

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**Université Mohamed Boudiaf - M'sila
Faculté de Technologie**



**DOMAINE : SCIENCE ET TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE
FILIERE : ELECTRONIQUE
OPTION : MICROELECTRONIQUE**



**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

**Par : CHABIRA Chaima
BEN MESROUK fatima**

*Application des plasmons de surface en vue de concevoir un
détecteur de température*

Soutenu devant le jury composé de :

HOCINI Abdesselam	Président	Univ. M'sila
HARHOUZ Ahlam	Rapporteur	Univ. M'sila
SAADAKHELKHAL faycal	Examineur	Univ. M'sila

Année universitaire : 2020 /2021

Dédicace

الى من قال فيه رب الكون (قَالَسَنَشُدُّعَضُدَكَبِأَخِيكَ) الى اليد الطاهرة التي ازلت من طريقي أشواك الفشل الى من ساندني عند ضعفي وسقاني الحب والى الذي أرتاح له الى من رسم لي المستقبل بخطوط من الثقة والحب هو ذاك الجبل الذي عندما تميل بي الدنيا أسند نفسي عليه عند الشدائد الى فلذة كبدي أخي وأبي الثاني سيف الدين

الى من تربيته على يديه ومن علمني القيم والمبادئ والأخلاق الى من لا ينفصل اسمي عن

اسمه أبدا والى مصدر الدعم والعطاء وينبوع الأمل أبي الغالي نور الدين

الى من تجرعت كأس الشقاء مرا لتسقينني رحيق السعادة الى الصدر الذي يضمني كلما ضاقت بي الدنيا وأحاطت بي المخاطر الى الشمس التي أنارت دربي أمي الغالية زهية الى النبع الصافي وضياء عيني الى اخواتي أسماء، فلة، هاجر، هديل، نيرة، غفران وأولاد أختي جود، جويرية وخالتي مليكة واليمن اعتمد عليه في كل صغيرة وكبيرة كي أحقق هدفي زوج أختي مناد، الطيب الى ابن عمي وأخي الذيلم تلده أمي اسحاق

الى خالي ياسين جبلاحي الذي مهد لي طريق بمواقفه النبيلة والمشرفة والى رمز

الشجاعة والاشراق في الظلمات خالي كمال والى صاحب الضحكة المتميزة عمي شعبان الى من ساعدتني وأخذت بيدي لاجتياز عتبة الفشل والوصول الى هدفي مداسي راضية

الى كل أعمامي وعماتي وأخوالي وخالاتي وأولادهم والى أمي الثانية زاهية عيمر

الى صديقاتي عبير بوشريف، يمينة، عبير، مريم، ليلي، سامية، سارة

الى من علمني وأزال عني غيمة الجهل وصحح عثراتي معلمي خليفة كمال

الى كل الشخصيات الذين يبتسمون حين يعرفون انهم المقصودون والى كل من اسعدهم تخرجي

والفضل راجع لله عز وجل والى أستاذتي الفاضلة *Dr. Ahlam HARHOUZ*

شيماء

Dédicace

*Je tiens à remercier tout d'abord Dieu
le plus grand et le plus puissant qui m'a aidé à
établir ce modeste travail.*

*Je dédie ce travail à Mes parents
Mes mères Massouda et Khadra, qui ont œuvré pour ma
réussite, de par Leur amour, leur soutien, tous les
sacrifices consentis et ses précieuses conseils, pour toute
leur assistance et ses présence dans ma vie.*

*Mes pères ALI et Ibrahim, qui trouveront aujourd'hui
le résultat de longues années de sacrifices et de privations
pour m'aider à avancer
dans la vie. Puisse Dieu faire en sorte que ce travail porte
son fruit.*

*Mon mari hakō qui n'a jamais épargné un effort
pour m'aider et m'encourager tout période d'étude*

*Je n'oublierai pas de remercier mes sœurs nouira, hafida
, ines et mes frères hasnaoui, issam et aussi ma chère
chaima*

*À tous mes proches à tous ceux qui ont été
une aide et un soutien*

fatima

Remerciement

*Tout d'abord, nous remercions ALLAH, le tout puissant sans sa volonté rien n'est possible, qui nous a donné de l'aide, du courage et de la patience pour réaliser ce travail. En premier lieu, nous exprimons nos sincères remerciements et notre profonde gratitude à notre prof **AHLAM HARHOUZ** pour toute l'aide et la patience. Ses conseils, ses remarques, ses encouragements et son soutien qui nous ont été très utiles pour l'accomplissement de ce travail.*

Nous remercions tous les profs du département d'électronique généralement et spécialement filière : Micro-électronique pour tous les informations pendant tout la période

ⓓ'étude

Nos remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger notre travail.

Enfin nous tenons à remercier nos parents et nos familles pour notre réussite aujourd'hui à cette nouvelle épreuve. Nous ne trouvons pas les mots pour exprimer notre gratitude, alors merci et que Dieu nous aident nous guident à les servir.

Table des matières

Introduction générale	2
<i>Chapitre I : Généralité sur les capteurs optique</i>	
I.1. Introduction	5
I.2. Définition d'un capteur	5
I.3. Paramètres caractérisant les performances d'un capteur	6
I.4. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée	8
a)- Guide d'onde optique	8
a-1) Rappels sur les équations de Maxwell.....	9
b)- Longueur d'onde	10
c)- Indice de réfraction	10
d) Notion d'indice effectif	11
I.5. Les ondes évanescentes.....	12
I.5.1. Propriété de l'onde évanescente.....	13
I.5.1.1. Le vecteur d'onde.....	13
I.5.2.Polarisations TE et TM.....	14
I.6. La méthode de détection	15
I.6.1. détection avec marqueur fluorescent	16
I.6.2. Biocapteur sans marqueur fluorescent « label- free »	16
I.7. Capteurs optiques label-free	16
I.7.1. Capteurs interférométriques	17
I.7.2. Capteurs RI (refractive index) à base des cristaux photoniques	18
I.7.3. Capteurs utilisant des micro-résonateurs.....	21
I.7.3.1. Capteurs à résonateurs en anneaux.....	23
I.7.3.2. Capteurs à résonance plasmon de surface	24
I.8. Conclusion	25

