

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

FACULTÉ DES SCIENCES

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne

Optique Submicronique

GUIDE PLASMONIQUE POLYMÈRE-MÉTAL : COMPOSANTS PASSIFS ET ACTIFS POUR LA PHOTONIQUE INTÉGRÉE

Thèse présentée devant l'Université de Bourgogne pour obtenir
le grade de Docteur (Mention Physique)

par

Jonathan GRANDIDIER

Soutenue le 10 décembre 2009 devant la commission d'examen composée de :

MM. KRENN	J.	Professeur, Univ. Graz	Rapporteur
BAIDA	F.	Professeur, Univ. Franche-Comté	Rapporteur
FINOT	C.	Maître de conférences, Univ. Bourgogne	Examineur
JACQUIER	B.	Directeur de rech. CNRS, Univ. Lyon I	Examineur
BRUYANT	A.	Maître de conférences, Univ. Tech. Troyes	Examineur
COLAS DES FRANCS	G.	Chargé de rech. CNRS, Univ. Bourgogne	Co-directeur de thèse
DEREUX	A.	Professeur, Univ. Bourgogne	Directeur de thèse

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
UMR 5209 - Centre National de la Recherche Scientifique et Université de Bourgogne
Faculté des Sciences Mirande
9, avenue Alain Savary BP 47870 - 21078 Dijon Cedex, France

Résumé : Les guides d'onde plasmoniques induits par un ruban diélectrique (DLSPPWs pour "Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguides") permettent de transmettre à une échelle sub-longueur d'onde, des signaux électriques et plasmoniques (ondes optiques à l'interface entre un métal et un diélectrique) dans la même circuiterie. De plus, l'utilisation d'un ruban de polymère comme diélectrique permet de fonctionnaliser ces DLSPPWs. Cette configuration est par conséquent d'un grand intérêt pour des applications en photonique intégrée. Néanmoins, les DLSPPWs souffrent de pertes importantes en raison de la dissipation dans le métal. Nous abordons le problème en montrant qu'il est possible de compenser les pertes en utilisant une configuration analogue à celle d'un amplificateur optique.

Nous mettons d'abord en place les outils théoriques (modèle de l'indice effectif), numériques (méthode différentielle et méthode de la fonction de Green) et expérimentaux (microscopie à fuites radiatives) adaptés à l'optimisation et la caractérisation des DLSPPWs. Une fois le confinement modal maximisé à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$, nous considérons un polymère dopé avec des boîtes quantiques. Le mode plasmon guidé dans le système polymère dopé-métal est excité pendant qu'un laser pompe les boîtes quantiques dans leur état excité. La relaxation des boîtes quantiques par émission stimulée de plasmon-polariton de surface apporte un gain optique. Ce phénomène est caractérisé par microscopie à fuites radiatives dans l'espace direct et dans l'espace réciproque. Cette démonstration représente un élément clé pour la photonique intégrée et l'interconnexion de circuits tout-optiques miniaturisés.

Mots clés

- Plasmon-polariton de surface
- Guide plasmonique induit par un ruban diélectrique
- Modèle de l'indice effectif
- Méthode différentielle
- Méthode de la fonction de Green
- Microscopie à fuites radiatives, plan image et plan de Fourier
- Emission stimulée de plasmon-polariton de surface
- Gain optique
- Photonique intégrée

Polymer-metal plasmonic waveguide : passive and active components for integrated photonics

Jonathan GRANDIDIER

Abstract : Dielectric loaded surface plasmon polariton waveguides (DLSPPWs) enable transmission at a sub-wavelength scale of both electrical and plasmonic (optical waves at the interface between a metal and a dielectric) signals in the same circuitry. Moreover, the use of a polymer as the dielectric load enables the functionalization of DLSPPWs. Therefore, this configuration is of great interest for integrated photonic applications. However, DLSPPWs suffer strong losses due to dissipation into the metal film. We address here the possibility of compensating the losses using a configuration analogous to an optical amplifier.

We first set theoretical (effective index model), numerical (differential method and Green's function method) and experimental (leakage radiation microscopy) tools adapted for the optimization and the characterization of these guides.

Once the modal confinement has been optimized at telecom wavelength $\lambda = 1.55 \mu m$, we consider a polymer doped with quantum dots. The guided surface plasmon mode in the doped polymer-metal system is excited while an additional laser pumps the quantum dots in their excited states. Quantum dots relaxation by stimulated emission of surface plasmon polariton offers an optical gain. This phenomenon is characterized by leakage radiation microscopy in the direct space (imaging plane) and in the back focal space (Fourier plane). This demonstration is a step towards integrated photonics and interconnection of all-optical miniaturized circuitry.

Key words

- Surface Plasmon Polariton (SPP)
- Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide (DLSPPW)
- Effective index model
- Differential method
- Green's function method
- Leakage Radiation Microscopy (LRM), imaging plane and Fourier plane
- Stimulated emission of surface plasmon polariton, SPASER
- Optical gain
- Integrated photonics

Remerciements

La réalisation de cette thèse de doctorat est la conséquence de la confiance que M. Alain Dereux m’a témoigné alors que je travaillais dans l’industrie automobile en tant qu’ingénieur. C’est pourquoi je tiens à lui exprimer ma sincère reconnaissance pour m’avoir accueilli au sein de son équipe de recherche.

Le bon déroulement de cette thèse a pris tout son sens avec les différents acteurs qui ont pu apporter leur contribution scientifique tant sur le plan théorique qu’expérimental. Sébastien Massenot, Gérard Colas des Francs ainsi que Jean-Claude Weeber ont eu un rôle essentiel de part les méthodes numériques qu’ils ont développé et qui ont permis de modéliser les structures étudiées dans cette thèse. Au niveau de la caractérisation expérimentale, Alexandre Bouhelier et Sébastien Massenot ont été d’un soutien précieux. Les techniques de nanofabrication et l’expertise de Laurent Markey, appuyé par Juan Arocas ainsi que la participation de Sébastien Massenot ont permis de réaliser de nombreux échantillons utilisés au cours de ce travail. Les réunions et les discussions fructueuses au sein du projet européens Plasmocom coordonné par Anatoly Zayats de l’université de Belfast UK ont contribué à l’orientation prise au cours de ces trois années. C’est donc à mon sens, l’esprit d’équipe, tant sur le plan local qu’eupéen qui est à l’origine des résultats présentés ici.

Je salue d’autre part les rapporteurs de ce manuscrit Joachim Krenn et Fadi Baida, ainsi que les examinateurs Christophe Finot, Bernard Jacquier et Aurélien Bruyant pour avoir participé en tant que membre du jury à la lecture de cette thèse ainsi qu’à la soutenance, en particulier Joachim Krenn venu spécialement d’Autriche. Je remercie aussi chaleureusement Federico Mele pour sa participation le jour de la soutenance.

Les moments agréables passés avec mes amis Benoît Barviau, Vincent Lorient et Laurent Markey, mais aussi avec Ruzan, m’ont aidé à enjoliver ses trois années.

Enfin, j’ai beaucoup de respect et d’admiration pour mon encadrant de thèse Gérard Colas des Francs pour ses qualités pédagogiques, scientifiques et humaines.

Table des matières

Glossaire	13
Abréviations	15
Introduction	17
1 Composants plasmoniques intégrés	19
1.1 Electronique, optoélectronique et photonique intégrée	19
1.1.1 La loi de Moore	19
1.1.2 Etat de l'art	20
1.2 Composants plasmoniques	22
1.2.1 Guides plasmoniques - Composants passifs	22
1.2.2 Composants actifs	24
2 Plasmon-polaritons de surface propagatifs	27
2.1 Modes de film	27
2.1.1 Condition de résonance	29
2.1.2 Configuration de Kretschmann-Raether	33
2.1.3 Profil du mode	36
2.1.4 Méthode des pôles de réflexion	36
2.1.5 Influence de l'épaisseur du diélectrique	39
2.2 Relation de dispersion	41
2.3 Caractérisation optique des plasmons de surface	43
2.3.1 Microscopie en champ proche	43
2.3.2 Microscopie en champ lointain	43
2.4 Conclusion	45
3 Guide plasmonique polymère-métal "DLSPPW"	47
3.1 Description et optimisation du DLSPPW	48

3.1.1	Modèle de l'indice effectif	48
3.1.2	Facteur de confinement du mode	54
3.2	Méthodes numériques	56
3.2.1	Méthode différentielle	56
3.2.2	Méthode de la fonction de Green	60
3.3	Conclusion	63
4	Caractérisation expérimentale d'un DLSPPW	65
4.1	Paramètres de fabrication	65
4.2	Fabrication des échantillons	66
4.2.1	Techniques de nanofabrication	66
4.2.2	Lithographie par faisceau d'électrons	67
4.3	Microscopie à fuites radiatives	69
4.3.1	Description de la méthode	69
4.3.2	Formation des images dans le plan direct et dans le plan de Fourier	71
4.4	Caractérisation par microscopie à fuites radiatives	72
4.4.1	Plan de Fourier	72
4.4.2	Plan image	75
4.5	Mesures à différentes longueurs d'onde	77
4.6	Composants passifs	77
4.6.1	Guides droits	78
4.6.2	Coupleurs	79
4.7	Conclusion	80
5	DLSPPW avec un ruban d'or de largeur finie	83
5.1	Fabrication par photolithographie UV	83
5.1.1	Paramètres du guide	83
5.1.2	Principe	84
5.1.3	Photolithographie UV à deux niveaux	85
5.2	Caractérisation des modes guidés	88
5.3	Interprétation de la largeur de coupure	91
5.4	Conclusion	92
6	Gain optique dans un guide plasmonique	93
6.1	Emission couplée aux plasmons de surface	94
6.1.1	Film plat	94

	11
6.1.2 Guide multimode	95
6.1.3 Guide monomode	97
6.1.4 Propagation du mode et gain optique	98
6.2 Gain optique à la longueur d'onde telecom	101
6.2.1 Fabrication du DLSPPW dopé	101
6.2.2 Emission des QDs dans le mode guidé	101
6.2.3 Gain par émission stimulée des QDs dans le guide	105
6.2.4 Conclusion	112
Conclusion	115
Publications relatives à cette thèse	117

Glossaire

c	Vitesse de la lumière dans le vide ($2.997925 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$)
d	Epaisseur du métal (nm)
\vec{E}	Vecteur champ électrique
\vec{E}_p	Composante dans le plan d'incidence du vecteur champ électrique
g	Coefficient intrinsèque de gain optique (cm^{-1})
G	Gain optique
\mathbf{G}	Tenseur de Green
\vec{H}	Vecteur champ magnétique
i	Unité imaginaire
I	Intensité du signal enregistré (U.A.)
$k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c$	Nombre d'onde dans le vide (μm^{-1})
\vec{k}_0	Vecteur d'onde dans le vide
k_m	Nombre d'onde dans le milieu m (μm^{-1})
$\vec{k}_m = (k_x, k_y, w_m)$	Vecteur d'onde dans le milieu m
$k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$	Constante de propagation parallèle à l'interface (μm^{-1})
k_{SPP}	Constante de propagation du plasmon-polariton de surface (μm^{-1})
L_{SPP}	Longueur de propagation (μm)
n_1	Indice de réfraction du superstrat
n_2	Indice de réfraction du polymère
n_3	Indice de réfraction du métal
n_4	Indice de réfraction du substrat
n_{SPP}	Indice effectif du plasmon supporté par un système trois couches verre-métal-air

N_{eff}^*	Indice effectif d'un système quatre couches verre-métal-diélectrique-air
$N_{eff} = \beta/k_0$	Indice effectif d'un mode guidé
r_{ij}	Coefficient de réflexion à l'interface $i - j$
\vec{r}	Vecteur position
R	Réflectivité
t	Epaisseur du polymère (nm)
w	Largeur d'un ruban (nm)
β	Constante de propagation d'un mode guidé (μm^{-1})
ΔN_{eff}	Largeur de la résonance
γ	Facteur de confinement
Γ_i	Pertes intrinsèques dans le métal (μm^{-1})
Γ_{rad}	Pertes radiatives dans le métal (μm^{-1})
ε	Constante diélectrique
λ	Longueur d'onde dans le vide (nm)
ω	Pulsation (s^{-1})
ϕ	Phase (rad)
φ	Angle d'azimuth (rad)
ρ	Densité de modes guidés (μm)
σ_{abs}	Section efficace d'absorption (cm^2)
σ_{st}	Section efficace d'émission stimulée (cm^2)
θ_4	Angle d'incidence (rad)
θ_{SPP}	Angle d'incidence à la résonance plasmon (rad)
\Re	Partie réelle
\Im	Partie imaginaire

Abréviations

AFM	Atomic Force Microscopy Microscopie à force atomique
CPP	Channel Plasmon Polariton Plasmon-polariton de canal
DLSPPW	Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide Guide d'onde plasmonique induit par un ruban diélectrique
DOS	Density Of States Densité de modes guidés
FWHM	Full Width at Half Maximum Largeur à mi-hauteur
IPA	Alcool isopropylique
LFE	Lithographie par Faisceau d'Electrons
LRM	Leakage Radiation Microscopy Microscopie à fuites radiatives
LRSP	Long-Range Surface Plasmon Polariton Plasmon-polariton de surface longue-portée
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MIBK	Methyl-Isobutyl-Ketone Méthylisobutylcétone
MIE	Modèle de l'Indice Effectif
NMP	N-méthyl-2-pyrrolidone
O.N.	Ouverture Numérique
PGMEA	Propylene Glycol Methyl Ether Acetate
PMMA	Polyméthylmétacrylate
PLASMOCOM	Polymer-Based Nanoplasmonic Components and Devices
QD	Quantum Dot Boîte quantique

RPM	Reflection Pole Method Méthode des pôles de réflexion
SOA	Semiconductor Optical Amplifier Amplificateurs optique à semiconducteur
SPASER	Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation Amplification de plasmon de surface par émission stimulée de radiation
SPCE	Surface Plasmon Coupled Emission Emission couplée aux plasmons de surface
SPP	Surface Plasmon Polariton Plasmon-polariton de surface
TE	Transverse Electrique
TEM	Transverse électromagnétique
TM	Transverse Magnétique
UV	Ultra-Violet

Introduction

Ce travail de thèse s'insère dans le projet européen "PLASMOCOM" (Polymer-Based Nanoplasmonic Components and Devices EC FP6 IST STREP) allant de 2006 à 2009 dont l'objectif est de développer des composants photoniques basés sur des structures polymère-métal. Nous développons une approche permettant de concevoir des composants optoélectroniques originaux car ils autorisent la transmission d'un signal électrique et optique au sein du même circuit. La technologie proposée exploite les plasmon-polaritons de surface (SPP pour "Surface Plasmon Polariton") [1]. Ceux-ci sont des modes propres électromagnétiques liés à l'interface entre un métal et un diélectrique. Puisque leur enveloppe décroît exponentiellement de part et d'autre de l'interface, ils conviennent pour la manipulation de signaux optiques à une échelle submicronique [2], ce qui est adapté pour des applications intégrées. La technologie PLASMOCOM confine latéralement les SPPs par un guide diélectrique de largeur finie. De plus, l'utilisation d'un polymère spécifique (thermo-optique ou dopé) comme diélectrique permet de créer des composants actifs (commutateurs, modulateurs, transistors plasmoniques...).

Cette thèse est organisée comme suit : le chapitre 1 décrit brièvement l'impact potentiel des composants plasmoniques pour la photonique intégrée. Un rapide état de l'art des guides plasmoniques est aussi établi avant de détailler la configuration étudiée au cours de ce projet. Celle-ci est une extension directe du guide d'onde de type ruban diélectrique ("strip-loaded waveguide"), couramment utilisé pour la photonique intégrée [3] puisqu'il s'agit d'un guide d'onde plasmonique induit par un ruban diélectrique (DLSPW pour "Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide"). Cette configuration a été proposée en 2006 dans le groupe de J. R. Krenn (Université de Graz) [4] où furent observés les premiers phénomènes de confinement des SPPs par un ruban diélectrique déposé sur un film de métal. L'objet des chapitres 2 et 3 est l'étude théorique complète des DLSPWs à l'aide d'un modèle simple (modèle de l'indice effectif) et de méthodes numériques (méthode différentielle et méthode de la fonction de Green). Le critère principal pour

l'optimisation du guide est le confinement du plasmon à l'intérieur du diélectrique pour assurer une bonne interaction avec le matériau actif. Le chapitre 4 est consacré à la caractérisation expérimentale d'un DLSPW dans le proche infrarouge. Cela nous permettra de présenter le principe de la microscopie à fuites radiatives, particulièrement efficace pour caractériser les guides plasmoniques de type DLSPW. Dans les chapitres suivants, nous avons choisi de travailler plus particulièrement à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ pour assurer une bonne compatibilité avec les composants photoniques usuels. Dans le chapitre 5, nous considérons des DLSPWs formés par un ruban diélectrique déposé sur un ruban métallique de largeur finie et non plus un film étendu. Ce point est important en vue d'applications intégrées. Enfin, au chapitre 6, nous étudions un composant actif et la possibilité d'utiliser un milieu à gain.

Chapitre 1

Composants plasmoniques intégrés

1.1 Electronique, optoélectronique et photonique intégrée

1.1.1 La loi de Moore

La Loi de Moore est illustrée sur la figure 1.1. Il s'agit d'une conjecture proposée en 1965 par Gordon Moore, alors ingénieur de Fairchild Semiconductor, et qui sera l'un des trois fondateurs d'Intel. Constatant que la complexité des semiconducteurs proposés en entrée de gamme doublait tous les ans à coût constant depuis leur invention en 1959, il postulait la poursuite de cette croissance. Cette augmentation exponentielle fut rapidement nommée Loi de Moore [5]. En 1975, Moore réévalua sa prédiction en posant que le nombre de transistors des microprocesseurs sur une puce de silicium double tous les deux ans. Bien qu'il ne s'agisse pas d'une loi physique mais juste d'une extrapolation empirique, cette prédiction s'est révélée étonnamment exacte. Entre 1971 et 2001, la densité des transistors a doublé chaque 1.96 année. En conséquence, les machines électroniques sont devenues de moins en moins coûteuses et de plus en plus puissantes.

La version actualisée de la loi de Moore est à peu près vérifiée depuis 1973, et aurait dû continuer encore jusqu'en 2015. Mais depuis 2004, la prédiction perd de sa qualité à cause des problèmes associés à la dissipation thermique. La dissipation est liée à une augmentation de la résistance et de la latence RC lorsque les interconnexions sont réduites en taille. Si la section des interconnexions électrique est réduite, la résistance, donc la dissipation augmente, au même titre que la latence RC [6]. C'est pourquoi il a été proposé d'augmenter la quantité d'information transportée par un

même canal (multiplexage) plutôt que de poursuivre la course à la miniaturisation des composants électroniques.

Les fibres optiques permettent de transporter des données numériques avec une

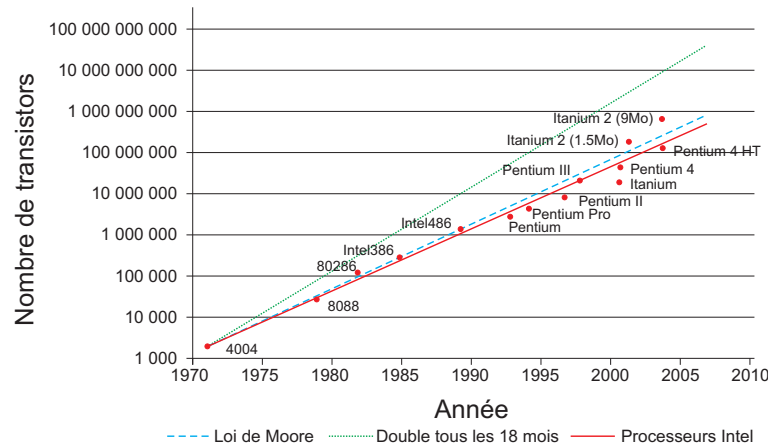


FIGURE 1.1 – Graphique (en ordonnées logarithmiques) illustrant la loi de Moore par rapport à l'évolution réelle du nombre de transistors dans les microprocesseurs Intel.

bande passante mille fois supérieure à celle d'une connexion électronique en cuivre. C'est pour cette raison que les connexions internet sont reliées par fibres optiques. De plus, un avantage important est que les fibres optiques ne chauffent pas lors du transport d'information, contrairement aux câbles en cuivre. En outre, l'optique n'est pas sujette au problème de la latence RC. Cela a conduit l'industrie micro-électronique à s'intéresser à la photonique intégrée dès 1969 [7] même si d'autres problèmes surgissent pour faire converger l'électronique et l'optique dans une même application miniaturisée.

1.1.2 Etat de l'art

La photonique intégrée

Aujourd'hui, les composants optiques sont encombrants et rarement fabriqués en silicium, contrairement à la technologie électronique. La plupart des composants photoniques intégrés en surface sont fabriqués à partir de semi-conducteurs III-V tel que le phosphure d'indium (InP), l'arséniure de gallium ($GaAs$) ou du matériau électro-optique, le niobate de lithium ($LiNbO_3$) cristallin [9]. Ces composants optiques sont très souvent optimisés pour des applications spécifiques et assemblés à la main avec très peu d'automatisation.

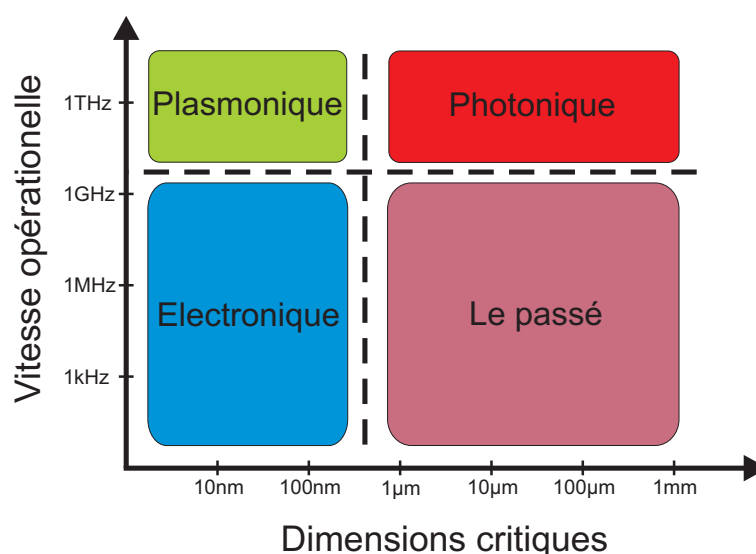


FIGURE 1.2 – Vitesses opérationnelles et dimensions critiques des différentes technologies de composants, mettant en valeur les forces des différentes technologies (tirée de [8]).

Il est bien connu que le silicium est le matériau optimal pour l'électronique, et ce n'est que récemment que le silicium a été considéré comme option possible pour des applications d'optique intégrée infrarouge [9]. En effet, le silicium est transparent aux longueurs d'onde fréquemment utilisées dans le transport optique d'informations (aux alentours de $1.5 \mu m$ de longueur d'onde dans le vide). En raison d'un indice de réfraction élevé aux longueurs d'onde telecom, la taille d'un guide en silicium peut-être de l'ordre de $0.5 - 1 \mu m$. La figure 1.2, tirée de la référence [8], montre les vitesses opérationnelles ainsi que les dimensions critiques de différentes technologies. Les circuits électroniques peuvent difficilement être opérationnels au-dessus de $10 GHz$. A l'opposé, un composant photonique permet une capacité énorme de transfert de données (large bande passante) mais est limitée par les phénomènes de diffraction qui entravent le confinement des signaux optiques dès que le circuit parcouru par le signal n'est plus rectiligne.

Vers la plasmonique intégrée

Durant les deux dernières décennies, les cristaux photoniques ont suscités l'espoir d'obtenir des circuits optiques non rectilignes autorisant un haut degré de confinement [10, 11]. Cependant, la réalisation de tels circuits impose d'utiliser des structures périodiques de grandes dimensions. Le confinement sub-longueur d'onde est alors obtenu au dépend de la densité d'intégration. A partir de la fin des années 1990, la plasmonique a de plus en plus été évoquée comme un moyen bon marché de

concilier la miniaturisation de l'électronique avec la bande passante de l'optique guidée. La plasmonique utilise des modes particuliers guidés le long des surfaces de films ou de fils métalliques. Couplant l'oscillation collective des électrons de conduction à une onde électromagnétique, ces modes peuvent être confinés sur des sections très nettement inférieures à la limite de diffraction. Un aspect attractif des guides plasmoniques est leur "dualité" électrique-optique : le même support matériel autorise le passage du courant électrique et le transport de signaux optiques [12, 13].

1.2 Composants plasmoniques

Un plasmon-polariton est un mode résultant du couplage d'une onde électromagnétique avec l'oscillation collective d'un plasma (gaz de charges libres) qui se manifeste comme une onde de polarisation à travers le plasma. Dans notre cas, le plasma est constitué des électrons de conduction d'un métal. Lorsque les oscillations électriques restent confinées à la surface du métal, le mode est appelé plasmon-polariton de surface. De tels modes, ne mettant en jeu que des densités surfaciques de charges de polarisation, peuvent être supportés par des structures métalliques de dimensions nanométriques (films très minces ou nanoparticules) ce qui les rend pertinents dans de nombreuses applications des nanotechnologies [14].

1.2.1 Guides plasmoniques - Composants passifs

Fil métallique

La première proposition de guide plasmonique date de 1997. Il s'agit d'un nanofil métallique qui peut supporter des modes plasmons extrêmement confinés [15]. Les premières démonstrations expérimentales ont suivi rapidement [16, 17, 18]. L'intérêt d'une telle configuration est que les structures sont très petites puisqu'il n'y a pas de diamètre de coupure. Par contre, seul des métaux d'excellente cristallinité assurent de bonnes propriétés de guidage [17, 19]. Cela impose des dépôts par voie chimique et limite les géométries accessibles, surtout au niveau de la réalisation de circuits [20].

Guides rubans

Les guides rubans métalliques ont été très largement étudiés car ils sont facilement réalisables par des méthodes de lithographie (figure 1.3 (a) et (b)) [21, 22, 23].

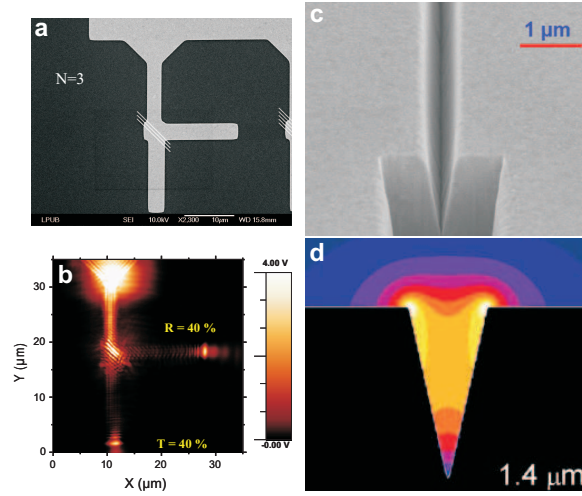


FIGURE 1.3 – (a,b) Un séparateur de faisceau pour les plasmons de surface se propageant sur des rubans en or épais de 40 nm . (a) microscopie électronique, (b) microscopie optique de champ proche, longueur d'onde dans le vide 800 nm (tirée de [21]). (c) Image (S. I. Bozhevolnyi) effectuée au microscope électronique à balayage d'un guide en "V" et (d) simulation de l'intensité du champ électrique le long du guide, longueur d'onde telecom.

Leur forme ressemble à des guides de sections rectangulaires [24]. Cependant, ils sont beaucoup plus minces que ces derniers : environ 50 nm d'épaisseur pour une largeur de quelques micromètres alors que les guides d'onde diélectriques ont une hauteur et largeur commensurable avec la longueur d'onde. En outre, ils soutiennent des modes interprétés comme résultant du confinement latéral du plasmon-polariton de surface, ce qui diffère très nettement des modes contenus par des guides diélectriques interprétés comme résultant du confinement des modes électromagnétiques de volume du diélectrique.

Lorsque le superstrat et le substrat d'un guide ruban métallique sont constitués de matériaux diélectriques de même indice de réfraction, la longueur de propagation des plasmon de surface croît considérablement : on parle alors de plasmon-polariton de surface longue-portée (LRSP pour "Long-Range Surface Plasmon Polariton"). Les modes de surface associés aux interfaces superstrat-métal et métal-substrat sont alors couplés. Selon les principes décrits initialement par R. Fuchs et K. L. Kliever [25, 26] dans le cas des phonon-polaritons de surface, les modes longue-portées décroissent moins vite dans le superstrat que dans l'air [27, 28, 29, 30]. Cette configuration permet une mise en œuvre relativement aisée des propriétés de guidage du plasmon. De plus, ces structures pourraient s'intégrer facilement à un circuit électronique et à faible coût. Le désavantage de ces guides est l'existence d'une largeur de coupure [22, 24], ce qui impose des dimensions latérales pour le guide de quelques

microns pour la longueur d'onde de référence $\lambda = 1.55 \mu m$. Malgré cela, la configuration étudiée dans cette thèse dérive directement de ces guides rubans [4, 31] car la valeur relativement élevée de la largeur de coupure est associée à un confinement strict sur la largeur du métal. Différents composants passifs ont pu être réalisés à partir de cette configuration : guide droit ou courbé [4, 21, 22, 31], miroir éventuellement semi-réfléchissant [21, 23], coupleur directionnel [31], cavité plasmonique [32].

Quelques autres guides plasmoniques

Plusieurs autres configurations ont été proposées et expérimentées [33, 34]. En particulier les guides en "V" qui supportent des plasmon-polaritons de canal (CPP pour "Channel Plasmon Polariton") (figure 1.3 (c) et (d)) assurent un fort confinement du mode et avec lesquels de nombreux composants passifs ont été réalisés [35] (coupleurs, interféromètres de Mach Zehnder, résonateurs...). De tels guides compacts ouvrent la voie vers un nouveau type de circuiterie optique intégrée résolument futuriste puisqu'elle serait gravée dans les connecteurs électriques des puces électroniques [1, 36].

Les guides métalliques coaxiaux [37, 38] sont une autre configuration qui présente des diamètres de coupure faibles.

La figure 1.4 reproduit une récente proposition de transposer la loi de Moore à la photonique intégrée [39]. Il est intéressant de constater que, avec les guides les plasmon-polaritons de canal, la plasmonique constitue une avancée appréciable pour l'intégration de composants passifs [35].

1.2.2 Composants actifs

Quelques démonstrations de principe de composants plasmoniques actifs ont été réalisées sur des films étendus comme des modulateurs [40, 41, 42] ainsi qu'un transistor [43, 44]. L'excitation électrique de plasmons propagatifs constitue un enjeu majeur pour réaliser des dispositifs optoélectroniques intégrés [45, 46]. Longtemps, l'absorption dans le métal était considérée comme un problème sérieux interdisant d'envisager d'exploiter les plasmons de surface dans des composants photoniques car la longueur de propagation était inférieure à la taille des composants. La réalisation d'un amplificateur plasmonique constitue donc un point clé pour valider l'alternative plasmonique pour la photonique intégrée. Le dernier chapitre de cette thèse discute cet aspect. Signalons pour finir l'intense activité expérimentale déclenchée

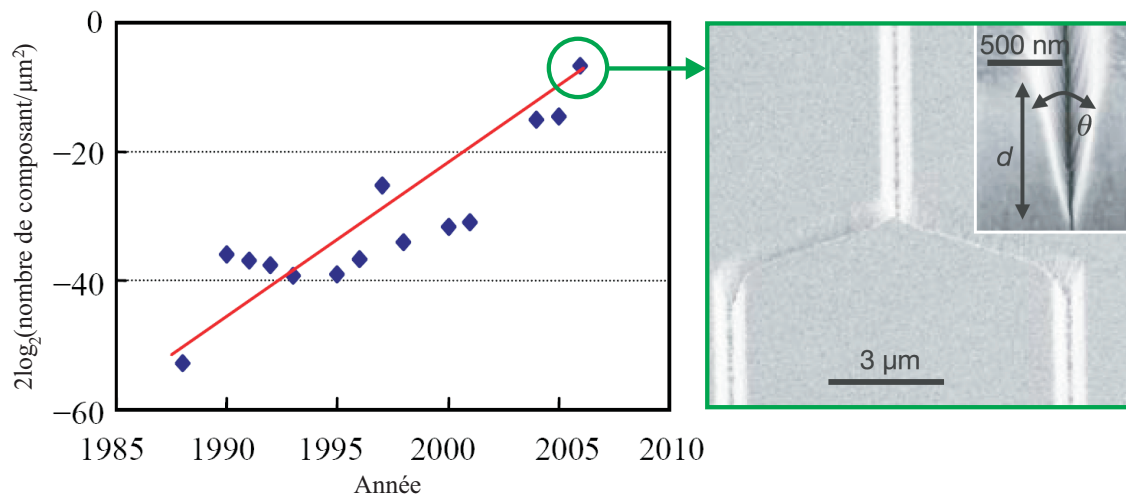


FIGURE 1.4 – Loi de Moore liée au développement de l'intégration de filtres optiques (tiré de [39]).
Le dernier point est relatif au plasmon-polaritons de canal [35].

par la perspective de réaliser une analogie plasmonique du laser : le SPASER (Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation) [47]. Ce concept, avancé en 2003 par M. I. Stockman propose la réalisation d'une source cohérente de plasmon de surface.

Chapitre 2

Plasmon-polaritons de surface propagatifs

Dans ce chapitre, nous étudions en détail les modes de film supportés par un système quatre couches verre-métal-diélectrique-air. Cette configuration simple va nous permettre :

- de présenter un plasmon-polariton de surface délocalisé (propagatif).
- de décrire les caractéristiques importantes de ces modes.
- de discuter des outils de caractérisation expérimentale.

La modélisation (chapitre 3) et la caractérisation (chapitre 4) d'un guide plasmonique, s'appuieront sur les notions introduites ici.

Ainsi, le modèle de l'indice effectif, présenté au chapitre 3, repose sur la décomposition d'un guide ruban en systèmes multicouches tels que décrits dans ce chapitre.

2.1 Modes de film

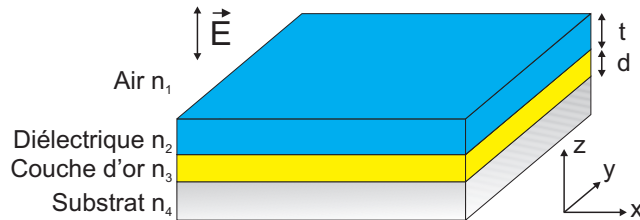


FIGURE 2.1 – Représentation d'un système multicouche verre-or-diélectrique-air. Les deux couches extrêmes de verre et d'air sont semi-infinies. Les couches de métal et de diélectrique ont une épaisseur d et t respectivement. Les indices à $\lambda = 1.55 \mu m$ sont $n_4 = 1.5$, $n_3 = 0.55 + i11.5$, $n_2 = 1.49$ (correspondant au PMMA) et $n_1 = 1$.

Nous cherchons à déterminer les paramètres décrivant un mode guidé dans le système quatre couches décrit sur la figure 2.1. Les paramètres cherchés sont la constante de propagation et la longueur de propagation du mode. Le paragraphe 2.1.1 discute des conditions de résonance. Dans les deux paragraphes suivants, nous montrons que ces conditions de résonance et le profil du mode sont facilement déterminés en considérant une excitation en réflexion totale interne. Le paragraphe 2.1.4 présente la méthode des pôles de réflexion qui donne une meilleure précision sur la constante de propagation en considérant non plus seulement la réflectivité mais plutôt en localisant ses singularités.

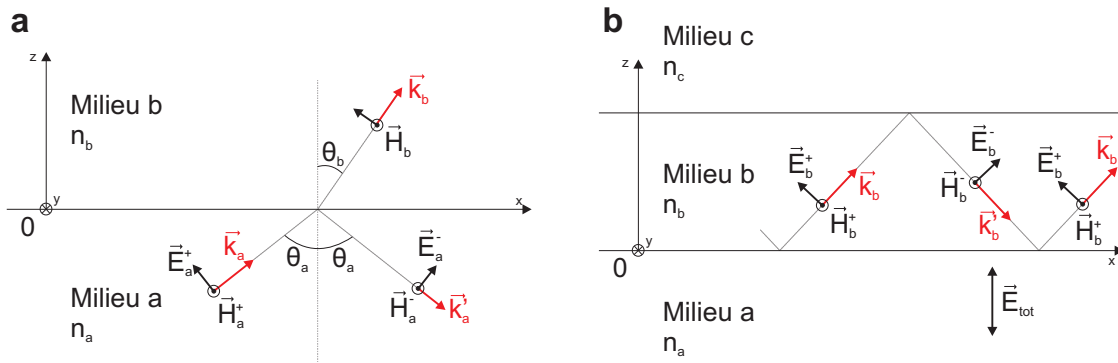


FIGURE 2.2 – Configuration *TM* (a) simple interface : le champ électrique est polarisé dans le plan d'incidence. (b) Guide planaire : le champ électrique est polarisé perpendiculairement aux interfaces.

Pour commencer, il est important de préciser la notion de polarisation de l'onde électromagnétique en présence d'une seule interface et dans un guide planaire.

Une onde plane transverse électromagnétique (*TEM*) est telle que $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ forme un trièdre direct. En présence de réflexion sur une interface (figure 2.2 (a)), la conservation des composantes tangentielles conduit à définir deux polarisations indépendantes :

- la polarisation **transverse électrique** (*TE*) où le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence.
- la polarisation **transverse magnétique** (*TM*) où le champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence (cas représenté sur la figure 2.2 (a)).

Voyons ce que cette définition devient pour un mode dans un guide planaire (figure 2.2 (b)). La propagation du mode peut être modélisée par des réflexions totales internes successives sur les deux interfaces du guide. Un mode n'existe que si l'interférence des champs incident et réfléchi forme une onde stationnaire. Il apparaît

alors clairement qu'en polarisation TM , l'unique composante non nulle du champ électrique est perpendiculaire aux interfaces [48].

Nous verrons que le champ électrique d'un mode plasmon possède aussi une composante longitudinale et qu'il ne peut être excité que par une onde TM .

La figure 2.1 décrit le système quatre couches verre-or-diélectrique-air considéré tout au long de ce chapitre. Dans un premier temps, nous fixons l'épaisseur d'or à $d = 50 \text{ nm}$, la longueur d'onde dans le vide à $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$ (bande C telecom) et l'épaisseur de polymère (PMMA pour polyméthylmétacrylate) à $t = 300 \text{ nm}$. L'influence de l'épaisseur du film diélectrique est discutée au paragraphe 2.1.5 en lien avec le confinement du mode et celle de l'épaisseur d'or au paragraphe 2.3.2 en particulier en relation avec la microscopie à fuites radiatives. Le mode plasmon-polariton de surface (SPP pour "Surface Plasmon Polariton") est TM [2], c'est à dire que le champ électrique possède une composante non nulle à l'interface supportant le mode. Celui-ci s'écrit $\vec{E} = \vec{E}_p(z)e^{i(k_x x - \omega t)}$, où \vec{E}_p est la composante dans le plan d'incidence (polarisation TM), et k_x est la constante de propagation.

