, second edition, 2006.
- [19] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Photonics : Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, sixth edition, 2007.
- [20] Allan W. Snyder and John D. Love. *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, 1983.
- [21] Dietrich Marcuse. *Light Transmission Optics*. Van Nostrand Reinhold Company, second edition, 1982.
- [22] D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 10(10) :2252–2258, Oct 1971.
- [23] Allan W. Snyder and William R. Young. Modes of optical waveguides. *J. Opt. Soc. Am.*, 68(3) :297–309, Mar 1978.
- [24] E. Vetsch, D. Reitz, G. Sagué, R. Schmidt, S. T. Dawkins, and A. Rauschenbeutel. Optical interface created by laser-cooled atoms trapped in the evanescent field surrounding an optical nanofiber. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :203603, May 2010.
- [25] Fam Le Kien, V. I. Balykin, and K. Hakuta. Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber. *Phys. Rev. A*, 70 :063403, Dec 2004.
- [26] M. Sumetsky. How thin can a microfiber be and still guide light? *Opt. Lett.*, 31(7) :870–872, Apr 2006.
- [27] Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, V. I. Balykin, and K. Hakuta. Spontaneous emission of a cesium atom near a nanofiber : Efficient coupling of light to guided modes. *Phys. Rev. A*, 72 :032509, Sep 2005.
- [28] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, and A. V. Zayats. Spin-orbit interactions of light. *Nature Photonics*, 9 :796, Nov 2015.
- [29] Francisco J. Rodríguez-Fortuño, Giuseppe Marino, Pavel Ginzburg, Daniel O’Connor, Alejandro Martínez, Gregory A. Wurtz, and Anatoly V. Zayats. Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes. *Science*, 340(6130) :328–330, 2013.

- [30] Jan Petersen, Jürgen Volz, and Arno Rauschenbeutel. Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light. *Science*, 346(6205) :67–71, 2014.
- [31] Immo Söllner, Sahand Mahmoodian, Sofie Lindskov Hansen, Leonardo Midolo, Alisa Javadi, Gabija Kiršanskė, Tommaso Pregnolato, Haitham El-Ella, Eun Hye Lee, Jin Dong Song, Søren Stobbe, and Peter Lodahl. Deterministic photon-emitter coupling in chiral photonic circuits. *Nature Nanotechnology*, 10 :775–778, Sep 2015.
- [32] Michael Scheucher, Adèle Hilico, Elisa Will, Jürgen Volz, and Arno Rauschenbeutel. Quantum optical circulator controlled by a single chirally coupled atom. *Science*, 354(6319) :1577–1580, 2016.
- [33] G. Sagué, E. Vetsch, W. Alt, D. Meschede, and A. Rauschenbeutel. Cold-atom physics using ultrathin optical fibers : Light-induced dipole forces and surface interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :163602, Oct 2007.
- [34] Ramachandrarao Yalla, K. P. Nayak, and K. Hakuta. Fluorescence photon measurements from single quantum dots on an optical nanofiber. *Opt. Express*, 20(3) :2932–2941, Jan 2012.
- [35] P W Barber and S C Hill. *Light Scattering by Particles : Computational Methods*. WORLD SCIENTIFIC, 1990.
- [36] Rudolf Mitsch. *Interaction and manipulation of nanofiber-trapped atoms with spin-orbit coupled light*. PhD thesis, Technische Universität Wien, 2014.
- [37] H.C. van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Dover Publications, Inc., 1981.
- [38] Govind P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., third edition, 2002.
- [39] J. E. Hoffman, S. Ravets, J. A. Grover, P. Solano, P. R. Kordell, J. D. Wong-Campos, L. A. Orozco, and S. L. Rolston. Ultrahigh transmission optical nanofibers. *AIP Advances*, 4(6) :067124, 2014.
- [40] Warken Florian. *Ultradünne Glasfasern als Werkzeug zur Kopplung von Licht und Materie*. PhD thesis, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [41] Ryutaro Nagai and Takao Aoki. Ultra-low-loss tapered optical fibers with minimal lengths. *Opt. Express*, 22(23) :28427–28436, Nov 2014.
- [42] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier. Tapered single-mode fibres and devices. i. adiabaticity criteria. *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, 138(5) :343–354, Oct 1991.
- [43] J. D. Love and W. M. Henry. Quantifying loss minimisation in single-mode fibre tapers. *Electronics Letters*, 22(17) :912–914, August 1986.
- [44] A. Stiebeiner, R. Garcia-Fernandez, and A. Rauschenbeutel. Design and optimization of broadband tapered optical fibers with a nanofiber waist. *Opt. Express*, 18(22) :22677–22685, Oct 2010.
- [45] Kotya Karapetyan. Optical fibre toolbox, 2011.
- [46] Karapetyan Konstantin. *Single optical microfiber-based modal interferometer*. PhD thesis, Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.