Chapitre II : plasmons de surface pour la détection optique

II.1. Introduction	27
II.2.L'état de l'art de plasmon de surface.....	27
II.3. Les plasmons et théorie de Drude.....	28
II.3.1. Théorie de Drude	28
II.3.2.Plasmon de volume et de surface	29
a) Plasmon de volume	29
b) Les plasmons de surfaces.....	29
II.4. La résonance de plasmons de surfaces(SPR).....	31
II.4.1. Le principe	31
II.4.2. Relation de dispersion des plasmons de surface	32
II.4.3. Relation de couplage plasmon-lumière.....	34
II.5. Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface	35
a) Couplage par prisme	35
b) Couplage par réseau de diffraction	36
c) Couplage par ondes optiques guidées.....	37
II.6. Guide d'onde	37
II.6.1.Guides plasmoniques	38
a) Guide à film et à ruban métallique	38
b) Guide métal/diélectrique/métal	40
c) Ruban diélectrique structuré sur un film métallique.....	40
d) Chaîne de nanoparticules métalliques	42
II.7.Applications du principe SPR	44
II.8. Capteurs SPR à fibre optique.....	48
II.9. Capteur d'indice de réfraction basé sur un résonateur annulaire couplé à un guide d'ondes métal-isolant-métal	49
II-10. CONCLUSION	51

Chapitre III : Résultats et discussion

III. 1. Introduction	53
III. 2. Outil et méthode de simulation	53
III.2 .1.Définition du Simulateur RSoftCAD	53
III.2.2. Modules de simulation associés.....	53
III.2 .2 .1.fullwave	53
III.2 .2 .2.La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)	54
III.2 .3.Les étapes de simulation	54
III.2.3.1. Déterminations des variables	57
III.2.3.2.Boite de dialogue“Launch parametrs”	58
III.2.3.3.Les Moniteurs	59
III.2.3.4.Vérification du profil d'index	59
III.2.3.5.Réglage des paramètres de simulation	59
III.2.3.6.Lancement de la simulation	60
III. 2.3.7.Lecture des résultats	60
III.3. Présentation de la structure étudiée	60
III.3.1. Modélisation du guide d'onde MIM	61
III.3.2. couplage guide cavité	63
III.3.2.1. L'influence du ‘R’	64
III.3.2.2. L'influence du ‘dr’	66
III.4. la structure optimisée pour la détection de la température	67
III.4.1. présentation des deux structures optimisées	67
III.4.2. application température	69
III.5.Conclusion	70
Conclusion Général	73

Liste des figures

Chapitre I : Généralité sur les capteurs optique

Figure I.1 : Principe d'un capteur	6
Figure I.2: Principe de guidage de la lumière dans un guide planaire	12
Figure I.3 : Phénomène de réflexion totale frustré.	13
Figure I.4 : Définition de la polarisation TE et TM	15
Figure I.5 : (a) Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zender[20]- (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [21].....	17
Figure I.6 : Schéma du principe de fonctionnement d'un IY	18
Figure I.7 : (a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur	19
Figure I.8 : (a) Structure verticale (Vue latérale schématique) de biocapteur RI à CP dans un substrat SOI. b) Structure du biocapteur RI à CP. (c) réponse spectrale du biocapteur pour cinq analytes infiltrés dans les trous de CP.	20
Figure I.9 : (a, b) images SEM montrant les cavités H1-r et L3 dans un cristal photonique, (c,d) modes de cavité mesurés pour l'air ($n=1,00$), eau ($n= 1,33$), et IPA ($n = 1,377$) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement	21
Figure I.10: Modes guidés dans un ring-résonateur (a), Modes de galerie dans un microrésonateur en forme de disque (b).	21
Figure I.11 : Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a), Évolution de la fonction de transfert avec la présence d'un analyte (b).	23
Figure I.12. Résonateur en anneau en silicium	24
Figure I.13 : Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme	25

Chapitre II : les plasmons de surface pour la détection optique

Figure.II.1 : Premiers spectres de réflexion de la lumière obtenus sur des réseaux métalliques pour différents angles d'incidence, publiés par Wood en 1902	27
Figure II.2 : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.	29
Figure II.3 : Schéma de l'excitation du plasmon de surface localisé par la lumière visible	30
Figure II.4: La formation de l'onde évanescente.	31

Figure II.5 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi.....	31
Figure II.6: Relation de dispersion des plasmons de surface	34
Figure II.7: a) Configuration d'Otto, b) Configuration de Kretschman n pour le couplage de PS	36
Figure II.8:Schéma du couplage des PS à l'interface entre une couche mince métallique et l'air par un réseau diffractant.....	37
Figure II.9 a) Coupe transverse d'un guide plasmonique ruban. b) Coupe longitudinale	38
Figure II.10 :Mode symétrique et antisymétrique d'un guide plasmonique ruban.	39
Figure II.11. Schéma d'un guide métal/diélectrique/métal. Deux plasmon-polariton de surface se propagent aux interfaces et se couplent pour ne former plus qu'un mode propagatif, symétrique dans ce cas.	40
Figure II.12 :Schéma d'un guide plasmonique à ruban diélectrique structuré sur un film d'or. w est la largeur du diélectrique et t la hauteur, h est l'épaisseur de l'or	41
Figure II.13– Intensité du champ électrique calculée dans le cas d'un couplage dipolaire de nanoparticules d'argent. a) Mode transverse (T). b) Mode longitudinal (L)	43
Figure II.14– a) Image en champ proche optique d'un couplage entre des nanoparticules métalliques. b)Simulation de l'intensité du champ électrique	43
Figure II.15 : Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.	45
Figure II.16 : Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).	46
Figure II.17:Capteur à fibre optique dont la zone sensible est situé à l'extrémité de la fibre.	48
Figure II.18 :Capteur SPR à fibre optique dit en transmission.	48
Figure II.19: a. diagramme de la structure SSCDR b. Spectre de transmission de SSCDR ...	50
Figure II.20 :Spectre de transmission en fonction de l'indice n	50
Figure II. 21 :Schéma du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM. S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et l'anneau, et l est la distance entre l'extrémité scellée du guide d'onde	51
Figure II. 22: Spectre de transmission du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM	51