2.1.1 Condition de résonance

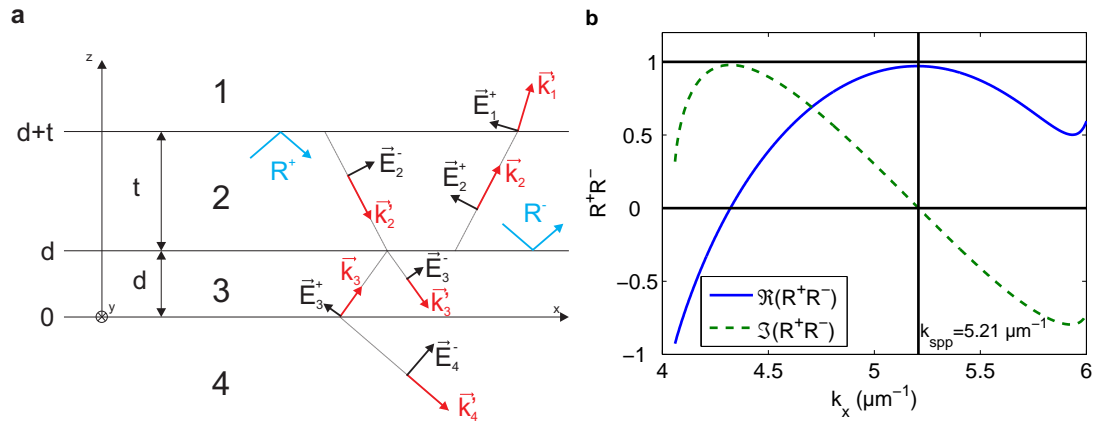


FIGURE 2.3 – (a) Schéma représentatif et notations utilisées. (b) Représentation des parties réelle et imaginaire de R^+R^- en fonction de k_x lorsque $d = 50 \text{ nm}$, $t = 300 \text{ nm}$ et $\lambda = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$.

Dans ce paragraphe, nous déterminons les conditions de résonance [49]. La figure 2.3 (a) décrit le système étudié et précise les notations utilisées.

Dans chaque couche $m \in \{1, 2, 3, 4\}$, le vecteur d'onde s'écrit :

$$\vec{k}_m = \begin{cases} k_x \\ k_y = 0 \\ w_m = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - k_x^2} \end{cases} \quad (2.1)$$

et le champ électrique $\vec{E}_m = \vec{E}_m^+ + \vec{E}_m^-$ est de la forme (la dépendance en $e^{-i\omega t}$ est omise)

$$\vec{E}_m = \vec{e}_m^+ e^{i(k_x x + w_m z)} + \vec{e}_m^- e^{i(k_x x - w_m z)} \quad (2.2)$$

avec \vec{e}_m^+ associé à une onde montante et \vec{e}_m^- à une onde descendante.

Pour établir les conditions de résonance dans la couche (2), il est utile de définir les coefficients de réflexion dans cette couche (voir la figure 2.3 (a)) :

- A l'interface PMMA-air, $R^+ = \frac{e_2^-}{e_2^+}$.
- A l'interface PMMA-or, $R^- = \frac{e_2^+}{e_2^-}$.

Le milieu (2) supporte donc un champ électrique non nul si et seulement si [49]

$$R^+ R^- = 1. \quad (2.3)$$

Ces coefficients de réflexion sont facilement exprimés en fonction des coefficients de réflexion de Fresnel r_{ab} de chaque interface a-b [50] :

$$\begin{cases} R^+ = r_{21} e^{2iw_2(d+t)} \\ R^- = \frac{r_{23} + r_{34} e^{2iw_3 d}}{1 + r_{23} r_{34} e^{2iw_3 d}} e^{-2iw_2 d} \end{cases} \quad (2.4)$$

En particulier, en polarisation *TM* [50] :

$$r_{ab} = \frac{n_b^2 w_a - n_a^2 w_b}{n_b^2 w_a + n_a^2 w_b}. \quad (2.5)$$

La figure 2.3 (b) montre la partie réelle et la partie imaginaire de $R^+ R^-$ en fonction de k_x . Le système supporte un mode pour $k_x = k_{SPP} = 5.21 \mu m^{-1}$ puisque $\Re(R^+ R^-) = 1$ et $\Im(R^+ R^-) = 0$. k_{SPP} est la constante de propagation du mode supporté par ce système. On définit de manière équivalente l'indice effectif du mode $N_{eff}^* = k_{SPP}/k_0$. Ici, $N_{eff}^* = 1.285$.

Ainsi, puisque $1 < N_{eff}^* < n_4$ avec $n_4 = 1.5$, ce mode est radiatif dans le substrat mais évanescent dans le superstrat (air).

Pour déterminer le profil de ce mode, nous décrivons les conditions de raccord à chaque interface. Pour cela, le champ électrique est explicité. En polarisation TM ,

$$\vec{e}_m^+ = e_m^+ \begin{vmatrix} -\frac{w_m}{k_m} \\ 0 \\ +\frac{k_x}{k_m} \end{vmatrix} \quad (2.6)$$

et

$$\vec{e}_m^- = e_m^- \begin{vmatrix} +\frac{w_m}{k_m} \\ 0 \\ +\frac{k_x}{k_m} \end{vmatrix} \quad (2.7)$$

En utilisant l'équation de Maxwell-Faraday $\vec{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, le champ magnétique $\vec{H}_m = \vec{H}_m^+ + \vec{H}_m^-$ s'écrit :

$$\vec{H}_m = \begin{vmatrix} 0 \\ h_{my}^+ e^{i(k_x x + w_m z)} + h_{my}^- e^{i(k_x x - w_m z)} \\ 0 \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

avec

$$\begin{cases} h_{my}^+ = -e_m^+ \sqrt{\varepsilon_m} \\ h_{my}^- = -e_m^- \sqrt{\varepsilon_m} \end{cases} \quad (2.9)$$

Les conditions de raccords des composantes tangentielles du champ électromagnétique à chacune des interfaces s'écrivent :

$$\begin{cases} E_{mx}^+ + E_{mx}^- = E_{(m-1)x}^+ + E_{(m-1)x}^- & m \in \{4, 3, 2\} \\ H_{my}^+ + H_{my}^- = H_{(m-1)y}^+ + H_{(m-1)y}^- \end{cases} \quad (2.10)$$

En utilisant la condition de résonance $R^+ R^- = 1$, nous avons $e_2^- = R^+ e_2^+$. Les conditions de raccords imposent :

- Entre le substrat (4) et la couche (3) (interface 4-3), $z = 0$ et

$$\begin{cases} +e_4^- \frac{w_4}{k_4} = -e_3^+ \frac{w_3}{k_3} + e_3^- \frac{w_3}{k_3} \\ -e_4^- \sqrt{\varepsilon_4} = -e_3^+ \sqrt{\varepsilon_3} - e_3^- \sqrt{\varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.11)$$

- Entre la couche de métal (3) et la couche de diélectrique (2) (interface 3-2), $z = d$ et

$$-e_3^+ \frac{w_3}{k_3} e^{iw_3 d} + e_3^- \frac{w_3}{k_3} e^{-iw_3 d} = -e_2^+ \frac{w_2}{k_2} (e^{iw_2 d} - R^+ e^{-iw_2 d}). \quad (2.12)$$

- Entre la couche de diélectrique (2) et le superstrat (1) (interface 2-1), $z = d + t$ et

$$-e_2^+ \frac{w_2}{k_2} (e^{iw_2(d+t)} - R^+ e^{-iw_2(d+t)}) = -e_1^+ \frac{w_1}{k_1} e^{iw_1(d+t)}. \quad (2.13)$$

Nous fixons $e_4^- = 1$ et dans la configuration considérée $e_4^+ = e_1^- = 0$ (pas d'excitation dans le substrat et pas d'onde réfléchie dans le superstrat), il reste alors quatre inconnues e_3^+ , e_3^- , e_2^+ et e_1^+ à déterminer qui sont résolues selon

$$M_R = M^{-1} M_{INT}. \quad (2.14)$$

avec M_R la matrice contenant les inconnues :

$$M_R = \begin{pmatrix} e_3^+ \\ e_3^- \\ e_2^+ \\ e_1^+ \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

M la matrice de transfert :

$$M = \begin{pmatrix} -\frac{w_3}{k_3} & +\frac{w_3}{k_3} & 0 & 0 \\ +\sqrt{\varepsilon_3} & +\sqrt{\varepsilon_3} & 0 & 0 \\ -\frac{w_3}{k_3} e^{iw_3 d} & +\frac{w_3}{k_3} e^{-iw_3 d} & +\frac{w_2}{k_2} (e^{iw_2 d} - R^+ e^{-iw_2 d}) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{w_2}{k_2} (e^{iw_2(d+t)} - R^+ e^{-iw_2(d+t)}) & +\frac{w_1}{k_1} e^{iw_1(d+t)} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

et M_{INT} la matrice :

$$M_{INT} = \begin{pmatrix} e_4^- \frac{w_4}{k_4} \\ e_4^- \sqrt{\varepsilon_4} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

La résolution de ce système conduit à la forme du mode supporté par le système. Le profil du mode est discuté au paragraphe 2.1.3.

Auparavant, nous discutons de l'excitation de ce mode dans la configuration de

Kretschmann-Raether.

2.1.2 Configuration de Kretschmann-Raether

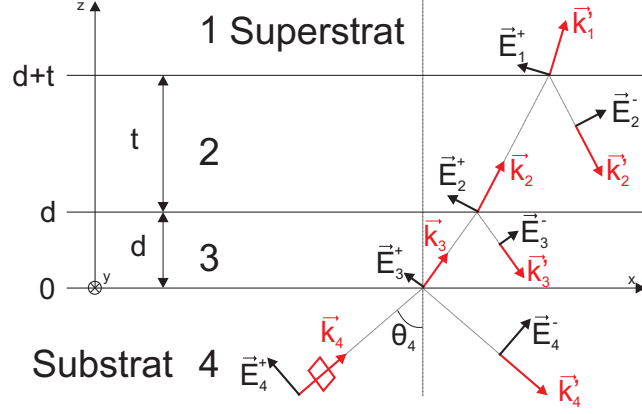


FIGURE 2.4 – Système quatre couches et notations utilisées.

La condition de résonance $R^+R^- = 1$ a permis de mettre en évidence un mode de vecteur d'onde $k_{SPP} \leq n_4 k_0$, c'est à dire d'indice effectif $N_{eff}^* < n_4$. Cela indique qu'il s'agit d'un mode à fuites radiatives dans le substrat. Ce point, très important, nous amènera à le caractériser par microscopie à fuites radiatives [51, 52, 53, 54]. Cette technique sera présentée au paragraphe 2.3.2.

Réciproquement, si ce mode fuit dans le substrat, il est possible de l'exciter directement via le substrat. Il s'agit de la configuration de Kretschmann-Raether (figure 2.4) que nous discutons ici. Nous verrons que le calcul du coefficient de réflexion associé à cette configuration permet non seulement de retrouver l'existence d'un mode de film mais nous amènera à décrire très facilement les paramètres importants de ce mode.

On considère donc une onde plane \vec{E}_4^+ incidente dans le substrat selon l'angle d'incidence θ_4 . La réflectivité à l'interface verre-métal s'écrit $R = |r_{4321}|^2$ avec [50]

$$r_{4321} = \frac{r_{43} + r_{321}e^{2iw_3d}}{1 + r_{43}r_{321}e^{2iw_3d}}, \quad (2.18)$$

où

$$r_{321} = \frac{r_{32} + r_{21}e^{2iw_2t}}{1 + r_{32}r_{21}e^{2iw_2t}}. \quad (2.19)$$

La figure 2.5 représente la réflectivité R en fonction de l'angle d'incidence θ_4 . Nous observons qu'à un certain angle d'incidence $\theta_4 = \theta_{SPP} = 59^\circ$, la réflectivité est minimale. On vérifie que $k_x = k_{SPP} = n_4 k_0 \sin(\theta_{SPP}) = 5.21 \mu m^{-1}$ correspond à la

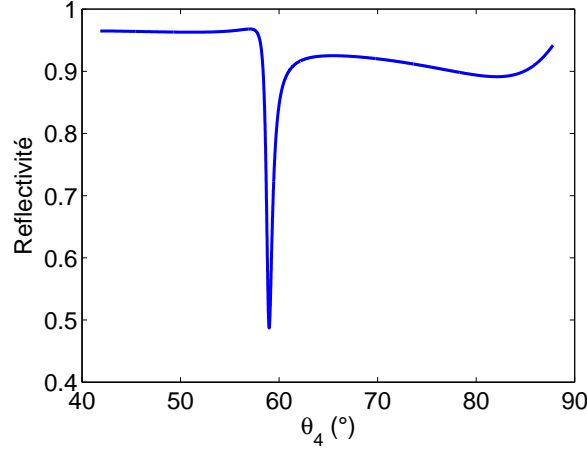


FIGURE 2.5 – Courbe de réflectivité du système décrit sur la figure 2.1 en fonction de l'angle d'incidence θ_4 .

condition de résonance obtenue précédemment. La diminution nette de la réflectivité s'explique par le fait qu'alors, le champ électrique incident se couple efficacement avec le plasmon de surface et n'est pratiquement plus réfléchi [2].

Les conditions de raccords (équation 2.10) à chaque interface imposent :

- Entre le substrat (4) et la couche (3) (interface 4-3), $z = 0$ et

$$\begin{cases} -e_4^+ \cos(\theta_4) + e_4^- \cos(\theta_4) = -e_3^+ \frac{w_3}{k_3} + e_3^- \frac{w_3}{k_3} \\ -e_4^+ \sqrt{\varepsilon_4} - e_4^- \sqrt{\varepsilon_4} = -e_3^+ \sqrt{\varepsilon_3} - e_3^- \sqrt{\varepsilon_3} \end{cases} \quad (2.20)$$

- Entre la couche de métal (3) et la couche de diélectrique (2) (interface 3-2), $z = d$ et

$$\begin{cases} -e_3^+ \frac{w_3}{k_3} e^{iw_3 d} + e_3^- \frac{w_3}{k_3} e^{-iw_3 d} = -e_2^+ \frac{w_2}{k_2} e^{iw_2 d} + e_2^- \frac{w_2}{k_2} e^{-iw_2 d} \\ -e_3^+ \sqrt{\varepsilon_3} e^{iw_3 d} - e_3^- \sqrt{\varepsilon_3} e^{-iw_3 d} = -e_2^+ \sqrt{\varepsilon_2} e^{iw_2 d} - e_2^- \sqrt{\varepsilon_2} e^{-iw_2 d}. \end{cases} \quad (2.21)$$

- Entre la couche de diélectrique (2) et le superstrat (1) (interface 2-1), $z = d+t$ et

$$\begin{cases} -e_2^+ \frac{w_2}{k_2} e^{iw_2(d+t)} + e_2^- \frac{w_2}{k_2} e^{-iw_2(d+t)} = -e_1^+ \frac{w_1}{k_1} e^{iw_1(d+t)} \\ -e_2^+ \sqrt{\varepsilon_2} e^{iw_2(d+t)} - e_2^- \sqrt{\varepsilon_2} e^{-iw_2(d+t)} = -e_1^+ \sqrt{\varepsilon_1} e^{iw_1(d+t)}. \end{cases} \quad (2.22)$$

Nous fixons $e_4^+ = 1$ (amplitude de l'onde incidente depuis le substrat), et dans la configuration considérée $e_1^- = 0$ (pas d'onde réfléchie dans le superstrat), il reste alors six inconnues e_4^- , e_3^+ , e_3^- , e_2^+ , e_2^- et e_1^+ à déterminer.

A partir des équations 2.20, 2.21 et 2.22, nous écrivons l'égalité matricielle

$$M_R = M^{-1} M_{INT}, \quad (2.23)$$

avec M_R la matrice contenant les inconnues :

$$M_R = \begin{pmatrix} e_4^- \\ e_3^+ \\ e_3^- \\ e_2^+ \\ e_2^- \\ e_1^+ \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

M la matrice de transfert :

$$M = \quad (2.25)$$

$$\begin{pmatrix} +\cos(\theta_4) & +\frac{w_3}{k_3} & -\frac{w_3}{k_3} & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{\varepsilon_4} & +\sqrt{\varepsilon_3} & +\sqrt{\varepsilon_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{w_3}{k_3} e^{iw_3 d} & +\frac{w_3}{k_3} e^{-iw_3 d} & +\frac{w_2}{k_2} e^{iw_2 d} & -\frac{w_2}{k_2} e^{-iw_2 d} & 0 \\ 0 & -\sqrt{\varepsilon_3} e^{iw_3 d} & -\sqrt{\varepsilon_3} e^{-iw_3 d} & +\sqrt{\varepsilon_2} e^{iw_2 d} & +\sqrt{\varepsilon_2} e^{-iw_2 d} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{w_2}{k_2} e^{iw_2(d+t)} & +\frac{w_2}{k_2} e^{-iw_2(d+t)} & +\frac{w_1}{k_1} e^{-iw_1(d+t)} \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{\varepsilon_2} e^{iw_2(d+t)} & -\sqrt{\varepsilon_2} e^{-iw_2(d+t)} & \sqrt{\varepsilon_1} e^{iw_1(d+t)} \end{pmatrix}$$

et M_{INT} la matrice décrivant le champ incident :

$$M_{INT} = \begin{pmatrix} e_4^+ \cos(\theta_4) \\ e_4^+ \sqrt{\varepsilon_4} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

La résolution du système 2.23 donne donc les six inconnues, d'où le profil du mode discuté au paragraphe suivant.

2.1.3 Profil du mode

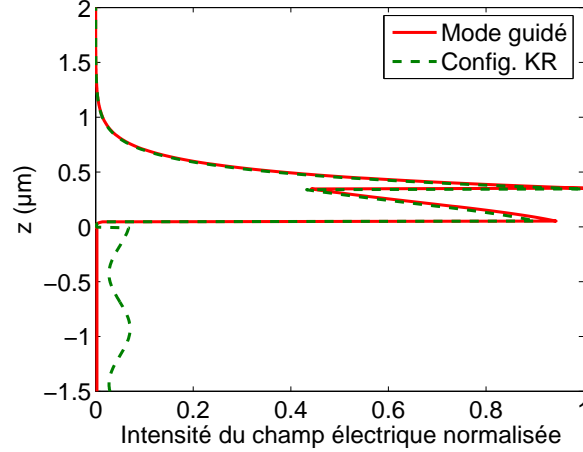


FIGURE 2.6 – Intensité électrique du mode guidé et comparaison avec le résultat obtenu dans la configuration de Kretschmann-Raether. Nous observons dans le verre des oscillations pour la configuration de Kretschmann-Raether. Ces oscillations correspondent aux interférences entre le champ incident et le champ réfléchi à l'interface verre-or.

Nous représentons sur la figure 2.6 l'intensité électrique du mode, obtenu en utilisant la condition de résonance $R^+ R^- = 1$. L'excitation de ce mode en configuration de Kretschmann-Raether est aussi représentée. Dans les milieux situés au dessus du verre, les résultats obtenus par les deux méthodes sont très similaires. Cela justifie de travailler en configuration de Kretschmann-Raether pour caractériser le mode comme nous le ferons par la suite.

La figure 2.7 (b) représente l'intensité $I = |E|^2$ du champ électrique pour trois angles d'incidence θ_4 , normalisée par rapport à l'intensité incidente. Les oscillations dans le milieu n_4 correspondent aux interférences créées par les champs électriques incidents et réfléchis. Lorsque l'angle d'incidence est égal à θ_{SPP} , l'intensité du champ électrique est fortement exaltée à l'interface or-diélectrique ($I/I_0 \sim 30$) et décroît exponentiellement au dessus du polymère. Les figures 2.7 (c) et (d) montrent l'intensité électrique à un instant donné. Les lignes de champs traduisent l'oscillation collective des électrons à la surface et sont caractéristiques du mode plasmon-polariton de surface.

2.1.4 Méthode des pôles de réflexion

Le calcul des coefficients de réflexion permet de déterminer la constante de propagation du mode guidé. Nous présentons ici une méthode plus précise, la méthode

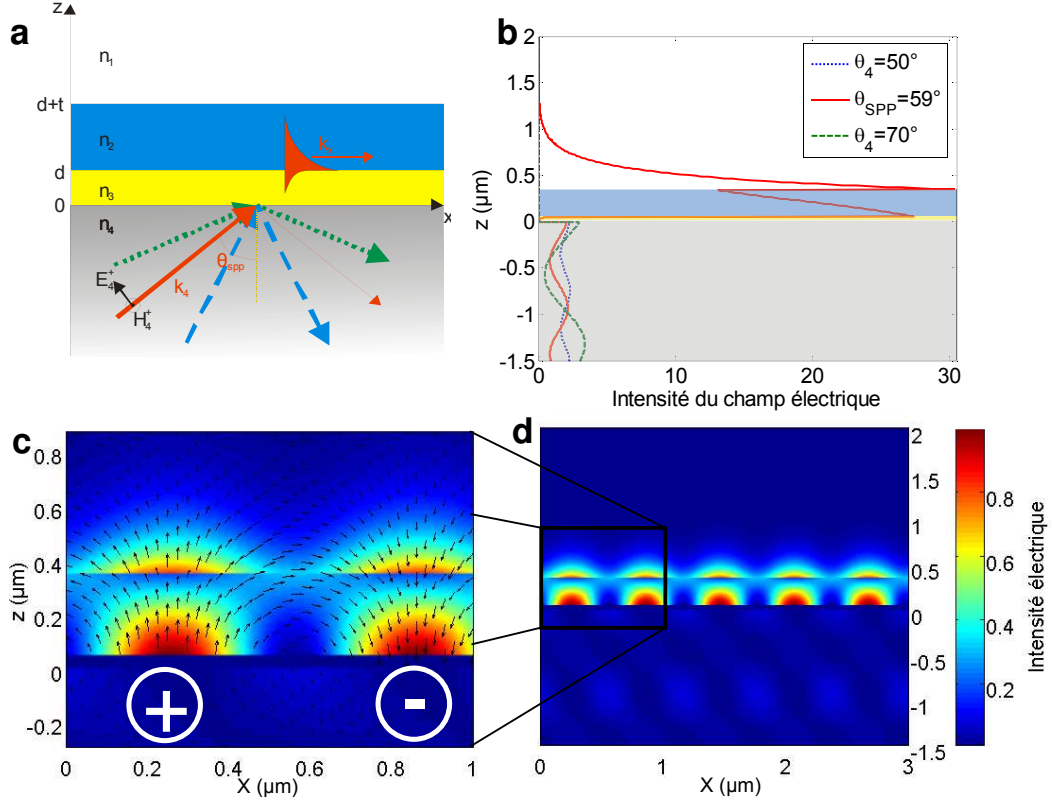


FIGURE 2.7 – Représentation (a) des vecteurs d'onde et (b) des intensités de champ électrique correspondantes pour différents angles d'incidence. (c) et (d) Intensité électrique pour l'angle d'incidence θ_{SPP} .

des pôles de réflexion (RPM pour "Reflection Pole Method"), qui nous sera utile par la suite pour mettre en place un modèle simple et efficace de l'indice effectif [55]. Cette méthode est décrite en détail dans la référence [56]. Elle repose sur la localisation des singularités de la réflectivité R plutôt que sur le calcul direct de R . Pour cela, le système quatre couches est décrit par la matrice de transfert Q définie telle que

$$\begin{pmatrix} e_4^- \\ e_4^+ \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} e_1^- \\ e_1^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} \\ q_{21} & q_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1^- \\ e_1^+ \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Par exemple, dans le cas d'un champ incident dans le substrat, $e_4^+ \neq 0$, $e_1^- = 0$ (voir la figure 2.4) et

$$\frac{e_4^-}{e_4^+} = \frac{q_{12}}{q_{22}} = r_{4321} \quad (2.28)$$

est le coefficient de réflexion discuté précédemment.

La matrice de transfert du système complet se déduit aisément des matrices de

transfert associées à chaque interface [50] :

$$Q = Q_3 Q_2 Q_1 \quad (2.29)$$

avec

$$Q_j = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} [1 + \frac{\varepsilon_{j+1} w_j}{\varepsilon_j w_{j+1}}] e^{i w_j d_j} & [1 - \frac{\varepsilon_{j+1} w_j}{\varepsilon_j w_{j+1}}] e^{-i w_j d_j} \\ [1 - \frac{\varepsilon_{j+1} w_j}{\varepsilon_j w_{j+1}}] e^{i w_j d_j} & [1 + \frac{\varepsilon_{j+1} w_j}{\varepsilon_j w_{j+1}}] e^{-i w_j d_j} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

la matrice caractérisant l'interface $j/(j+1)$. d_j est l'épaisseur de la couche j ($d_j = 0$ pour les couches semi-infinies).

Le principe de la RPM est de travailler sur la phase du dénominateur q_{22} du coefficient de réflexion r_{4321} . En effet, en présence d'un mode, $e_4^+ = 0$ et $e_1^- = 0$ (voir la figure 2.3 (a)), d'où $q_{22} = 0$ et on se trouve sur un pôle de r_{4321} (équation 2.28).

A proximité d'un pôle β de r_{4321} , q_{22} est approchée par [56]

$$q_{22}(k_x) = q_0(k_x - \beta), \quad (2.31)$$

où $\beta = \beta' + i\beta''$ est la constante de propagation complexe du mode supporté par le système quatre couches. En particulier $N_{eff}^* = \beta'/k_0$ est l'indice effectif du mode et $L_{SPP} = 1/2\beta''$ est la longueur de propagation.

La phase de q_{22} est alors

$$\phi = \arctan\left(\frac{-\beta''}{k_x - \beta'}\right), \quad (2.32)$$

d'où on déduit

$$\frac{d\phi}{dk_x} = \frac{\beta''}{(k_x - \beta')^2 + \beta''^2}. \quad (2.33)$$

Ainsi, la dérivée de la phase suit un profil lorentzien centré en β' , constante de propagation du mode et de largeur à mi-hauteur (FWHM pour "Full Width at Half Maximum") $2\beta'' = 1/L_{SPP}$.

La figure 2.8 représente $\frac{d\phi}{dk_x}$. Un ajustement lorentzien donne $k_{SPP} = 5.208 \mu m^{-1}$, soit $N_{eff}^* = k_{SPP}/k_0 = 1.285$ et $\theta_{SPP} = 58.93^\circ$, ainsi que $L_{SPP} = 24.70 \mu m$.

Sur cette figure, nous avons tracé aussi la réflectivité R . Celle-ci suit un comportement similaire. Nous verrons en effet au paragraphe 2.3.2 que R suit aussi un profil lorentzien à la résonance [2].

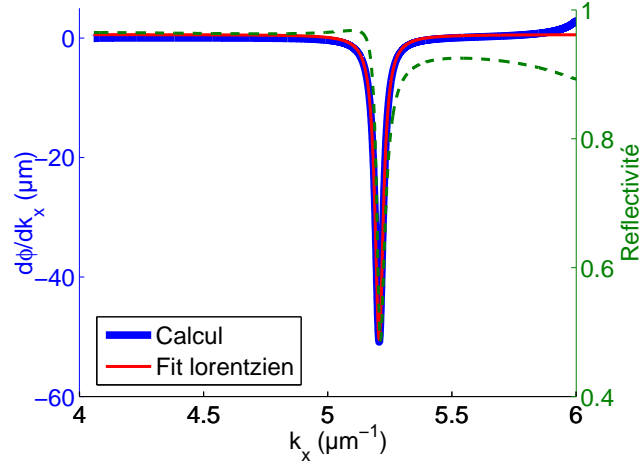


FIGURE 2.8 – Représentation de la dérivée de la phase du dénominateur du coefficient de réflexion $\frac{d\phi}{dk_x}$ en fonction de k_x (ligne continue). La réflectivité discutée au paragraphe 2.1.2 est aussi représentée (ligne en pointillés).

2.1.5 Influence de l'épaisseur du diélectrique

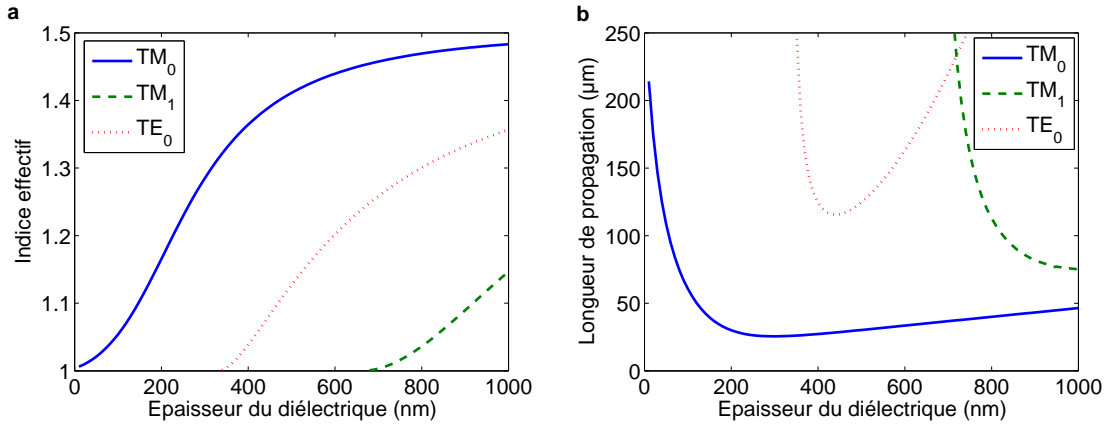


FIGURE 2.9 – Caractéristiques des modes supportés par la structure quatre couches présentée figure 2.1 en fonction de l'épaisseur du film diélectrique (polymère) déposé sur le métal (t dans la figure 2.1). (a) L'indice effectif et (b) la longueur de propagation sont tracés en fonction de l'épaisseur du film pour les modes TM_0 , TM_1 et TE_0 .

Indice effectif

Afin d'évaluer l'influence de l'épaisseur du diélectrique sur l'indice effectif du mode plasmon, nous effectuons un calcul avec la méthode RPM pour différentes épaisseurs de film diélectrique. Le résultat est représenté sur la figure 2.9. En plus du mode fondamental transverse magnétique (TM_0), le second mode TM_1 et le mode transverse électrique (TE_0) apparaissent (figure 2.9 (a)). Un mode TM fait

référence à un mode avec une composante y pour le champ magnétique et un mode TE fait référence à un mode transverse électrique avec une composante y pour le champ électrique. Nous avons inclu le mode TE_0 afin de pouvoir évaluer le caractère monomodal du film diélectrique. La figure 2.9 indique que le film est monomode jusqu'à environ 350 nm d'épaisseur où nous voyons apparaître le mode TE_0 . Le mode TM_1 apparaît à partir de 680 nm d'épaisseur. Les longueurs de propagation des différents modes sont présentés sur la figure 2.9 (b).

Ces calculs reproduisent les résultats obtenus par T. Holmgaard et S. I. Bozhevolnyi [57] (avec des indices très proches de ceux utilisés ici : $n_2 = 1.535$ et $n_4 = 1.6$).

Facteur de confinement

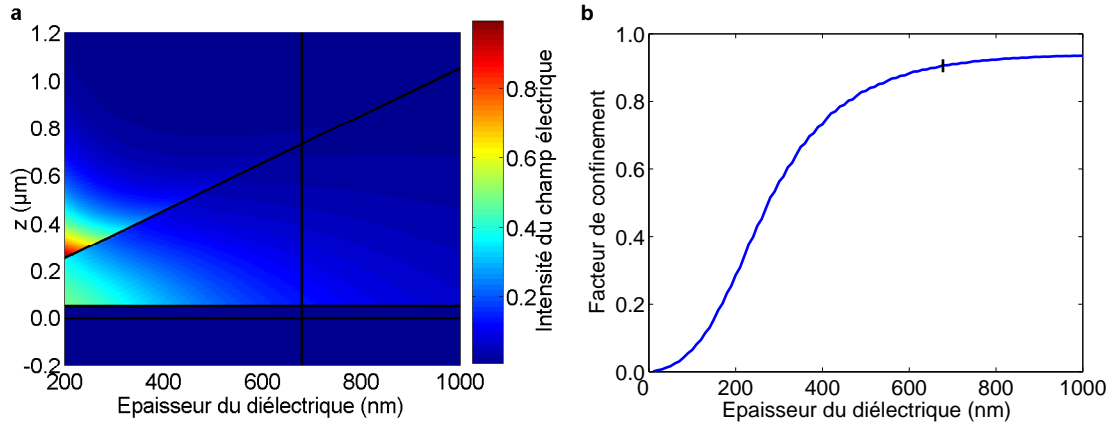


FIGURE 2.10 – (a) Intensité du champ électrique et (b) facteur de confinement en fonction de l'épaisseur du diélectrique. La ligne verticale en (a) et la marque noire en (b) correspondent à l'apparition du mode TM_1 . Sur (a), les lignes horizontales noires correspondent aux interfaces verre-or et or-diélectrique. La droite noire oblique correspond à l'interface diélectrique-air.

Différentes définitions du facteur de confinement existent [58]. Puisque nous nous intéresserons à l'interaction d'une substance active avec le champ électrique dans le diélectrique (polymère), nous avons adopté la définition suivante [59] :

$$\gamma = \frac{\int_{n_2} E_z^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_z^2 dz} \quad (2.34)$$

Un fort degré de confinement assure une interaction plus élevée entre le plasmon de surface et un milieu actif. La figure 2.10 (a) représente l'intensité du champ électrique calculée à partir des valeurs d'indice effectif du mode TM_0 (figure 2.9 (a)). Nous avons ensuite calculé le facteur de confinement en fonction de l'épaisseur t du

diélectrique (polymère) pour ce même mode TM_0 (figure 2.10 (b)). Nous observons sur la figure 2.10 que plus l'épaisseur du diélectrique augmente, plus le mode est confiné dans le film. A partir d'une épaisseur de $t = 400 \text{ nm}$, le facteur de confinement dépasse 80%. Pour rester dans des conditions monomodales, l'épaisseur du diélectrique doit être inférieure à $t < 340 \text{ nm}$. L'épaisseur optimale est telle que le diélectrique ne supporte qu'un seul mode TM ($t < 680 \text{ nm}$) tout en étant le plus épais possible pour augmenter le facteur de confinement (figure 2.10 (b)). Pour des raisons de commodité expérimentale au niveau des étapes de la nanofabrication, nous fixons autour de $t = 600 \text{ nm}$ l'épaisseur optimale. Notons qu'à cette épaisseur, le facteur de confinement est de $\gamma = 88\%$.

2.2 Relation de dispersion

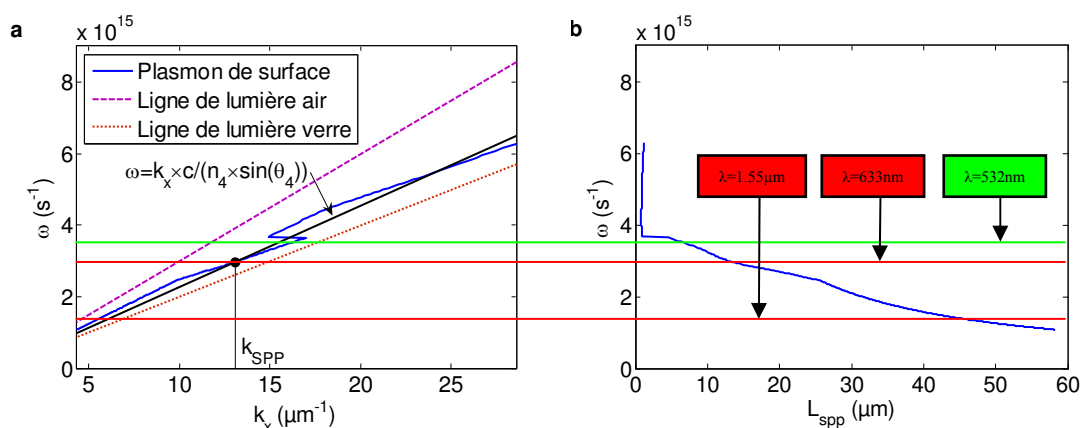


FIGURE 2.11 – (a) Courbe de dispersion du mode plasmon supporté par une interface or-PMMA. Les lignes de lumière dans l'air et dans le verre sont également représentées. (b) Longueur de propagation du mode plasmon supporté par une interface or-PMMA. Les fréquences correspondant aux lasers vert ($\lambda = 532 \text{ nm}$), rouge ($\lambda = 633 \text{ nm}$) et infrarouge ($\lambda = 1.55 \text{ μm}$) sont représentées. Les constantes diélectriques de l'or sont extraites du "Handbook of Optical Constants of Solids" édité par E. D. Palik [60].

Afin de pouvoir exciter un plasmon de surface avec une onde électromagnétique, la composante k_x du vecteur d'onde doit entrer en résonance avec le vecteur d'onde du champ électromagnétique. La figure 2.11 (a) représente la courbe de dispersion du mode plasmon supporté par une interface métal-diélectrique pour un système comprenant un substrat semi-infinie d'or, une couche de 500 nm de PMMA et un superstrat d'air. Nous observons que la courbe de dispersion des plasmons de surface est toujours en dessous de la ligne de lumière $\omega = ck_x$ (diagramme de dispersion

du photon dans l'air), ce qui signifie qu'il n'est pas possible de coupler les photons provenant de l'air et les plasmons de surface.

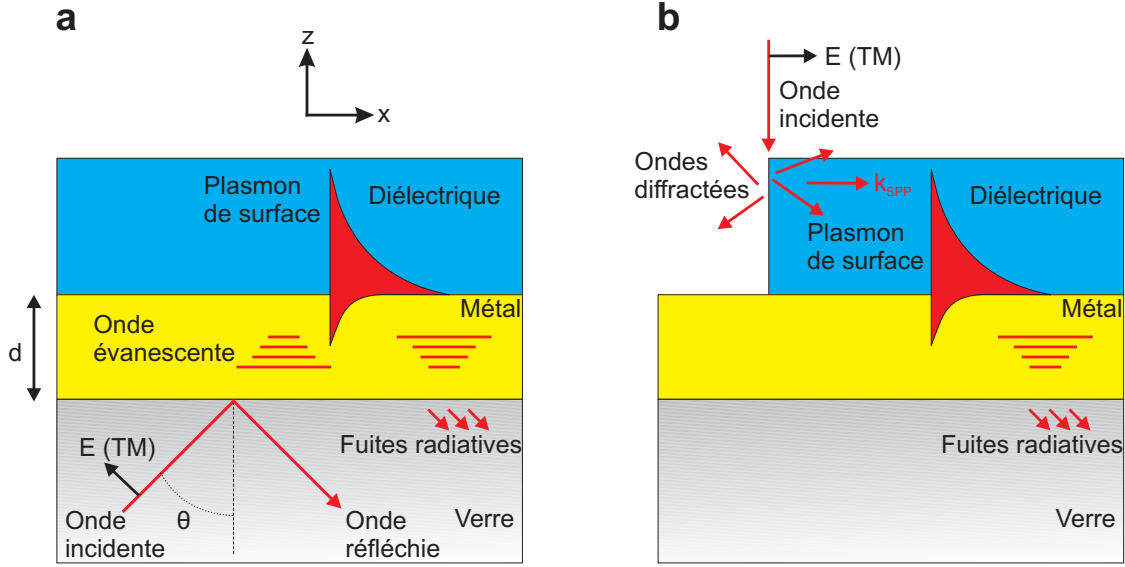


FIGURE 2.12 – (a) Configuration de Kretschmann-Raether permettant l'excitation optique d'un plasmon de surface. (b) Configuration d'excitation par génération d'une multitude de vecteurs d'onde par diffraction sur une arête.

Par contre, la courbe de dispersion reste au dessus de la ligne de lumière dans le verre, ce qui confirme que ce mode peut être excité via le substrat, comme vu précédemment. Il suffit de choisir l'angle d'incidence θ_4 tel que $k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \times n_4 \times \sin(\theta_4)$. Cela constitue la configuration de Kretschmann-Raether [61] (figure 2.12 (a)) discutée au paragraphe 2.1.2. Notons que ces modes plasmons de surface peuvent aussi être excités optiquement :

- par diffraction sur un réseau de période Λ telle que $k_x^{inc} + m \frac{2\pi}{\Lambda} = k_{SPP}$ ($m \in \mathbb{N}$) [62, 63].
- par diffraction sur une arête ou sur un défaut de dimension nanométrique (figure 2.12 (b)) [64].