- [47] J. E. Hoffman, S. Ravets, P. Solano, P. R. Kordell, L. A. Orozco, and S. L. Rolston. Pulling algorithm and simulation, 2014.
- [48] T. A. Birks and Y. W. Li. The shape of fiber tapers. *Journal of Lightwave Technology*, 10(4) :432–438, April 1992.
- [49] M. Manceau, S. Vezzoli, Q. Glorieux, F. Pisanello, E. Giacobino, L. Carbone, M. De Vittorio, and A. Bramati. Effect of charging on cdse/cds dot-in-rods single-photon emission. *Phys. Rev. B*, 90 :035311, Jul 2014.
- [50] M. Manceau. *single CdSe/CdS dot-in-rods fluorescence properties*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [51] Stefano Vezzoli, Mathieu Manceau, Godefroy Leménager, Quentin Glorieux, Elisabeth Giacobino, Luigi Carbone, Massimo De Vittorio, and Alberto Bramati. Exciton fine structure of cdse/cds nanocrystals determined by polarization microscopy at room temperature. *ACS Nano*, 9(8) :7992–8003, 2015.
- [52] Yi-Cheun Yeh, Brian Creran, and Vincent M. Rotello. Gold nanoparticles : preparation, properties, and applications in bionanotechnology. *Nanoscale*, 4 :1871–1880, 2012.
- [53] Jorge Pérez-Juste, Isabel Pastoriza-Santos, Luis M. Liz-Marzán, and Paul Mulvaney. Gold nanorods : Synthesis, characterization and applications. *Coordination Chemistry Reviews*, 249(17) :1870 – 1901, 2005. 36th International Conference on Coordination Chemistry, Merida, Mexico, July 2004.
- [54] Jie Cao, Tong Sun, and Kenneth T.V. Grattan. Gold nanorod-based localized surface plasmon resonance biosensors : A review. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 195 :332 – 351, 2014.
- [55] V.I. et al. Klimov. *Nanocrystal quantum dots*. CRC Press, second edition, 2010.
- [56] Susumu Ninomiya and Sadao Adachi. Optical properties of cubic and hexagonal cdse. *Journal of Applied Physics*, 78(7) :4681–4689, 1995.
- [57] E. Hendry, M. Koeberg, F. Wang, H. Zhang, C. de Mello Donegá, D. Vanmaekelbergh, and M. Bonn. Direct observation of electron-to-hole energy transfer in cdse quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :057408, Feb 2006.
- [58] C. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley Science Paperback Series, 1998.
- [59] Lukas Novotny and Bert Hecht. *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2012.
- [60] Jie Zheng, Caiwei Zhang, and Robert M. Dickson. Highly fluorescent, water-soluble, size-tunable gold quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :077402, Aug 2004.
- [61] Robert L. Olmon, Brian Slovick, Timothy W. Johnson, David Shelton, Sang-Hyun Oh, Glenn D. Boreman, and Markus B. Raschke. Optical dielectric function of gold. *Phys. Rev. B*, 86 :235147, Dec 2012.
- [62] Gustav Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3) :377–445, 1908.
- [63] R. Gans. Über die form ultramikroskopischer goldteilchen. *Annalen der Physik*, 342(5) :881–900, 1912.

- [64] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, 2000.
- [65] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Photons et atomes. Introduction à l'électrodynamique quantique : Introduction à l'électrodynamique quantique*. SAVOIRS ACTUELS. EDP Sciences, 2012.
- [66] E. M. PURCELL. The question of correlation between photons in coherent light rays. *Nature*, 178 :1449, 1956.
- [67] Roy J. Glauber. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.*, 130 :2529–2539, Jun 1963.
- [68] R. HANBURY BROWN and R. Q. TWISS. Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature*, 177 :27–29, 1956.
- [69] Fitria Miftasani and Paweł Machnikowski. Photon-photon correlation statistics in the collective emission from ensembles of self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, 93 :075311, Feb 2016.
- [70] Vivien Loo, Guillaume Blanquer, Maxime Joos, Quentin Glorieux, Yannick de Wilde, and Valentina Krachmalnicoff. Imaging light scattered by a subwavelength nanofiber, from near field to far field. 2018.
- [71] V. Krachmalnicoff, D. Cao, A. Cazé, E. Castanié, R. Pierrat, N. Bardou, S. Collin, R. Carminati, and Y. De Wilde. Towards a full characterization of a plasmonic nanostructure with a fluorescent near-field probe. *Opt. Express*, 21(9) :11536–11545, May 2013.
- [72] Mary C Frawley, Síle Nic Chormaic, and Vladimir G Minogin. The van der waals interaction of an atom with the convex surface of a nanocylinder\*. *Physica Scripta*, 85(5) :058103, 2012.
- [73] Daniel Reitz and Arno Rauschenbeutel. Nanofiber-based double-helix dipole trap for cold neutral atoms. *Optics Communications*, 285(23) :4705 – 4708, 2012. Special Issue : Optical micro/nanofibers : Challenges and Opportunities.
- [74] T.R. Wolinski. Polarization in optical fibers. *Acta Physica Polonica A*, 1999.
- [75] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, and W. Eickhoff. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 5(6) :273–275, Jun 1980.
- [76] R. Ulrich and A. Simon. Polarization optics of twisted single-mode fibers. *Appl. Opt.*, 18(13) :2241–2251, Jul 1979.
- [77] J. N. Ross. The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects. *Optical and Quantum Electronics*, 16(5) :455–461, Sep 1984.
- [78] E. Vetsch, S. T. Dawkins, R. Mitsch, D. Reitz, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel. Nanofiber-based optical trapping of cold neutral atoms. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 18(6) :1763–1770, Nov 2012.
- [79] M. Berek. Zur messung der doppelbrechung hauptsächlich mit hilfe des polarisationsmicroscops. *Zbl. Miner. Geol. Paläont.*, 1913.
- [80] R. Clark Jones. A new calculus for the treatment of optical systems i. description and discussion of the calculus. *J. Opt. Soc. Am.*, 31(7) :488–493, Jul 1941.