Chapitre III : Résultats et discussion

Figure III.1:Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.....	55
Figure III.2: La fenêtre de démarrage (startup Window)	56
Figure III.3: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.....	57
Figure III.4: l'éditeur du Tableau de symboles	58
Figure III.5:Boite de lancer «Edit lanuch field»	58
Figure III.6:(a) fenêtre de compute material Profil (b) distribution d'indice de réfraction	59
Figure III.7: La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE.....	60
Figure III.8:guide d'onde plasmonique.....	61
Figure III.9: a) Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux. b) variation de ΔT (Transmission) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde w	62
Figure III.10: Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde	62
Figure III. 11: a) La première structure proposée du capteur RI, b) le spectre de transmission de la structure proposée.....	63
Figure III.12: Variation de la longueur d'onde de résonance (λ_{0M}) en fonction du R	64
Figure III.13 : La sensibilité du capteur proposée en fonction du R.....	65
Figure III.14: Spectre de transmission du capteur proposé pour R=350nm	65
Figure III.15: Variation de la longueur d'onde de résonance (λ_0) en fonction du dr	66
Figure III.16: La sensibilité du capteur proposé en fonction du dr	66
Figure III.17: spectre de transmission pour différent valeur de dr	67
Figure III.18: les deux structures du capteur optimisé avec $x=60\text{nm}$ $r=30\text{nm}$	67
Figure III.19 : a) La variation de la longueur d'onde de résonance (λ_0) en fonction de la largeur ZC b) La sensibilité en fonction de la largeur ZC.....	68
Figure III.20: Spectre de transmission pour ZC=500nm.....	68
Figure III.21: Comparaison de la sensibilité entre les deux structures optimisées (défaut carré et ovale).....	69
Figure III.22: Spectre de transmission du capteur de température proposé.....	69

Liste des Tableaux

Chapitre III : Résultats et discussion

Tableaux III.1 La sensibilité des trois modes pour différents valeur de R	65
Tableaux III.2 Comparaison de sensibilité de différentes structures de capteurs.	70

List des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

SPP : Surface Plasmon Polariton

LSPR : Localized Surface Plasmon Resonance

SPs/PS : plasmons de surface

ATR : Attenuated Total Réflexion

SPR : Résonance plasmonique de surface

SNOM: Scanning Near-field Optical Microscope

PSTM : Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique

SERS: Surface enhanced Raman scattering

FO-SPR : fibre optique basé sur la résonance des plasmons de la surface

FHWM: full width at half maximum

FDTD : différences finies dans le domaine temporel

FDTD-2D : Méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions

MIM: métal – isolant – métal.

RIU : Unité d'Indice de Réfraction (Refractive Index Unit)

MEMS : Microsystème électromécanique (Micro-Electro-Mechanical Systems)

LOD : Limite de détection

CPhs : Cristaux photoniques

TE : Transverse Electrique, polarisation TE

TM : Transverse Magnétique, polarisation TM

BIP : Bande Interdite Photonique

WDM : Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde

FWHM : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur du pic

PWE : Plane Wave Expansion method, méthode de décomposition en ondes planes.

List des symboles

λ : Longueur d'onde

λ_0 : Longueur d'onde de résonance

a : Période du cristal photonique

r : Rayon des motifs du cristal photonique

n : Indice de réfraction

n_{eff} : Indice de réfraction effectif

\mathbf{k} : Vecteur d'onde.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ε : Permittivité diélectrique.

S : Sensibilité

Q : Facteur de Qualité

Introduction générale

Introduction générale

Le développement des nanotechnologies au cours de ces dernières années a permis l'émergence de nouveaux matériaux nano structurés, tels que les cristaux photoniques, les nanostructures métalliques. D'une manière générale, les nanostructures permettent une augmentation d'interactions lumière-matière, avec de nombreuses applications en optoélectronique et plasmonique dans les domaines de l'émission, la détection, l'imagerie et du guidage optique.

Récemment, l'étude de l'interaction lumière/matière (nanostructures métallique), la plasmonique, a connu un vif intérêt, en raison de leurs particularités des plasmons de surface, qui permettent la propagation de la lumière le long d'une interface. Ce sont des ondes évanescentes qui se propagent à l'interface métal-diélectrique, et qui sont couplées aux oscillations des électrons libres du métal. [1] Ces ondes ont été largement étudiées depuis les années 1970, à la fois par des mesures de spectroscopie de perte d'énergie électronique et par des méthodes optiques telles que l'ATR (Attenuated Total Reflection) [2]. Étant extrêmement sensibles à l'indice en contact avec la surface métallique ou à la rugosité de différentes surfaces, ils ont trouvé de nombreuses applications en physique [3], en chimie [4], ainsi qu'en biologie [5].

La nécessité importante de disposer des instruments performants et compétitifs pour la bio-détection connaît aussi une évolution considérable en raison du fort besoin pour le contrôle alimentaire, en médecine...etc. Parmi le grand nombre de capteurs optique existants, Les capteurs plasmonique connaissent un formidable essor, grâce au développement de nouveaux outils d'élaboration. L'un entre eux basé sur un phénomène physique de résonance des plasmons de surface ou SPR (Surface plasmon resonance). Ce type de bio-détecteur est particulièrement utilisé aujourd'hui car il a prouvé sa capacité à fournir une réponse rapide en temps réel, et sans l'utilisation de marqueurs. [6].