Cette dernière méthode, bien que très peu efficace, sera parfois utilisée dans les chapitres suivants pour sa simplicité de mise en œuvre [65, 66].

On note, aux alentours de $\omega = 3.5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda \approx 500 \text{ nm}$) un zigzag de la relation de dispersion ou "back bending" (figure 2.11 (a)). Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.11 (b), lorsque ω est situé au dessus de ce "back bending" ($\omega > 4 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$), la longueur de propagation est très proche de zéro et on ne peut alors plus vraiment considérer qu'il existe encore un mode guidé (mode virtuel).

2.3 Caractérisation optique des plasmons de surface

Afin de pouvoir analyser les propriétés des plasmons de surface, il est nécessaire de trouver un moyen de détecter les caractéristiques du mode confiné à l'interface métal-diélectrique.

2.3.1 Microscopie en champ proche

Comme illustré sur la figure 2.12 (a), la méthode d'excitation de Kretschmann-Raether rend accessible l'interface air-diélectrique. Il est alors possible d'enregistrer la distribution de l'intensité du champ électrique associé au plasmon de surface à l'aide d'un microscope optique en champ proche [22, 67, 68]. La sonde est généralement une fibre optique effilée, balayée à une distance de l'ordre de 100 nm de la surface (figure 1.3 (b)) [67, 69, 70]. Cette technique est évidemment parfaitement adaptée à l'étude d'ondes de surface [71] telles que les plasmons et elle procure une résolution inférieure à la longueur d'onde dans la zone proche de la surface. Toutefois, l'acquisition d'une image est longue (20 min environ pour une aire de 10 $\mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$). Nous avons donc mis en place une microscopie dite à fuites radiatives [51, 52, 53, 54] pour tirer profit des pertes de ces modes. Nous décrivons cette technique au paragraphe suivant.

2.3.2 Microscopie en champ lointain

Pertes radiatives et pertes intrinsèques

Deux types de pertes sont responsables des faibles longueurs de propagation du plasmon (voir par exemple la figure 2.9 (b)) [72] :

- Les pertes intrinsèques, notée Γ_i liées à la dissipation du mode dans le métal.
- Les pertes radiatives, notée Γ_{rad} , liées aux fuites en dessous du métal.

Nous partons de l'hypothèse que les pertes intrinsèques du système sont indépendantes de l'épaisseur d'or. Ainsi, afin d'évaluer uniquement ces pertes, nous considérons un système sans verre tel que représenté figure 2.13 (a). Ce système ne supporte aucune perte radiative.

Avec

$$L_{SPP} = \frac{1}{2(\Gamma_{rad} + \Gamma_i)}, \quad (2.35)$$

et $\Gamma_{rad} = 0$, nous avons $\Gamma_i = 1/2L_{SPP}$. Dans le cas considéré de la figure 2.13 (a), nous calculons avec la RPM $L_{SPP} = 32.20 \mu\text{m}$, ainsi nous déduisons $\Gamma_i =$

$1.55 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$.

Nous considérons à présent le système de la figure 2.13 (b) supportant des pertes intrinsèques ainsi que des pertes radiatives. Nous calculons la longueur de propagation du plasmon or-PMMA en fonction de l'épaisseur d'or. Il est possible de déterminer la variation des pertes radiatives avec $\Gamma_{rad}(d) = 1/2L_{SPP}(d) - \Gamma_i$.

Sur la figure 2.13 (c), nous représentons l'évolution des pertes ainsi que la longueur de propagation en fonction de l'épaisseur d'or. Les pertes radiatives diminuent avec l'épaisseur d'or et sont quasiment nulles au dessus de 70 nm d'or. Lorsque l'épaisseur d'or est $d = 37 \text{ nm}$, alors $\Gamma_i = \Gamma_{rad}$ et la longueur de propagation mesurée est $L_{SPP} = 16.46 \mu m$.

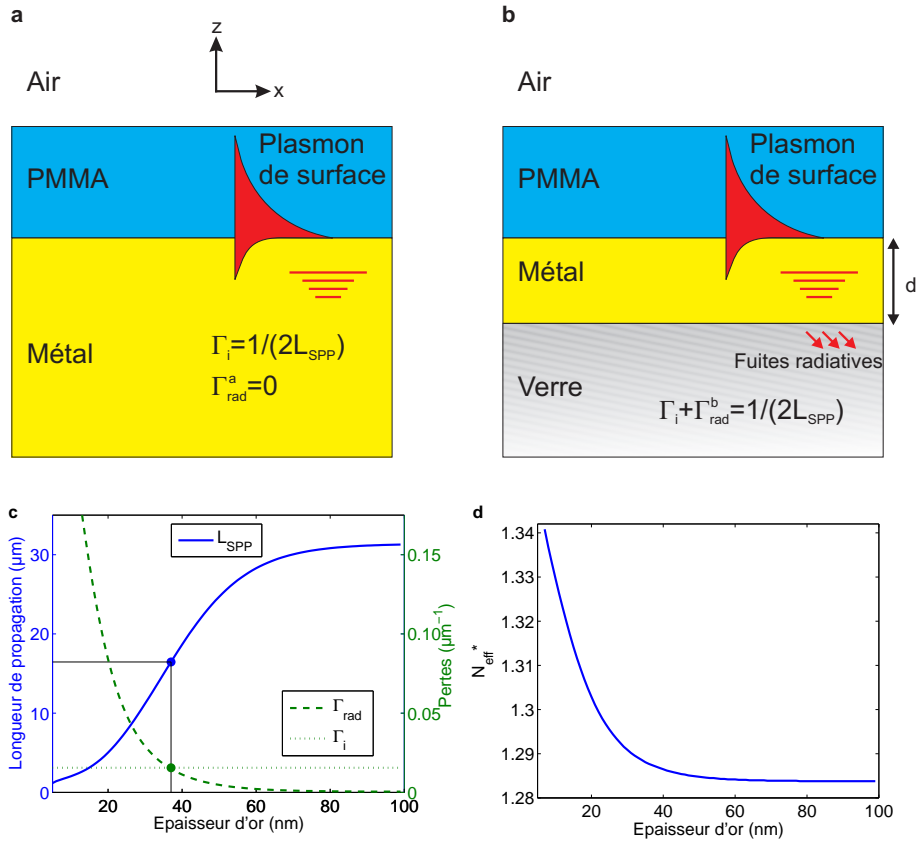


FIGURE 2.13 – (a) Représentation d'un système trois couches métal-diélectrique-air ne comprenant pas de pertes radiatives. (b) Représentation d'un système quatre couches verre-métal-diélectrique-air supportant des pertes radiatives (Γ_{rad}) et des pertes intrinsèques (Γ_i). (c) Variation des pertes et de la longueur de propagation en fonction de l'épaisseur d'or. (d) Variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur d'or. La longueur d'onde est $\lambda = 1.55 \mu m$ et l'épaisseur de PMMA est $t = 300 \text{ nm}$.

Lorsque le plasmon est excité dans la configuration de Kretschmann-Raether, en notant $\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$, Raether a démontré [2] que si $|\varepsilon''_3| \ll |\varepsilon'_3|$ et $|\varepsilon'_3| \gg 1$, la réflectivité de l'onde incidente venant du substrat prend la forme approchée d'une lorentzienne

$$R = 1 - \frac{4\Gamma_i\Gamma_{rad}}{(k_x - k_{SPP})^2 + (\Gamma_i + \Gamma_{rad})^2}. \quad (2.36)$$

A la résonance, $k_x = k_{SPP}$, donc si $\Gamma_i = \Gamma_{rad}$, alors $\frac{4\Gamma_i\Gamma_{rad}}{(\Gamma_i + \Gamma_{rad})^2} = 1$ et $R = 0$. Ainsi, lorsque les pertes intrinsèques sont égales aux pertes radiatives, la réflectivité s'annule car les interférences entre le faisceau réfléchi et les pertes radiatives sont maximales. C'est le cas le plus favorable pour caractériser un plasmon en excitation de type Kretschmann-Raether [2].

Notons que l'équation 2.36 explique le profil lorentzien de R observé sur la figure 2.8. Finalement, nous verrons que le choix de l'épaisseur d'or résulte d'un compromis entre des pertes radiatives suffisantes pour caractériser le mode en champ lointain (voir paragraphe suivant) et une longueur de propagation du mode suffisante.

Microscopie à fuites radiatives

Une méthode consiste à détecter les fuites radiatives (proportionnelles à Γ_{rad}) des plasmons de surface en champ lointain. Nous définissons cette technique mentionnée précédemment de microscopie à fuites radiatives (LRM pour "Leakage Radiation Microscopy") [51, 52, 53, 54]. La microscopie à fuites radiatives donne une information sur l'intensité du champ électromagnétique associé au plasmon de surface (plan image) et sur son vecteur d'onde (plan de Fourier) [54, 73, 74].

L'avantage de la technique de détection en champ lointain est qu'elle permet une observation instantanée du plasmon. La résolution temporelle est limitée par le moyen de détection (caméra CCD).

La figure 2.14 montre schématiquement un montage de microscopie à fuites radiatives. Nous discuterons plus en détail au chapitre 4 la nature des images enregistrées.

2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons établi quelques propriétés importantes des plasmon-polaritons de surface à partir d'un modèle simple. Nous avons notamment

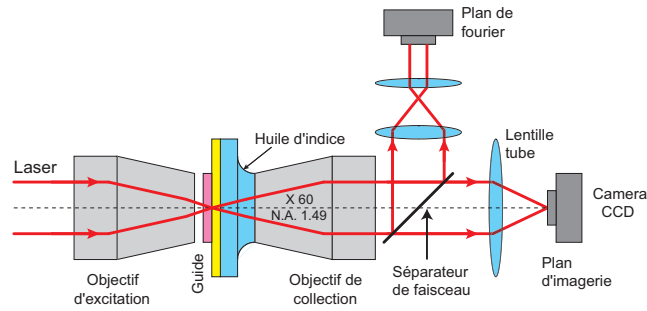


FIGURE 2.14 – Montage de microscopie à fuites radiatives. Un objectif focalise la lumière incidente sur la structure ou sur un défaut. Les modes sont excités par diffusion et transfert de moment k_x . Les fuites radiatives du mode guidé sont collectées au moyen d'un objectif d'O.N. de 1.49 et enregistrées dans le plan imagerie ou dans le plan de Fourier.

établi les conditions de résonance, la longueur de propagation et le facteur de confinement du mode.

Dans le chapitre suivant, nous poursuivons cette étude numérique en déterminant les propriétés du mode guidé pour un ruban de polymère de largeur finie.

Chapitre 3

Guide plasmonique polymère-métal "DLSPPW"

Depuis une dizaine d'années environ, il y a eu des efforts de recherche considérables en vue du développement de composants à base de plasmons, et la conception d'un guide plasmonique approprié constitue un élément clé. Différentes configurations ont déjà été proposées et analysées, et leurs degrés d'application évalués [1, 36]. Nous nous sommes intéressés au guide d'onde confiné par un ruban diélectrique (DLSPPW pour "Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide") [4]. En utilisant un ruban diélectrique de largeur finie plutôt qu'un film étendu (voir le chapitre précédent), il est possible de confiner latéralement le plasmon guidé à l'interface métal-diélectrique.

Le projet européen PLASMOCOM ("Polymer-Based Nanoplasmonic Components and Devices") démarré en 2006, coordonné par le Prof. A. Zayats (Université de Belfast) vise à réaliser des composants passifs et actifs à l'aide de cette configuration. Au cours de ce projet, les groupes partenaires ont validé théoriquement et expérimentalement plusieurs composants passifs (guides courbés, coupleurs directionnels, interféromètres Mach Zehnder...) [57, 75, 76, 77]. Pour notre part, nous avons cherché à tester des configurations dites "actives" ou "dynamiques" en dopant le diélectrique. En effet, la couche diélectrique peut être dopée par des matériaux appropriés de telle sorte que ses propriétés optiques puissent être modifiées par un champ électrique ou un champ électromagnétique de fréquence différente afin de contrôler activement le plasmon de surface. Avant de passer aux dispositifs actifs, une analyse détaillée des performances dites "passives" des DLSPPWs s'impose [78, 79]. Dans ce chapitre, nous étudions en détail un DLSPPW suivant deux paradigmes : l'un prend

en compte l'aptitude du guide d'onde à transporter l'information sur une distance suffisante, et l'autre évalue le confinement du mode guidé. Nous aboutirons ainsi à la définition d'un guide supportant un mode très confiné, adapté au développement de composants actifs.

3.1 Description et optimisation du DLSPPW

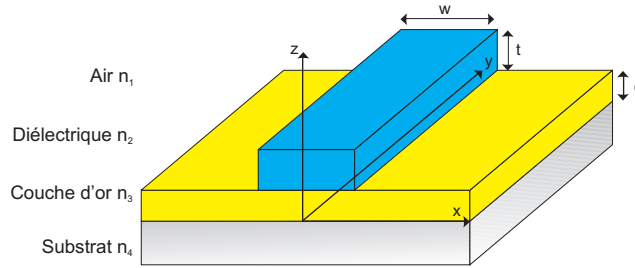


FIGURE 3.1 – Configuration du DLSPPW. Le mode plasmon est confiné latéralement par le ruban diélectrique. Les indices à $\lambda = 1.55 \mu m$ sont $n_4 = 1.5$, $n_3 = 0.55 + i11.5$, $n_2 = 1.49$ (correspondant au PMMA) et $n_1 = 1$.

La figure 3.1 décrit schématiquement le DLSPPW considéré. Un ruban diélectrique d'épaisseur t et de largeur w est déposé sur un film d'or d'épaisseur d recouvrant un substrat de verre. Pour les calculs, l'épaisseur d'or et la longueur d'onde incidente sont fixées à $d = 50 \text{ nm}$ et $\lambda = 1.55 \mu m$, respectivement. Pour évaluer la performance d'un guide d'onde, nous introduisons une série de paramètres à optimiser. Ces paramètres sont le facteur de confinement γ et la longueur de propagation L_{SPP} du mode. Nous étudions l'influence de l'épaisseur et de la largeur du guide sur ces paramètres en deux temps :

- d'abord, nous analysons l'évolution de ces grandeurs à l'aide du modèle simple de l'indice effectif.
- ensuite, nous vérifierons et préciserons à l'aide de méthodes numériques exactes les valeurs optimales obtenues.

3.1.1 Modèle de l'indice effectif

Description du modèle

Le modèle de l'indice effectif (MIE) est un moyen efficace pour concevoir des guides optiques [55] ou plasmoniques [57, 80]. Cette méthode est connue pour donner des résultats raisonnables pour des modes guidés loin des conditions de coupure

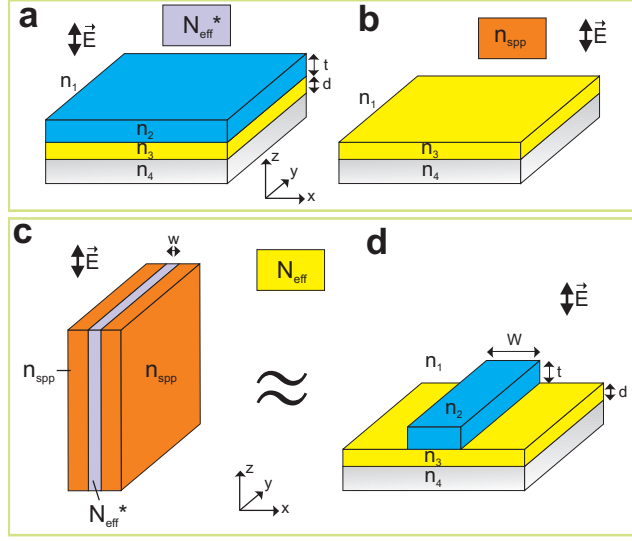


FIGURE 3.2 – Représentation du modèle de l'indice effectif. Les deux géométries planaires multicouches (a) et (b) sont caractérisées par leurs indices effectifs N_{eff}^* et n_{SPP} respectivement. Ces deux indices sont recombinaés en (c) pour déterminer l'indice effectif équivalent N_{eff} du système (d) constituant le guide d'onde. La polarisation du champ électrique à considérer est indiquée pour chacune des étapes.

[81]. Le modèle de l'indice effectif décompose le guide intégré en deux guides planaires pour lesquels les modes sont connus analytiquement. Il existe un modèle plus raffiné, la méthode de Marcatili [82], qui se ramène à un guide rectangulaire [3]. Cette méthode est plus délicate à mettre en œuvre et n'apporte pas beaucoup d'amélioration par rapport au modèle de l'indice effectif. Par conséquent, nous utilisons le modèle de l'indice effectif et nous comparerons les résultats obtenus avec des méthodes numériques exactes.

Par souci de simplicité, nous présentons le modèle de l'indice effectif [83] à partir du champ magnétique, qui possède une seule composante non nulle en polarisation *TM*. Ayant établi ce modèle, nous déduirons ensuite le champ électrique, qui peut interagir avec un milieu diélectrique rendu éventuellement actif.

Etant donné l'invariance du DLSPPW selon (*Oy*) (figure 3.1), le mode guidé s'écrit $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$ avec

$$\vec{H}(\vec{r}) = H(x, z)e^{i\beta y}\vec{e}_x, \quad (3.1)$$

où $\beta = k_0 N_{eff}$ est la constante de propagation, définie complexe pour tenir compte de la longueur de propagation.

$H(x, z)$ est solution de l'équation d'onde scalaire

$$\frac{\partial^2 H(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H(x, z)}{\partial z^2} + [k_0^2 \varepsilon(x, z) - \beta^2]H(x, z) = 0. \quad (3.2)$$

Le modèle de l'indice effectif repose sur l'approximation de la séparation de variables

$$H(x, z) = h(x)g(z), \quad (3.3)$$

qui sera d'autant plus correcte que le champ est peu sensible aux bords du guide. Cela explique que ce modèle fonctionne bien pour des modes suffisamment confinés. L'équation 3.2 peut alors être mise sous la forme

$$\frac{1}{h(x)} \frac{d^2 h(x)}{dx^2} + \frac{1}{g(z)} \frac{d^2 g(z)}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon(x, z) - \beta^2 = 0. \quad (3.4)$$

Dans le cadre du modèle de l'indice effectif, cette équation est résolue en deux temps schématisés sur la figure 3.2 :

- les modes propres de l'équation

$$\frac{1}{g(z)} \frac{d^2 g(z)}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon(x, z) - \beta^{*2}(x) = 0, \quad (3.5)$$

sont d'abord recherchés pour les différents domaines en x où $\varepsilon(x, z)$ est constant. D'où l'on tire $\beta^*(x) = n_{eff}^*(x)k_0$ pour les différentes zones (figures 3.2 (a) et 3.2 (b)).

- Puis la constante β du mode du DLSPPW est alors solution de

$$\frac{1}{h(x)} \frac{d^2 h(x)}{dx^2} + \beta^{*2}(x) - \beta^2 = 0, \quad (3.6)$$

(figure 3.2 (c)).

En résumé,

- les indices effectifs correspondant aux régions dans le guide (N_{eff}^* , figure 3.2 (a)) et hors du guide (n_{SPP} , figure 3.2 (b)) sont déterminés numériquement avec la RPM.
- l'indice effectif du DLSPPW est ensuite obtenu à partir du guide planaire équivalent à la figure 3.2 (c).

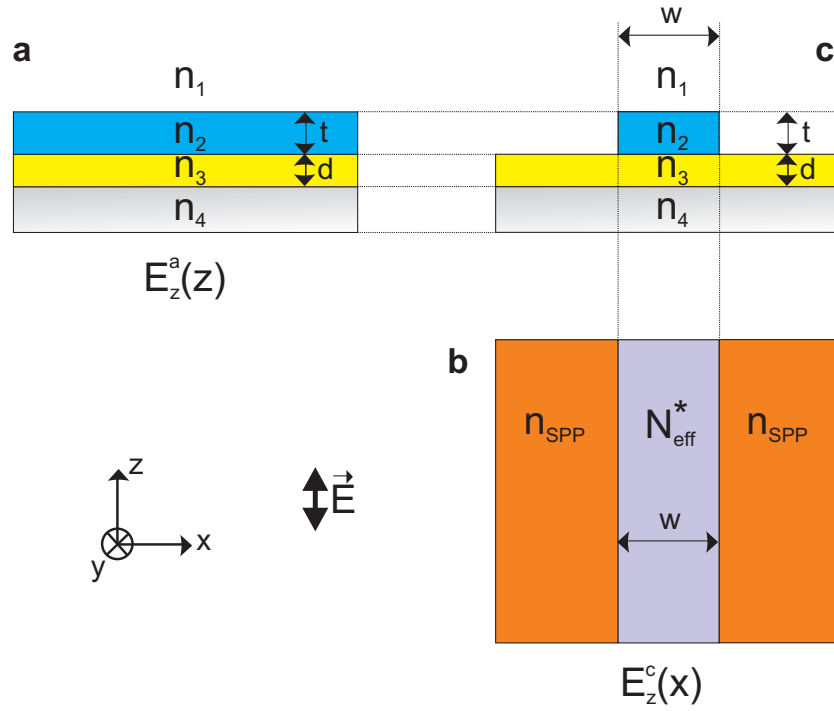


FIGURE 3.3 – Représentation du modèle de l'indice effectif pour le calcul du profil du mode. La combinaison des deux géométries planaires multicouches (a) et (b) est équivalente à la structure (c) du DLSPPW.

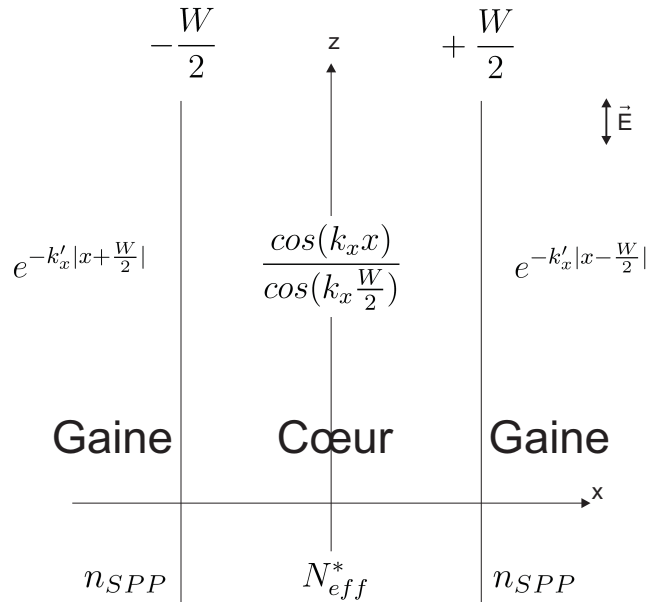


FIGURE 3.4 – Schéma représentatif du guide planaire et expression analytique du mode guidé. Le champ est polarisé TE . $k_x = \sqrt{k_{coeur}^2 - k_z^2}$ avec $k_{coeur} = N_{eff}^* k_0$ et $k_z = N_{eff} k_0$.
 $k'_x = \sqrt{k_z^2 - k_{gain}^2}$ avec $k_{gain} = n_{SPP} k_0$

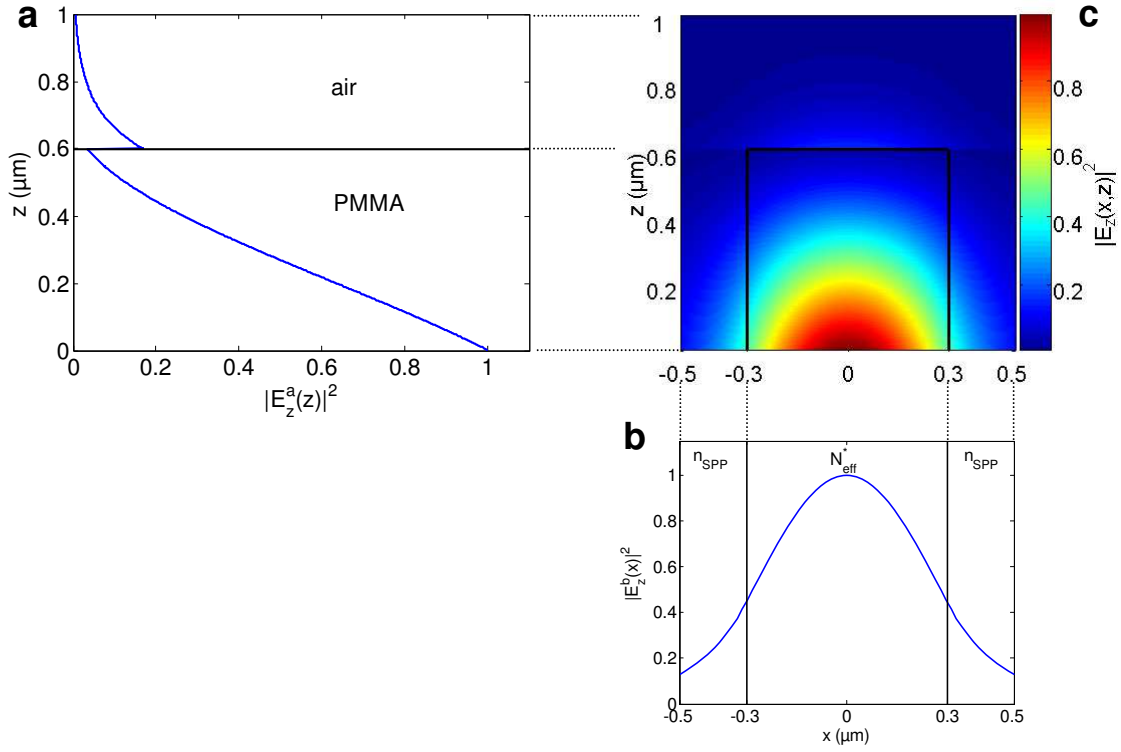


FIGURE 3.5 – Profil du mode dans le modèle de l'indice effectif. (a) $|E_z^a(z)|^2$ (système verre-or-PMMA-air, polarisation TM). (b) $|E_z^b(x)|^2$ (système $n_{SPP}-N_{eff}^*-n_{SPP}$, polarisation TE). (c) Reconstruction $|E_z(x,z)|^2 = |E_z^a(z)|^2 \times |E_z^b(x)|^2$.

Une fois l'indice effectif du mode déterminé, il est facile d'établir le profil de ce mode (voir figure 3.3).

Nous nous intéressons au champ électrique. Il se met sous la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$ avec $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(x, z)e^{i\beta y}$ où $\beta = N_{eff}k_0$ est la constante de propagation du mode et

$$\vec{E}(x, z) = \begin{pmatrix} 0 \\ e_y^a(z) \\ e_z^a(z) \times e_x^b(x) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

\vec{e}^a est le champ électrique associé au mode supporté par le système multicouche de la figure 3.3 (a). \vec{e}^b est le mode du guide planaire de la figure 3.3 (c). Le mode \vec{e}^a du système quatre couches est obtenu comme décrit au paragraphe 2.1.2 du chapitre 2. Le mode \vec{e}^b est analytique [48]. Sa forme est indiquée sur la figure 3.4.

La figure 3.5 résume la combinaison des différentes étapes du modèle de l'indice effectif pour décrire le mode du DLSPPW. Seule la composante prépondérante E_z est représentée.

Les modes guidés sont indexés TM_{pq} où p et q renvoient à l'ordre du mode associé au guide planaire de la figure 3.3 (a) et de la figure 3.3 (b) respectivement. $p = 0$ correspond à un mode plasmon, confiné à l'interface métal-diélectrique.

Application

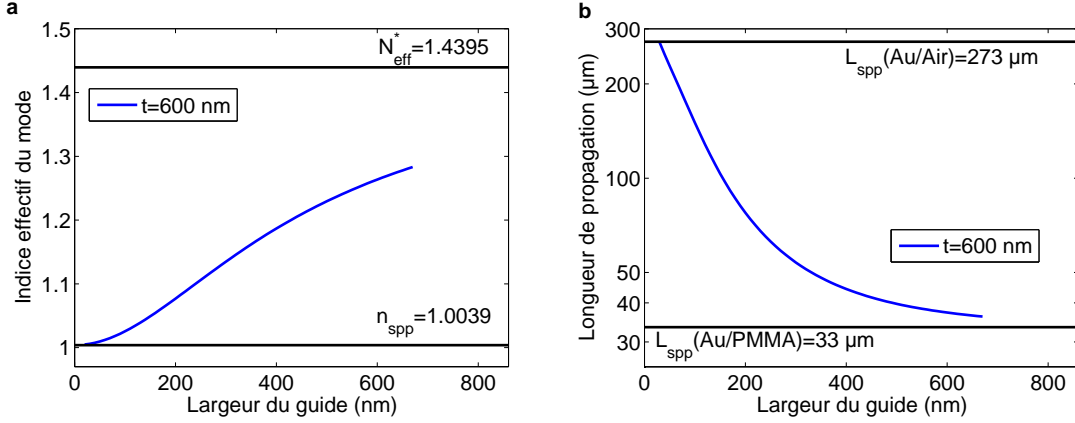


FIGURE 3.6 – Indice effectif et longueur de propagation (échelle logarithmique) en fonction de la largeur du guide pour $t = 600$ nm avec la méthode de l'indice effectif. Chacune des courbes s'arrête à la largeur de coupure du mode TM_{01} .

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, en contrôlant la polarisation et en limitant l'épaisseur du film diélectrique, il est possible d'obtenir des conditions de guidage monomodal pour un système quatre couches pour une épaisseur inférieure à $t = 680$ nm en polarisation TM . Le guidage monomodal permet d'éviter la dispersion d'un signal de même fréquence sur différents modes et donc des phénomènes d'interférences indésirables pour des circuits photoniques. Comme nous avons pu le voir au paragraphe 2.1.5 du chapitre 2, l'épaisseur optimale du film plat a été déterminée vers $t = 600$ nm. La figure 3.6 montre donc les caractéristiques du mode à cette épaisseur. Les indices effectifs et longueurs de propagation du mode TM_{00} sont déterminés avec les solutions de la structure trois couches (figure 3.2 (c)) pour différentes dimensions de guide. Pour une largeur de guide infinie, la structure, et donc les modes qu'elle supporte, deviennent identiques à celui d'une structure quatre couches (figure 2.10). Ceci implique que $N_{eff} \rightarrow N_{eff}^*$. Une diminution de la largeur du guide implique la dégradation du confinement du champ dans le guide et une diminution de l'indice effectif du mode. Pour des largeurs de guide très faibles, l'indice effectif du mode fondamental du DLSPPW se rapproche de celui du plasmon de surface à l'interface or-air. Un raisonnement similaire est valable pour la longueur de propagation du mode, qui varie entre celle du mode or-air aux faibles largeurs et

celle du mode or-diélectrique aux grandes largeurs (figure 3.6 (b)).

La structure ne supporte pas de mode TE pour des largeurs de PMMA inférieures à 700 nm.

3.1.2 Facteur de confinement du mode

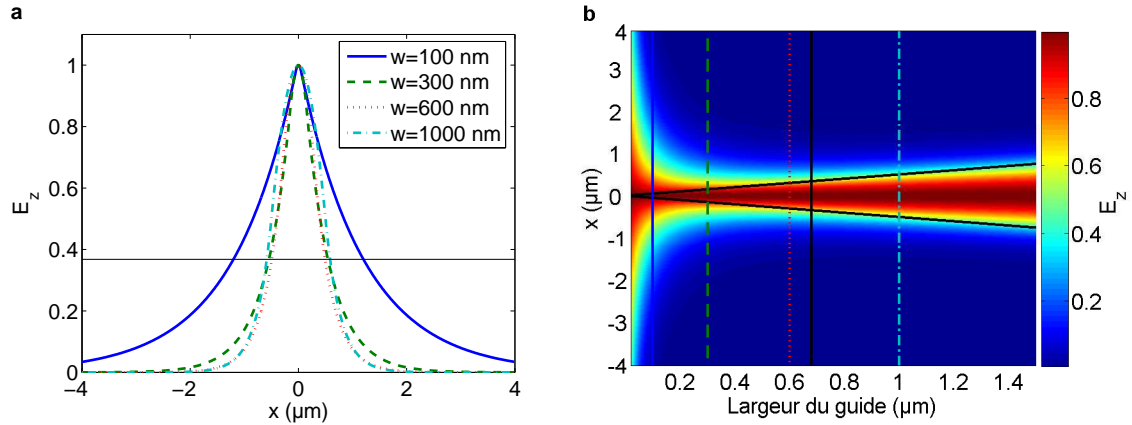


FIGURE 3.7 – (a) Distribution latérale de la composante E_z (orthogonale à la surface du substrat) du champ électrique pour quatre largeurs w et conservant $t = 600$ nm. La droite horizontale mince indique la valeur à $1/e$. (b) Profil de la composante E_z en fonction de la largeur. Les deux droites noires obliques correspondent aux bordures du guide. La ligne verticale noire indique la largeur pour laquelle le mode TM_1 apparaît et les quatre lignes verticales en traits interrompus correspondent aux quatre distributions latérales selon le code de couleurs défini dans (a).

Afin d'évaluer l'expansion du mode fondamental TM_{00} pour différentes largeurs de diélectrique, nous avons représenté sur la figure 3.7 la composante principale E_z du mode pour une épaisseur de diélectrique $t = 600$ nm. Chaque profil a été normalisé et l'expansion du mode est donnée par la largeur du pic à $1/e$, représentée sur la figure 3.7 (a). Comme le montre la figure 3.7 (b), le mode s'étend très loin à l'extérieur du guide. Le mode déborde alors largement du guide. Nous observons ici que ce type de guide plasmonique a une dimension minimale imposée par la diffraction. Ceci est une conséquence directe de l'analogie avec un guide d'onde rectangulaire diélectrique [24]. Pour des rubans plus larges, le mode est majoritairement confiné dans le guide. Ces résultats sont en accord avec les indices effectifs et longueurs de propagation calculés à la figure 3.6 qui montrent que le mode est semblable à un mode plasmon or-air (ruban étroit) ou or-diélectrique (ruban large) dans les deux régimes extrêmes. De manière analogue au film plat, nous définissons le facteur de confinement d'un

DLSPPW par :

$$\gamma = \frac{\iint_{guide} E_z^2 dS}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{z>0} E_z^2 dS}. \quad (3.8)$$

Notons que, dans le régime d'un film métallique mince ($d < 60 \text{ nm}$), les modes étudiés sont radiatifs. Nous limitons par conséquent l'intégration au dessus du substrat. Nous observons sur la figure 3.7 (b) que pour une même épaisseur, plus la largeur du guide augmente, plus le mode est confiné à l'intérieur du guide. Nous avons représenté sur la figure 3.8 (a), le facteur de confinement pour quatre épaisseurs différentes. Intéressons nous au cas $t = 600 \text{ nm}$ car c'est l'épaisseur qui assure le meilleur confinement tout en ne supportant qu'un mode TM (voir le chapitre 2). Le mode TM_{01} apparaît à partir d'une largeur $w = 660 \text{ nm}$. C'est pourquoi nous fixons les dimensions optimales du DLSPPW à $t = 600 \text{ nm}$ et $w = 600 \text{ nm}$. La forme du champ électrique est calculée à partir du modèle de l'indice effectif. Son intensité est représentée sur la figure 3.8 (b). Le détail du calcul est précisé sur la figure 3.5. Le facteur de confinement calculé dans ce cas est $\gamma = 71 \%$. De plus, dans ces conditions, l'indice effectif du mode est $N_{eff} = 1.266$ (figure 3.6 (a)) et la longueur de propagation est $L_{SPP} = 37.24 \mu\text{m}$ (figure 3.6 (b)). Il est important de noter que l'amélioration du confinement se fait au détriment de la longueur de propagation (comparer les figures 3.6 (b) et 3.8 (a)).

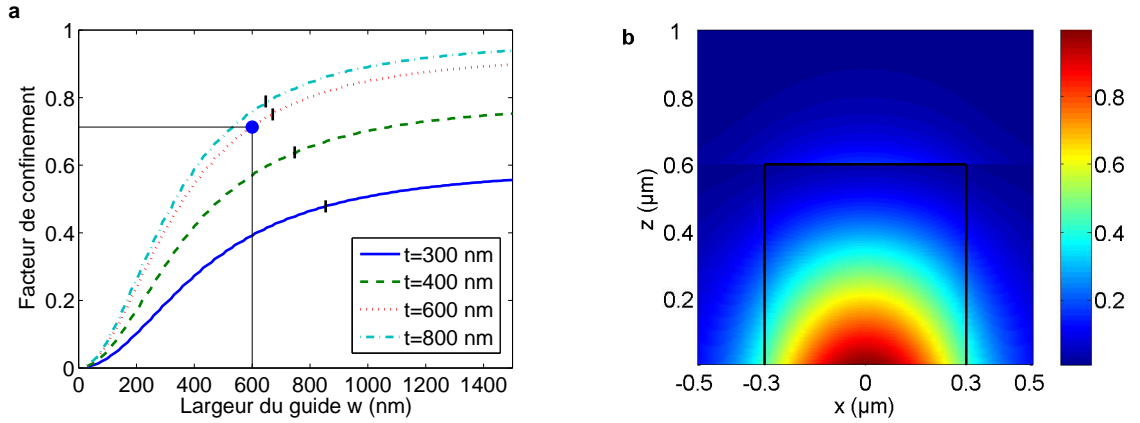


FIGURE 3.8 – (a) Facteur de confinement en fonction de la largeur du guide w pour les quatre épaisseurs de film introduites dans la figure 3.7 (a). Sur chacune des courbes, les marques verticales indiquent la fin du régime monomode. (b) Intensité du mode calculée avec le MIE pour les dimensions optimales ($t = 600 \text{ nm}$ et $w = 600 \text{ nm}$) indiquées par un point sur la figure (a). Sur (b), Les lignes noires représentent les bordures du guide.

3.2 Méthodes numériques

En utilisant le modèle de l'indice effectif, nous avons pu déterminer les dimensions du DLSPPW assurant un confinement optimal. Nous proposons ici de vérifier le résultat obtenu en le comparant à des méthodes numériques procurant une solution exacte des équations de Maxwell pour le régime considéré dans ce travail [59, 84, 85]. Celles-ci étant très coûteuses en temps de calcul, nous les utilisons uniquement pour le cas optimal $t = 600 \text{ nm}$ et $w = 600 \text{ nm}$. Cela nous permettra de valider le modèle de l'indice effectif à $\lambda = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$. Par ailleurs, seules les méthodes numériques exactes conduisent aux bonnes longueurs de propagation dans le proche infrarouge ($\lambda \approx 800 \text{ nm}$).

Enfin, le modèle de l'indice effectif ne permet pas de tenir compte d'un film d'or de largeur finie (objet du chapitre 5).

3.2.1 Méthode différentielle

Les codes utilisés ont été réalisés par Jean-Claude Weeber et adaptés au DLSPPW par Sébastien Massenot. Nous nous contentons donc ici d'indiquer les données utiles pour utiliser la méthode différentielle. Le lecteur trouvera les développements analytiques dans les références [59, 86, 87].

A l'origine, la méthode différentielle fut mise au point pour caractériser des structures périodiques, tels que les réseaux de diffraction. Le guide est artificiellement périodisé. Dans le cas de l'étude de guides, la période Λ devra être suffisamment grande pour éviter tout couplage entre les guides. La figure 3.9 représente le système étudié dans ce paragraphe. La méthode différentielle distingue les zones homogènes (substrat, superstrat) de la zone modulée (réseau).