- [81] Henry Hurwitz and R. Clark Jones. A new calculus for the treatment of optical systemsii. proof of three general equivalence theorems. *J. Opt. Soc. Am.*, 31(7) :493–499, Jul 1941.
- [82] Maxime Joos, Chengjie Ding, Vivien Loo, Guillaume Blanquer, Elisabeth Giacobino, Alberto Bramati, Valentina Krachmalnicoff, and Quentin Glorieux. Polarization control of linear dipole radiation using an optical nanofiber. *Phys. Rev. Applied*, 9 :064035, Jun 2018.
- [83] F G Mitri. Radiation force and torque of light-sheets. *Journal of Optics*, 19(6) :065403, 2017.
- [84] Leon M Bellan, Jun Kameoka, and Harold G Craighead. Measurement of the young’s moduli of individual polyethylene oxide and glass nanofibres. *Nanotechnology*, 16(8) :1095, 2005.
- [85] Thomas W. Tomblor, Chongwu Zhou, Leo Alexseyev, Jing Kong, Hongjie Dai, Lei Liu, C. S. Jayanthi, Meijie Tang, and Shi-Yu Wu. Reversible electromechanical characteristics of carbon nanotubes underlocal-probe manipulation. *Nature*, 405 :769, 2000.
- [86] Serge Haroche and Jean Michel Raimond. *Exploring the Quantum : Atoms, Cavities, and Photons*. Oxford Univ. Press, Oxford, 2006.
- [87] John David Jackson. *Classical electrodynamics ; 2nd ed*. Wiley, New York, NY, 1975.
- [88] Ramachandrarao Yalla, Fam Le Kien, M. Morinaga, and K. Hakuta. Efficient channeling of fluorescence photons from single quantum dots into guided modes of optical nanofiber. *Phys. Rev. Lett.*, page 063602, Aug 2012.



---

**Sujet : Dispositifs hybrides:  
nanoparticules couplées à une nanofibre optique**

---

**Résumé :** Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'étude expérimentale de systèmes hybrides dans lesquels des nanoémetteurs sont couplés à des nanofibres optiques. Un système hybride vise à combiner les atouts des éléments qui le constituent. Une nanofibre offre une interface lumière/matière unique: directement intégrable au réseau de fibres optiques, elle confine la lumière "à la limite de diffraction" sur toute sa longueur. De plus, le confinement transverse de la lumière dans une fibre sub-longueur d'onde implique un champ électrique « exotique », en particulier la présence d'une composante longitudinale du champ électrique. Dans cette thèse nous tirons parti de ces propriétés et nous présentons une expérience mettant en jeu un phénomène de bielle-manivelle optique afin de modifier la polarisation du rayonnement d'un émetteur à la surface de la nanofibre. Sur la base du système nanoparticule + nanofibre optique, nous présentons également une "règle optique" permettant de localiser la nanofibre à 5 nanomètres près. Ceci ouvre une voie dans l'étude optomécanique des nanofibres optiques.

**Mots clés :** nanofibres, nanoparticules, polarisation

---

**Subject : Hybrid apparatus:  
nanoparticles coupled to an optical nanofiber**

---

**Abstract:** In this thesis, we present an experimental study of hybrid systems where nano-emitters are coupled to optical nanofibers. The strong transverse confinement of light in sub-wavelength fibres implies an "exotic" electric field (longitudinal electric field component, inhomogeneous polarisation etc.) that we use in order to alter the radiation properties of nano-emitter placed at the surface of the nanofiber. Based on the same system : nano-particle + nanofibre, we developed an "optical ruler" to localise the nanofiber with nanometer precision. This open the way to the study of nanofibre optomechanics.

**Keywords :** nanofibres, nanoparticles, polarisation