Les capteurs optiques SPR sont aujourd'hui bien identifiés parmi les autres types de transducteurs. Ils sont commercialisés par plusieurs firmes internationales. La propriété principale des plasmons de surface est de guider la lumière le long d'une interface entre un métal et un diélectrique. Contrairement aux guides d'onde Diélectriques, la lumière est naturellement confinée près d'une interface. Récemment, nombreuses travaux de recherches se

sont concentrés sur l'optimisation des pertes de propagation, et sur les possibilités d'ajouter un confinement latéral (dans le plan de l'interface) au confinement vertical naturel des ondes évanescentes.

Ce travail a pour objectif de l'étude et la conception de capteur plasmonique pour des applications biochimiques, plus précisément la détection de température. En utilisant le logiciel de simulation FullWave développé par Rsoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres répartis comme suit :

Dans le premier chapitre introductif, notions générales, le principe de fonctionnement et caractéristiques d'un capteur seront présentés. Nous expliquerons les méthodes de détection optique. Ensuite, nous mentionnerons quelques notions permettant de mieux cerner les principes de base de l'optique guidée, suivi des performances et des limites des techniques de biodétections actuelles. Et à la fin de ce chapitre, des différents types des capteurs seront présentés.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des structures plasmonique, commençant par un bref historique. Après un rappel sur des notions générales des plasmoniques et ses différents types, nous focaliserons sur les plasmons de surfaces en citant ses Propriétés. Dans la dernière section du chapitre, nous présenterons quelques applications basées sur le principe de la résonance des plasmons desurface.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude et l'optimisation des structures plasmoniques proposées. Comme premier partie de ce chapitre, les outils de simulation et les méthodes numériques nécessaires à l'étude des structures plasmonique seront présentés .La deuxième partie sera dédiée à la description de la structure plasmonique étudiée dans ce travail. Ensuite nous présenterons les résultats de simulation concernant l'étude des capteurs plasmoniques proposées, en changeant les paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer la transmission et la sensibilité de notre capteur.

A la fin, nous terminerons ce travail par une conclusion générale et perspective.

Chapitre I

Généralité sur les capteurs optique

I.1. Introduction

Les distincts domaines d'applications concernés par les capteurs comme la santé, L'agroalimentaire, l'environnement ou encore la sécurité ont un besoin toujours progressif de développer des capteurs rapides, sensibles, autonomes, et faciles d'utilisation. Aux vues du marché et de la diversité des domaines d'applications concernés, une multitude de capteurs, tels que des microbalances, des transistors, ou des cristaux photoniques par exemple ,ont été développés lors de ces dernières décennies [7].

Parmi toutes les technologies étudiées et les différents capteurs réalisés, les capteurs optiques présentent de nombreux avantages pour répondre aux différents besoins comme l'immunisation aux interférences électromagnétiques, leur stabilité dans les environnements agressifs et leur faculté à réaliser de la détection [8].

Dans ce chapitre, nous commencerons par des notions générales sur les capteurs. Nous présenterons ensuite la méthode de détection avec des différents types des capteurs, Puis nous nous focaliserons sur les capteurs optiques label-free.

I.2. Définition d'un capteur

Un capteur est un dispositif qui permet de sonder, caractériser, quantifier une grandeur physique et de la convertir en une grandeur facilement exploitable pour l'utilisateur (souvent, il s'agit d'un signal électrique, optique ou acoustique). On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure I.1) [9]. Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, provoquent des perturbations sur le capteur. Parmi les principales grandeurs d'influence : température, pression, humidité, concentration chimique,

Un capteur est capable de prélever et de sélectionner une grandeur abstraite, appelée information, qui sélectionne un évènement particulier parmi un ensemble d'évènements possibles. Pour pouvoir être traitée ,cette information est portée par un support physique, appelé donc un signal.

D'une façon générale le capteur est composé de trois éléments principaux : un élément sensible, un transducteur, et une interface de commande entre le signal et l'utilisateur.

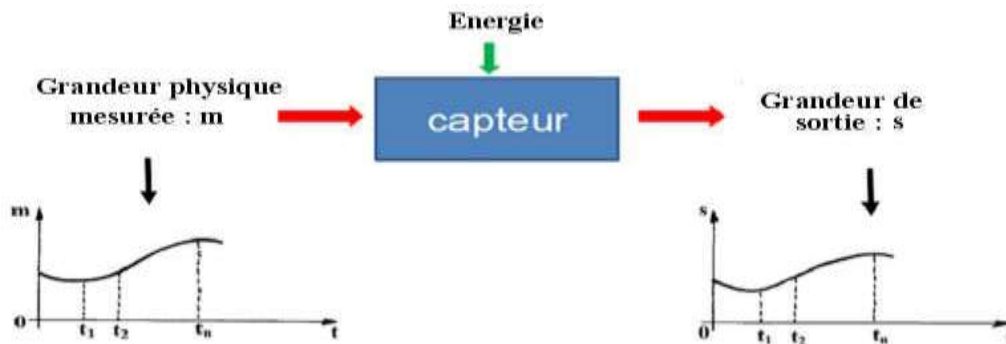


Figure I.1 : Principe d'un capteur

En fonction du mécanisme d'apport d'énergie à l'élément sensible qui permet de transformer le phénomène physique en signal exploitable, chaque catégorie peut être subdivisée en plusieurs sous catégories de capteurs : les capteurs mécaniques, électriques, optiques, etc.

Le capteur aussi est un transducteur d'un système analytique intégré transformant une grandeur à détecter en un signal mesurable. L'objectif du capteur est de détecter, de manière générale, un paramètre physique, comme la température [10], chimique, comme le pH [11], ou encore biologique, comme la concentration de molécules spécifiques (biomolécules ...) [12].