Dans les zones homogènes, les champs électromagnétiques sont rigoureusement dé-

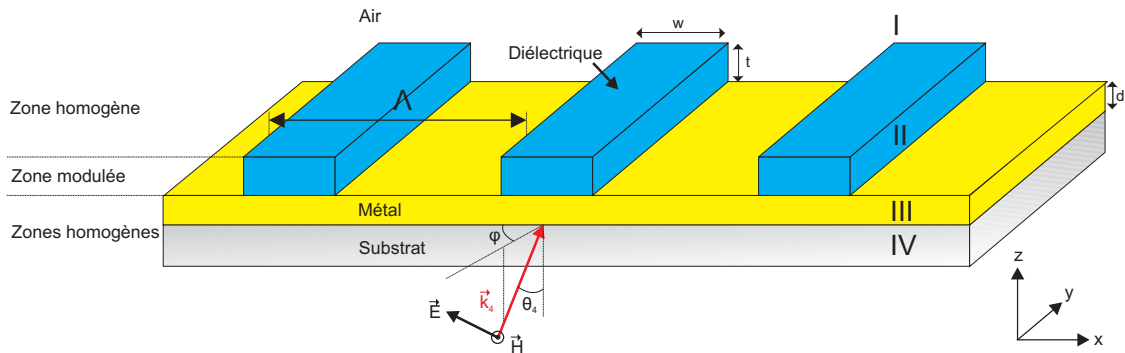


FIGURE 3.9 – Système étudié pour la méthode différentielle.

crits par un développement en série de Rayleigh (ondes planes).

Par exemple, dans le superstrat (zone I), le champ magnétique s'écrit $H^I = H^I(x, y, z)\vec{e}_x$ avec

$$H^I(x, y, z) = \sum_m h_m e^{i[k_{m,x}x + k_y y + w_m^I z]}, \quad (3.9)$$

en polarisation TM .

Le vecteur d'onde est

$$\vec{k}_m = \begin{cases} k_{m,x} = n_4 k_0 \sin(\theta_4) \cos(\varphi) + m \frac{2\pi}{\Lambda} \\ k_y = n_4 k_0 \sin(\theta_4) \sin(\varphi) \\ w_m^I = [\varepsilon_I k_0^2 - k_{m,x}^2 - k_y^2]^{1/2}, \quad \Im(w_m^I) > 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

et h_m sont les coefficients de Rayleigh à déterminer (champ transmis dans ce cas). Dans la zone modulée, ce développement n'est plus valable. Toutefois, la périodicité du problème conduit à :

- montrer que les champs sont pseudo-périodiques

$$H(x, y, z) = \sum_m H_m(z) e^{i[k_{m,x}x + k_y y]}, \quad (3.11)$$

où les coefficients de Fourier $H_m(z)$ ne prennent pas de formes simples.

- écrire la constante diélectrique sous forme de séries de Fourier

$$\varepsilon = \sum_p \varepsilon_p e^{i \frac{2\pi}{\Lambda} p x}, \quad (3.12)$$

où ε_p sont les coefficients de Fourier.

- Projeter les équations de Maxwell dans l'espace de Fourier.

L'équation d'onde $\Delta H(x, y, z) + k_0^2 \varepsilon(x, z) H(x, y, z) = 0$ se ramène à un système d'équations différentielles suivies par les coefficients de Fourier $H_m(z)$, qui est résolu numériquement. Les coefficients de Rayleigh h_m dans les zones homogènes sont ensuite déterminés à partir des relations de continuité aux interfaces entre la zone modulée et les zones homogènes.

De nombreux problèmes de convergences surgissent dans le cas des métaux en polarisation TM . Ainsi, la résolution de l'équation différentielle dans la zone modulée peut devenir instable pour des objets épais. La résolution de ces problèmes est de nos jours bien documentée. Nous ne discutons pas cet aspect ici et renvoyons le

lecteur intéressé à la littérature spécialisée [87]. Signalons aussi que cette méthode a démontré son intérêt pour décrire des structures plasmoniques plus complexes [88]. Les paramètres d'entrée du code de la méthode différentielle dite "corrigée" (corrected differential method) sont :

- le champ incident (polarisation, longueur d'onde et vecteur d'onde incident).
- les indices du substrat, du film métallique et du superstrat.
- la décomposition de Fourier de la constante diélectrique dans la zone modulée.
- le nombre d'harmoniques N retenu pour décrire le champ.

Nous avons vérifié qu'une période $\Lambda = 8 \mu m$ et un nombre $N = 100$ harmoniques conduisaient à des résultats répondant aux critères de convergence pour des longueurs d'onde dans le proche infrarouge ($800 - 1500 nm$). Nous fixons donc ces paramètres à ces valeurs dans la suite de ce travail.

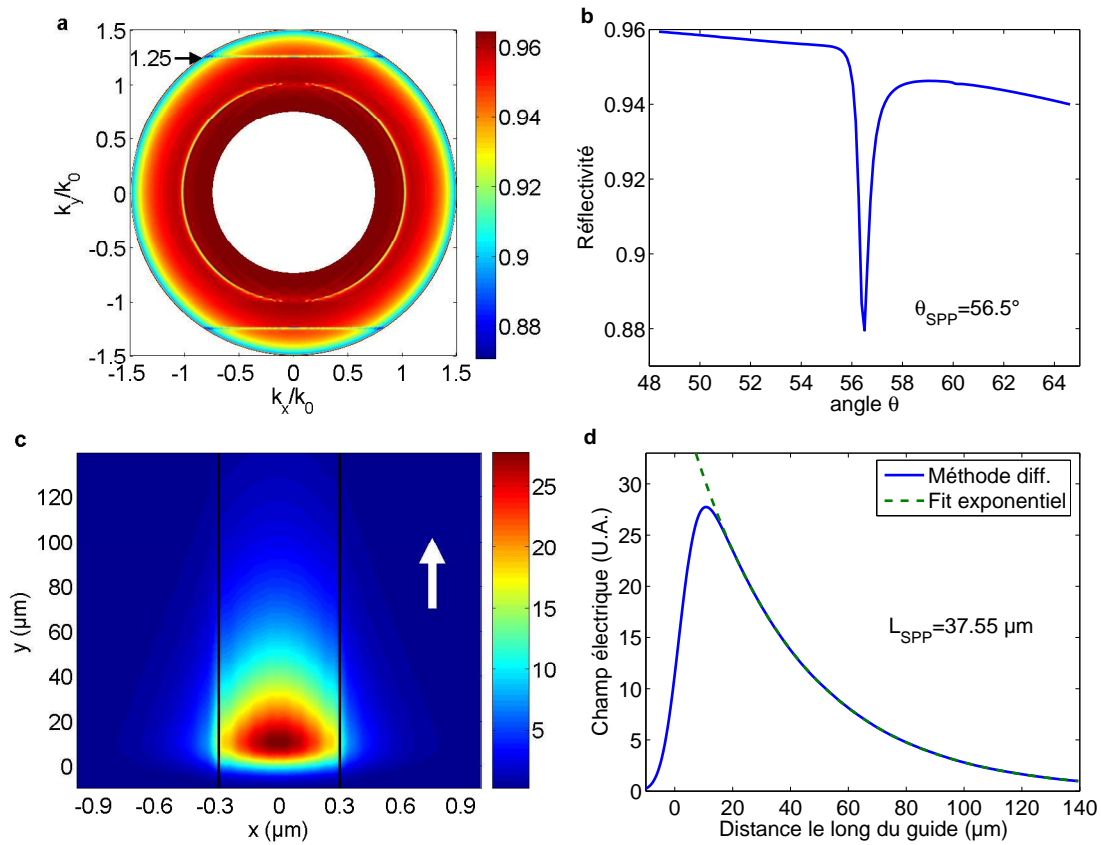


FIGURE 3.10 – (a) Carte de réflectivité en variant les angles d'incidence θ_4 et φ (angles définis sur la figure 3.9). Le DLSPPW a les dimensions optimales $t = 600 nm$ et $w = 600 nm$. Les composantes du vecteur d'onde incident le long de x et y sont $k_x/k_0 = n_4 \sin \theta_4 \cos \varphi$ et $k_y/k_0 = n_4 \sin \theta_4 \sin \varphi$ respectivement. (b) Réflectivité angulaire à $\varphi = 90^\circ$. (c) Intensité du champ au dessus du guide excité par un faisceau gaussien et (d) coupe le long de l'axe longitudinal ($x = 0$).

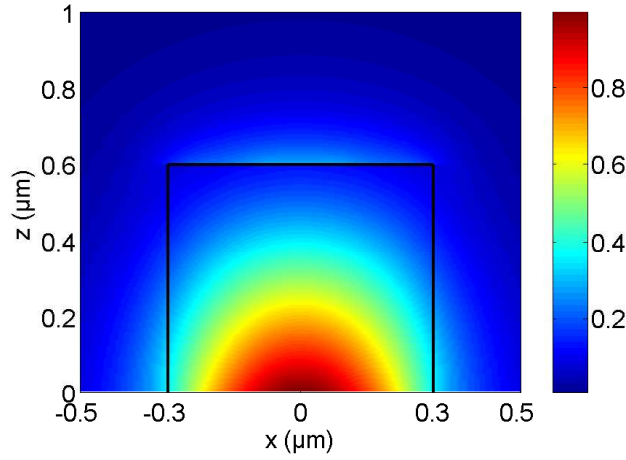


FIGURE 3.11 – Distribution de l'intensité normalisée du champ électrique calculée avec la méthode différentielle à l'intérieur du guide. Le mode est excité par une onde incidente à $\theta_4 = 60^\circ$. Les lignes noires représentent les bordures du guide.

La figure 3.10 (a) montre le diagramme de réflectivité calculé avec la méthode différentielle lorsque le DLSPPW est illuminé avec une onde plane sous le substrat à différents angles d'incidence. Un cercle de faible réflectivité est clairement visible à $N_{eff} = k_{//}/k_0 = 1.004$ où $k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ est la composante parallèle du vecteur d'onde à la surface de l'or. Ceci est la signature de l'excitation d'un mode SPP à l'interface Or-Air (réflexion totale atténuée). Deux lignes d'absorption apparaissent aussi à $N_{eff} = |k_y/k_0| = 1.251$. Ces deux bandes proviennent du couplage entre l'onde incidente et les modes guidés du DLSPPW qui se propagent dans la direction des y positifs ($k_y/k_0 > 0$) ou des y négatifs ($k_y/k_0 < 0$) dans le guide [89]. Nous notons que la valeur de l'indice effectif du mode est proche de celle obtenue avec le MIE ($N_{eff} = 1.266$). Les figures 3.10 (c) et (d) montrent l'évolution de l'intensité du champ électrique le long du guide. Le profil est calculé à l'aide d'un faisceau incident polarisé TM orienté le long du guide ($\varphi = 90^\circ$) et correspondant au moment du mode [$\theta_{SPP} = \arcsin(N_{eff}/n_4) = 56.5^\circ$] (figure 3.10 (b)). La décroissance exponentielle de la forme $I_0 e^{-y/L_{SPP}}$ indique une longueur de propagation $L_{SPP} = 37.55 \mu m$ en très bon accord avec la longueur de propagation calculée avec le MIE ($L_{SPP} = 37.24 \mu m$). La figure 3.11 montre la distribution de l'intensité du champ électrique du mode sur une section du guide. Le facteur de confinement calculé à partir des données de cette figure est de $\gamma = 69 \%$, en très bon accord avec le facteur de confinement calculé avec le MIE ($\gamma = 71 \%$).

Le modèle de l'indice effectif est ainsi validé dans les conditions qui nous intéressent. Nous verrons cependant dans les prochains chapitres des cas où le modèle de l'indice

effectif ne s'applique pas avec le même bonheur. D'autre part, nous verrons que les images obtenues par microscopie à fuites radiatives s'interprètent parfaitement à l'aide de la méthode différentielle.

3.2.2 Méthode de la fonction de Green

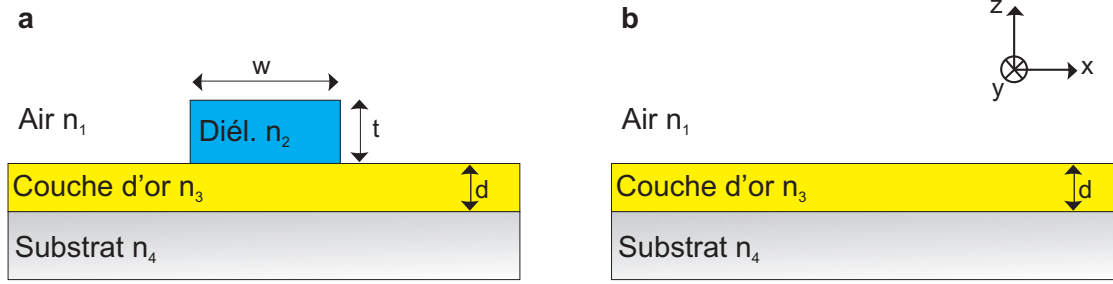


FIGURE 3.12 – (a) DLSPPW et (b) système de référence : substrat-or-air.

La méthode différentielle décrite dans le paragraphe précédent ne permet pas de restituer les modes sans fuites radiatives dans le substrat. Nous utilisons donc aussi un code calculant la densité de modes guidés (DOS pour "Density Of States") [56, 90, 85] et donc capable de décrire les modes liés et à fuites. La DOS est extraite de la théorie exacte de la diffusion des ondes électromagnétiques dite aussi "méthode de la fonction de Green". L'explication détaillée de cette méthode est disponible dans diverses variantes discutées dans les références [91, 92, 93, 94, 95, 96].

En effet, le tenseur de Green \mathbf{G} associé à la structure guidante rassemble l'ensemble des propriétés électromagnétiques du système. Physiquement, \mathbf{G} peut être défini comme la réponse du système à une excitation élémentaire [97, 98]. En géométrie en deux dimensions, comme ici, cela signifie que le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}_{//})$ rayonné en $\vec{r}_{//} = (x, z)$ par une ligne de dipôles \vec{P}_0 situés en $\vec{r}_{//}^0$ s'écrit

$$\vec{E}(\vec{r}_{//}) = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \mathbf{G}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}^0) \cdot \vec{P}_0. \quad (3.13)$$

\mathbf{G} est donc un tenseur de rang 2 qui doit être calculé pour chaque couple de points $(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}^0)$ du système. Pour cela, il faut résoudre l'équation auto-cohérente de Dyson

$$\mathbf{G}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}^0, k_y) = \mathbf{G}_{ref}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}^0, k_y) + k_0^2 \int_{guide} \mathbf{G}_{ref}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}', k_y) (\varepsilon_{ref} - \varepsilon) \mathbf{G}(\vec{r}_{//}', \vec{r}_{//}^0, k_y) d\vec{r}_{//}', \quad (3.14)$$

où l'indice "ref" indique la structure de référence (le système sans le ruban diélec-

trique ; figure 3.12 (b)). En particulier, \mathbf{G}_{ref} prend une forme analytique connue faisant intervenir des intégrales de Sommerfeld, puisqu'il représente le champ rayonné par une ligne de dipôles en présence d'un système multicouche [99].

Finalement, la densité de mode guidé $\rho(k_y)$ sur l'intervalle de constante de propagation $[k_y; k_y + dk_y]$ est fonction de la trace du tenseur de Green [92, 94].

$$\rho(k_y) = -\frac{2k_y}{\pi} \Im Tr[\varepsilon \mathbf{G}(k_y)] = \frac{d}{dk_y} \left[\frac{1}{\pi} \Im \ln \det \varepsilon \mathbf{G}(k_y) \right]. \quad (3.15)$$

où I est la matrice identité.

Cette expression n'est valable que dans les régions où $\varepsilon(\vec{r})$ ne change pas de signe. Comme la constante diélectrique du métal est négative et celle du ruban diélectrique positive, il est judicieux d'utiliser l'équation de Dyson (équation 3.14), pour se restreindre au ruban diélectrique. En effet, l'équation de Dyson s'écrit sous forme matricielle

$$\mathbf{G} = [\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref} V]^{-1} \mathbf{G}_{ref}, \quad (3.16)$$

où $V = k_0^2(\varepsilon_{ref} - \varepsilon)$.

L'équation 3.15 devient

$$\rho(k_y) = -\frac{1}{\pi} \frac{d}{dk_y} \ln \det[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref} V] + \frac{1}{\pi} \frac{d}{dk_y} \ln \det \varepsilon \mathbf{G}_{ref}, \quad (3.17)$$

d'où l'on tire la modification de DOS par rapport au système de référence

$$\Delta\rho(k_y) = \rho(k_y) - \rho_{ref}(k_y) = -\frac{1}{\pi} \Im \ln \det[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref} V]. \quad (3.18)$$

Nous cherchons maintenant à établir la condition de résonance. Le champ électrique \vec{E} dans le système en présence d'une excitation \vec{E}_0 est donné par l'équation de Lippman-Schwinger en représentation matricielle

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{G}_{ref} V \mathbf{E}, \quad (3.19)$$

donc

$$[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref} V] \mathbf{E} = \mathbf{E}_0. \quad (3.20)$$

Le système supporte un mode en l'absence d'excitation si

$$\det[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref} V] = 0. \quad (3.21)$$

On suit alors une procédure similaire à celle discutée pour la RPM (paragraphe 2.1.4 du chapitre 2). A proximité d'une résonance, $\det[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref}V]$ s'annule et la dérivée de la phase de ce déterminant suit un profil lorentzien [85]. Nous définissons donc la phase $\theta = -\arg \det[\mathbf{I} - \mathbf{G}_{ref}V]$.

On montre alors que

$$\Delta\rho(k_y) = \frac{1}{\pi} \frac{d\theta}{dk_y} = \rho(k_y) - \rho_{ref}(k_y) = \frac{g}{\pi k_0} \frac{n''}{(k_y/k_0 - N_{eff})^2 + n''^2}, \quad (3.22)$$

où $\rho(k_y)$ est la DOS de la structure guidante complète (figure 3.12 (a)) et $\rho_{ref}(k_y)$ celle du système sans le ruban diélectrique (figure 3.12 (b)). $N_{eff} = \beta/k_0$ est l'indice effectif du mode. n'' est défini tel que l'indice effectif complexe du mode s'écrive $\tilde{N}_{eff} = N_{eff} + in''$. La longueur de propagation du mode est alors $L_{SPP} = \lambda/4\pi n''$. g indique la dégénérescence de modes à $k_y = \beta$.

Le centre de la lorentzienne donne donc la constante de propagation du mode tandis que la largeur à mi-hauteur $\Delta N_{eff} = 2n''$ est inversement proportionnelle à la longueur de propagation du mode.

Numériquement, $\Delta\rho$ est calculé selon (voir l'équation 3.15)

$$\Delta\rho(k_y) = -\frac{2k_y}{\pi} \Im \int_{guide} d\vec{r}_{//} [\varepsilon \mathbf{G}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}, k_y) - \varepsilon_{ref} \mathbf{G}_{ref}(\vec{r}_{//}, \vec{r}_{//}, k_y)]. \quad (3.23)$$

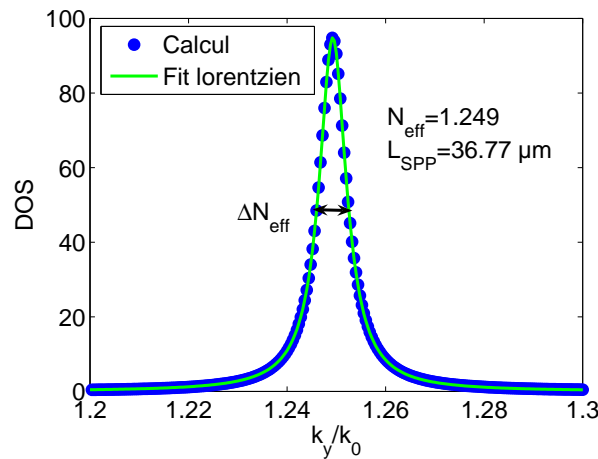


FIGURE 3.13 – Représentation du calcul avec la méthode de la fonction de Green dans le cas des dimensions optimales du DLSPPW ($t = 600 \text{ nm}$ et $w = 600 \text{ nm}$).

La DOS calculée (figure 3.13) suit effectivement un profil lorentzien dont le pic est situé à la valeur de l'indice effectif du mode, ici $N_{eff} = 1.249$. La longueur de

propagation du mode est $L_{SPP} = \lambda / (2\pi \Delta N_{eff})$ ou ΔN_{eff} est la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne. Ici, nous calculons $L_{SPP} = 36.77 \mu m$.

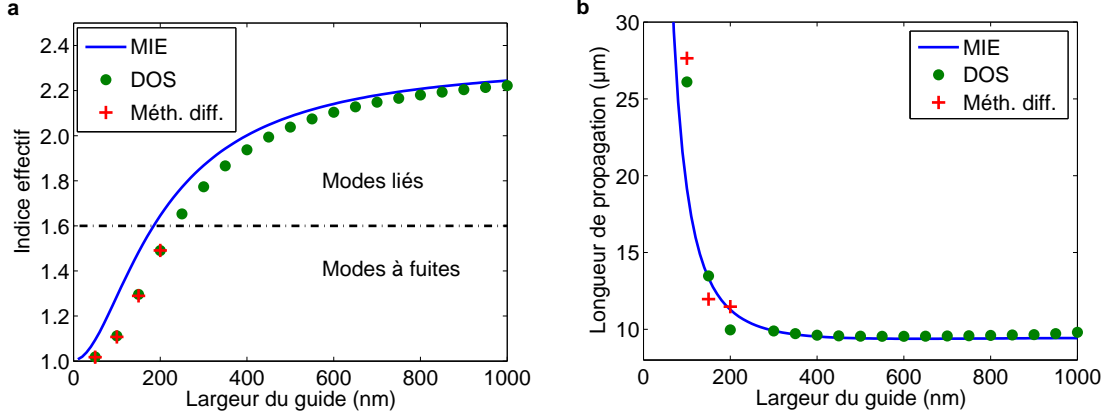


FIGURE 3.14 – Comparaison (a) des indices effectifs et (b) des longueurs de propagation obtenus avec le modèle de l'indice effectif, la méthode différentielle et la méthode de la fonction de Green (DOS) pour un guide de chalcogénure de 300 nm d'épaisseur dont la largeur varie entre 0 et 1 μm.

Sur la figure 3.14, nous avons comparé le modèle de l'indice effectif avec des méthodes numériques ; la méthode différentielle [59] et la méthode de la fonction de Green [85]. Pour le cas considéré, l'épaisseur d'or est $d = 100 \text{ nm}$, l'indice du substrat est $n_4 = 1.6$ et le guide est en chalcogénure As_2S_3 d'indice $n_2 = 2.437$ à $\lambda = 1.55 \mu m$. L'épaisseur du guide est constante $t = 300 \text{ nm}$ et la largeur w varie entre 0 et 1 μm. Sur la figure 3.14 (a), nous comparons les indices effectifs obtenus. Les méthodes numériques sont en excellent accord et améliorent sensiblement les valeurs obtenues par le modèle de l'indice effectif pour les modes à fuites. Les modes liés ne peuvent pas être caractérisés avec la méthode différentielle mais sont accessibles avec la méthode de la fonction de Green. En ce qui concerne la longueur de propagation (figure 3.14 (b)), l'accord est vérifié à 10% près.

Par ailleurs, le calcul de la DOS permet de déterminer plus précisément l'indice effectif que le calcul de la réflectivité. Nous le verrons en particulier au chapitre 5 au cours duquel nous nous intéresserons à des films d'or de largeurs finies.

3.3 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de cerner ce que diverses approches théoriques peuvent nous apprendre au sujet d'un DLSPPW. Dans un premier temps, le modèle de l'in-

dice effectif nous a permis de comprendre le comportement du mode en fonction des paramètres dimensionnels du guide. Nous en avons déduit les dimensions assurant un facteur de confinement optimal. Malheureusement, nous avons établi que l'amélioration du confinement modal se fait au détriment de la longueur de propagation. Nous reviendrons sur ce point crucial lors du dernier chapitre. Des simulations numériques à l'aide de la méthode différentielle et de la méthode de la fonction de Green ont permis de confirmer les résultats obtenus avec le modèle de l'indice effectif. Il est important de noter que nous avons travaillé à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ qui nous intéresse tout particulièrement. Toutefois, cette étude est évidemment transposable à d'autres longueurs d'onde ainsi que nous le faisons au chapitre suivant qui concerne la caractérisation expérimentale d'un DLSPPW dans le proche infrarouge.

Chapitre 4

Caractérisation expérimentale d'un DLSPPW

Après avoir mis en place les outils théoriques et numériques nécessaires à l'étude des DLSPPWs, nous décrivons leur caractérisation optique par microscopie à fuites radiatives. Pour faciliter la mise en place instrumentale, nous considérons dans ce chapitre un mode guidé dans le proche infrarouge. En effet, dans cette gamme de longueurs d'onde, les fuites radiatives sont suffisantes pour permettre une bonne visualisation par microscopie à fuites radiatives tant dans l'espace direct (plan image) que dans l'espace réciproque (plan de Fourier). Les dimensions du guide sont d'abord optimisées pour assurer un bon confinement dans cette région spectrale (paragraphe 4.1). Un guide est ensuite réalisé par lithographie par faisceau d'électrons (LFE). Nous détaillons cette procédure au paragraphe 4.2. Les paragraphes suivants sont consacrés à l'étude de ce guide.

4.1 Paramètres de fabrication

Afin de déterminer les paramètres de la structure à fabriquer, nous fixons l'épaisseur d'or et la longueur d'onde incidente à $d = 50 \text{ nm}$ et $\lambda = 780 \text{ nm}$ [$n_3 = 0.18 + i4.92$ [60]], respectivement. On note qu'en utilisant la méthode différentielle, nous obtenons une longueur de propagation de l'ordre de $L_{SPP} = 6.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$ pour un guide dont la largeur varie de 150 à 500 nm. Ceci justifie *a posteriori* de s'intéresser uniquement aux propriétés de confinement lorsque l'on optimise les dimensions du guide [65, 78, 100]. Avec le modèle de l'indice effectif (figure 4.1 (a)), puis la méthode différentielle (figure 4.1 (b)), nous déterminons les paramètres d'épaisseur

et de largeur du guide diélectrique qui permettent d'avoir le meilleur confinement possible afin de maximiser l'interaction entre le mode et le polymère, pour un guide monomode. Finalement, les paramètres sont $t = 350 \text{ nm}$ pour l'épaisseur du guide et $w = 300 \text{ nm}$ pour la largeur. Le facteur de confinement obtenu à partir de la figure 4.1 (b) est $\gamma = 69\%$, en très bon accord avec le confinement calculé en utilisant le modèle de l'indice effectif (figure 4.1 (a)).

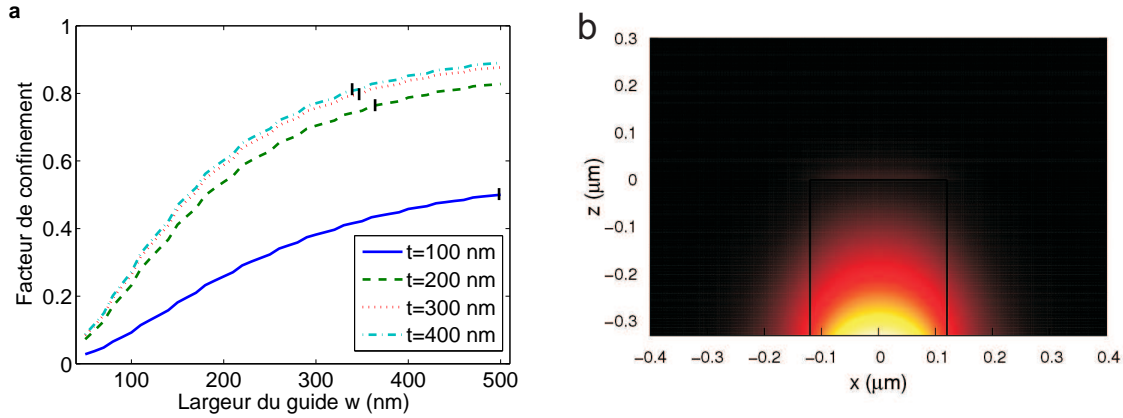


FIGURE 4.1 – (a) Facteur de confinement calculé en utilisant le modèle de l'indice effectif pour différentes épaisseurs de PMMA en fonction de la largeur du guide. Les marques verticales noires indiquent la largeur de coupure du mode TM_{01} . L'indice de réfraction de PMMA est $n_2 = 1.493$. (b) Distribution de l'intensité du champ électrique à l'intérieur du guide. Le mode est excité avec un angle d'incidence $\theta_4 = 60^\circ$ ($N_{eff} = 1.30$).

4.2 Fabrication des échantillons

4.2.1 Techniques de nanofabrication

Il existe plusieurs techniques de fabrication, toutes issues du domaine de la micro-électronique. Ces techniques reposent, pour la plupart, sur une phase de lithographie au cours de laquelle le motif est obtenu par insolation d'une résine. Cette phase d'exposition est la plus critique, car c'est elle qui détermine en grande partie la résolution, la propreté et la qualité finale de l'échantillon. Les deux techniques de lithographie utilisées au laboratoire sont :

- **la lithographie par faisceau d'électrons (LFE).** Elle permet de réaliser des motifs point par point à l'aide d'un faisceau d'électrons. Elle a pour avantage d'offrir une résolution très précise de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres mais elle a pour inconvénient d'être très lente (plusieurs minutes

pour réaliser un motif de $1\ \mu m \times 1\ \mu m$).

- **la photolithographie UV.** Elle permet de réaliser un grand nombre de motifs en une seule exposition en utilisant un masque. Cette technique est donc rapide, c'est pourquoi elle est utilisée dans l'industrie pour la production de masse. Cependant, elle offre une résolution nettement moins bonne que la LFE. Avec un aligneur de masques tel que celui utilisé au cours de ce travail, obtenir des guides de largeur où $w = 400\ nm$ est difficile et requiert une grande maîtrise. Le système ne permet pas de réaliser des échantillons où $w < 400\ nm$. Nous détaillerons plus en détail la technique de photolithographie UV au chapitre 5. Elle sera utilisée pour fabriquer les échantillons caractérisés au paragraphe 4.6 ainsi qu'aux chapitres 5 et 6.

La photolithographie UV par aligneur de masques, bien que plus rapide, ne nous permet pas de réaliser des guides ayant une largeur de $w = 300\ nm$, c'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser la LFE. La fabrication se fait en plusieurs étapes schématisées sur la figure 4.2 :

- dépôt du métal par évaporation.
- dépôt du film de PMMA par tournette.
- réalisation des motifs par insolation de faisceau d'électrons.
- développement.
- recuit.

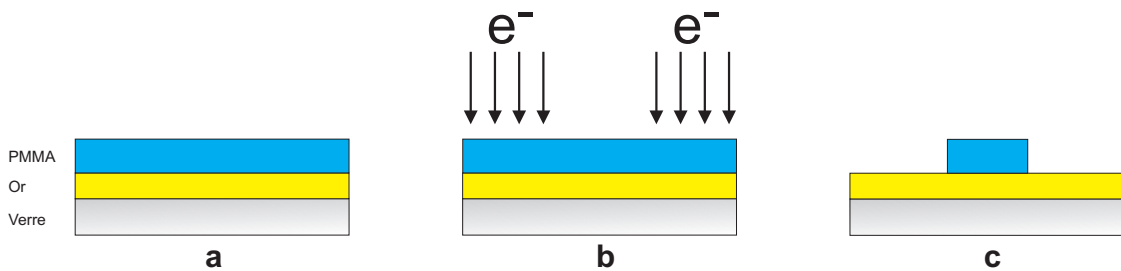


FIGURE 4.2 – Schéma représentant les différentes étapes de fabrication d'un échantillon par LFE. (a) Dépôt du PMMA, (b) insolation par faisceau d'électrons et (c) développement du PMMA.

4.2.2 Lithographie par faisceau d'électrons

Evaporation de métal

La première étape de fabrication consiste à déposer une couche de métal sur un substrat de verre. Les substrats de verre que nous utilisons sont des carrés de

20 mm \times 20 mm et ont une épaisseur de 160 μm . Afin d'obtenir une bonne adhésion entre le verre et le métal, on peut ajouter une fine couche de chrome d'épaisseur inférieure à 5 nm déposée à l'aide d'un canon à électrons. Pour obtenir une faible rugosité de surface, le métal doit être déposé à très basse pression et la vitesse de dépôt doit être très faible. Ici, l'or est déposé par évaporation thermique à une vitesse de 0.1 nm/s sous une pression de 10^{-7} mbar. L'épaisseur est contrôlée par une balance à quartz.

Dépôt de la résine

La deuxième étape (figure 4.2 (a)) est le dépôt d'un film de PMMA sur la couche d'or évaporée. L'épaisseur du PMMA à déposer doit correspondre à l'épaisseur désirée du guide final. Le dépôt du film de PMMA est réalisé par tournette ("spin-coating"). A l'aide d'une micro-pipette, on dépose un volume de 160 μL de PMMA dilué dans du chlorobenzène au centre du substrat. On applique ensuite au substrat, avec la tournette, une force centrifuge qui permet la répartition uniforme du polymère à sa surface. Puis, afin d'évaporer les restes de solvant, on recuit le substrat sur une plaque chauffante à 170 °C pendant 5 min. L'épaisseur obtenue dépend de la vitesse de rotation et de la dilution du PMMA. Par exemple, pour obtenir une épaisseur d'environ $t = 350$ nm, nous avons dilué une dose et demi de PMMA (4% en masse dans du chlorobenzène) dans une dose de chlorobenzène pur. La vitesse de rotation de 4000 tr/min pendant 50 s conduit à l'épaisseur désirée.

Insolation par faisceau d'électrons

La résine est insolée avec un faisceau d'électrons décrivant le motif voulu. Pour cette étape, on utilise un microscope électronique à balayage (MEB) de marque JEOL JSM-6500 équipé d'un canon à effet de champ. Le canon à effet de champ permet des magnifications allant jusqu'à 450000 tout en gardant une très bonne résolution. Le pilotage du faisceau d'électrons est géré à l'aide du logiciel Elphy Quantum de RAITH GmbH. Ce logiciel permet la conception des motifs désirés. Pour obtenir une largeur de guide d'environ $w = 350$ nm, on applique le canon à électron sur la surface mis à part à l'endroit désiré du guide. Le logiciel permet aussi de gérer les paramètres d'exposition tels que le temps d'insolation ou le pas entre les pixels. Avant d'effectuer la lithographie, l'utilisateur règle la tension d'accélération, le courant d'extraction, les réglages d'alignement ainsi que les corrections d'astigmatisme.

Développement

L'exposition modifie la composition chimique de la résine qui devient ainsi soluble dans une solution de MIBK (Methyl-Isobutyl-Ketone) et de IPA (alcool isopropylique). Le développement consiste à dissoudre les parties exposées dans une solution de MIBK-IPA en proportion 1 : 3 durant 40 s. La solution de MIBK dissout aussi à plus faible échelle les parties non-exposées, c'est pourquoi on stoppe la dissolution par un rinçage de 45 s dans une solution d'IPA. A l'issue de cette étape, on obtient le motif lithographié.

Avec les paramètres décrits précédemment, nous avons réalisé un guide ayant les caractéristiques suivantes : un film d'or d'épaisseur $d = 50 \text{ nm}$, un ruban de PMMA de largeur $w = 240 \text{ nm}$ et d'épaisseur $t = 330 \text{ nm}$. Les figures 4.3 (a) et 4.3 (b) montrent des images MEB des guides obtenus. Les parties claires correspondent aux couches d'or alors que les parties foncées correspondent aux régions couvertes par le PMMA. Les guides peuvent prendre plusieurs formes. Ici, nous représentons un guide droit (figure 4.3). La région élargie à droite du guide sert à exciter un mode.

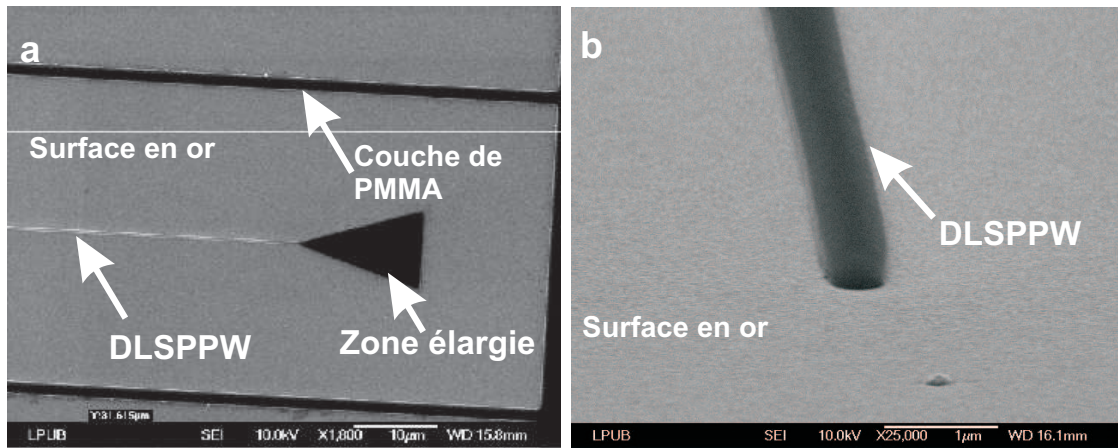


FIGURE 4.3 – Image obtenue au microscope électronique à balayage d'un DLSPW. (a) Vue de dessus avec la zone élargie. (b) Vue en perspective.

4.3 Microscopie à fuites radiatives

4.3.1 Description de la méthode

Nous avons mis en place deux types de configuration de microscopie à fuites radiatives [51, 52, 53, 54], représentées schématiquement sur la figure 4.4. La position des lentilles est détaillée au paragraphe suivant. Dans la configuration épiscopique

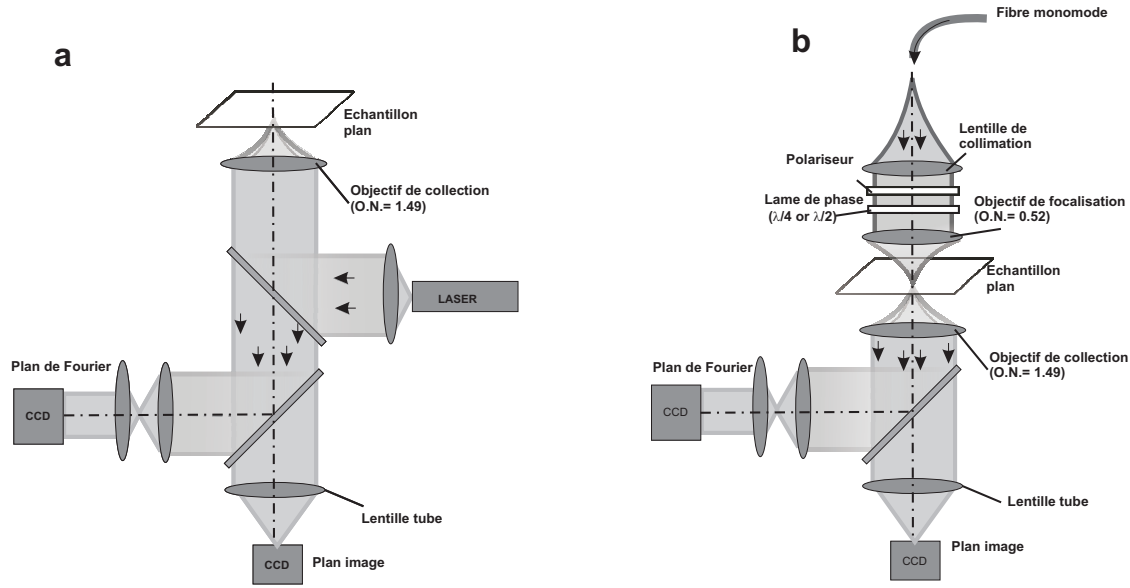


FIGURE 4.4 – Montage pour la microscopie à fuites radiatives. (a) Configuration épiscopique : les modes sont excités par un objectif d'O.N de 1.49 et collectés avec le même objectif. (b) Configuration diascopique : un objectif d'O.N de 0.52 focalise la lumière incidente sur un défaut de la structure. Les modes sont excités par diffusion et transfert de moment. Dans les deux cas, une image est mesurée dans l'espace direct (plan image) et dans l'espace réciproque (plan de Fourier).

(figure 4.4 (a)), l'excitation et la détection sont réalisées via un même objectif [72] d'ouverture numérique élevée ($O.N. = 1.49$). La configuration diascopique (figure 4.4 (b)) repose sur l'excitation du mode [101] par diffusion sur un défaut illuminé au dessus de la surface [64]. La caractérisation du mode par microscopie à fuites radiatives est de nouveau obtenue avec un objectif à grande ouverture numérique.

La figure 4.5 montre les images enregistrées dans le plan de Fourier avec ces deux configurations. Dans la configuration épiscopique, toute l'onde incidente est réfléchiée par la surface d'or sauf aux vecteurs d'onde se couplant avec un mode de la structure (figure 4.5 (a)). L'existence d'un mode apparaît donc comme une bande sombre d'absorption. Dans le cas de la configuration diascopique, l'ouverture numérique d'excitation ($O.N. = 0.52$) est inférieure à celle de collection ($O.N. = 1.49$). Elle apparaît clairement au centre de l'image 4.5 (b). Les vecteurs d'onde élevés, nécessaires à l'excitation des modes de la structure, sont obtenus par diffusion sur un défaut du guide. Le couplage de ces vecteurs d'onde aux modes de la structure guidante conduit aux fuites radiatives en contraste brillant dans le plan de Fourier (figure 4.5 (b)).

Le contraste obtenu en configuration diascopique étant meilleur que dans la configuration épiscopique, nous utiliserons cette configuration par la suite. Nous analysons

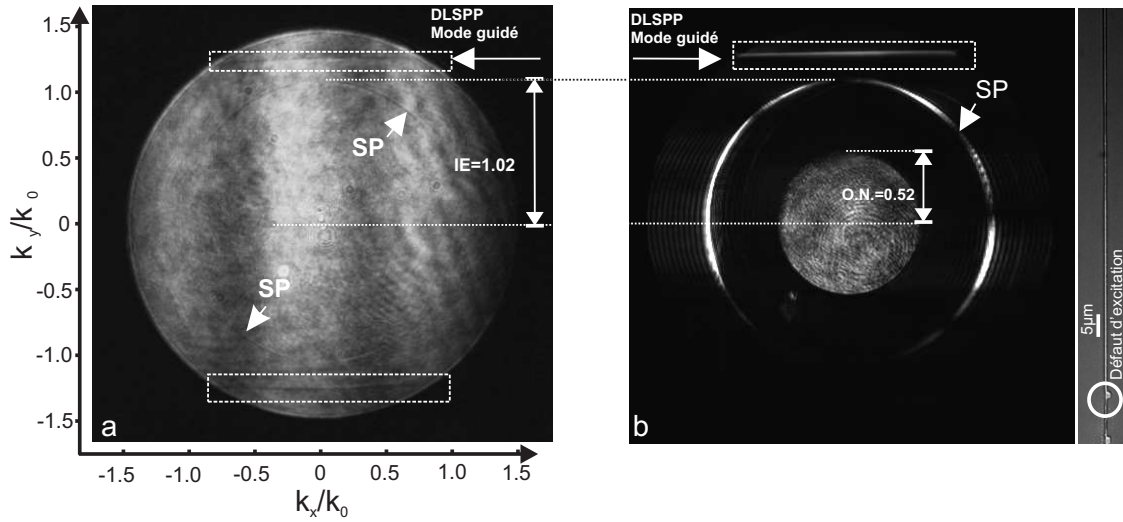


FIGURE 4.5 – Intensité mesurée par microscopie à fuites radiatives dans le plan de Fourier. (a) Configuration épiscopique et (b) Configuration diascopique. Le défaut utilisé pour exciter le guide est signalé à droite. Les lignes horizontales donnent une mesure de la constante de propagation du mode guidé. $\lambda = 800 \text{ nm}$ et le faisceau incident est polarisé *TM*.

en détail le signal mesuré dans le plan image et dans le plan de Fourier au paragraphe 4.4. La même information est accessible dans les deux configurations.

4.3.2 Formation des images dans le plan direct et dans le plan de Fourier

La figure 4.6 décrit de manière schématique le trajet des rayons optiques pour différentes configurations. Dans le cas de la figure 4.6 (a), la caméra est placée en sortie du microscope. Elle permet d'obtenir le plan image direct avec la meilleure résolution. C'est cette configuration qui est utilisée pour effectuer des mesures quantitatives de longueurs de propagation. Les figures 4.6 (b) et (c) ont pour avantage de permettre un passage rapide du plan de Fourier au plan image et ainsi de comparer les deux pour une analyse qualitative. Après avoir calibré le plan de Fourier avec la lentille L_1 , on ajuste une lentille L_2 afin de pouvoir obtenir, lorsqu'elle est présente, le plan image. Il suffit alors de mettre (figures 4.6 (b)) ou d'enlever (figures 4.6 (c)) la lentille L_2 (montée sur un flip) pour passer du plan image au plan de Fourier. Pour obtenir les images présentées ici, la lentille L_1 a une distance focale de 150 mm , la lentille L_2 a une distance focale de 100 mm et elle est ajustée à une distance d'environ 20 mm de la lentille L_1 . La figure 4.6 (d) permet d'obtenir un plan de Fourier fortement grossi mais ne permet pas de voir le plan image. Plus la distance focale de

L_1 est grande, plus le grossissement obtenu pour le plan de Fourier sera grand. Dans le cas de l'image présentée sur la figure 4.6 (d), la lentille L_1 a une distance focale de 1000 mm. Le plan de Fourier obtenu a un rayon bien supérieur à la surface de la caméra. Il permet ainsi de faire un grossissement sur un point précis de l'image afin d'effectuer des mesures quantitatives. Au chapitre 6, c'est cette configuration que nous utiliserons pour faire une coupe du mode guidé afin de faire un profil de la résonance caractérisant le gain optique.

4.4 Caractérisation par microscopie à fuites radiatives

Dans ce paragraphe, nous discutons la forme du signal mesuré dans le plan de Fourier (paragraphe 4.4.1) et dans le plan image (paragraphe 4.4.2). Le mode guidé est polarisé *TM*. Le champ magnétique associé s'écrit :

$$\vec{H}(x, z) = H_0(x, z)e^{ik_{SPP}y - \omega t}e^{-y/2L_{SPP}}\vec{e}_x, \quad (4.1)$$

où k_{SPP} est la constante de propagation et L_{SPP} la longueur de propagation du mode.

4.4.1 Plan de Fourier

Dans le plan de Fourier, le signal enregistré est :

$$I(k_x, k_y) \propto |\tilde{H}(k_x, k_y, z_0)|^2 = \frac{|\tilde{H}_0(k_x, z_0)|}{(k_y - k_{SPP})^2 + (1/2L_{SPP})^2}, \quad (4.2)$$

où les lettres surmontées de \sim représente les transformées de Fourier et z_0 est l'altitude du plan focal de l'objectif de détection. L'intensité enregistrée dans le plan de Fourier a donc la forme d'une lorentzienne centrée sur le vecteur d'onde du mode k_{SPP} et avec une largeur à mi-hauteur donnée par $1/L_{SPP}$. La mesure de la FWHM sera utilisée au chapitre 6 pour caractériser le gain optique. La figure 4.5 (b) montre l'image obtenue dans le plan de Fourier en configuration diascopique pour une longueur d'onde d'excitation $\lambda = 800$ nm. Deux types de motifs brillants sont visibles sur l'image du plan de Fourier.

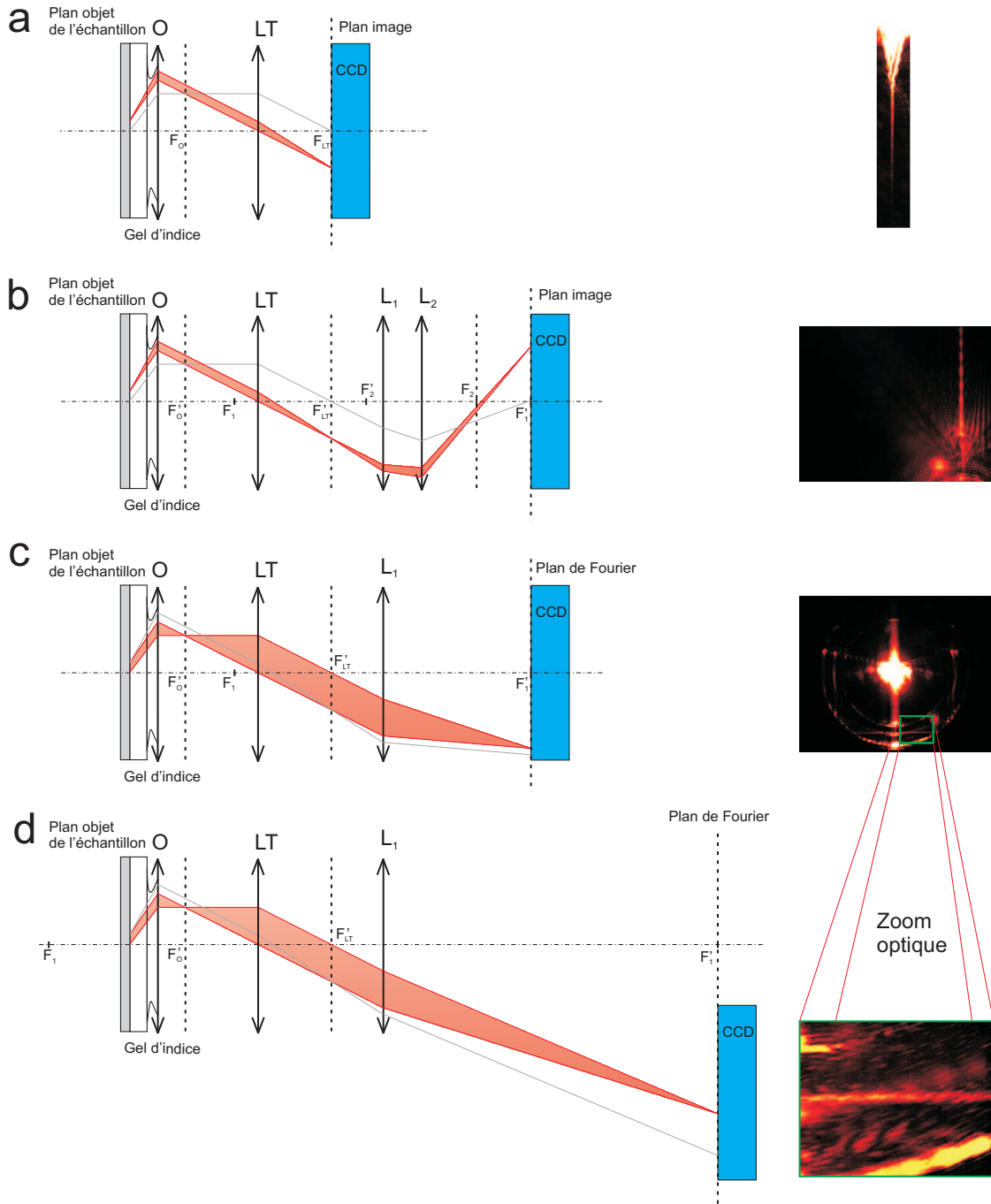


FIGURE 4.6 – Chemin des rayons optiques pour obtenir (a) le plan image uniquement pour des mesures quantitatives, (b) le plan image et (c) le plan de Fourier rapidement, et (d) le plan de Fourier grossi pour des mesures quantitatives. A droite de chaque schéma, nous avons représenté un exemple d'image obtenu avec la configuration considérée. "O" est l'objectif à immersion ($N.A. = 1.49$), L_T est la lentille tube. Dans (b), le doublet de lentilles convergentes minces L_1 et L_2 permet d'obtenir le plan image et dans (c) et (d), la lentille L_1 permet d'obtenir le plan de Fourier. Notons que le plan focal image de l'objectif O et le plan focal objet de la lentille tube L_T sont confondus. Dans les configurations (b), (c), et (d), le plan de la caméra est situé dans le plan focal image de la lentilles L_1 .

Le premier correspond à deux demi-lunes diamétralement opposées indiquées par le label "SP" sur l'image. Ces motifs correspondent au vecteur d'onde du plasmon de surface existant à l'interface or-air. A partir de l'image, la valeur obtenue pour l'indice effectif du plasmon or-air est $n_{SPP} = 1.02 \pm 0.03$, en bon accord avec la valeur calculée avec le modèle de l'indice effectif ($n_{SPP} = 1.020$).

Le deuxième type de motif qui apparaît est une ligne horizontale brillante à $k_y/k_0 = 1.26$. Cette bande provient du couplage de la lumière au mode de DLSPPW qui se propage en direction des y positifs ($k_y/k_0 > 0$) à l'intérieur du guide. L'indice effectif calculé avec la méthode différentielle pour un guide d'épaisseur $t = 330 \text{ nm}$ et de largeur $w = 240 \text{ nm}$ est $N_{eff} = 1.28$ en bon accord avec la valeur mesurée.

Dans le cas de la configuration épiscopique (figure 4.5 (a)), deux bandes apparaissent. Celles-ci correspondent à une propagation vers les y positifs ($k_y/k_0 > 0$) ou négatifs ($k_y/k_0 < 0$).

Il apparaît que l'observation de plasmons de surface excités par une illumination diascopique bénéficie d'un contraste plus élevé que l'observation de plasmons de surface excités par une illumination épiscopique et sont de ce fait plus simples à observer.

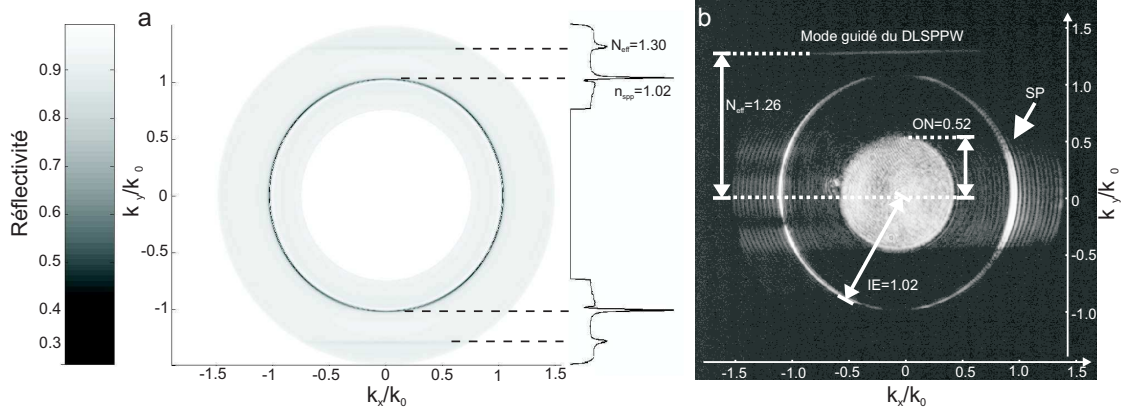


FIGURE 4.7 – (a) Carte de réflectivité (illumination épiscopique) obtenue avec la méthode différentielle pour des variations des angles d'incidence θ_4 et φ (voir figure 3.9). (b) Observation par microscopie à fuites radiatives, de la propagation le long du guide dans le plan de Fourier (configuration diascopique). Le ruban de PMMA a une largeur de $w = 240 \text{ nm}$ et une épaisseur de $t = 330 \text{ nm}$. $\lambda = 780 \text{ nm}$ et le faisceau incident est polarisé TM .

Sur la figure 4.7, nous avons comparé une image théorique obtenue avec la méthode différentielle et une image expérimentale du plan de Fourier pour une longueur

d'onde d'excitation $\lambda = 780 \text{ nm}$. La figure 4.7 compare le coefficient de réflexion calculé avec la méthode différentielle (configuration épiscopique) avec l'image mesurée dans le plan de Fourier dans la configuration diascopique. Hormis l'inversion de contraste déjà discutée au paragraphe 4.3.1, l'accord sur les indices effectifs est bon.

4.4.2 Plan image

Nous détectons maintenant les fuites radiatives dans le plan image afin de reconstituer la distribution spatiale de l'intensité du mode le long du guide. Dans le plan image, l'intensité détectée par la caméra est :

$$I(x, y) \propto |\vec{H}(x, y, z_0)|^2 = |H_0(x, z_0)|^2 e^{-y/L_{SPP}}. \quad (4.3)$$

Ainsi, la longueur de propagation L_{SPP} peut être rapidement déduite en mesurant la distribution d'intensité du plasmon de surface.

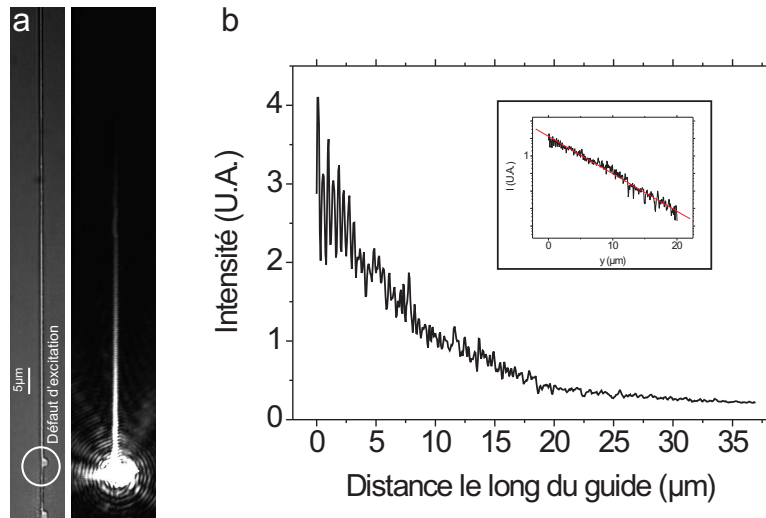


FIGURE 4.8 – (a) Image d'un guide de PMMA sur un substrat d'or. Les modes du DLSPPW sont excités en focalisant un faisceau polarisé TM sur un défaut. Observation de la propagation du mode plasmon le long du guide. (b) Décroissance de l'intensité le long du guide pour $\lambda = 780 \text{ nm}$. La figure en insert est en échelle logarithmique avec un ajustement exponentiel (courbe rouge).

La figure 4.8 (a) montre une image du guide considéré avec son défaut d'excitation (partie gauche) et le plan d'imagerie des fuites radiatives (partie droite).

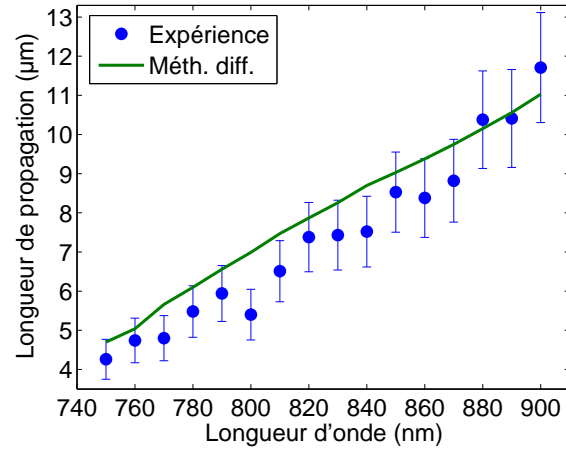


FIGURE 4.9 – Valeurs expérimentales et théoriques (calculées en utilisant la méthode différentielle) de la longueur de propagation en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

TABLE 4.1 – Valeurs expérimentales et théoriques (calculées à partir de la méthode différentielle et du modèle de l'indice effectif) de l'indice effectif du mode.

λ_0 (nm)	Indice effectif		
	Méthode diff.	MIE	Expérience
750	1.32	1.31	1.28
760	1.32	1.31	1.28
770	1.31	1.30	1.26
780	1.30	1.30	1.26
790	1.29	1.29	1.26
800	1.28	1.28	1.26
810	1.28	1.28	1.25
820	1.27	1.27	1.24
830	1.26	1.27	1.24
840	1.26	1.26	1.23
850	1.25	1.26	1.23
860	1.24	1.26	N.A.
870	1.24	1.25	N.A.
880	1.23	1.25	N.A.
890	1.23	1.24	N.A.
900	1.22	1.24	N.A.

Sur l'image montrant les fuites radiatives, la partie surexposée en bas de la figure correspond à la focalisation de la lumière incidente par l'objectif d'ouverture numérique $O.N. = 0.52$. Le mode plasmon de surface guidé est observé comme une bande de lumière se propageant en direction du haut de l'image. L'intensité du plasmon de surface décroît pendant la propagation. La figure 4.8 (b) est une vue en coupe de l'intensité du plasmon de surface prise le long du guide. Un ajustement exponentiel simple permet de mesurer la décroissance. L'atténuation à $1/e$ donne une estimation de la longueur de propagation $L_{SPP} = 5.48 \pm 0.66 \mu m$ en bon accord avec la valeur calculée avec la méthode différentielle ($L_{SPP} = 6.1 \mu m$; voir figure 4.9).

4.5 Mesures à différentes longueurs d'onde

L'influence de la longueur d'onde sur les propriétés du mode est maintenant considérée. Le tableau 4.1 et la figure 4.9 montrent les indices effectifs ainsi que les longueurs de propagation mesurées et calculées pour $750 nm \leq \lambda_0 \leq 900 nm$. La longueur de propagation L_{SPP} augmente avec la longueur d'onde. En effet, lorsque la longueur d'onde augmente, on se rapproche d'un métal bon conducteur avec une faible absorption. Ceci se traduit par une diminution des pertes intrinsèques et radiatives (faible épaisseur de peau). Un bon accord est obtenu entre les données expérimentales et les simulations numériques obtenues avec la méthode différentielle. Pour $\lambda_0 \geq 860 nm$, les indices effectifs n'ont pas pu être mesurés expérimentalement car les faibles pertes radiatives à ces longueurs d'onde conduisent à un rapport signal sur bruit trop faible. Nous verrons dans le paragraphe suivant et dans les prochains chapitres que ce problème peut être contourné en utilisant une caméra plus sensible.

4.6 Composants passifs

Nous nous intéressons ici à une série de composants passifs. Afin d'avoir des longueurs de propagation plus élevées qu'à $800 nm$ permettant d'observer un mode plasmon guidé, nous travaillons à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ et avec une épaisseur d'or $d = 50 nm$. Les guides sont réalisés par photolithographie UV (voir le paragraphe 5.1 du chapitre 5). Les structures sont excitées par le dessus (configuration de la figure 4.4 (b)) avec un faisceau non polarisée et focalisé sur le bord de la zone élargie (voir figure 4.3 (a)). Les fuites radiatives sous le substrat sont

mesurées dans le plan image (figure 4.6 (b)) et dans le plan de Fourier (figure 4.6 (b)) à l'aide d'une caméra CCD infrarouge refroidie à -31°C (242 K). La lentille L_1 utilisée pour obtenir le plan de Fourier a une distance focale de 500 mm . Nous observons dans ce paragraphe que le plan de Fourier est inversé par rapport au sens de propagation du guide. Ceci apparaît sur les figures 4.6 (b) et (c) montrant le trajet des rayons optiques. Pour l'indice de l'or, nous avons pris $0.559 + i9.81$ car cette valeur correspond mieux aux données expérimentales. Au chapitre 3, nous avons pris $0.55 + i11.5$, or cette valeur a tendance à surestimer les longueurs de propagation mesurées expérimentalement. Les deux valeurs sont extraites du "Handbook of Optical Constants of Solids" édité par E. D. Palik [60]. Pour les caractéristiques considérées, le mode plasmon or-air a un indice effectif de $n_{SPP} \approx 1$. C'est cette valeur, ainsi que l'ouverture numérique de l'objectif $O.N. = 1.49$ qui sont utilisées pour calibrer le plan de Fourier. Le mode de film or-PMMA a un indice effectif de $N_{eff}^* = 1.4379 + i0.006596$ (calculé avec la RPM).

4.6.1 Guides droits

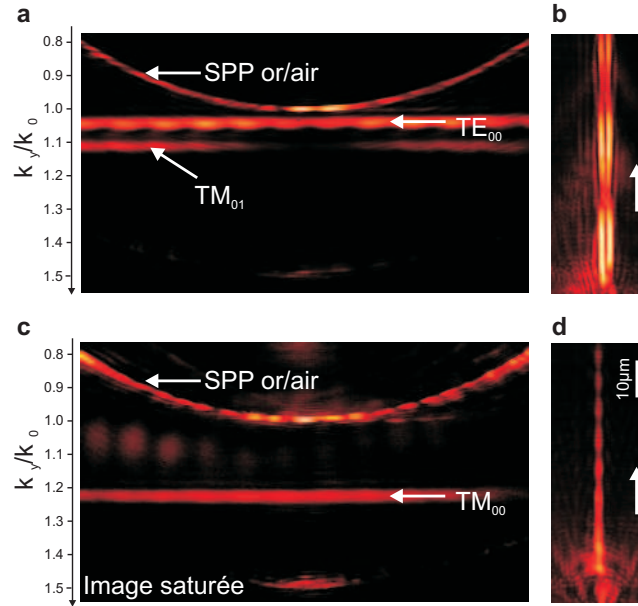


FIGURE 4.10 – (a) Partie du plan de Fourier et (b) plan image d'un guide droit d'épaisseur $t = 550\text{ nm}$ et de largeur $w = 1320\text{ nm}$. (c) Partie du plan de Fourier (image saturée pour une meilleure visibilité) et (d) plan image d'un guide droit d'épaisseur $t = 550\text{ nm}$ et de largeur $w = 650\text{ nm}$.

Les figures 4.10 (a) et (b) représentent les plans de Fourier et image d'un guide large, multimode. Le mode TM_{00} a un indice effectif élevé ($N_{eff}(TM_{00}) = 1.371$

calculé avec la méthode différentielle) et n'est pas visible sur le plan de Fourier à cause d'une forte différence de contraste. Par contre, on peut voir le mode TM_{01} à $N_{eff}(TM_{01}) = 1.12$ (la valeur calculée avec la méthode différentielle est $N_{eff}(TM_{00}) = 1.172$) qui s'annule au centre du guide (antisymétrique) et le mode TE_{00} à $N_{eff}(TE_{00}) = 1.04$ en bon accord avec la valeur calculée avec la méthode différentielle ($N_{eff}(TE_{00}) = 1.072$). Dans le cas des figures 4.10 (c) et (d), le guide a une largeur $w = 650 \text{ nm}$. Il est donc monomodal comme il apparaît dans le plan de Fourier (figure 4.10 (c)). On peut voir le mode TM_{00} à $N_{eff}(TM_{00}) = 1.23$ en bon accord avec la valeur calculée avec la méthode différentielle ($N_{eff}(TE_{00}) = 1.271$). Les guides étudiés après ont tous une largeur de $w = 650 \text{ nm}$ et une épaisseur de $t = 550 \text{ nm}$. Dans ces conditions monomodales, proches de celles permettant un confinement optimal (voir chapitre 3), nous tirons partie du fait que le mode plasmon soit très confiné dans le diélectrique afin de le guider dans différentes configurations. De plus, la longueur de propagation du mode plasmon dans ces conditions est de l'ordre de $20 \mu\text{m}$, ce qui est suffisant pour permettre de faire une étude approfondie du mode sur différents types de composants passifs.

4.6.2 Coupleurs

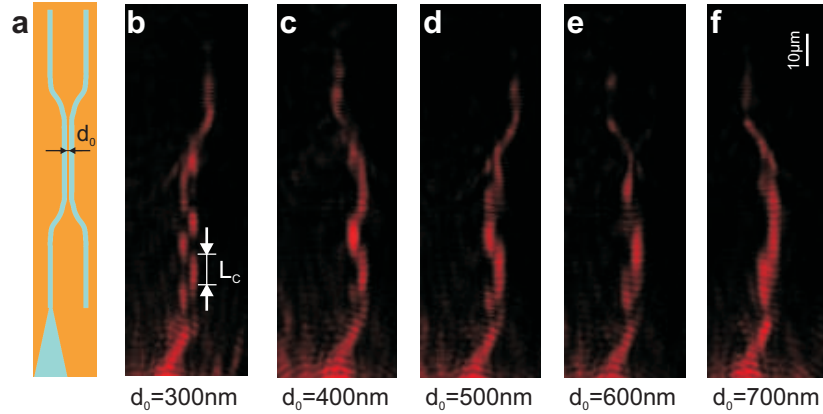


FIGURE 4.11 – (a) Modèle considéré. (b à f) Intensité mesurée du couplage entre les guides pour différentes distance d_0 (bord à bord) entre les guides.

Sur les figures 4.11 (b à f), nous montrons le comportement du mode dans des guides couplés. La distance entre les deux guides de bord à bord varie de $d_0 = 300 \text{ nm}$ à $d_0 = 700 \text{ nm}$ par pas de 100 nm . Nous observons le transfert d'énergie d'un guide à l'autre, caractérisé par la longueur de couplage L_C . La longueur de couplage du mode augmente avec la distance entre les guides.

Nous adaptons le modèle de l'indice effectif (figure 4.12 (a)) afin de calculer les caractéristiques du mode dans les guides couplés. Le couplage entre les modes des deux guides brise la dégénérescence (figure 4.12 (b)) et nous pouvons observer les indices effectifs des modes couplés pour différentes distances de séparation entre les guides. La longueur de couplage L_C entre deux guides suit la relation

$$L_C = \frac{\lambda}{2(n_{eff}^s - n_{eff}^a)}, \quad (4.4)$$

où $n_{eff}^{s/a}$ est l'indice effectif du mode couplé symétrique/antisymétrique. La figure 4.12 (c) représente les longueur de couplage L_C en fonction de la distance de séparation entre les guides. Finalement, le couplage évanescents entre deux guides suit une loi exponentielle avec une composante latérale de vecteur d'onde $k_y = 1/298 \text{ nm}^{-1}$. Un bon accord est trouvé entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées avec le MIE.

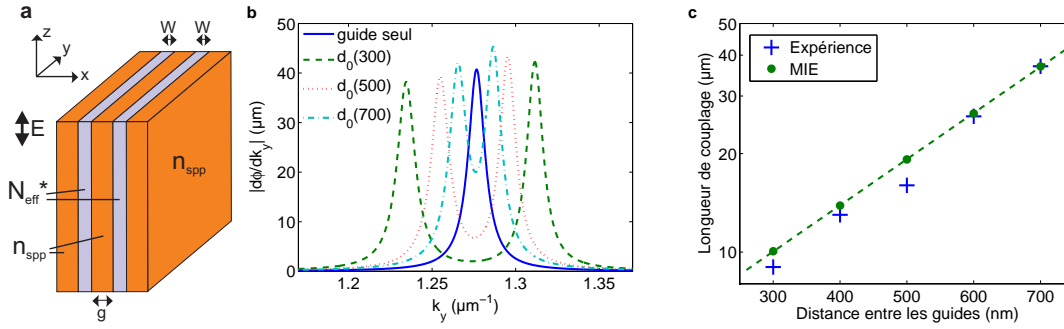


FIGURE 4.12 – (a) Deuxième partie du modèle de l'indice effectif adaptée à deux guides couplés. (b) Représentation de la dérivée de la phase du dénominateur du coefficient de réflexion $\frac{d\phi}{dk_y}$ en fonction de k_y pour différentes distance d_0 entre les guides. (c) Longueur de couplage expérimentales et calculées avec la RPM en fonction de la distance d_0 entre les guides. La ligne en pointillés est un ajustement exponentiel avec une pente $k_y = 1/298 \text{ nm}^{-1}$

4.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons utilisé les outils décrits dans les chapitres précédents pour optimiser la conception d'un DLSPPW. A partir des paramètres calculés, nous avons réalisé des guides par lithographie par faisceau d'électrons ou par photolithographie UV avant de les caractériser par microscopie à fuites radiatives. Un bon accord a été trouvé entre les estimations numériques et les données expérimentales. Ces résultats expérimentaux sont encourageants pour une étude plus

approfondie à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ où les pertes ohmiques sont plus limitées.

Chapitre 5

DLSPPW avec un ruban d'or de largeur finie

Nous avons étudié jusqu'à maintenant un guide diélectrique sur un film d'or étendu. Or, pour pouvoir intégrer un tel guide dans une circuiterie optoélectronique, il est indispensable d'utiliser des rubans de métal de largeur finie. Il a déjà été démontré qu'un ruban métallique de largeur finie ne supporte un plasmon or-air que pour des largeurs suffisantes [22, 68, 100, 102]. Nous verrons dans ce chapitre que les DLSPPWs ont aussi une largeur de coupure. Une interprétation simple en sera donnée. La première partie décrit la fabrication des guides basée sur deux niveaux de photolithographie UV. Les modes sont ensuite caractérisés par microscopie à fuites radiatives en comparaison avec des simulations numériques.

5.1 Fabrication par photolithographie UV

5.1.1 Paramètres du guide

La figure 5.1 représente le guide diélectrique rectangulaire reposant sur un ruban métallique de largeur finie. Nous travaillons ici à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$. A cette longueur d'onde, les dimensions optimales du guide sur un film d'or étendu sont une largeur $w = 600 nm$ et une épaisseur $t = 600 nm$ (voir chapitre 3). Afin de pouvoir caractériser expérimentalement la structure par microscopie à fuites radiatives, l'épaisseur d'or choisie est $d = 50 nm$. Nous réalisons des échantillons par photolithographie UV. En effet, la largeur minimale qui intervient dans le processus de fabrication est $600 nm$. Cette dimension est réalisable dans du PMMA par photolithographie UV en utilisant une longueur d'onde d'insolation

d'environ 250 nm . Pour pouvoir réaliser des rubans d'or, puis des guides diélectriques par dessus, il faut réaliser deux niveaux de photolithographie UV avec alignement de niveau à niveau.

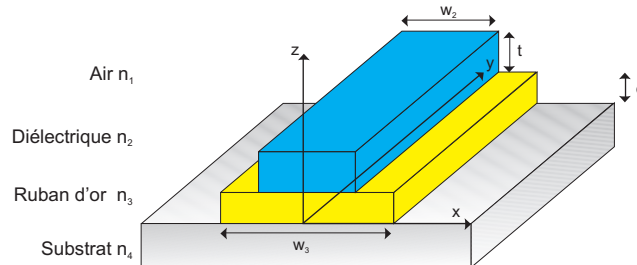


FIGURE 5.1 – Configuration du DLSPPW. Le diélectrique repose sur un ruban d'or de largeur w_3 lui-même au dessus d'un substrat de verre.

5.1.2 Principe

La photolithographie UV consiste à transférer un motif sur un substrat à partir d'un masque. Elle met en jeu un système d'insolation comportant une source de lumière, un masque transparent à la lumière comportant les motifs opaques, ainsi qu'une résine photosensible déposée en couche mince sur le substrat. Nous détaillons ici les différents éléments entrants en jeu :

- **La résine photosensible.** Le dépôt de la résine photosensible sur le substrat se fait généralement à l'aide d'une tournette. L'épaisseur de résine obtenue dépend de la vitesse de rotation. Après le dépôt de la résine, un recuit est nécessaire.
Nous utilisons une résine négative pour le premier niveau. Il s'agit d'une résine adaptée au procédé de "lift-off". Pour le deuxième niveau, nous utilisons du PMMA. Le PMMA se comporte comme une résine positive à 250 nm .
- **Le masque.** Nous utilisons des masques en quartz (silice) avec des motifs en chrome. La fabrication des masques dédiés à la photolithographie UV se fait par nanomasqueur électronique (LFE). Les masques sont achetés chez Photronics suivant un fichier au format "gdsii" comportant les motifs que nous avons dessinés.
- **La source.** La source utilisée est une lampe Mercure-Xénon (Hg-Xe). Nous utilisons un miroir, une lentille frontale et des filtres pour obtenir de l'émission en **UV400** (entre 350 et 450 nm) ou en **UV250** (émission entre 240 et 260 nm).
- **L'insolateur.** La machine permettant à la fois l'insolation et l'alignement de

niveau à niveau est l'aligneur de masques. Celui que nous utilisons est le modèle "MJB4" de la société Süss Microtec. Suivant les applications et la résine utilisée, nous utilisons soit une insolation en **UV400**, soit une insolation en **UV250**. La principale limite de résolution est liée au phénomène de diffraction. Pour les systèmes de photolithographie de contact ou de proximité, la résolution b_{min} est donnée par

$$b_{min} = \frac{k}{2} \sqrt{\frac{\lambda z}{2}}. \quad (5.1)$$

où λ est la longueur d'onde, z l'épaisseur de la photorésine, et k un facteur multiplicatif prenant en compte les effets de résine. Afin d'avoir la meilleure résolution possible, nous utilisons l'insolation par contact sous vide. Elle permet, dans d'excellentes conditions, d'atteindre des résolutions pouvant descendre en dessous de $0.5 \mu m$ pour une longueur d'onde d'insolation d'environ $250 nm$. Cependant, la technique d'insolation par contact peut poser des problèmes de contamination.

5.1.3 Photolithographie UV à deux niveaux

Comme le montre la figure 5.1, le motif à réaliser est un guide de PMMA sur un ruban d'or. Pour réaliser ce motif, il est nécessaire de réaliser deux niveaux de photolithographie avec alignement. Les différentes étapes sont résumées sur la figure 5.2.

Premier niveau de photolithographie

Le premier niveau de photolithographie consiste à réaliser les pistes d'or. La réalisation demande de respecter scrupuleusement les étapes suivantes :

- Nettoyage chimique et mécanique d'un substrat de verre mince.
- (figure 5.2 (a)) Sur le substrat de verre propre, dépôt d'une épaisseur de $1.15 \mu m$ de résine de lift-off AZ nLof 2070. Une telle épaisseur peut être obtenue en diluant la résine avec du Propylene Glycol Methyl Ether Acetate (PGMEA) en proportion 1 : 1 et en appliquant les paramètres de tournette suivants : $100 tr/min$ pendant $5 s$ le temps de déposer $160 \mu L$ de solution sur le substrat en rotation, $500 tr/min$ pendant $1 s$ puis $3000 tr/min$ pendant $40 s$.
- Recuit pendant $2 min$ sur une plaque chauffante à $110^\circ C$.