I.3. Paramètres caractérisant les performances d'un capteur :

Le comportement général d'un capteur est caractérisé par l'évaluation de ces performances via certains paramètres [13,14], parmi ces derniers les plus utilisés sont les suivants :

✓ **Etendue de la mesure ou dynamique :**

Elle définit la zone dans laquelle les caractéristiques du capteur sont assurées par rapport à des spécifications données.

✓ **Résolution :**

Elle correspond à la plus petite variation de la grandeur que le capteur est susceptible de détecter. La résolution R_m dépend non seulement de la caractéristique des instruments de mesure associés au capteur mais aussi du rapport signal sur bruit du capteur

✓ **Répétabilité :**

La répétabilité correspond à la variation aléatoire des résultats d'une série de mesures successives d'une même grandeur physique m , effectuée dans les mêmes conditions de mesure

Chapitre I : Généralité sur les capteurs optique

pendant un court intervalle de temps. Selon les normes ISO 3534-1 et ISO 5725-2, ces conditions sont appelées conditions de répétabilité et elles comprennent : même mode opératoire de mesure, même observateur, même équipement de mesure, même lieu de mesure

✓ Reproductibilité :

Elle représente la variation aléatoire des résultats de plusieurs séries de mesures, réalisées sur une même grandeur m , espacée dans le temps, dans des conditions expérimentales différentes. Selon les normes ISO 3534-1, ISO 5725-2, pour que la reproductibilité soit valable, il est nécessaire de spécifier les conditions que l'on fait varier. Ces conditions peuvent comprendre: principe de mesure, méthode de mesure, observateur, instrument de mesure, conditions d'utilisation, temps de mesure.

✓ Précision :

La définition du terme « précision » varie d'un auteur à un autre ; Elle définit l'écart en % que l'on peut obtenir entre la valeur réelle et la valeur obtenue en sortie du capteur.

✓ Rapidité :

C'est la qualité d'un capteur à suivre les variations de la grandeur mesurée. On peut la chiffrer par :

- la bande passante du capteur (à -3 dB) mesurée en fréquence ;
- le temps de réponse (en %) à un échelon.

✓ Sensibilité :

La sensibilité S_V détermine l'évolution de la grandeur de sortie Δs en fonction de la grandeur d'entrée Δm en un point donné, c'est-à-dire la dérivée de la grandeur de sortie par rapport à celle d'entrée en ce point :

$$S_V = \frac{\Delta s}{\Delta m} = \frac{\partial s}{\partial m} \quad (I.1)$$

Elle correspond à la pente de la tangente à la courbe issue de la caractéristique du capteur en un point donné. Dans le cas d'un capteur linéaire, la sensibilité est constante et égale à la pente de la droite.

Il est important de signaler que cette grandeur est intrinsèque au capteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure associé au capteur dans une chaîne de mesure (description de la chaîne de mesure dans le paragraphe suivant).

Par conséquent, plus cette grandeur intrinsèque du capteur est forte, plus il est sensible.

✓ Limite de détection LD :

La limite de détection est la valeur minimale de la grandeur physique m que l'on est capable de déceler. La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur car elle dépend à la fois de la sensibilité S_v et de la résolution instrumentale R_m liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. Par conséquent, la limite de détection est utilisée pour valeur la performance de l'association d'un capteur et du dispositif de mesure. Plus elle est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection LD , déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur, est de la forme :

$$L_D = \frac{R_m}{S_v} \quad (I.2)$$

La valeur de L_D obtenue par une procédure de mesure doit tenir compte d'un intervalle de confiance. Si le bruit de mesure, donc la résolution du dispositif de mesure, est assimilé à une gaussienne, les probabilités que la limite de détection soit dans l'intervalle de confiance sont de 68,2 %, 95,4% et 99,8% lorsqu'elle est déterminé en utilisant respectivement R_m , $2R_m$ ou $3R_m$.

I.4. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée :

Un guide d'onde optique, comme son nom l'indique, est un support de transport de l'énergie lumineuse d'un point vers un autre point. Il est actuellement utilisé dans divers domaines, comme les communications optiques, le traitement optique du signal et peut servir à des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification, etc. Dans ce paragraphe, seront définies quelques notions utiles à la compréhension du phénomène de guidage de la lumière.

a)- Guide d'onde optique

Un guide d'onde optique peut être défini comme une structure physique permettant de confiner et de guider de la lumière. Il existe une approche géométrique très "simpliste", basée sur la théorie des rayons lumineux, et une méthode plus rigoureuse, basée sur la résolution des

équations de Maxwell, qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un guide d'onde optique. Les deux approches montrent que, moyennant la réalisation de certaines conditions, la lumière peut se propager dans un guide, grâce au phénomène de réflexion totale.

Il existe deux types de géométries de guides optiques, à savoir, les guides d'ondes à confinement unidimensionnel dits planaires et les guides d'ondes à confinement bidimensionnel.

a-1) Rappels sur les équations de Maxwell :

La modélisation d'un problème électromagnétique passe en premier lieu par l'écriture des équations de Maxwell. Leur résolution permet de caractériser et de décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans un cristal photonique.

Dans un milieu isotrope, linéaire, sans perte, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ (nombre réel car le milieu est non absorbant) non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en supposant que les courants et les charges sont absents, ces équations peuvent être écrites de la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}; \vec{t}) = 0 \\ \vec{\nabla}(\epsilon_r(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, \vec{t})) = 0 \end{cases} \begin{cases} \vec{\nabla} * \vec{E}(\vec{r}, \vec{t}) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, \vec{t})}{\partial t} \\ \vec{\nabla} * \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{cases} \quad (I.3)$$

Où $E^{\vec{r}}(\vec{r}, t)$ et $H^{\vec{r}}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, ϵ_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, ϵ_r représente également la permittivité relative qui est fonction des coordonnées du point de l'espace où \vec{r} et t symbolisent les dépendances spatiales et temporelles, le même comportement physique est observé à l'échelle macroscopique si l'on change d'une manière proportionnelle les dimensions et la longueur d'onde du système à étudier, on peut dire que, dans ces lois d'électromagnétisme, il n'y a pas de longueur fondamentale. Il est donc pratique d'utiliser la loi d'échelle pour modéliser les cristaux photoniques, en introduisant une fréquence normalisée $u = a / \lambda$, avec a une longueur caractéristique du cristal et λ la longueur d'onde.