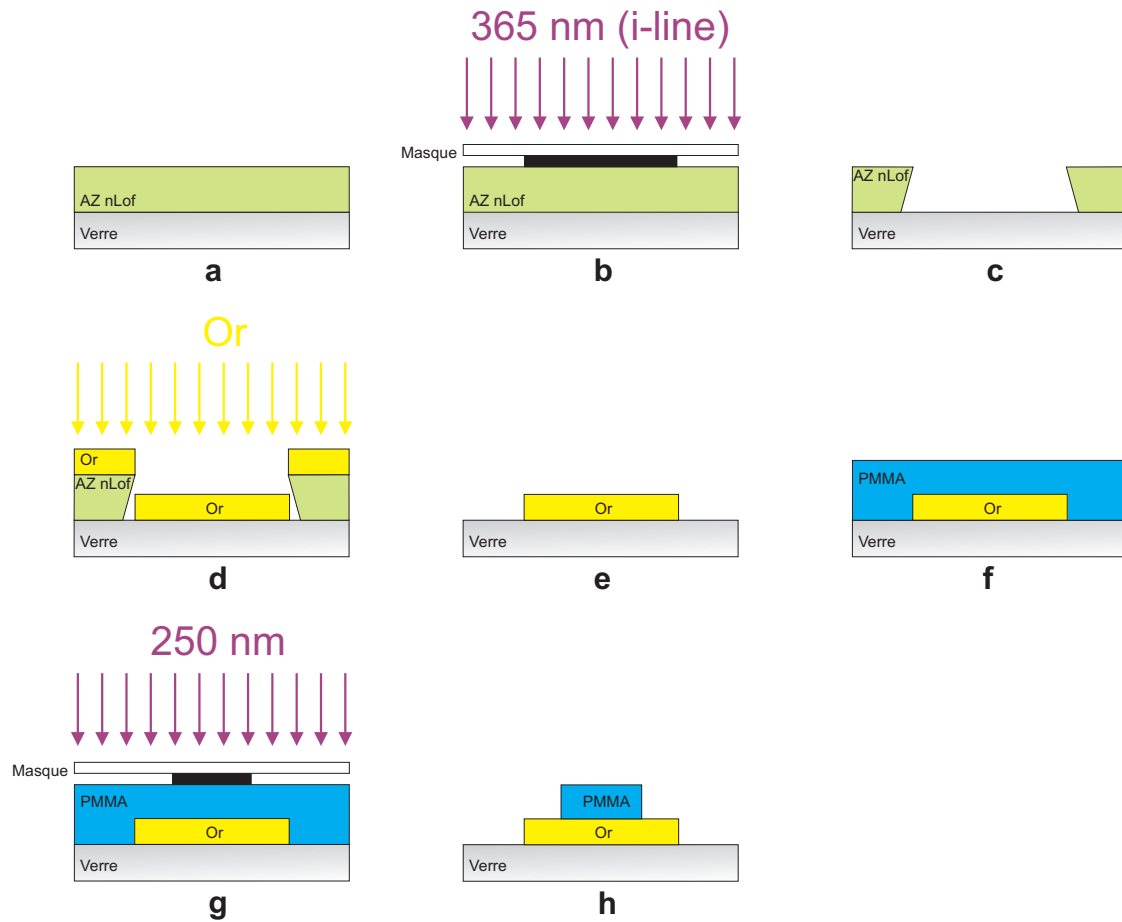


FIGURE 5.2 – Schéma représentant les différentes étapes de fabrication d'un échantillon mettant en jeu une photolithographie UV à deux niveaux. (a) Dépôt d'une résine de lift-off AZ nLof, (b) insolation de la résine à travers un masque et développement. (c) Evaporation de l'or, (d) lift-off dans une solution de NMP chaud (e) dépôt du PMMA, (e) insolation de la résine à travers un deuxième masque puis (g) développement.

- (figure 5.2 (b)) Avec l'aligneur de masques, insolation dans le proche UV ($\lambda \approx 365 \text{ nm}$ avec filtre "i-line") à travers un premier masque contenant les motifs des pistes d'or. La dose d'insolation est 65 mJ/cm^2 à cette longueur d'onde.
- (figure 5.2 (c)) Développement dans une solution de développeur AZ 726 MIF (metal-ion-free) pendant 2 min sans agiter puis rinçage dans une solution d'eau déionisée pendant 45 s en agitant légèrement.
- "Flood exposure" : il s'agit d'une deuxième insolation en UV400 sans masque permettant, combinée avec le recuit qui suit, de réticuler la résine afin de la rendre plus résistante. La dose d'insolation est 370 mJ/cm^2 .
- Recuit pendant 5 min sur une plaque chauffante à 112°C .
- (figure 5.2 (d)) Evaporation d'une sous-couche d'adhésion de Chrome d'environ 5 nm et d'une couche de 50 nm d'or.

- (figure 5.2 (e)) "Lift-off" : cette étape consiste à éliminer la résine restante. Laisser tremper l'échantillon dans une solution de N-méthyl-2-pyrrolidone (NMP) chaud (température de la plaque réglée à 75°C) pendant environ 15 *min*.

A la fin de cette étape, il ne reste que les pistes d'or sur le substrat de verre. Les largeurs de rubans d'or réalisés varient entre $w_3 = 1\ \mu\text{m}$ et $w_3 = 3.75\ \mu\text{m}$ par pas de $0.25\ \mu\text{m}$.

Deuxième niveau de photolithographie

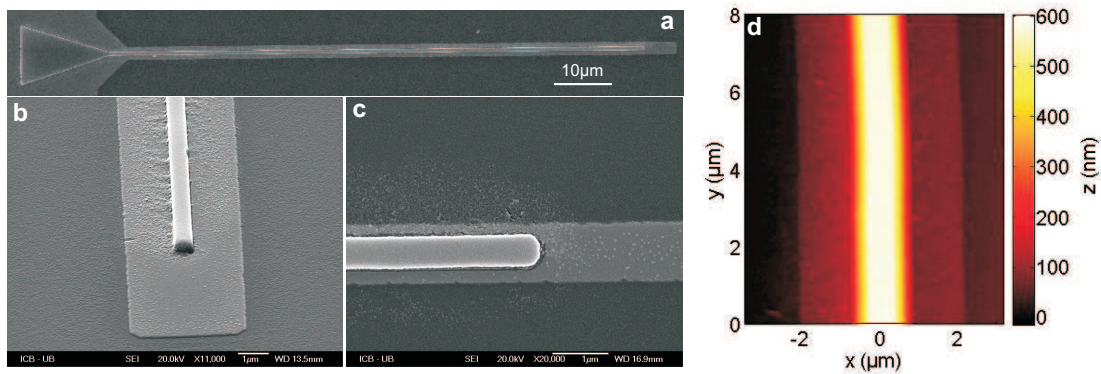


FIGURE 5.3 – (a) Image MEB de la structure étudiée incluant la zone large d'excitation. (b,c) Vue d'un guide diélectrique reposant sur un ruban d'or de largeur $3.75\ \mu\text{m}$ et $1.00\ \mu\text{m}$, respectivement. (d) Image effectuée en microscopie à force atomique (AFM pour "Atomic Force Microscopy") d'un guide diélectrique reposant sur un ruban d'or de $3.75\ \mu\text{m}$ de large.

Le deuxième niveau de photolithographie consiste à ajouter les rubans de diélectrique au dessus des pistes d'or déjà réalisées. La principale difficulté est l'alignement du deuxième masque. En effet, pour réussir la réalisation des rubans de PMMA, il faut que ceux-ci soit disposés au centre des pistes d'or. La réalisation de la deuxième photolithographie consiste en les étapes suivantes :

- (figure 5.2 (f)) Dépôt d'une épaisseur de $600\ \text{nm}$ PMMA. Une telle épaisseur peut être obtenue avec une solution de PMMA (4% en masse dans du chlorobenzène) et en appliquant les paramètres de tournette suivant : $100\ \text{tr}/\text{min}$ pendant 5 *s* le temps de déposer $160\ \mu\text{L}$ de solution sur le substrat en rotation, puis $500\ \text{tr}/\text{min}$ pendant 1 *s* et $1800\ \text{tr}/\text{min}$ pendant 50 *s*.
- Recuit pendant 5 *min* sur une plaque chauffante à 170°C .
- (figure 5.2 (g)) Avec l'aligneur de masques, insolation en UV profond ($\lambda \approx 250\ \text{nm}$) à travers un deuxième masque contenant les motifs des guides diélectriques. La dose d'insolation est $1900\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ à cette longueur d'onde.

- (figure 5.2 (h)) Développement dans une solution de MIBK pur pendant 45 s puis rinçage dans une solution d'IPA (stoppeur) pendant 45 s.

A la fin de cette étape, nous obtenons des guides diélectriques sur des pistes de métal de largeurs finies. La figure 5.3 montre des images de quelques guides. La mesure AFM donne une épaisseur des rubans d'or de 50 nm et une épaisseur de PMMA de 580 nm. La mesure au MEB donne des largeurs de piste d'or comprises entre 1 μm et 3.75 μm par pas de 0.25 μm et une largeur de PMMA de 600 ± 30 nm.

5.2 Caractérisation des modes guidés

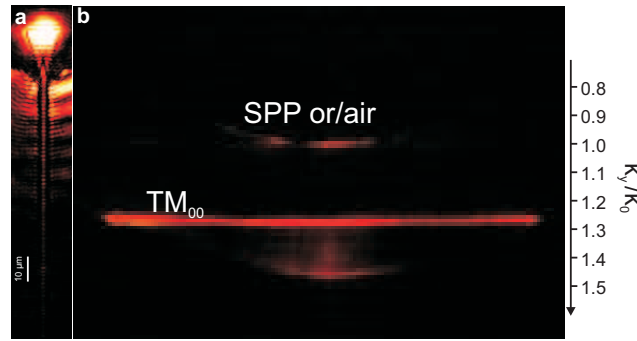


FIGURE 5.4 – Observation par microscopie à fuites radiatives de la propagation du mode le long du guide sur une piste d'or de largeur $w_3 = 3.50 \mu m$ (a) dans le plan image et (b) dans le plan de Fourier.

Les DLSPPWs sont caractérisés par microscopie à fuites radiatives en configuration diascopique (chapitre 4) [103]. Le mode guidé est excité en focalisant un faisceau polarisé TM ($\lambda = 1.55 \mu m$) sur un bord de la région triangulaire précédant le guide ("taper"). Cette zone supporte un mode plasmon de film qui se couple efficacement au mode dans le DLSPPW [104].

Les fuites radiatives sous le substrat sont ensuite enregistrées dans le plan de Fourier et dans le plan image. La figure 5.4 montre une image enregistrée pour une piste d'or de largeur $w_3 = 3.50 \mu m$. L'indice effectif mesuré du mode sur le plan de Fourier (figure 5.4 (b)) est $N_{eff} = 1.26$, en accord avec les valeurs calculées avec la méthode différentielle ($N_{eff} = 1.26$) et la méthode de la fonction de Green ($N_{eff} = 1.26$). Les longueurs de propagation sont mesurées directement dans le plan image (figure 5.5).

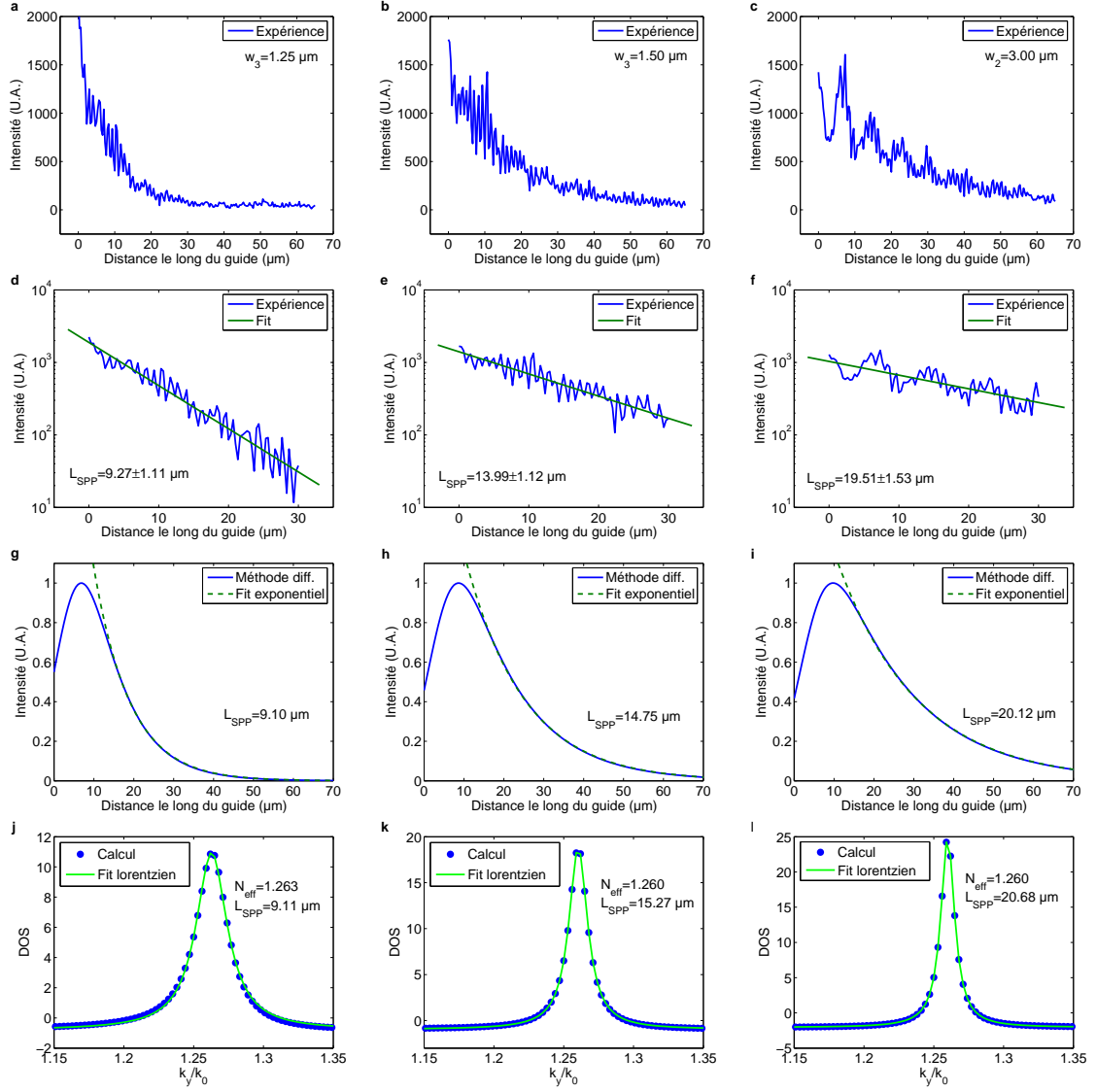


FIGURE 5.5 – (a,b,c) Coupe correspondant à la décroissance du mode le long du guide pour des rubans d'or de (a) $w_3 = 1.25 \mu\text{m}$, (b) $w_3 = 1.50 \mu\text{m}$, et (c) $w_3 = 3.00 \mu\text{m}$. (d,e,f) Equivalent de (a,b,c) après soustraction du bruit et en échelle semi-logarithmique. (g,h,i) Simulations avec la méthode différentielle. (j,k,l) Simulations avec la méthode de la fonction de Green.

La figure 5.6 (a) montre l'évolution de la longueur de propagation du mode en fonction de la largeur du ruban d'or. Au dessus de $w_3 = 2.25 \mu m$, la longueur de propagation mesurée reste à peu près constante, aux alentours de $20 \mu m$ et correspond à celle du film d'or étendu ($22.4 \mu m$, calculée avec la méthode différentielle). En dessous de $w_3 = 2.00 \mu m$, la longueur de propagation chute brutalement, révélant une largeur de coupure. Les valeurs mesurées sont en très bon accord avec les valeurs calculées avec la méthode différentielle et avec la méthode de la fonction de Green. La figure 5.5 nous montre ainsi les courbes ayant servi aux mesures et calculs pour deux largeurs sous la largeur de coupure ($w_3 = 1.25 \mu m$ et $w_3 = 1.50 \mu m$) et pour une largeur où la longueur de propagation mesurée est proche de la longueur de propagation dans le cas d'un film d'or étendu ($w_3 = 3.00 \mu m$). La figure 5.6 (b) montre l'évolution de l'indice effectif du mode en fonction de la largeur du ruban d'or calculé avec la méthode de la fonction de Green. Pour un guide de $1 \mu m$, l'indice effectif est proche de $N_{eff} = 1.27$ et décroît rapidement vers $N_{eff} = 1.26$, proche de l'indice effectif de la configuration avec un film d'or étendu ($N_{eff} = 1.2596$). La différence obtenue par rapport au calcul du chapitre 3 ($N_{eff} = 1.2493$) est due à la différence d'indice pour l'or. Ici, nous avons pris $n_3 = 0.559 + i9.81$.

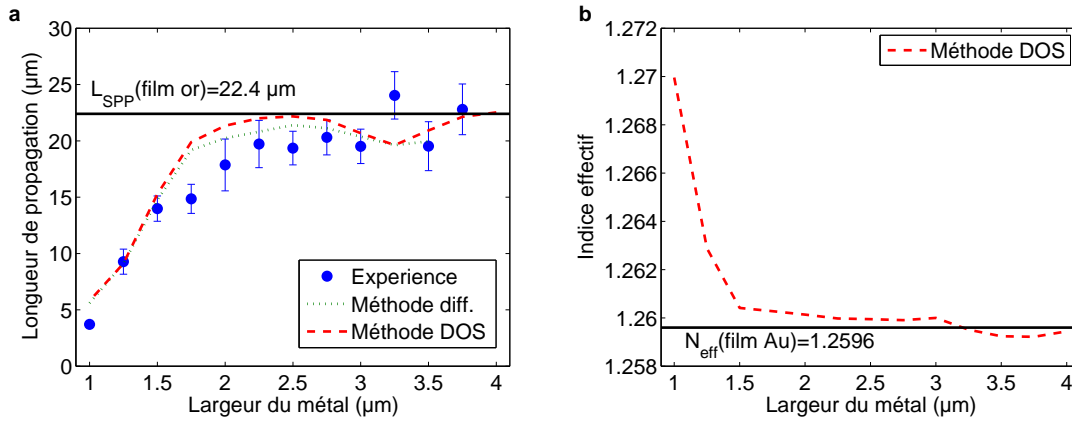


FIGURE 5.6 – (a) Longueur de propagation du mode guidé à l'interface or-diélectrique pour différentes largeurs de métal. Les valeurs mesurées sont comparées aux simulations numériques utilisant la méthode différentielle et la méthode de la fonction de Green. La droite horizontale noire correspond à la longueur de propagation calculée avec la méthode différentielle pour un film d'or étendu. L'erreur n'est pas visible sur le premier point expérimental. (b) Indice effectif calculé avec la méthode de la fonction de Green.

5.3 Interprétation de la largeur de coupure

En 2005, R. Zia et ses collaborateurs ont proposé d'appliquer un modèle simple de propagation de rayons optiques pour estimer la largeur de coupure d'un guide plasmonique ruban [24, 102, 105]. Le mode guidé dans le DLSPPW est modélisé par un rayon optique se propageant avec le vecteur d'onde \vec{k}_{SPP} du plasmon or-diélectrique étendu. Le rayon se propage par réflexion totale interne aux bords du guide (voir figure 5.7). La condition de réflexion totale impose $k_y > n_d k_0$ d'où $k_x^2 = k_{SPP}^2 - k_y^2 < (n_{SPP}^2 - n_d^2)k_0^2$ or $k_x^{max} = \pi/w_{min}$ où w_{min} est la largeur minimale du film d'or. D'où il vient

$$w_{min} = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_{SPP}^2 - n_d^2}}, \quad (5.2)$$

où $n_{SPP} = 1.45$ est l'indice effectif du plasmon or-PMMA dans le système étendu verre-or-PMMA-air.

$n_d = 1.435$ modélise l'indice moyen du milieu PMMA-air au dessus du substrat et conduit à $w_{min}^{or}(n_d = 1.435) = 3.7 \mu m$. Toutefois, dans le cas présent, les extrémités du guide sont adjacentes à de l'air. $n_d = 1$ conduit à $w_{min}^{or}(n_d = 1) = 0.75 \mu m$.

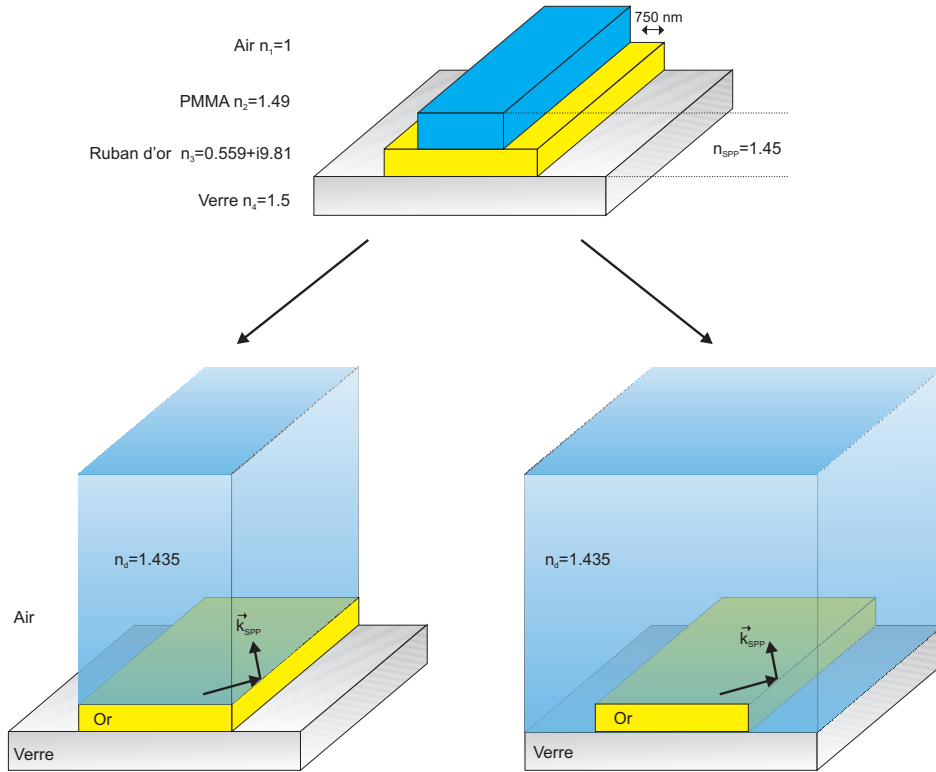


FIGURE 5.7 – Mode guidé dans un DLSPPW constitué d'un ruban d'or de largeur finie.

Le problème est un cas intermédiaire où le mode est confiné à 70% dans le PMMA et 30% dans l'air, d'où une largeur de coupure de l'ordre de $w_{min}^{or} = 2.50 \mu m$ en bon accord avec l'expérience et les simulations numériques. Signalons aussi que la largeur minimale de l'or de part et d'autre du guide, $w = 0.75 \mu m$ impose de bien centrer le ruban de polymère sur le film d'or [59].

Ce modèle simple permet d'expliquer qualitativement la largeur de coupure observée. Cependant, cette interprétation implique une diminution de l'indice effectif lorsque l'on diminue la largeur du ruban d'or (pour passer d'un mode guidé à un mode à fuite) [105], contrairement au calcul représenté figure 5.6 (b). Ceci est peut-être dû au fait que ce modèle n'est plus valable lorsque le mode n'est pas confiné dans le guide [103].

5.4 Conclusion

Nous avons pu montrer qu'il est possible d'adapter le concept de DLSPPW sur des rubans d'or de largeur finie. Pour la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$, la largeur de coupure du mode est $w_3 \sim 2.25 \mu m$. Ces résultats sont de première importance pour réaliser des DLSPPWs où les pistes métalliques pourront être utilisées comme électrodes en vue d'applications dynamiques en optoélectronique. Notons que les études en longueur de propagation sur des rubans d'or seuls [68, 100, 102] pouvaient laisser entrevoir les résultats obtenus ici. Par ailleurs, nous avons pu établir que la microscopie à fuites radiatives est applicable aux longueurs d'onde telecom malgré les faibles fuites radiatives.

Chapitre 6

Gain optique dans un guide plasmonique

Le confinement spatial d'un plasmon-polariton de surface offre des perspectives intéressantes pour la réalisation d'interconnexions optiques intégrées. Lorsqu'il est optimisé, un DLSPPW supporte un mode confiné efficacement dans le guide diélectrique avec un maximum d'intensité localisé à l'interface avec le métal [65]. Ainsi, un contrôle actif et dynamique (modulation, non-linéarité...) du mode plasmon de surface peut être envisagé. Dans ce contexte, il a été suggéré que l'amplification de plasmon de surface par émission stimulée de radiation (SPASER pour "Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation") est possible [47]. L'émission stimulée de plasmon-polaritons de surface a été observée dans le cas de films étendus [106, 107, 108] ou de plasmon longue-portée [109]. Dans tous les cas, le confinement du plasmon est faible. Comme nous avons pu le voir au chapitre 3, les pertes du mode augmentent avec le facteur de confinement, ce qui compromet les applications intégrées. Afin de contrebalancer ces pertes et afin d'ouvrir une voie vers des dispositifs DLSPPWs "tout optique", nous étudions dans ce chapitre, la possibilité d'assister la propagation par émission stimulée dans un DLSPPW dopé avec des boîtes quantiques (QDs pour "Quantum Dots"). Lorsqu'il est pompé optiquement, le polymère dopé peut agir comme un milieu à gain [110]. Ce chapitre est consacré à l'étude du couplage de l'émission des QDs avec le plasmon de surface guidé. Ce couplage conduit à l'émission spontanée ou stimulée de plasmons, selon les cas [111]. La microscopie à fuites radiatives est un outil adapté pour étudier le couplage de l'émission de boîtes quantiques avec les modes plasmons [112, 113, 114, 115, 116]. La première partie de ce chapitre concerne l'étude dans le visible. La seconde partie

concerne la propagation assistée par émission stimulée à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$.

6.1 Emission couplée aux plasmons de surface

6.1.1 Film plat

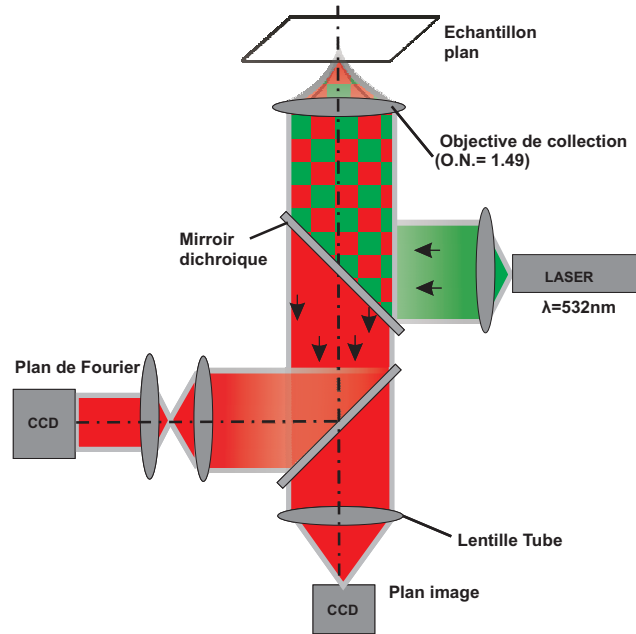


FIGURE 6.1 – Microscopie à fuites radiatives de l'émission couplée aux plasmons. L'échantillon est excité localement à $\lambda = 532 \text{ nm}$ pour pomper les QDs dans leur état excité. Les modes à fuites excités par l'émission des QDs ($\lambda_{exc} \sim 620 \text{ nm}$) sont analysés dans le plan de Fourier et dans le plan image. Le miroir dichroïque stoppe la lumière réfléchie à $\lambda = 532 \text{ nm}$ utilisée pour pomper optiquement les QDs.

Dans cette première expérience, nous démontrons le couplage de l'émission des QDs aux plasmons de surfaces (SPCE pour "Surface Plasmon Coupled Emission") [111, 113, 114, 115]. Nous considérons un film de PMMA de 78 nm d'épaisseur dopé avec des nanocristaux CdSe/ZnS (Evident Technologies), déposé sur un film d'argent fin (50 nm). Ces boîtes quantiques ont été choisies en raison de leur très bonne stabilité et de leur grande section efficace d'absorption et d'émission aux alentours de $\lambda_{abs} \approx 530 \text{ nm}$ et $\lambda_{exc} \approx 620 \text{ nm}$, respectivement. Le film métallique est en argent pour diminuer les pertes dans le métal. La figure 6.1 montre le montage utilisé (configuration épiscopique). Un laser émettant à $\lambda = 532 \text{ nm}$ pompe les boîtes quantiques dans un état fluorescent. L'ouverture numérique de l'objectif d'excitation est suffisamment élevée (O.N.=1.49) pour exciter directement des modes plasmons à la

longueur d'onde incidente $\lambda = 532 \text{ nm}$. D'autre part, la nature dipolaire de l'émission des QDs implique des vecteurs d'onde élevés qui se couplent aussi aux modes plasmons à la longueur d'onde d'émission ($\lambda_{exc} \approx 620 \text{ nm}$). Cela apparaît clairement sur la figure 6.2. Les figures 6.2 (b) et (c) montrent les photographies en couleurs réelles prises dans le plan de Fourier sans et avec un filtre dichroïque éliminant la lumière verte d'excitation. Le cercle à la longueur d'onde d'émission (rouge) indique que la fluorescence des QDs se couple au plasmon de surface. Les moments de transition des QDs ont une orientation aléatoire dans le film de polymère, c'est pourquoi le mode à l'interface métal-polymère est excité de manière isotropique comme le montre la présence d'un cercle d'émission.

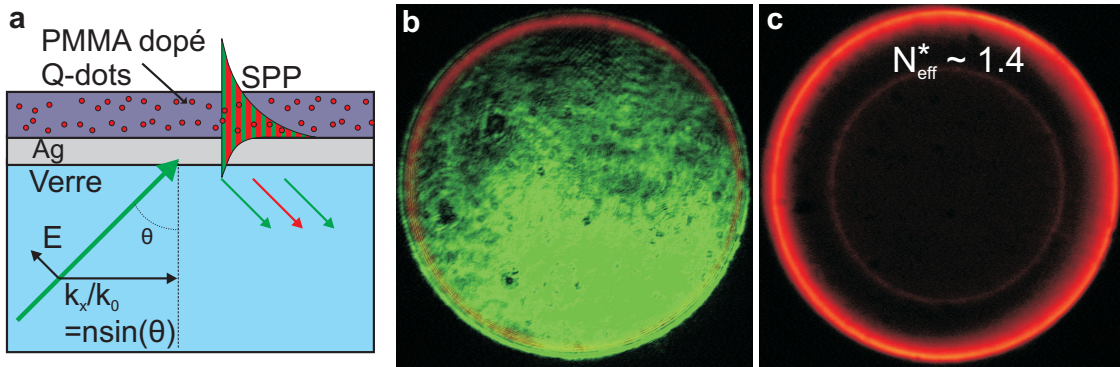


FIGURE 6.2 – (a) Représentation schématique de l'excitation par laser vert d'un film de PMMA dopé avec des QDs et détection des fuites radiatives rouges et de l'intensité réfléchie verte dans le substrat. (b) et (c) (Couleurs réelles) Photographies du plan de Fourier (b) sans et (c) avec le filtre dichroïque. Dans (b), le cercle rouge se superpose à l'atténuation de l'intensité du disque incident vert, démontrant ainsi l'absorption à un mode plasmon de surface à $\lambda = 532 \text{ nm}$ et le couplage de l'émission du plasmon de surface autour de $\lambda = 620 \text{ nm}$

6.1.2 Guide multimode

Nous nous intéressons maintenant à un DLSPPW constitué d'un ruban de PMMA dopé et déposé sur un film d'argent (figure 6.3 (a)). Le guide a été réalisé par photolithographie UV. La largeur du guide de polymère dopé est $1.5 \mu\text{m}$ et l'épaisseur 78 nm . Nous avons simulé numériquement la carte de réflectivité de la structure en utilisant la méthode différentielle (chapitre 3) avec une onde plane d'excitation à $\lambda = 633 \text{ nm}$, correspondant au laser rouge utilisé dans le paragraphe suivant et proche de l'émission maximum des QDs. La figure 6.3 (b) montre la carte de réflectivité calculée. Une série de lignes horizontales sur la partie haute et basse de

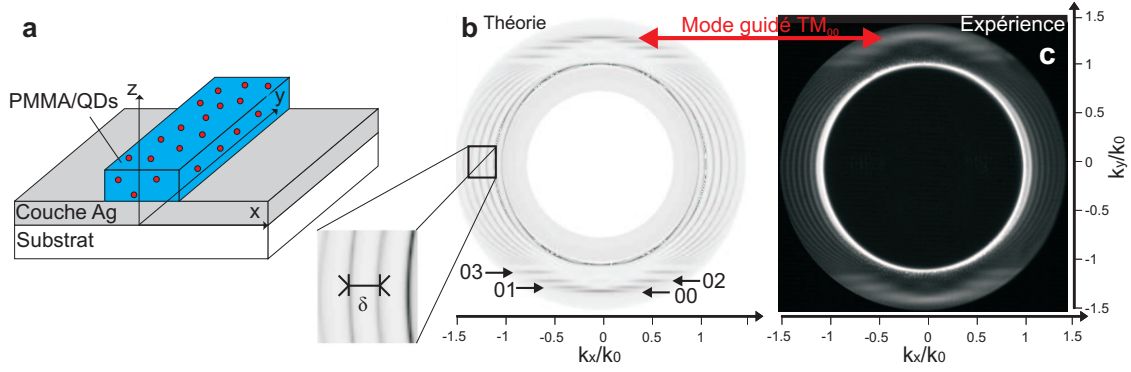


FIGURE 6.3 – (a) Représentation d’un DLSPW large (78 nm d’épaisseur et 1.5 μm de large). (b) Coefficient de réflexion calculé avec une onde incidente plane polarisée TM ($\lambda = 633$ nm). Les modes TM_{nm} d’ordres (n,m) sont indiqués sur la figure. De part sa faible épaisseur, le guide ne supporte pas de mode TE . (c) Image de microscopie à fuites radiatives enregistrée dans le plan de Fourier aux alentours de $\lambda = 620$ nm lorsque le DLSPW dopé avec les QDs est excité à $\lambda = 532$ nm. Les motifs de diffraction perpendiculaires à l’axe du guide ont une périodicité de $\delta = 7.9 \times 10^{-2}$ sur l’image calculée et $\delta = 6.5 \times 10^{-2}$ sur l’image mesurée.

la carte de réflectivité montre la nature multimodale de ce guide large. Pour les dimensions considérées ici, quatre modes sont visibles : TM_{00} , TM_{01} , TM_{02} , et TM_{03} . Etant donnée la symétrie des modes, les modes pairs (TM_{00} , TM_{02}) apparaissent à $k_x = 0$ alors que les modes impairs (TM_{01} , TM_{03}) ne sont pas excités pour $k_x = 0$ et apparaissent uniquement de part et d’autre de cet axe [65].

La figure 6.3 (c) montre le plan de Fourier mesuré expérimentalement. L’image a été obtenue en illuminant de manière homogène par le dessus (voir figure 4.4 (b) du chapitre 4) une série de guides d’onde similaires et adjacents de façon à augmenter le rapport signal sur bruit de l’image enregistrée. La distance entre les guides est de 10 μm . L’émission non polarisée des QDs nous assure que tous les modes à fuites sont détectés par cette méthode. L’accord entre l’image mesurée et la carte de réflectivité est bon. La différence principale entre les deux images est la largeur des résonances. Pour la réflectivité calculée, les modes sont bien séparés en raison de l’excitation monochromatique. En revanche, pour la figure 6.3 (c), la largeur de l’émission de fluorescence élargit la largeur de la résonance. En conséquence, seuls trois modes sont visibles sur l’image expérimentale et les modes TM_{00} et TM_{01} ne peuvent pas être séparés.

Les arcs de cercle symétriques par rapport à l’axe $k_x = 0$ proviennent des ordres de diffraction puisque des échantillons périodiques ont été utilisés aussi bien pour la modélisation que pour l’expérience. Pour le calcul, nous avons fixé la périodicité à $\Lambda = 8$ μm . La période dans l’espace réciproque est telle que $\delta = \lambda/\Lambda = 7.9 \times 10^{-2}$

sur l'image calculée (figure 6.3 (b)). De façon similaire, la période de séparation des guides fabriqués étant de $\Lambda = 10 \mu m$, la période mesurée dans le plan de Fourier de l'image expérimentale est $\delta = \lambda/\Lambda \approx 6.2 \times 10^{-2}$ au pic d'émission des QDs (figure 6.3 (c)).

6.1.3 Guide monomode

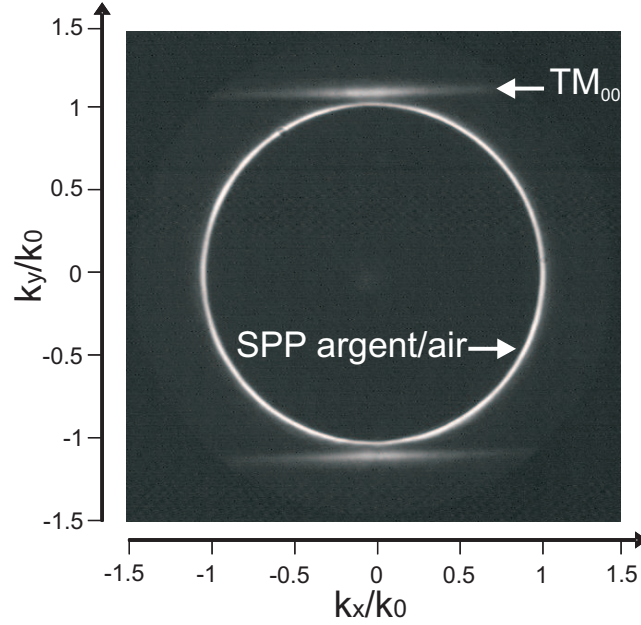


FIGURE 6.4 – Microscopie à fuites radiatives de l'émission couplée de plasmon de surface enregistrée dans le plan de Fourier à une longueur d'onde d'environ $\lambda = 620 \text{ nm}$ lorsqu'un DLSPPW (120 nm d'épaisseur et 300 nm de largeur) est excité à $\lambda = 532 \text{ nm}$. La ligne horizontale correspond au mode plasmon guidé d'indice effectif $N_{eff} = k_y/k_0 = 1.1$.

Maintenant que nous avons démontré l'intérêt de combiner la microscopie à fuites radiatives avec l'émission couplée aux plasmons de surface, nous étudions un DLSPPW monomode dopé avec des QDs. Il s'agit d'une structure de 120 nm d'épaisseur et de 300 nm de largeur réalisée par LFE. Ce guide est bien monomode dans la mesure où un seul mode guidé apparaît dans le plan de Fourier mesuré de la figure 6.4. Nous déterminons numériquement l'indice effectif du mode guidé du DLSPPW TM_{00} à 1.07 pour $\lambda = 620 \text{ nm}$ en bon accord avec celui mesuré expérimentalement à $N_{eff} = 1.1$. Le cercle à $N_{eff} = k_y/k_0 \approx 1$ provient du mode plasmon argent-air excité à l'émission des QDs. La présence de ce mode peut paraître à première vue surprenante dans la mesure où les QDs sont censés être localisés essentiellement dans le guide de polymère. En réalité, même après l'étape de "lift-off"

lors de la photolithographie, il reste des résidus de PMMA dopé à la surface. Ces QDs éparpillés sur la surface d'argent peuvent exciter un plasmon argent-air d'où ce cercle à $N_{eff} \sim 1$ sur la figure 6.4.