A la direction de propagation, les champs $E^{\vec{r}}(\vec{r}, t)$ et $H^{\vec{r}}(\vec{r}, t)$ sont transverses et vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} * \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} * \vec{H}(\vec{r}; t) \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}; t)}{\partial t^2} \quad (I.4)$$

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} * (\vec{\nabla} * \vec{E}(\vec{r}; t)) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}; t)}{\partial t^2} \quad (I.5)$$

Le développement en ondes planes permet de trouver des solutions sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (I.6)$$

Où les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ peuvent être vus chacun comme une superposition de modes harmoniques, λ est la longueur d'onde dans le vide : $\lambda = 2\pi c/\omega$ et c étant la célérité de la lumière dans le vide. Ainsi on définit le vecteur d'onde \vec{k} dans un trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$ direct avec $k = \frac{n^2\omega^2}{c^2}$ (I.7)

(n étant défini de tel sorte que : $n^2 = \epsilon_r(\vec{r})$).

Par analyse de Fourier, il sera désormais possible de résoudre le problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. Le champ physique est à présent représenté par les parties réelles des grandeurs complexes des champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Cependant, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} * \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} * H(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} * \left(\vec{\nabla} * \vec{E}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \end{cases} \quad (I.8)$$

b)- Longueur d'onde :

La longueur d'onde peut être définie comme la distance séparant deux crêtes successives d'une onde périodique. Elle est communément notée par la lettre grecque λ (lambda) et représente l'équivalent spatial de la période temporelle. Ainsi pour une onde périodique de fréquence ν , se propageant dans le vide avec une vitesse correspondant à la célérité c en m/s (valeur approximative $c \sim 3.108\text{m/s}$), sa longueur d'onde dans le vide est définie par :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (I.9)$$

c)- Indice de réfraction

L'indice de réfraction est défini comme étant le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide et la vitesse de la lumière dans le matériau considéré. Il dépend de la longueur d'onde du faisceau lumineux. La valeur de cet indice pour une radiation électromagnétique de fréquence ν ou de longueur d'onde est donnée par la relation suivante :

$$n = \frac{c}{v\varphi} \quad (I.10)$$

Où $v\varphi$ représente la vitesse de phase de l'onde optique dans le milieu considéré.

La vitesse de phase peut être déterminée à partir de la théorie de Maxwell, elle peut s'exprimer par :

$$v\varphi = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (I.11)$$

Où μ_r et ε_r représentent respectivement la permittivité électrique relative et la perméabilité magnétique relative du milieu. Dans le cas des matériaux diélectriques, comme ceux que nous allons étudier, la perméabilité magnétique est proche de 1, par conséquent :

$$n^2 = \varepsilon_r \quad (I.12)$$

d)- Notion d'indice effectif :

Nous venons de voir qu'un guide d'onde optique est un système constitué de différents matériaux diélectrique dans lequel une onde optique peut être guidée par réflexion totale interne. Selon la structure d'un guide, il peut être monomode ou multi mode, c'est-à-dire qu'il ne supporte qu'un seul mode ou plusieurs modes. En considérant l'approche géométrique, chaque mode peut être associé à des rayons lumineux dont l'angle d'incident respecte la condition de guidage.

Soit un guide d'onde plan dans lequel une onde optique de vecteur \vec{K} , de longueur d'onde λ_0 dans le vide, se propage dans la direction Oz et est confinée dans la direction Ox (Figure I.2).

Les composantes du vecteur \vec{K} dans les directions Oz et Ox ainsi que son module sont :

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_f \sin\theta \quad (I.13)$$

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_f \cos\theta \quad (I.14)$$

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_f \quad (I.15)$$

La constante de propagation étant définie comme le module du vecteur d'onde et la propagation s'effectuant dans la direction Oz , la constante de propagation β , suivant Oz , des modes guidés correspond donc à la projection de \vec{K} dans cette direction ($\beta = k_z$).

L'indice effectif d'un mode guidé correspond au rapport entre la constante de propagation β de ce mode et la constante de propagation dans le vide ($k = 2\beta / \lambda_0$) :

$$n_{eff} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \beta = n_f \sin \theta \quad (I.16)$$

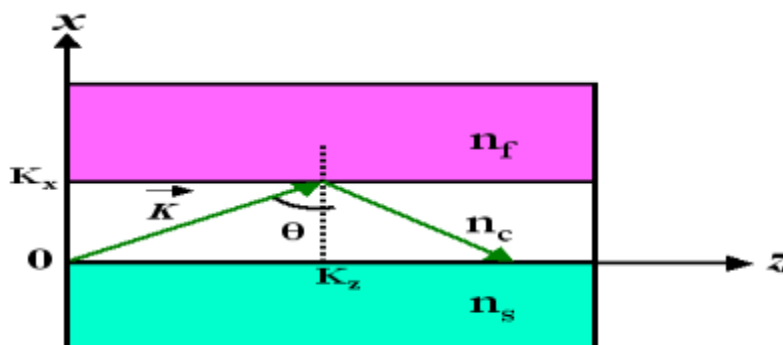


Figure I.2: Principe de guidage de la lumière dans un guide planaire

I.5. Les ondes évanescentes :

Le phénomène de réflexion totale frustrée est bien connu, il s'observe lorsque la lumière se propage dans un milieu d'indice de réfraction n_1 pour se réfléchir sur un milieu d'indice $n_2 > n_1$, dès que l'angle d'incidence θ_1 du faisceau est supérieur à une valeur critique θ_c (l'angle incident limite de réfraction) définie par la relation:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \quad (I.17)$$

Avec :

n_1 : L'indice de réfraction du cœur de la fibre optique.

n_2 : L'indice de réfraction de la gaine de la fibre optique.

θ : L'angle incident limite de réfraction.

Dans un tel cas, toute l'énergie incidente se trouve réfléchi vers le premier milieu et on parle alors de "phénomène de réflexion totale" [15]. Malgré cette "réflexion totale" de la lumière, on constate néanmoins l'existence d'une perturbation électromagnétique dans le second milieu où il est malgré tout possible de détecter une onde [16]. A cause de sa structure particulière qui lui impose de ne se propager qu'au voisinage immédiat de la surface de séparation des deux milieux, cette onde est dite "onde évanescente". Si le deuxième milieu est un métal les ondes évanescentes s'appellent "**ondes plasmons de surface**" [17].

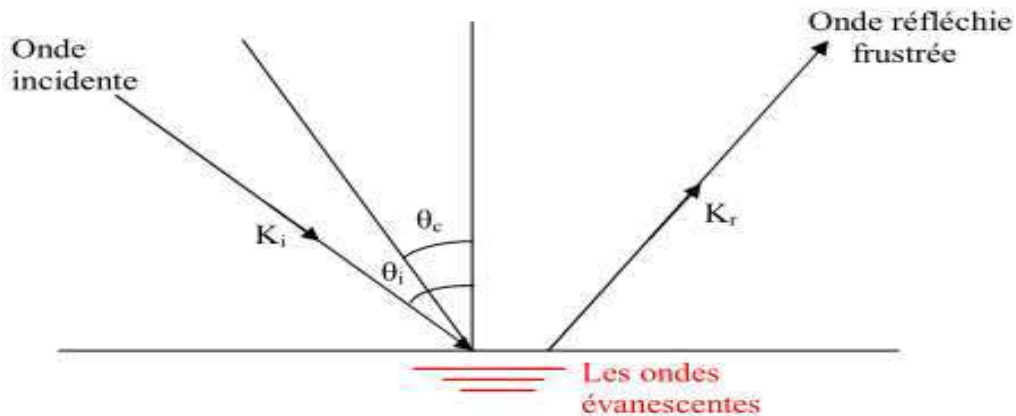


Figure I.3 : Phénomène de réflexion totale frustré.

I.5.1 Propriété de l'onde évanescente :

Comme toute onde, l'onde évanescente est essentiellement définie par son vecteur d'onde et sa polarisation [16].

I.5.1.1 Le vecteur d'onde :

Considérons deux milieux diélectriques d'indice n_1 et $n_2 < n_1$, si l'on note $oxyz$ un système de référence dans lequel le dioptre séparant les deux milieux correspond au plan oxy et dans lequel le plan d'incidence est le plan oxz , les composantes du vecteur d'onde de la partie transmise d'une onde plane qui se propage initialement dans le milieu n_1 et qui se réfléchit sur le dioptre avec un angle d'incidence θ_1 s'écrivent [15]:

$$k = \begin{cases} k_x = \frac{\omega}{c} n_2 \sin \theta_2 = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 \\ k_y = 0 \\ k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1} \end{cases} \quad (I.18)$$

Avec :

k : Le vecteur d'onde.

k_x : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe ox .

k_y : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe oy .

k_z : La projection du vecteur d'onde suivant l'axe oz .

Si $n_1 \sin \theta_1 > n_2$, k_z devient imaginaire pur. Il y a alors réflexion totale de la lumière sur le dioptre et l'onde transmise dans le second milieu est évanescente, le cas particulier où $n_2=1$ les composantes du vecteur d'onde de l'onde évanescente s'écrivent

$$k^t = \begin{cases} k_x = \frac{\omega}{c} n_2 \sin \theta_2 = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \theta_1 \\ k_y = 0 \\ k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1} = j\tilde{k} \end{cases} \quad (I.19)$$

Avec :

k^t : Le vecteur d'onde de l'onde transmise dans le second milieu

$$||k^t|| = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - 1} > \frac{\omega}{c} \quad (I.20)$$

Dans ce cas L'essentiel de ces résultats (I.19):

- Le vecteur d'onde de l'onde évanescente est complexe.
- Le module du vecteur d'onde est supérieur à $\frac{\omega}{c}$ dans le vide (pour une onde progressive homogène aucune des composantes du vecteur d'onde ne peut être supérieure à cette valeur) [16].
- Sa composante k_z est imaginaire pure.

A cause de cette dernière propriété, l'amplitude de l'onde évanescente décroît exponentiellement en fonction de z, nous obtenons la structure générale d'une onde évanescente d'amplitude E_0

$$\vec{E} = E_0 \exp j(k_x x + k_z z) - \omega t = E_0 \exp j(-\tilde{k}_z z) \exp j(k_x x - \omega t) \quad (I.21)$$

Avec :

E_0 : Le champ électrique de l'onde évanescente.

E^* : L'amplitude de l'onde évanescente.

A cause de cette décroissance exponentielle qu'elle n'est détectable que sur une distance très faible de la surface de séparation de deux milieux.

I.5.2 Polarisation TE et TM :

Pour une onde électromagnétique, les champs électrique et magnétique oscillent dans des directions différentes. La polarisation de la lumière décrit, par convention, la vibration du champ électrique. Si ce champ oscille dans une seule direction, on parle de **polarisation rectiligne**.

Pour un dioptre plan, on définit deux polarisations rectilignes orthogonales entre elles, les polarisations transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). La polarisation TE présente un champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence (Figure I.4 (a)) et la polarisation TM un champ électrique parallèle au plan d'incidence (Figure I.4 (b)). Dans un

milieu isotrope non confiné, les indices correspondants aux polarisations TE et TM sont identiques. Si le matériau concerné présente une anisotropie d'indice, de par sa structure (cristalline par exemple) ou à la suite de contraintes exercées sur le matériau selon un axe particulier la réponse optique n'est pas la même selon les polarisations TE ou TM (biréfringence).