6.1.4 Propagation du mode et gain optique

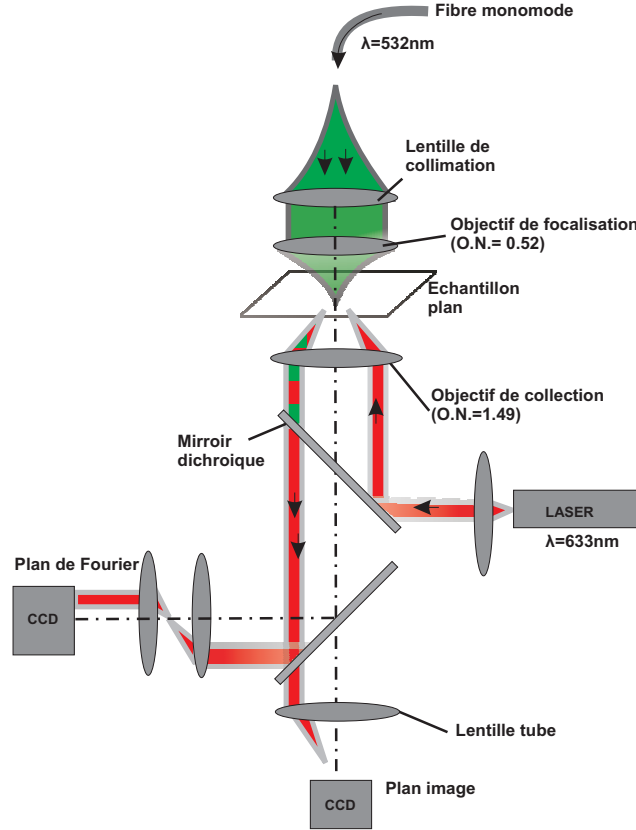


FIGURE 6.5 – Montage de microscopie à fuite radiatives pour l'étude du gain optique. Les QDs sont pompés par le dessus à $\lambda = 532 \text{ nm}$. Le mode DLSPW à $\lambda = 633 \text{ nm}$ est excité par réflexion totale interne dans le substrat.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la longueur de propagation du plasmon de surface dans le guide monomodal ($120 \text{ nm} \times 300 \text{ nm}$) du paragraphe précédent. Dans ce but, nous modifions le montage de la figure 6.1 pour pouvoir exciter un mode guidé (excitation directe) et pomper optiquement les QDs. La figure 6.5 représente le montage. Le DLSPW est d'abord excité par le bas à $\lambda = 633 \text{ nm}$ à l'angle plasmon $\theta_{SPP} = \arcsin(N_{eff}/n_4) = 47^\circ$ [72] déduit de la figure 6.4. La longueur de propagation L_{SPP} est directement déduite de la distribution de l'intensité le long du guide mesurée par les fuites radiatives dans le plan image. La figure 6.6 (a) montre une coupe de l'intensité mesurée le long du guide. Un graphique en échelle

semi-logarithmique (figure 6.6 (d)) révèle la nature mono-exponentielle de l'atténuation. La décroissance exponentielle donne $L_{SPP} = 4.1 \pm 0.15 \mu m$ en excellent accord avec la longueur de propagation $L_{SPP} = 4.08 \mu m$ calculée en utilisant la méthode différentielle.

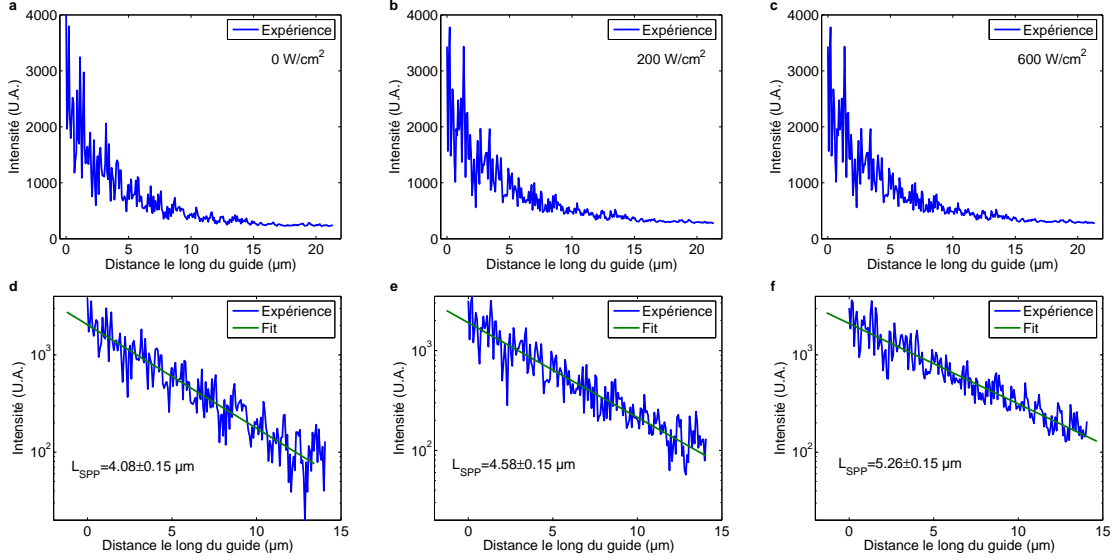


FIGURE 6.6 – Coupe de l'intensité mesurée le long du DLSPPW dans le plan image. Un laser de $\lambda = 532 \text{ nm}$ avec une irradiances de (a) 0 W.cm^{-2} , (b) 200 W.cm^{-2} , et (c) 600 W.cm^{-2} est utilisé pour pomper optiquement les QDs dans leur état excité (voir figure 6.5). (d,e,f). Les mêmes données sont représentées en échelle semi-logarithmique. Les lignes rouges sont les ajustements exponentiels.

Comme nous avons pu démontrer dans le paragraphe 6.1 le couplage de l'émission spontanée des QDs dans le mode plasmon, nous pouvons maintenant tenter de réaliser un gain optique par émission stimulée de plasmons de surface. Dans ce but, les QDs sont pompés optiquement à $\lambda = 532 \text{ nm}$, en plus de l'excitation directe du plasmon à $\lambda = 633 \text{ nm}$ (figure 6.5). Les figures 6.6 (a), (b) et (c), ainsi que les graphiques correspondants (d), (e) et (f) en échelle semi-logarithmique montrent une légère variation de la longueur de propagation en fonction de la puissance de pompe. La longueur de propagation augmente de $L_{SPP} = 4.1 \pm 0.15 \mu m$ pour une puissance de pompe nulle jusqu'à $L_{SPP} = 5.3 \pm 0.15 \mu m$ pour une puissance de pompe de 600 W.cm^{-2} . Bien qu'elle soit faible, cette augmentation ne peut pas être due à un effet thermo-optique [117]. En effet, sachant que le coefficient thermo-optique du PMMA est $\frac{\partial n}{\partial T} = -1.05 \times 10^{-4} K^{-1}$, une longueur de propagation de $5.3 \mu m$ pourrait s'expliquer par un changement d'indice à condition d'atteindre une température proche de $530^\circ C$, très supérieure au point de fusion du PMMA ($135^\circ C$). C'est

pourquoi nous excluons cette hypothèse en faveur d'une compensation partielle des pertes par émission stimulée de plasmons de surface. Ce phénomène sera discuté de manière plus approfondie à la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ au paragraphe 6.2 [118]. Une première analyse est entreprise ici.

La figure 6.7 représente la longueur de propagation calculée en fonction de la partie imaginaire de l'indice du polymère. La courbe noire a été obtenue en utilisant la méthode de la fonction de Green [85]. Une partie imaginaire négative de l'indice modélise un gain optique. Les trois points correspondant aux longueurs de propagation mesurées pour trois puissances de pompe utilisées dans l'expérience sont reportés sur la courbe. Finalement, l'augmentation de 30% de la longueur de propagation obtenue dans un guide plasmonique confiné est comparable aux expériences récentes réalisées sur des films étendus dopés avec des molécules de colorants [106, 108]. La procédure que nous avons appliquée pour démontrer la compensation partielle des pertes dans un guide plasmonique intégré est analogue à celle d'un amplificateur optique. Dans le paragraphe suivant, nous utilisons les connaissances acquises jusqu'à maintenant dans le visible pour envisager avec plus de détails la longueur d'onde telecom $\lambda = 1.55 \mu m$ où les pertes sont moindres.

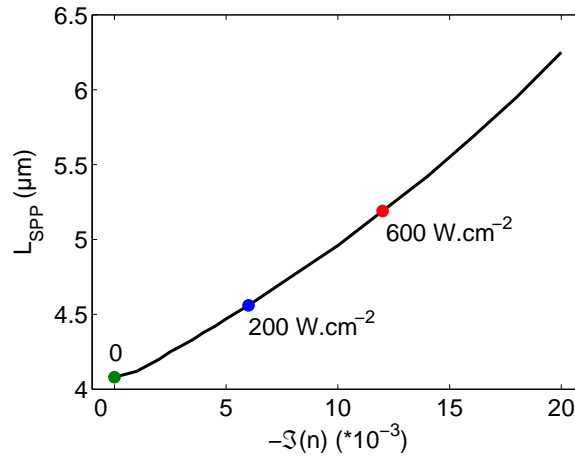


FIGURE 6.7 – La courbe noire correspond à la longueur de propagation calculée avec la méthode de la fonction de Green lorsque la partie imaginaire de l'indice de réfraction du guide varie de 0 à -10^{-2} . Les longueurs de propagation mesurées sont superposées sur la courbe.

6.2 Gain optique à la longueur d'onde telecom

6.2.1 Fabrication du DLSPPW dopé

Le DLSPPW est dopé (figure 6.8 (a)) avec des nanocristaux de sulfure de plomb (PbS). La procédure de fabrication est la suivante :

- une solution de PMMA-QDs est préparée en dissolvant 600 μL d'une solution de PbS (10 mg/mL , solvant Toluène, Evident Technologies) dans 2.4 mL d'une solution de PMMA (4% en masse dans du chlorobenzène). Comme le toluène dissout efficacement les nanocristaux de PbS et n'a pas de séparation de phase avec le chlorobenzène, une dispersion homogène de QDs dissous dans la solution de PMMA est obtenue avec une concentration de QDs de 2 mg/mL .
- Un film de 40 ± 3 nm d'épaisseur d'or est déposé par évaporation thermique sur un substrat de verre.
- Un film de 600 nm d'épaisseur de PMMA-QDs est ensuite déposé par deux étapes de tournette à 1800 tr/min après chacune desquelles un recuit de 5 min à $170^\circ C$ est réalisé.
- Un guide de largeur 400 nm est préparé en photolithographie UV250 par une exposition de 1900 mJ/cm^2 en insolation par contact sous vide à l'aide d'un masque commercial en chrome de la société "Photronics" comportant des motifs que nous avons dessinés.
- Le développement consiste à plonger l'échantillon pendant 1 min 30 s dans une solution de MIBK pur puis 45 s dans une solution d'IPA (stoppeur).

A la fin de la procédure de fabrication (figure 6.8 (b)), la densité de QDs dans le guide est $N \sim 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Ces QDs ont été choisis pour leur bonne stabilité, leur accordabilité [119], et leur longueur d'onde d'émission proche de 1.5 μm . Les caractéristiques d'absorption et d'émission des QDs sont représentées figure 6.8 (c) et (d), respectivement. Les dimensions du guide sont 600 nm de hauteur et 400 nm de largeur, assurant le caractère monomodal. Le facteur de confinement calculé à $\lambda = 1.55 \mu m$ est de 56%.

6.2.2 Emission des QDs dans le mode guidé

Nous faisons dans un premier temps l'étude du couplage de l'émission des QDs dans le mode plasmon du guide. Dans le visible, nous avons utilisé une configuration épiscopique. Pour les mêmes raisons qu'au chapitre 5 (pertes radiatives faibles à $\lambda = 1.55 \mu m$), nous utilisons ici une configuration diascopique. Un laser de longueur

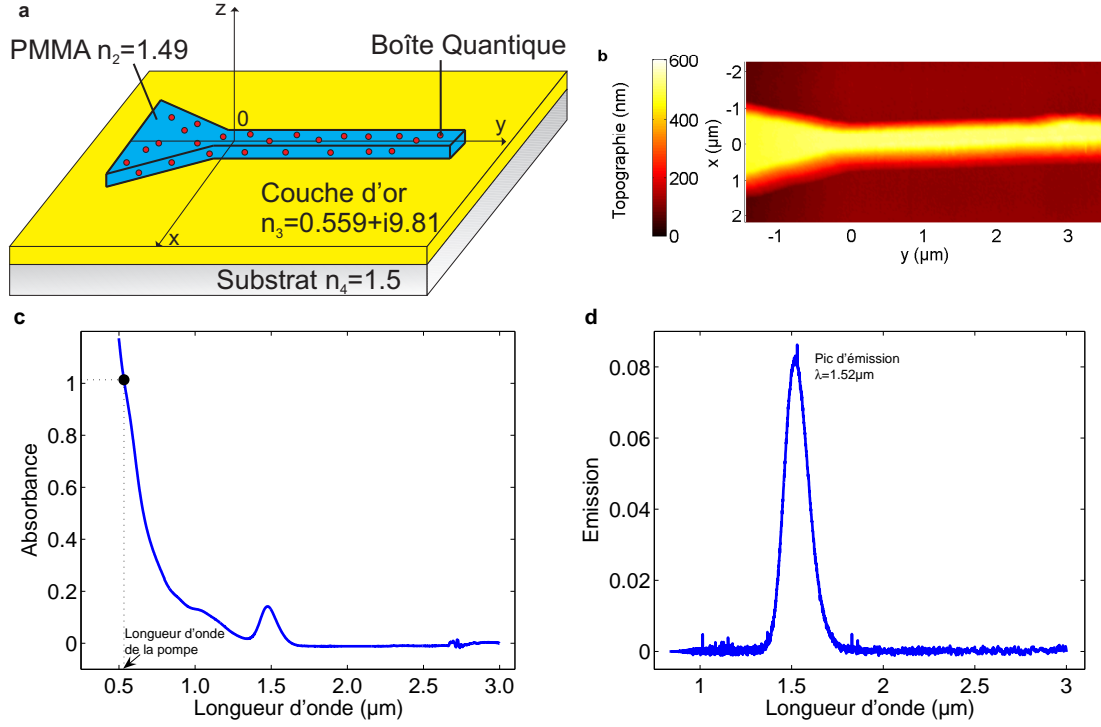


FIGURE 6.8 – (a) Configuration du DLSPPW. Un guide de PMMA confine le plasmon à l’interface or-polymère. La zone élargie permet d’exciter efficacement le mode plasmon guidé au moyen d’un laser infrarouge externe (figure 6.12). Les indices effectifs utilisés pour la simulation sont indiqués sur la figure. (b) Image obtenue par microscopie à force atomique du DLSPPW dopé. Les dimensions du guide sont 600 nm d’épaisseur, 400 nm de largeur, et 65 μm de long. (c) Spectre d’absorption et (d) d’émission des QDs utilisés.

d’onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ est focalisé au centre du guide dopé pour pomper les QDs dans leur état excité (figure 6.10 (a) et (b)). La fluorescence émise aux alentours de 1.5 μm est enregistrée dans le plan image (figure 6.10 (c)). Une trace verticale s’étend de part et d’autre de la zone d’excitation et indique la propagation d’un mode guidé. La figure 6.10 (d) montre la distribution modale des indices effectifs mesurés dans le plan de Fourier. L’image a été obtenue en illuminant une zone assez large de façon à pouvoir identifier les modes supportés par la structure fabriquée. Une ligne horizontale notée TM_{00} est visible à un indice effectif $N_{eff} = k_y/k_0 = 1.18$. Ce mode résulte du couplage de l’émission spontanée des QDs dans le mode plasmon de surface supporté par le DLSPPW. Le caractère monomodal du guide est mis en évidence sur la figure 6.10 (d). De plus, trois arcs de cercle sont visibles sur cette figure, indiquant une propagation isotropique sur la surface plane de la zone large. Le cercle intérieur provient de la fluorescence des QDs se couplant au plasmon de surface or-air ($N_{eff} \sim 1.0$) localisé de part et d’autre du DLSPPW. Les deux autres

cercles correspondent aux modes de film existant à l'intérieur de la région élargie de PMMA adjacent au guide d'onde (figure 6.8 (a)). En particulier, il s'agit du mode plasmon de surface TM_0 à l'interface or-diélectrique ($N_{eff} \sim 1.46$) et du mode transverse électrique TE_0 ($N_{eff} \sim 1.22$) guidés dans la portion large de PMMA. Chacun des modes TM et TE est excité en raison de l'émission non polarisée des QDs et du caractère multimodal du film de polymère de 600 nm d'épaisseur. Avec la méthode différentielle [59], nous calculons les indices effectifs des modes détectés. Nous obtenons $N_{eff}(TM_{00}) = 1.18$, $N_{eff}(TE_0) = 1.20$, et $N_{eff}(TM_0) = 1.45$ à $\lambda = 1.525\text{ }\mu\text{m}$ (pic d'émission des QDs) en accord avec les valeurs mesurées. La figure 6.9 montre l'intensité de l'émission spontanée des QDs en fonction de la puissance de pompe. L'intensité de l'émission mesurée correspond à l'intensité moyenne le long du guide excité de manière homogène. Comme attendu pour l'émission spontanée, le signal augmente linéairement avec la puissance de pompe.

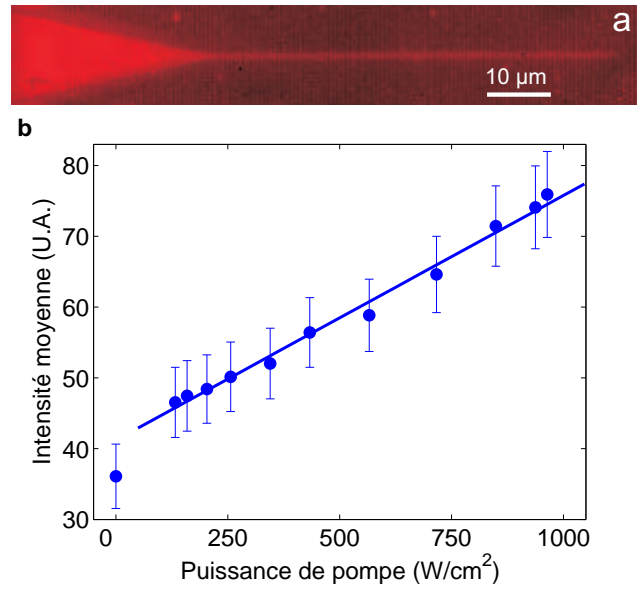


FIGURE 6.9 – (a) Image expérimentale de l'émission homogène des QDs dans le guide éclairé par une illumination étendue à 532 nm . (b) Intensité moyenne de l'émission spontanée pour des puissances de pompe croissantes. La droite représente une régression linéaire excluant le premier point correspondant au bruit.

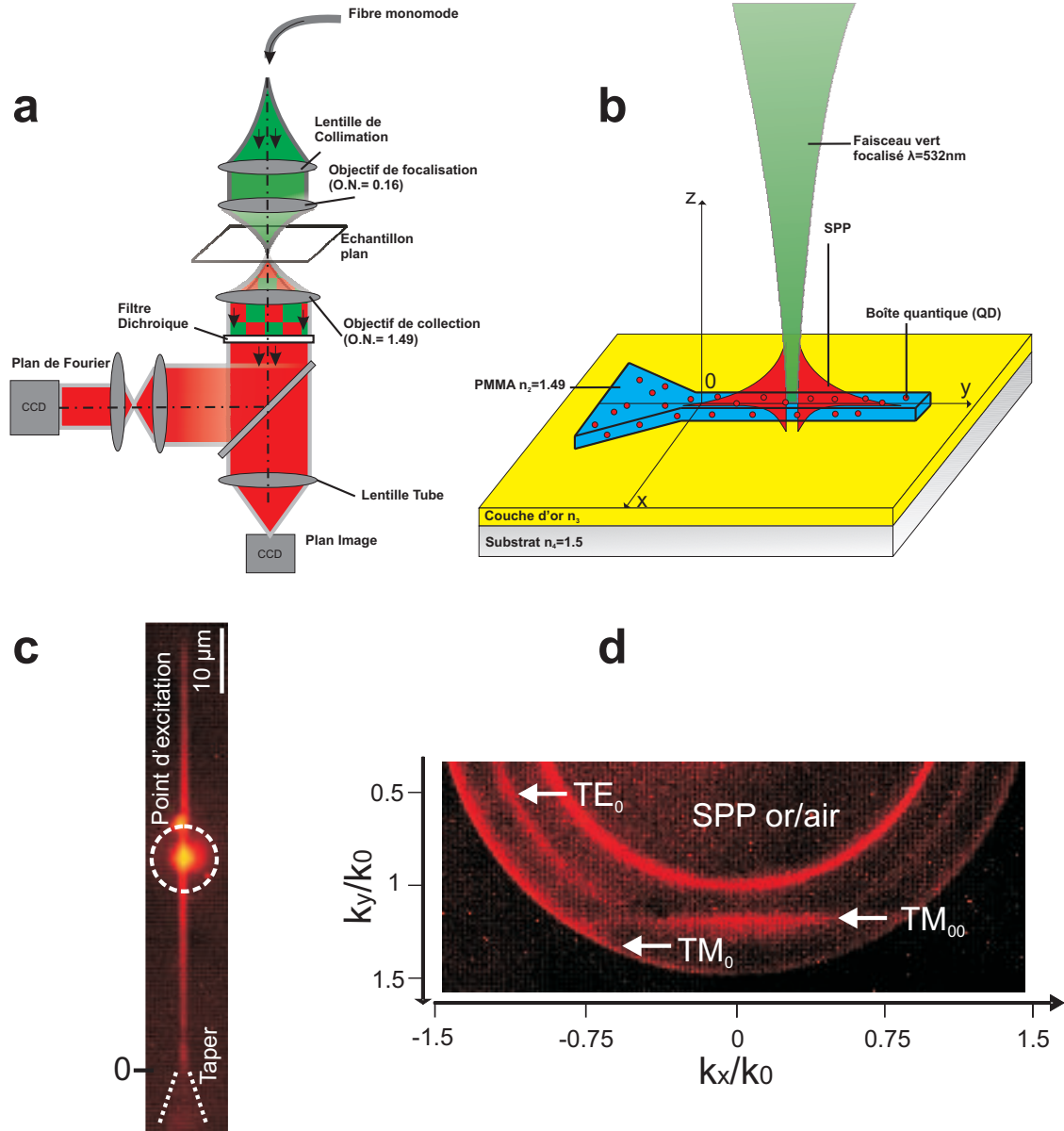


FIGURE 6.10 – (a) Montage expérimental : les QDs sont excités avec un laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $O.N. = 0.16$) focalisé au centre du guide. (b) Représentation schématique de l'excitation du mode plasmon guidé par l'émission des QDs vers $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ (mode noté SPP). (c) Fluorescence des QDs (longueur d'onde d'émission autour de $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$) enregistrée dans le plan image. (d) La fluorescence des QDs est enregistrée dans le plan de Fourier pour une excitation défocalisée étendue. Les flèches indiquent les modes. L'indice effectif du mode plasmon de surface or-air ($N_{eff} \sim 1.0$) et l'ouverture numérique de l'objectif ($O.N. = 1.49$) ont été utilisés pour calibrer le plan de Fourier. L'image est saturée pour plus de clarté.

6.2.3 Gain par émission stimulée des QDs dans le guide

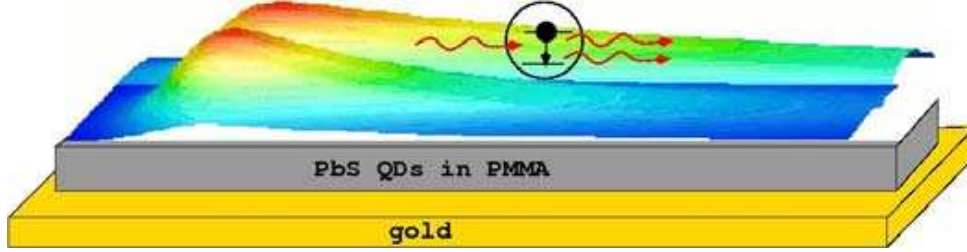


FIGURE 6.11 – Concept de la compensation des pertes du plasmon dans une géométrie confinée. La distribution d'intensité d'un plasmon de propageant dans un DLSPW dopé avec des QDs est calculée lorsque les QDs sont dans leur état fondamental ($\varepsilon'' = 0$) au premier plan ou sont pompés dans leur état excité ($\varepsilon'' = -7 \times 10^{-3}$) au second plan. L'émission stimulée du plasmon de surface augmente significativement la longueur de propagation du mode. ε'' représente la partie imaginaire de la constante du polymère. $\varepsilon'' < 0$ modélise un matériau à gain.

La figure 6.11 décrit schématiquement le concept de propagation assistée par émission stimulée étudiée dans ce paragraphe et la figure 6.12 présente le montage utilisé.

Etude en plan d'imagerie

Les figures 6.13 (a) et (b) montrent la décroissance exponentielle de l'intensité du mode le long du guide ($L_{SPP} = 13.6 \pm 0.8 \mu m$) excité à $\lambda = 1.55 \mu m$ en l'absence de pompage des QDs. A cause de l'absorption et de la diffusion par les QDs, la longueur de propagation L_{SPP} est légèrement inférieure à la longueur de propagation mesurée pour un guide non dopé (passif) avec les mêmes dimensions ($L_{SPP} = 14.1 \pm 0.5 \mu m$). Nous pouvons noter que cette différence est faible à cause de la faible concentration des QDs dans le guide ($N \sim 9 \times 10^{16} cm^{-3}$), correspondant à une fraction en volume de $f = 7\%$. Cette faible longueur de propagation est due à de fortes pertes radiatives, ce qui permet une étude rapide en microscopie à fuites radiatives, limitant ainsi le photoblanchiment des QDs. Une fois le phénomène de gain optique démontré, il sera facile de réduire ces pertes en augmentant l'épaisseur du film métallique.

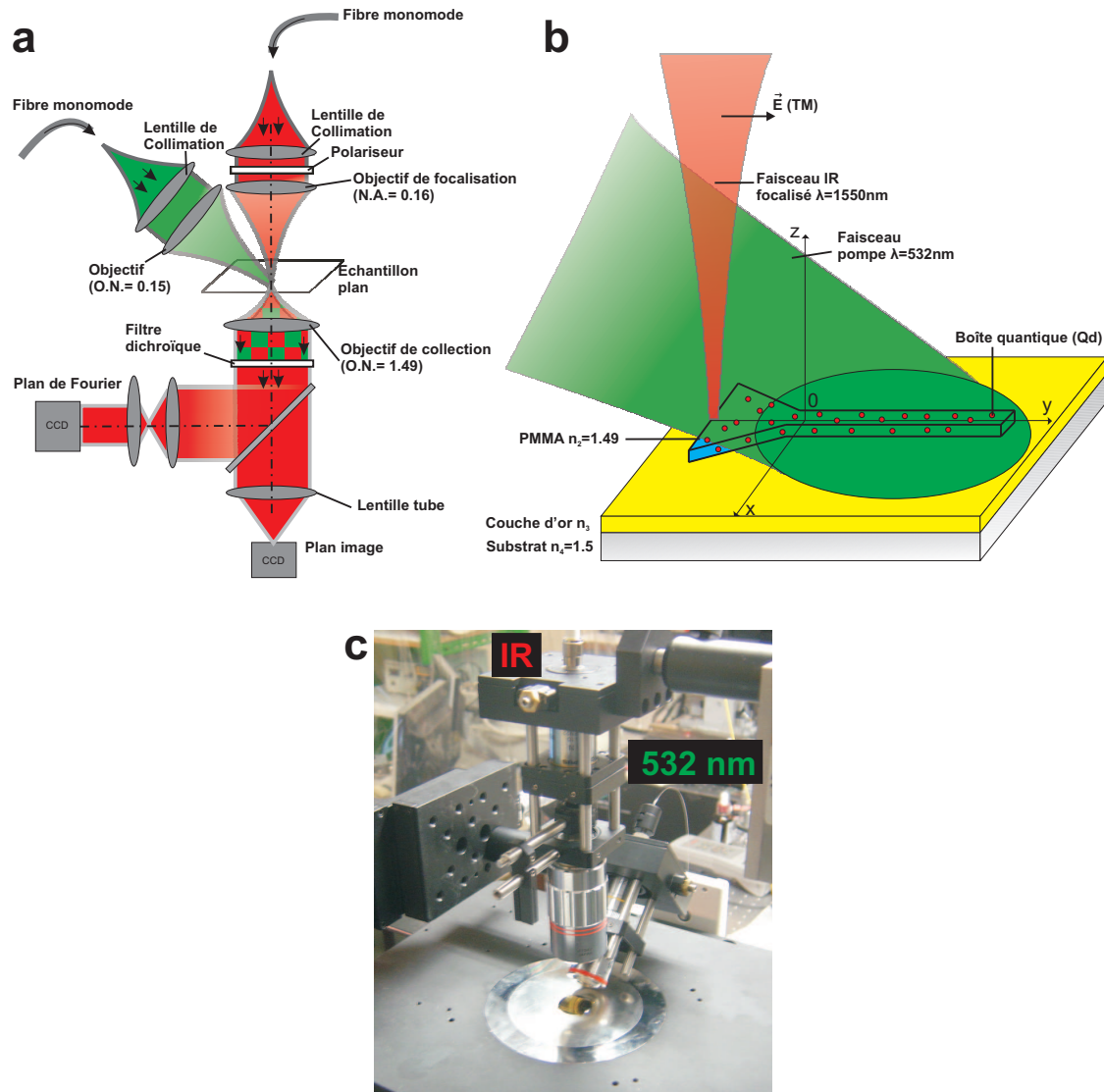


FIGURE 6.12 – (a) Montage de microscopie à fuites radiatives. Le DLSPPW est excité à l'aide d'un faisceau laser infrarouge focalisé sur le bord de la zone large en PMMA. Un laser pompe à 532 nm les QDs dans leur état excité. Le signal transmis sous la surface est enregistré dans le plan image et dans le plan de Fourier dans le proche infrarouge. Nous utilisons une caméra CCD refroidie pour obtenir des images clairement définies en microscopie à fuites radiatives. (b) Détail aux alentours du guide. (c) Photographie du dispositif expérimental.

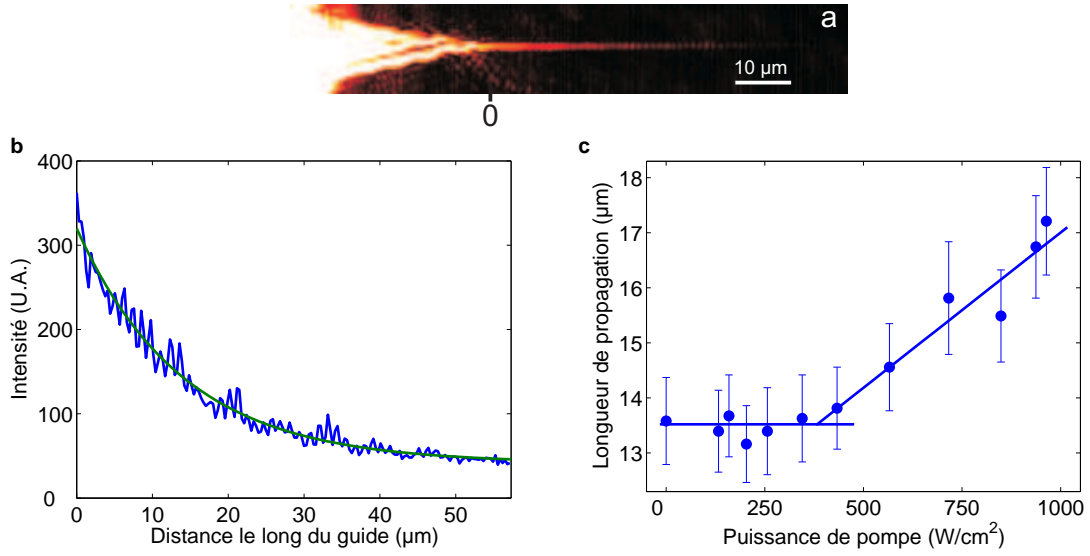


FIGURE 6.13 – (a) Intensité mesurée le long du guide. Le mode plasmon de surface est excité en focalisant un faisceau laser infrarouge ($\lambda = 1.55 \mu m$) sur le bord large. (b) Coupe selon l'axe du guide. La courbe verte représente la décroissance exponentielle. (c) Longueur de propagation mesurée pour des puissances de pompe croissantes ($\lambda = 532 nm$) à une puissance de laser infrarouge constante. Les lignes bleues sont des guides visuels.

Afin d'étudier l'influence des QDs pompés sur le mode guidé, le guide est excité de manière homogène par le faisceau pompe à 532 nm (voir figure 6.12)). La figure 6.13 (c) représente les longueurs de propagation $L_{SPP}(I_P)$ mesurées en fonction de la puissance de pompe I_P . La longueur de propagation reste constante autour de $13.5 \mu m$ pour des puissances de pompe inférieures à $500 W.cm^{-2}$ et croît jusqu'à $17.2 \pm 1 \mu m$ pour $1000 W.cm^{-2}$, dépassant la longueur de propagation du guide non dopé. Comme déjà discuté au paragraphe 6.1.4, ce gain net de 27% ne peut pas s'expliquer par une variation thermique de l'indice optique du PMMA [117], suggérant une contribution de l'émission stimulée du plasmon de surface [106, 108, 109]. Une signature de l'émission stimulée est un rétrécissement spectral de la lumière émise [108]. Pour vérifier cela, nous avons utilisé un spectrographe fibré couplé à une fibre monomodale fonctionnant à température ambiante. Malheureusement, la combinaison des pertes lors du couplage dans la fibre, du faible rapport signal sur bruit à température ambiante et le temps d'acquisition limité pour éviter le photoblanchiment nous ont empêché de démontrer sans ambiguïté un rétrécissement spectral. Cependant, nous avons pu contourner ce problème en analysant les images mesurées dans le plan de Fourier.

Etude en plan de Fourier

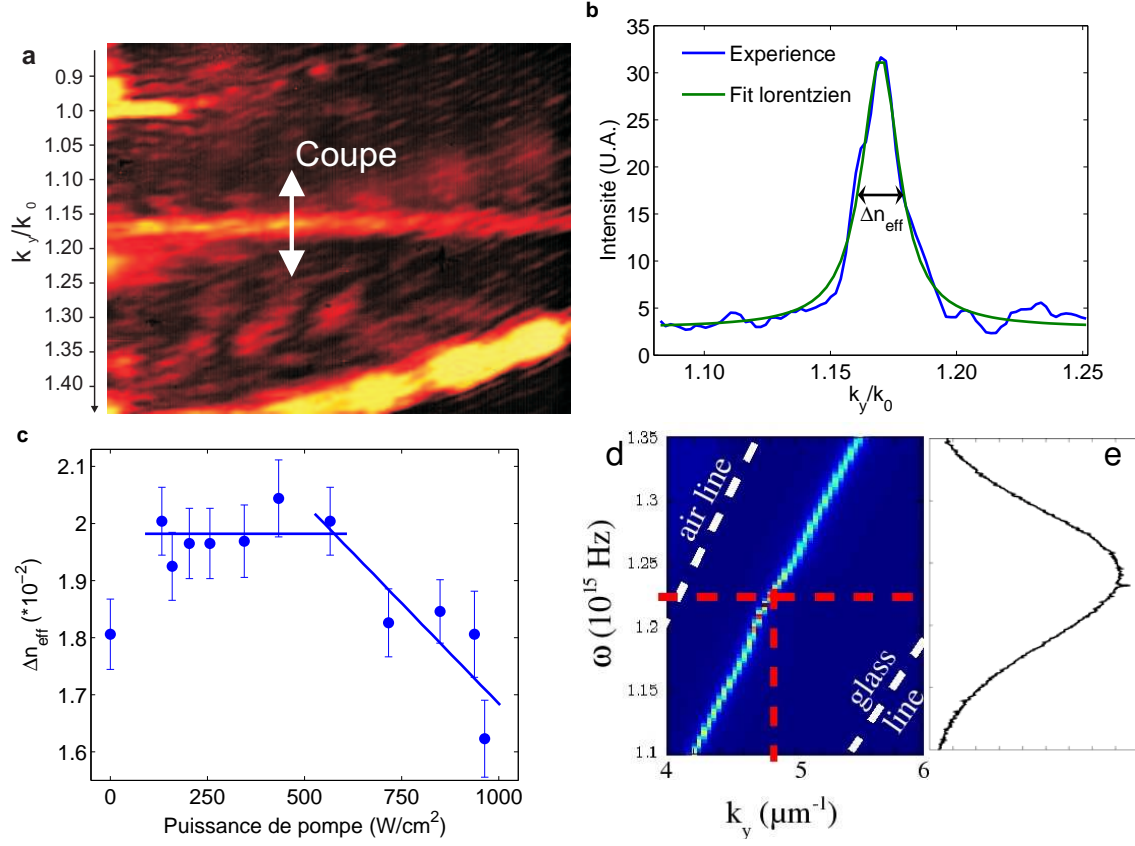


FIGURE 6.14 – (a) Image mesurée dans le plan de Fourier (sans excitation des QDs). (b) Largeur à mi-hauteur ΔN_{eff} de l'indice effectif. La résonance suit un profil lorentzien (courbe verte). (c) Evolution de ΔN_{eff} avec la puissance de pompe. (d) Densité de modes calculée en fonction de la constante de propagation k_y et de la fréquence ω . Les lignes en pointillés rouges correspondent à une longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu m$. (e) Spectre d'émission des QDs.

Le rétrécissement spectral caractéristique de l'émission stimulée du plasmon de surface peut être étudié soit dans l'espace des fréquences à une constante de propagation donnée, soit dans l'espace des vecteurs d'onde à une fréquence fixée (voir la figure 2 de la référence [108]). La figure 6.14 présente l'effet de l'émission stimulée sur la largeur à mi-hauteur de la courbe de l'indice effectif. L'émission stimulée est liée à un rétrécissement de la largeur à mi-hauteur à la résonance autour de l'indice effectif du mode guidé. En effet, l'émission stimulée produit un mode strictement identique au plasmon de surface responsable de la stimulation. En l'absence de pompage, la largeur de la résonance $\Delta N_{eff} = (1.806 \pm 0.06) \times 10^{-2}$ est en accord avec la relation $\Delta N_{eff} = \lambda / (2\pi L_{SPP}) = (1.81 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ (voir le paragraphe 3.2.2 du chapitre 3 et l'équation 4.2 du chapitre 4) [54, 85]. Sous le seuil de transparence (inversion de

population), la largeur du mode est principalement dominée par le spectre d'émission large des QDs de telle sorte que la largeur de l'indice effectif reste à peu près constante pour des puissances de pompe en dessous de 500 W.cm^{-2} (figure 6.14 (c)). Plus précisément, la figure 6.14 (d) représente la relation de dispersion $\omega = f(k_y)$ du guide. La constante de propagation du plasmon guidé varie de $k_y = 4.5 \mu\text{m}^{-1}$ ($N_{eff} = 1.17$) à $k_y = 5.4 \mu\text{m}^{-1}$ ($N_{eff} = 1.24$) sur la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission des QDs (6.14 (e)). Pour de faibles puissances de pompe, l'émission spontanée des QDs se couple au mode DLSPPW avec un large spectre, créant ainsi un élargissement de la courbe de l'indice effectif. La forme de la résonance aux faibles puissances de pompage est discutée au paragraphe suivant. Lorsque l'inversion de population se produit, l'émission stimulée augmente la quantité d'énergie couplée à la propagation du mode excité à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. La figure 6.14 (c) montre clairement une diminution de la largeur de la courbe de l'indice effectif au dessus de 500 W.cm^{-2} . Cette réduction de la largeur de la courbe indique que l'émission stimulée du plasmon de surface [108, 109] se produit en connexion avec la croissance nette de la longueur de propagation L_{SPP} (Figure 6.13 (c)). Il est important de noter que la réduction observée de l'indice effectif vient de deux contributions qui ne sont pas indépendantes. La première contribution provient de la compensation des pertes. La réduction des pertes rétrécit fortement la largeur du mode dans la mesure où $\Delta N_{eff}(\lambda) = \lambda/[2\pi L_{SPP}(\lambda)]$. La seconde contribution résulte d'une baisse de l'émission spontanée en faveur de l'émission stimulée, ce qui implique que l'émission des QDs balaye une zone plus petite de la courbe de dispersion du guide, d'où une diminution de la largeur de résonance.

Profil de la résonance en présence d'émission spontanée

Nous discutons ici l'élargissement de la résonance observée lors du couplage de l'émission spontanée des QDs au DLSPPW, sous le seuil d'inversion de population. Pour commencer, nous supposons que le pic d'émission des QDs $F(\omega)$ et que l'intensité enregistrée dans le plan de Fourier $I(\omega, k_{//})$ ont la forme d'une lorentzienne :

$$F(\omega) = \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_{fluo})^2 + \Delta\omega^2}, \quad (6.1)$$

$$I(\omega) = \frac{\Delta\omega(k_{//})}{[\omega - \omega_{SPP}(k_{//})]^2 + \Delta\omega(k_{//})^2}, \quad (6.2)$$

où ω_{fluor} représente le spectre d'émission des QDs. Ainsi, la décroissance des QDs dans les modes du DLSPW est une convolution de ces deux lorentziennes [120, 121],

$$I(k_{//}) = \int d\omega F(\omega) I(\omega, k_{//}) = \frac{\Delta\omega + \Delta\omega(k_{//})}{[\omega_{fluor} - \omega_{SPP}(k_{//})]^2 + [\Delta\omega + \Delta\omega(k_{//})]^2}. \quad (6.3)$$

Dans la mesure où nous caractérisons le mode de guide dans le plan des indices effectifs (plan de Fourier), il est nécessaire de réécrire l'équation 6.3 en fonction de $k_{//}$. En utilisant la vitesse de groupe v_g , nous faisons une approximation de la relation de dispersion $\omega_{SPP}(k_{//}) = \omega_{fluor} + v_g[k_{//} - k_{//}(\omega_{fluor})]$ à proximité du pic d'émission de fluorescence des QDs. L'équation 6.3 devient alors

$$I(k_{//}) = \frac{\Delta\omega + \Delta\omega(k_{//})}{v_g^2[k_{//} - k_{//}(\omega_{fluor})]^2 + [\Delta\omega + \Delta\omega(k_{//})]^2}. \quad (6.4)$$

$I(k_{//})$ a aussi la forme d'une lorentzienne dans le plan de Fourier. Nous pouvons noter que l'émission des QDs peut être mieux décrite par une fonction Gaussienne de sorte que le signal mesuré $I(k_{//})$ est une fonction de Voigt, qui n'est pas analytique. Cependant, nous apportons ici une compréhension physique au signal enregistré dans le plan de Fourier. Nous pouvons ainsi expliquer qualitativement l'élargissement de l'indice effectif mesuré sur la figure 6.14 (c) sous le seuil de transparence.

Gain optique

En présence du milieu à gain, il y a donc compensation partielle des pertes lors de la propagation du mode guidé. L'intensité suit donc une loi de la forme

$$I(I_P, y) = I_0 e^{-y/L_{SPP}} \times G(I_P, y) = I_0 e^{-y/L_{SPP}} e^{g(I_P)y}, \quad (6.5)$$

où G est appelé "gain optique" du milieu et g le coefficient intrinsèque de gain optique [122]. Il vient immédiatement que le coefficient g se déduit des longueurs de propagation mesurées selon

$$g(I_P) = \frac{1}{L_{SPP}(0)} - \frac{1}{L_{SPP}(I_P)}. \quad (6.6)$$

La figure 6.15 représente l'évolution de g avec la puissance de pompe. Ce coefficient est comparé à des simulations numériques obtenues en imposant des valeurs négatives à la partie imaginaire ε'' de la constante diélectrique du guide d'onde. L'épaisseur de la couche d'or est ajustée à 35 nm afin que la longueur de propaga-

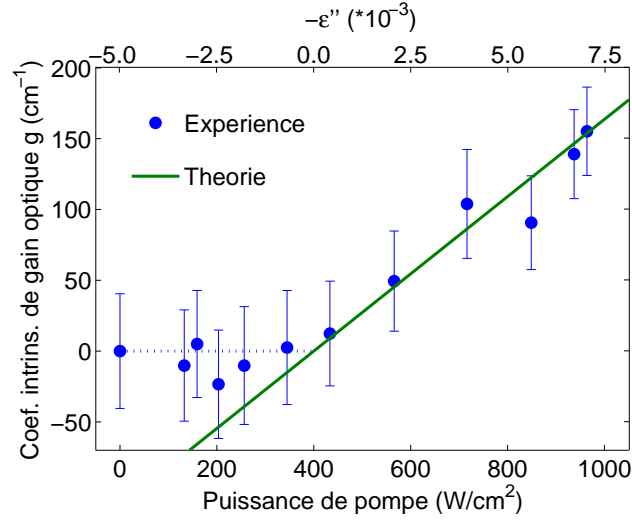


FIGURE 6.15 – Coefficient intrinsèque de gain optique $g(I_P) = [1/L_{SPP}(0) - 1/L_{SPP}(I_P)]$ mesuré en fonction de la puissance de pompe (points bleus, échelle du bas) ou calculé en fonction de la partie imaginaire ε'' de la constante diélectrique du DLSPW (ligne verte, échelle du haut).

tion calculée pour $\varepsilon'' = 0$ soit égale à celle mesurée sans la pompe. La petite différence avec l'épaisseur expérimentale (40 nm) s'explique par des pertes radiatives extrinsèques additionnelles dues à la diffusion par la rugosité de l'or et les nanocristaux de PbS. Le gain optique peut être estimé à partir des paramètres expérimentaux [108]. Un matériau à gain est modélisé par une partie imaginaire ε'' du polymère négative. ε'' est donnée par

$$\varepsilon'' = \frac{n_{PMMA}\lambda}{2\pi} \Delta N \sigma_{st}, \quad (6.7)$$

où

- $n_{PMMA} = 1.49$ est l'indice du PMMA.
- ΔN est l'inversion de population (si $\Delta N > 0$: population non inversée, $\varepsilon'' > 0$, il y a absorption, si $\Delta N < 0$: inversion de population, $\varepsilon'' < 0$, il y a gain).
- σ_{st} est la section efficace d'émission stimulée.

Les populations dépendent de l'irradiance d'excitation I_P selon

$$\Delta N = \frac{k_P N}{k_P + k_S}, \quad (6.8)$$

en supposant l'inversion complète, où

- $N = 9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est la densité de QDs dans le polymère.
- $k_S = 1/\tau = 10^6 \text{ s}^{-1}$ est le taux d'émission.
- $k_P = \frac{n_{PMMA}\lambda_P}{2hc} \sigma_{abs} I_P$ est le taux d'excitation, $\sigma_{abs} = 4.3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ étant la

section efficace d'absorption à $\lambda_P = 532 \text{ nm}$.

σ_{abs} est déterminé à partir du coefficient d'extinction molaire ϵ : $\sigma_{abs} = 3.825 \times 10^{-21} \epsilon(\lambda)$ [123].

σ_{st} est le seul paramètre inconnu et est ajusté à $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ afin de reproduire le gain expérimental (figure 6.15). Cette valeur est probablement sous-estimée à cause de l'inhibition de fluorescence des QDs proches du métal et un modèle plus raffiné devra être considéré [124]. Néanmoins, le gain optique expérimental est qualitativement bien reproduit au dessus du seuil de transparence ($\sim 500 \text{ W.cm}^{-2}$).

6.2.4 Conclusion

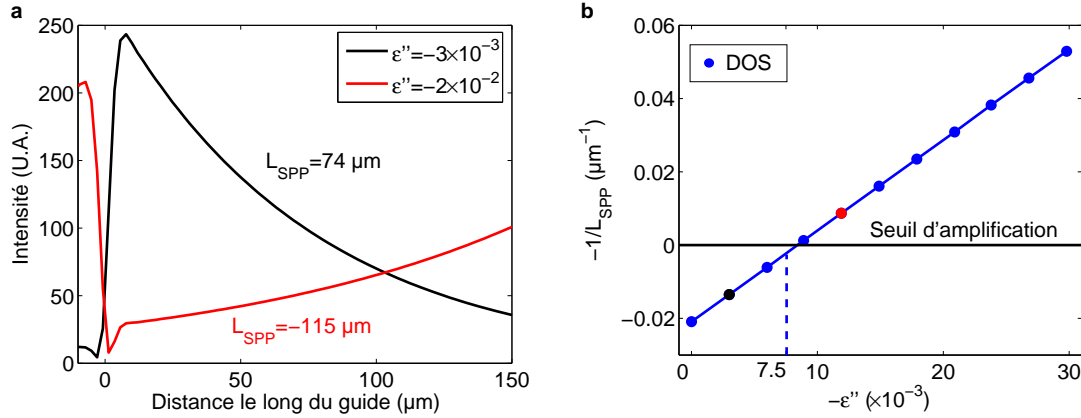


FIGURE 6.16 – Gain simulé avec la méthode de la fonction de Green dans les mêmes conditions que l'expérience avec une épaisseur d'or de 100 nm . (a) $\epsilon'' = -3 \times 10^{-3}$ (sous le seuil d'amplification) et $\epsilon'' = -2 \times 10^{-2}$ (au dessus du seuil d'amplification). (b) Représentation de $-1/L_{SPP}$ en fonction de $-\epsilon''$. On note qu'à cette épaisseur d'or, $\epsilon'' = -7.5 \times 10^{-3}$ permet de s'approcher du seuil d'amplification.

Nous avons démontré une compensation partielle des pertes par émission stimulée de plasmons. Bien que ceci ne soit pas une amplification, plusieurs stratégies sont envisageables pour réaliser un amplificateur plasmonique. Le gain optique dans les boîtes quantiques PbS est limité en raison d'une forte dégénérescence du niveau excité ($g = 8$), nécessitant la création de quatre excitons au moins pour atteindre l'inversion de population [125]. Un milieu à gain optimisé ainsi qu'une couche d'or plus épaisse (réduction des pertes radiatives) contribueraient certainement à améliorer le gain optique (Figure 6.16). La réalisation d'amplificateurs plasmoniques intégrés pourrait représenter un élément clé pour l'interconnexion de circuits tout-optiques miniaturisés [40, 41, 43, 117]. Finalement, signalons un résultat très récent démontrant un effet SPASER dans un guide hybride [126]. Dans cette configuration,

le mode guidé résulte du couplage entre un mode SPP de film et un mode type fibre optique. La fibre étant un barreau de semi-conducteur, un effet laser a pu être observé. Pour des diamètres de barreaux semi-conducteurs inférieurs à 150 nm , le seuil du SPASER est nettement abaissé ($\sim 40\text{ MW/cm}^2$) comparé au laser correspondant ($> 200\text{ MW/cm}^2$). Ce premier SPASER ouvre une nouvelle voie pour l'étude des plasmons de surface [127, 128].

Conclusion

La plasmonique intégrée a atteint un premier niveau de maturité. De nombreux composants *passifs* basés sur l'utilisation de guides plasmoniques sont désormais validés [36, 75, 77]. De plus, les processus de guidage de plasmon-polariton de surface sont bien compris.

Au cours de cette thèse, nous avons démontré qu'il est possible de réaliser des composants plasmoniques *actifs* précurseurs de composants tout-optiques basés sur la technologie DLSPPW. Nous avons considéré la compensation des pertes par émission stimulée. En effet, il est indispensable de limiter les pertes pour des applications en photonique intégrée. Différentes alternatives peuvent être envisagées pour surmonter le problème des pertes. En particulier, les plasmon-polaritons de surface longue-portée permettent d'obtenir des distances de propagation de l'ordre du millimètre, mais au détriment du confinement modal. L'utilisation de structures métalliques cristallines est sans doute une voie à privilégier pour limiter les pertes intrinsèques dans le métal.

En améliorant le gain, nous pouvons espérer, basé sur la technologie DLSPPW, réaliser un SPASER, l'analogue plasmonique du laser. Sa réalisation pourrait aboutir à une révolution pour les applications en nanotechnologie dans la mesure où il s'agirait d'une source de plasmon intégrée. Par ailleurs, des polymères thermo-optiques peuvent aussi être utilisés pour réaliser des modulateurs optiques mais aussi un puissance-mètre [129]. Enfin, d'autres types de composants plasmoniques dynamiques indispensables à la concrétisation du concept de circuit plasmonique capable d'opérations logiques peuvent être envisagées par l'ingénierie des matériaux polymères. Parmi les projets pouvant découler de ce travail de thèse, figurent aussi divers types d'applications telles que des capteurs chimiques ou biologiques à transduction optique miniaturisés.

Enfin, de nouvelles configurations doivent être proposées pour augmenter significativement le taux d'intégration des composants plasmoniques. Les nanofils métalliques sont de bons candidats puisqu'ils n'ont pas de diamètre de coupure pour le mode

fondamental. Les autres configurations posent le problème d'avoir une taille de coupure, comme par exemple les guides rubans (voir chapitre 5), ou de nécessiter de films métalliques épais, comme les guides en "V".

Malgré cela, les DLSPPWs sont optimaux pour commuter des signaux optiques sur de courtes distances, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Au contraire, les commutateurs optiques les plus performants actuellement ont des dimensions millimétriques, qu'ils soient basés sur une modulation électro-optique (commutateurs en niobate de lithium $LiNbO_3$) ou à l'aide d'amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA pour "Semiconductor Optical Amplifier"). D'autre part, la technologie photonique intégrée reposant sur du silicium est naturellement compatible avec l'électronique. Une approche consiste donc à intégrer la technologie DLSPPW dans un système photonique intégré à base de silicium. C'est l'approche du projet européen PLATON (2010-2013) qui prolonge le projet PLASMOCOM.

Publications relatives à cette thèse

Publications parues

1. G. Colas des Francs, J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey , J.-C. Weeber et A. Dereux. *Integrated plasmonic waveguides : a mode solver based on density of states formulation*. Physical Review B **80**, 115419 (2009).
2. J. Grandidier, G. Colas des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey , J.-C. Weeber, C. Finot et A. Dereux. *Gain-assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength*. Nano Letters **9**, 2935-2939 (2009).
3. J. Grandidier, S. Massenot, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J.-C. Weeber, L. Markey, A. Dereux, J. Renger, M.U. González et R. Quidant. *Dielectric loaded surface plasmon polariton waveguide : figures of merit and mode characterization by image and Fourier plane leakage microscopy*. Physical Review B **78**, 245419 (2008).
4. S. Massenot, J.-C. Weeber, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J. Grandidier, L. Markey, et A. Dereux. *Differential method for modeling dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides*. Optics Express **16**, 17599-17608 (2008).
5. S. Massenot, J. Grandidier, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J.-C. Weeber, L. Markey, A. Dereux, J. Renger, M.U. González et R. Quidant. *Polymer-metal waveguides characterization by Fourier plane leakage radiation microscopy*. Applied Physics Letters **91**, 243102 (2007).
6. J. C. Weeber, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, S. Massenot, J. Grandidier, L. Markey et A. Dereux. *Surface plasmon propagation along co-planar coupled cavities*. Physical Review B **76**, 113405 (2007).

Publications à paraître

1. J. Grandidier, G. Colas des Francs, L. Markey, S. Massenot, J.-C. Weeber, A. Bouhelier et A. Dereux, *Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides on a finite-width metal stripe at telecom wavelength*. soumis à Applied Physics Letters (2009).
2. J. Grandidier, G. Colas des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, J.-C. Weeber, L. Markey et Alain Dereux, *Leakage radiation microscopy of surface plasmon coupled emission : investigation of gain assisted propagation in an integrated plasmonic waveguide*. soumis à Journal of Microscopy (2009)

Proceedings

1. S. Massenot, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J. Grandidier, L. Markey, J.-C. Weeber et A. Dereux. *Etude et caractérisation expérimentale de plasmons de surface confinés par des guides d'ondes diélectriques*. JNOG Lannion (2008).
2. J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J.-C. Weeber, L. Markey et A. Dereux. *Surface plasmon routing in dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides*. SPIE Vol. **7033** (2008).

Articles de revue

1. S. Massenot, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J. Grandidier, L. Markey, J.-C. Weeber et A. Dereux. *Etude et caractérisation expérimentale de plasmons de surface confinés par des guides d'ondes diélectriques*. Photoniques n° **39** (2009).
2. G. Colas des Francs, J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, J.-C. Weeber et A. Dereux. *Composants plasmoniques pour la photonique intégrée*. ICB News (2009).

Bibliographie

- [1] W.L. Barnes, A. Dereux et T.W. Ebbesen. *Surface plasmon subwavelength optics*. Nature **424**, 824–830 (2003).
- [2] H. Raether. *Surface Plasmons*. Springer-Verlag, Berlin (1988).
- [3] R. G. Hunsperger. *Integrated optics : theory and technology*. Springer Verlag (2002).
- [4] B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, A. L. Stepanov, A. Drezet, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. R. Krenn. *Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides*. Applied Physics Letters **88**, 94104 (2006).
- [5] G. E. Moore. *Cramming more components onto integrated circuits*. Electronics **38** (1965).
- [6] J. D. Meindl, J. A. Davis, P. Zarkesh-Ha, C. S. Patel, K. P. Martin et P. A. Kohl. *Interconnect opportunities for gigascale integration*. J. Res. & Dev. **46**, 245 – 262 (2002).
- [7] S. E. Miller. *Integrated optics : an introduction*. Bell Syst. Tech. J. **48**, 2059 – 2069 (1969).
- [8] R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran et M. L. Brongersma. *Plasmonics : the next chip-scale technology*. Materials Today **9**, 20–27 (2006).
- [9] G. T. Reed et A. P. Knights. *Silicon Photonics*. Wiley (2004).
- [10] J. D. Joannopoulos, R. Meade et J. Winn. *Photonic crystals : modeling the flow of light*. Princeton Press (1995).
- [11] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve et S. Fan. *Photonic crystals : putting a new twist on light*. Nature **386**, 143–145 (1997).
- [12] H. A. Atwater, S. Maier, A. Polman, J. A. Dionne et L. Sweatlock. *The new "p-n junction" : plasmonics enables photonic access to the nanoworld*. MRS Bulletin **30**, 385 – 389 (2005).

- [13] E. Ozbay. *Plasmonics : merging photonics and electronics at nanoscale dimensions*. Science **311**, 189 (2006).
- [14] S. Lal, S. Link et N. J. Halas. *Nano-optics from sensing to waveguiding*. Nature Photonics **1**, 641 – 648 (2007).
- [15] J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto et T. Kobayashi. *Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter*. Optics Letters **22**, 475 (1997).
- [16] R. M. Dickson et L.A. Lyon. *Unidirectional plasmon propagation in metallic nanowires*. Journal of Physical Chemistry B **104**, 6095–6098 (2000).
- [17] H. Ditlbacher, A. Hohenau, D. Wagner, U. Kreibig, M. Rogers, F. Hofer, F. R. Aussenegg et J. R. Krenn. *Silver nanowires as surface plasmon resonators*. Physical Review Letters **95**, 257403 (2005).
- [18] A. Graff D. Wagner H. Ditlbacher et U. Kreibig. *Silver nanowires*. Eur. Phys. J. D **34**, 263 – 269 (2005).
- [19] T. Laroche, A. Vial et M. Roussey. *Crystalline structure's influence on the near-field optical properties of single plasmonic nanowires*. Applied Physics Letters **91**, 123101 (2007).
- [20] A. W. Sanders, D. A. Routenberg, B. J. Wiley, Y. Xia, E. R. Dufresne et M. A. Reed. *Observation of plasmon propagation, redirection, and fan-out in silver nanowires*. Nano Letters **6**, 1822 – 1826 (2006).
- [21] J.-C. Weeber, M. U. González, A.-L. Baudrion et A. Dereux. *Surface plasmon routing along right angle bent metal strips*. Applied Physics Letters **87**, 221101 (2005).
- [22] J.-C. Weeber, Y. Lacroute et A. Dereux. *Optical near-field distributions of surface plasmon waveguide modes*. Physical Review B **68**, 115401 (2003).
- [23] M. U. González, J.-C. Weeber, A.-L. Baudrion, A. Dereux, A. L. Stepanov, J. R. Krenn, E. Devaux et T. W. Ebbesen. *Design, near-field characterization, and modeling of 45° surface-plasmon bragg mirrors*. Physical Review B **73**, 155416 (2006).
- [24] R. Zia, A. Chandran et M. L. Brongersma. *Dielectric waveguide model for guided surface polaritons*. Optics Letters **30**, 1473 – 1475 (2005).
- [25] R. Fuchs et K. L. Kliewer. *Optical modes of vibration in an ionic crystal slab*. Physical Review **140**, A2076 – A2088 (1965).

- [26] K. L. Kliewer. *Nonlocal effects in photoemission studies with nonnormally incident light*. Physical Review Letters **33**, 900 – 903 (1974).
- [27] R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo et E. Lisicka-Shrzek. *Experimental observation of plasmon-polariton waves supported by a thin metal film of finite width*. Optics Letters **25**, 844 (2000).
- [28] A. Boltasseva, T. Nikolajsen, K. Leosson, K. Kjaer, M. S. Larsen et S. I. Bozhevolnyi. *Integrated optical components utilizing long-range surface plasmon polaritons*. Journal of Lightwave Technology **23**, 413–422 (2005).
- [29] K. Leosson, T. Nikolajsen, A. Boltasseva et S. I. Bozhevolnyi. *Long-range surface plasmon polariton nanowire waveguides for device applications*. Optics Express **14**, 314 – 319 (2006).
- [30] J. T. Kim, J. J. Ju, S. Park, M. Kim, S. K. Park et M.-H. Lee. *Chip-to-chip optical interconnect using gold long-range surface plasmon polariton waveguides*. Optics Express **16**, 13133 – 13138 (2008).
- [31] B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. Krenn. *Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides : bends and directional couplers*. Applied Physics Letters **91**, 081111 (2007).
- [32] J.-C. Weeber, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, L. Markey et A. Dereux. *Submicrometer in-plane integrated surface plasmon cavities*. Nano Letters **7**, 1352–1359 (2007).
- [33] F. Lopez-Tejeira, S. G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, F. J. García-Vidal, E. Devaux, T. W. Ebbesen, J. R. Krenn, I. P. Radko, S. I. Bozhevolnyi, M. U. González, J. C. Weeber et A. Dereux. *Efficient unidirectional nanoslit couplers for surface plasmons*. Nature Physics **3**, 324–328 (2007).
- [34] J. Y. Laluet, E. Devaux, C. Genet, T. W. Ebbesen, J. C. Weeber et A. Dereux. *Optimization of surface plasmons launching from subwavelength hole arrays : modelling and experiments*. Optics Express **15**, 3488 – 3495 (2007).
- [35] V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen et S. I. Bozhevolnyi. *Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators*. Nature **440**, 508–511 (2006).
- [36] T. Ebbesen, C. Genet et S. I. Bozhevolnyi. *Surface-plasmon circuitry*. Physics Today **61**, 44 – 50 (2008).

- [37] F. I. Baida, A. Belkhir, D. Van Labeke et O. Lamrous. *Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes*. Physical Review B **74**, 205419 (2006).
- [38] F. I. Baida. *Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the tem mode*. Applied Physics B **89**, 145 – 149 (2007).
- [39] L. Thylén, S. He, L. Wosinski et D. Dai. *The moore's law for photonic integrated circuits*. Journal of Zhejiang University SCIENCE A **7**, 1961 – 1967 (2006).
- [40] J. Dintinger, S. Klein et T. Ebbesen. *Molecule-surface plasmon interactions in hole arrays : enhanced absorption, refractive index changes, and all-optical switching*. Advanced Materials **18**, 1267 – 1270 (2006).
- [41] D. Pacifici, H. J. Lezec et H. A. Atwater. *All-optical modulation by plasmonic excitation of cdse quantum dots*. Nature Photonics **1**, 402 – 406 (2007).
- [42] K. F. MacDonald, Z. L. Sámsón, M. I. Stockman et N. I. Zheludev. *Ultrafast active plasmonics*. Nature Photonics **3**, 55 – 58 (2008).
- [43] G. P. Wiederrecht, J. E. Hall et A. Bouhelier. *Control of molecular energy redistribution pathways via surface plasmon gating*. Physical Review Letters **98**, 083001 (2007).
- [44] J. A. Dionne, K. Diest, L. A. Sweatlock et H. A. Atwater. *Plasmostor : A metal-oxide-si field effect plasmonic modulator*. Nano Letters **9**, 897 – 902 (2009).
- [45] D. M. Koller, A. Hohenau, H. Ditlbacher, N. Galler, F. Reil, F.R. Aussenegg, A. Leitner, E. J. W. List et J. R. Krenn. *Organic plasmon-emitting diode*. Nature Photonics **2**, 684 – 687 (2008).
- [46] A. L. Falk, F. H. L. Koppens, C. L. Yu, K. Kang, N. de Leon Snapp, A. V. Akimov, M.-H. Jo, M. D. Lukin et H. Park. *Near-field electrical detection of optical plasmons and single-plasmon sources*. Nature Physics **5**, 475 – 479 (2009).
- [47] D. J. Bergman et M. I. Stockman. *Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation : quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems*. Physical Review Letters **90**, 027402 (2003).
- [48] A. W. Snyder et J. Love. *Optical waveguide theory*. Chapman and Hall, London (2009).
- [49] J. A. Kong. *Electromagnetic wave theory*. John Wiley & Sons (1986).

- [50] M. Born et E. Wolf. *Principles of optics*. Cambridge University Press (2003).
- [51] B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye et D. W. Pohl. *Local excitation, ecattering, and interference of surface plasmons*. Physical Review Letters **77**, 1889 (1996).
- [52] A. Bouhelier, T. Huser, H. Tamaru, H.-J. Güntherodt, D. W. Pohl, F. I. Baida et D. Van Labeke. *Plasmon optics of structured silver films*. Physical Review B **63**, 155404 (2001).
- [53] A. Hohenau, J. R. Krenn, A. L. Stepanov, A. Drezet, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Leitner et F. R. Aussenegg. *Dielectric optical elements for surface plasmons*. Optics Letters **30**, 893 – 895 (2005).
- [54] A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller, A. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. R. Krenn. *Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons*. Materials Science and Engineering B **149**, 220 – 229 (2008).
- [55] Dietrich Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. New York, Academic Press, Inc. (1991).
- [56] E. Amenogiannis, E. N. Glytsis et T. K. Gaylord. *Determination of guided and leaky modes in lossless and lossy planar multilayer optical waveguides : reflection pole method and wvector density method*. Journal of Lightwave Technology **17**, 929 (1999).
- [57] T. Holmgaard et S. I. Bozhevolnyi. *Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*. Physical Review B **75**, 245405 (2007).
- [58] J. T. Robinson, K. Preston, O. Painter et M. Lipson. *First-principle derivation of gain in high-indexcontrast waveguides*. Optics Express **16**, 16659 – 16669 (2008).
- [59] S. Massenot, J.-C. Weeber, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J. Grandidier, L. Markey et A. Dereux. *Differential method modelling of dielectric loaded surface plasmon polariton waveguide*. Optics Express **16**, 17599 – 17608 (2008).
- [60] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press - Elsevier (1998).
- [61] E. Kretschmann et H. Raether. Zeitung für Naturforschung **23a**, 2135 (1968).
- [62] J. M. Lupton, B. J. Matterson, I. D. W. Samuel, M. J. Jory et W. L. Barnes. *Bragg scattering from periodically microstructured light emitting diodes*. Applied Physics Letters **77**, 3340 – 3341 (2000).

- [63] P. T. Worthing et W. L. Barnes. *Coupling efficiency of surface plasmon polaritons to radiation using a corrugated surface; angular dependance*. Journal of Modern Optics **49**, 1453 – 1462 (2002).
- [64] J. Renger, S. Grafström et L. M. Eng. *Direct excitation of surface plasmon polaritons in nanopatterned metal surfaces and thin films*. Physical Review B **76**, 045431 (2007).
- [65] J. Grandidier, S. Massenot, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J.-C. Weeber, L. Markey, A. Dereux, J. Renger, M. U. González et R. Quidant. *Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides : Figures of merit and mode characterization by image and fourier plane leakage microscopy*. Physical Review B **78**, 245419 (2008).
- [66] J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J.-C. Weeber, L. Markey et A. Dereux. *Surface plasmon routing in dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides*. SPIE **7033** (2008).
- [67] P. Dawson, F. de Fornel et J.-P. Goudonnet. *Imaging of surface plasmon propagation and edge interaction using a photon scanning tunneling microscope*. Physical Review Letters **72**, 2927 (1994).
- [68] J.-C. Weeber, J.R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute et J.P. Goudonnet. *Near-field observation of surface plasmon polariton propagation on thin metal stripes*. Physical Review B **64**, 045411 (2001).
- [69] A. Dereux, E. Devaux, J. C. Weeber, J.P. Goudonnet et C. Girard. *Direct interpretation of near-field optical images*. Journal of Microscopy **202**, 320–331 (2001).
- [70] E. Verhagen, J. A. Dionne, L. K. Kuipers, H. A. Atwater et A. Polman. *Near-field visualization of strongly confined surface plasmon polaritons in metal-insulator-metal waveguides*. Nano Letters **8**, 2925 – 2929 (2008).
- [71] A. Bruyant, G. Lerondel, S. Blaize, I. Stefanon, S. Aubert, R. Bachelot et P. Royer. *Local complex reflectivity in optical waveguides*. Physical Review B **74**, 075414 (2006).
- [72] A. Bouhelier et G. P. Wiederrecht. *Surface plasmon rainbow jet*. Optics Letters **30**, 884 (2005).
- [73] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Publishing Co. (1988).

- [74] A. Drezet, A. Hohenau, A. L. Stepanov, H. Ditlbacher, B. Steinberger, N. Galler, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. R. Krenn. *How to erase surface plasmon fringes*. Applied Physics Letters **89**, 091117 (2006).
- [75] T. Holmgaard, Z. Chen, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, A. Dereux, A. V. Krasavin et A. V. Zayats. *Wavelength selection by dielectric-loaded plasmonic components*. Applied Physics Letters **94**, 051111 (2009).
- [76] A. V. Krasavin et A. V. Zayats. *Passive photonic elements based on dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides*. Applied Physics Letters **90**, 211101 (2007).
- [77] T. Holmgaard, Z. Chen, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, A. Dereux, A. V. Krasavin et A. V. Zayats. *Bend- and splitting loss of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*. Optics Express **16**, 13585 – 13592 (2008).
- [78] P. Berini. *Figures of merit for surface plasmon waveguides*. Optics Express **14**, 13030 (2006).
- [79] R. Buckley et P. Berini. *Figures of merit for 2d surface plasmon waveguides and application to metal stripes*. Optics Express **15**, 12174 – 12182 (2007).
- [80] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux et T. W. Ebbesen. *Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves*. Physical Review Letters **95**, 046802 (2005).
- [81] H. Kogelnik et V. Ramaswamy. *Scaling rules for thin-film optical waveguides*. Applied Optics **13**, 1857 – 1862 (1974).
- [82] H. Kogelnik. *Integrated Optics*. Springer-Verlag, Berlin (1979).
- [83] M. L. Calvo et V. Lakshminarayanan. *Optical waveguides : from theory to applied technologies*. CRC Press (2007).
- [84] A. V. Krasavin et A. V. Zayats. *Three-dimensional numerical modeling of photonic integration with dielectric-loaded spp waveguides*. Physical Review B **78**, 045425 (2008).
- [85] G. Colas des Francs, J. Grandidier, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, J.-C. Weeber et A. Dereux. *Integrated plasmonic waveguides : a mode solver based on density of states formulation*. Physical Review B **80**, 115419 (2009).
- [86] R. Petit. *Electromagnetic theory of gratings*. Springer-Verlag, Berlin (1980).
- [87] M. Nevière et E. Popov. *Light propagation in periodic media, differential theory and design*. Marcel Dekker Inc., New York (2003).

- [88] A. Moreau, G. Granet, F. I. Baida et D. Van Labeke. *Light transmission by subwavelength square coaxial aperture arrays in metallic films*. Optics Express **11**, 1131 – 1136 (2003).
- [89] S. Massenot, J. Grandidier, A. Bouhelier, G. Colas des Francs, J.-C. Weeber, L. Markey et A. Dereux. *Polymer-metal waveguides characterization by fourier plane leakage radiation microscopy*. Applied Physics Letters **91**, 243102 (2007).
- [90] A. Manjavacas et F. J. García de Abajo. *Robust plasmon waveguides in strongly interacting nanowire arrays*. Nano Letters **9**, 1285 – 1289 (2009).
- [91] A. Lakhtakia et G. W. Mulholland. *On two numerical techniques for light scattering by dielectric agglomerated structures*. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology **98**, 699 (1993).
- [92] A. Lagendijk et B. A. van Tiggelen. *Resonant multiple scattering of light*. Physics Reports **270**, 143 – 215 (1996).
- [93] O. J. F. Martin, C. Girard, D. R. Smith et S. Schultz. *Generalized field propagator for arbitrary finite-size photonic band gap structures*. Physical Review Letters **82**, 315 – 318 (1999).
- [94] G. Colas des Francs, C. Girard, J.-C. Weeber, C. Chicane, T. David, A. Dereux et D. Peyrade. *Optical analogy to electronic quantum corrals*. Physical Review Letters **86**, 4950 – 4953 (2001).
- [95] K. Joulain, R. Carminati, J.-P. Mulet et J.-J. Greffet. *Definition and measurement of the local density of electromagnetic states close to an interface*. Physical Review B **68**, 245405 (2003).
- [96] R. Carminati et J. J. Sáenz. *Density of states and extinction mean free path of waves in random media : dispersion relations and sum rules*. Physical Review Letters **102**, 093902 (2009).
- [97] A. Dereux. *Théorie de l'optique de champ proche*. Thèse de doctorat, Facultés Universitaires Notre Dame de la Paix, Namur (1991).
- [98] G. Colas des Francs. *Optique sub-longueur d'onde et fluorescence moléculaire perturbée*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III, Paul Sabatier (2002).
- [99] M. Paulus et O. J. F. Martin. *Green's tensor technique for scattering in two-dimensional stratified media*. Physical Review E **63**, 066615 (2001).
- [100] P. Berini. *Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width : bound modes of asymmetric structures*. Physical Review B **63**, 125417 (2001).

- [101] H. Ditlbacher, J. R. Krenn, G. Schider, A. Leitner et F. R. Aussenegg. *Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons*. Applied Physics Letters **81**, 1762 (2002).
- [102] R. Zia, J. A. Schuller et M. L. Brongersma. *Near-field characterization of guided polariton propagation and cutoff in surface plasmon waveguides*. Physical Review B **74**, 165415 (2006).
- [103] J. Grandidier, G. Colas des Francs, L. Markey, S. Massenot, J.-C. Weeber, A. Bouhelier et A. Dereux. *Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides on a finite-width metal stripe at telecom wavelength*. soumis à Applied Physics Letters (2009).
- [104] T. Holmgaard, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey et A. Dereux. *Dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides at telecommunication wavelengths : excitation and characterization*. Applied Physics Letters **92**, 011124 (2008).
- [105] R. Zia, M. D. Selker et M. L. Brongersma. *Leaky and bound modes of surface plasmon waveguides*. Physical Review B **71**, 165431 (2005).
- [106] J. Seidel, S. Grafström et L. Eng. *Stimulated emission of surface plasmons at the interface between a silver film and an optically pumped dye solution*. Physical Review Letters **94**, 177401 (2005).
- [107] M. Nezhad, K. Tetz et Y. Fainman. *Gain assisted propagation of surface plasmon polaritons on planar metallic waveguides*. Optics Express **12**, 4072–4079 (2004).
- [108] M. A. Noginov, G. Zhu, M. Mayy, B. A. Ritzo, N. Noginova et V. A. Podolskiy. *Stimulated emission of surface plasmon polaritons*. Physical Review Letters **101**, 226806 (2008).
- [109] M. Ambati, S. H. Nam, E. Ulin-Avila, D. A. Genov, G. Bartal et X. Zhang. *Observation of stimulated emission of surface plasmon polaritons*. Nano Letters **8**, 3998 – 4001 (2008).
- [110] A. Q. Le Quang, V. G. Truong, A.-M. Jurdyc, B. Jacquier, J. Zyss et I. Ledoux. *Gain properties of an Er^{3+} complex in a poly(methylmethacrylate) matrix for 1540 nm broadband optical amplification*. Journal of Applied Physics **101**, 023110 (2007).
- [111] J. Grandidier, G. Colas des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, J.-C. Weeber, L. Markey et Alain Dereux. *Leakage radiation microscopy of surface plasmon*

- coupled emission : investigation of gain assisted propagation in an integrated plasmonic waveguide*. Soumis à Journal of Microscopy (2009).
- [112] X. Zhang, Z. Gryczynski et J. R. Lakowicz. *First observation of surface plasmon-coupled electrochemiluminescence*. Chemical Physics Letters **393**, 483 – 487 (2004).
 - [113] I. Gryczynski, J. Malicka, Z. Gryczynski et J. R. Lakowicz. *Surface plasmon-coupled emission with gold films*. Journal of Physical Chemistry B **108**, 12568 – 12574 (2004).
 - [114] I. Gryczynski, J. Malicka, Z. Gryczynski et J. R. Lakowicz. *Radiative decay engineering 4. experimental studies of surface plasmon-coupled directional emission*. Analytical Biochemistry **324**, 170 – 182 (2004).
 - [115] I. Gryczynski, J. Malicka, W. Jiang, H. Fischer, W. C. W. Chan, Z. Gryczynski, W. Grudzinski et J. R. Lakowicz. *Surface-plasmon-coupled emission of quantum dots*. Journal of Physical Chemistry B **109**, 1088 – 1093 (2005).
 - [116] G. Barbillon, A. C. Faure, N. E. Kork, P. Moretti, S. Roux, O. Tillement, M. G. Ou, A. Descamps, P. Perriat, A. Vial, J.-L. Bijeon, C. A. Marquette et B. Jacquier. *How nanoparticles encapsulating fluorophores allow a double detection of biomolecules by localized surface plasmon resonance and luminescence*. Nanotechnology **19**, 035705 (2008).
 - [117] A. L. Lereu, A. Passian, J-P. Goudonnet, T. Thundat et T. L. Ferrell. *Optical modulation processes in thin films based on thermal effects of surface plasmons*. Applied Physics Letters **86**, 154101 (2005).
 - [118] J. Grandidier, G. Colas des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, J.-C. Weeber, C. Finot et Alain Dereux. *Gain-assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength*. Nano Letters **9**, 2935 – 2939 (2009).
 - [119] V. I. Klimov, A. A. Mikhailovsky, S. Xu, A. Malko, J. A. Hollingsworth, C. A. Leatherdale, H.-J. Eisler et M. G. Bawendi. *Optical gain and stimulated emission in nanocrystal quantum dots*. Science **290**, 314 – 317 (2000).
 - [120] S.-W. Chang, C.-Y. A. Ni et S.-L. Chuang. *Theory for bowtie plasmonic nanolasers*. Optics Express **16**, 10580 – 10595 (2008).
 - [121] P. Kumar, V. K. Tripathi et C. S. Liu. *A surface plasmon laser*. Journal of Applied Physics **104**, 033306 (2008).
 - [122] A. E. Siegman. *Lasers*. Mill Valley (Calif.) University science books (1986).

- [123] B. Valeur. *Molecular fluorescence : principles and applications*. Wiley-VCH (2001).
- [124] I. de Leon et P. Berini. *Theory of surface plasmon-polariton amplification in planar structures incorporating dipolar gain media*. Physical Review B **78**, 161401 (2008).
- [125] S. Hoogland, V. Sukhovatkin, I. Howard, S. Cauchi, L. Levina et E. H. Sargent. *A solution-processed 1.53 μm quantum dot laser with temperature-invariant emission wavelength*. Optics Express **14**, 3273 – 3281 (2006).
- [126] R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal et X. Zhang. *Plasmon lasers at deep subwavelength scale*. Nature (2009).
- [127] N. I. Zheludev, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis et V. A. Fedotov. *Lasing spaser*. Nature Photonics **2**, 351 – 354 (2008).
- [128] M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong et U. Wiesner. *Demonstration of a spaser-based nanolaser*. Nature **460**, 1110 – 1113 (2009).
- [129] S. I. Bozhevolnyi, T. Nikolajsen et K. Leosson. *Integrated power monitor for long-range surface plasmon polaritons*. Optics Communications **255**, 51 – 56 (2005).