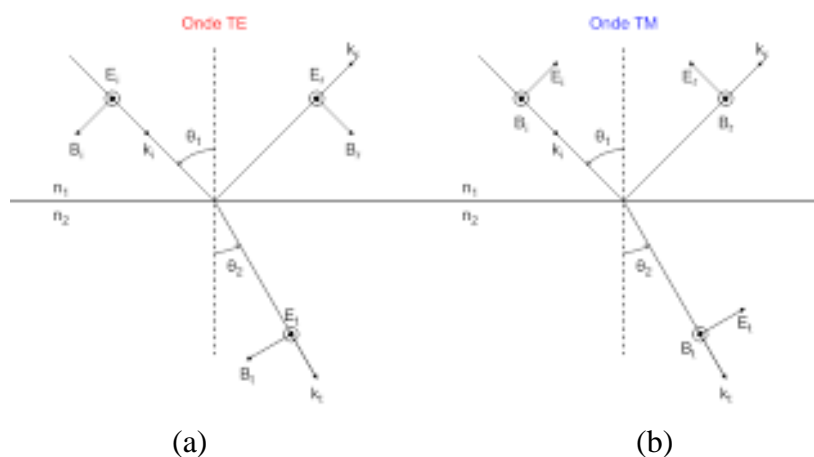


Figure I.4 : Définition de la polarisation TE et TM

I.6. La méthode de détection :

L'utilisation des biocapteurs pour la détection de molécules et d'espèces biologiques représente une technologie émergente. D'un grand intérêt pour la communauté, cette technologie a été développée dans divers laboratoires au niveau mondial avec pour objectifs d'améliorer encore plus les performances de détection. Une méthode de transduction ne doit pas seulement permettre la reconnaissance de la molécule mais elle doit également donner des informations sur sa qualité et sa quantité dans l'analyte. L'avantage de la détection optique par rapport à d'autres techniques est que le champ optique est non invasif et ne nuit pas aux molécules cibles situées à la surface du capteur. De plus, le signal optique n'est pas affecté par les conditions de charge de surface et le pH de la solution.

De nombreux paramètres tels que les variations d'absorbance, de la fluorescence ou de l'indice de réfraction à la surface d'un capteur peuvent affecter les propriétés optiques d'un faisceau lumineux. Ainsi, selon la méthode de transduction on peut distinguer un vaste groupe de biocapteurs optiques. Ces différents types de biocapteurs optiques sont classés selon deux protocoles de **détection avec marquage fluorescent et sans marquage fluorescent**.

I.6.1 détection avec marqueur fluorescent :

Le principe de détection par fluorescence, repose sur une détection indirecte via l'association de la molécule cible avec une autre molécule fluorescente, appelées marqueur. En effet, la molécule fluorescente possède la propriété d'absorber de l'énergie lumineuse (lumière d'excitation) et de la restituer rapidement sous forme de signal fluorescent (lumière d'émission) [18]. Cette fluorescence permet de quantifier les molécules cibles.

Les biocapteurs à fluorescence sont très sensibles, ils présentent des faibles limites de détection et ils sont déjà commercialisés [18,4].L'utilisation de cette technique, permet d'envisager une détection multi paramétrique à partir d'un seul échantillon analytique et dans une même plateforme.

Néanmoins, basé sur cette méthode de détection les biocapteurs présentent plusieurs inconvénients qui limitent leur fonctionnalité dans diverses disciplines, Car en plus de la nécessité d'utiliser un microscope couteux, équipé de filtres qui permettent de séparer la lumière émise de la lumière d'excitation, le phénomène de photo blanchiment ou de diminution de la quantité de signal dans ce genre de dispositifs à cause de la diminution progressive de la fluorescence au fur et à mesure de l'analyse est ça si présent.

On note également que la présence relativement fréquente des substances fluorescentes dans le milieu analytique, peut nuire à la fonctionnalité, la conformation, voire même la réactivité du biocapteur. Ainsi, le développement d'une alternative afin de pallier à l'utilisation des marqueurs est indispensable.

I.6.2 Biocapteur sans marqueur fluorescent « label- free » :

Depuis ces dernières années, les technologies de détection optique sans marqueur « label- free » connaissent un réel essor notamment en raison de leur capacité à analyser directement les interactions moléculaires dans leur état naturel. Cela simplifie davantage les protocoles de préparation et permet de réaliser des études cinétiques d'interactions moléculaires en temps réel. Le principe de détection repose sur le changement d'une des propriétés de la lumière lorsque celle-ci est en contact avec l'élément d'intérêt.

Il existe pour cela différentes méthodes de détection comme celles exploitant des effets de changement d'indice de réfraction, de propriété d'absorbance ou de non-linéarité.

I.7. Capteurs optiques label-free :

Depuis ces dernières années, le développement des capteurs optique à indice de réfraction (**RI**) miniaturisés, biocompatibles, avec une réponse en temps réel et une simple utilisation, est devenu un enjeu majeur aussi bien du point de vue technologique que commercial.

Les techniques optiques utilisées dans ce contexte sont aussi nombreuses que variées, parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment **les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR)**, **les capteurs interférométriques** et **les capteurs optiques à résonateurs en anneaux**.

I.7.1 Capteurs interférométriques :

L'interférométrie peut être utilisée pour détecter la différence de phase entre deux faisceaux lumineux collimatés d'une source de lumière cohérente. L'utilisation de l'interférométrie en bio-détection consiste à mesurer le changement de phase de la lumière. Une lumière cohérente est injectée dans un guide d'onde puis se sépare équitablement à une jonction Y. L'un des deux bras est mis en contact avec la solution contenant les molécules à détecter tandis que l'autre (a) (b)

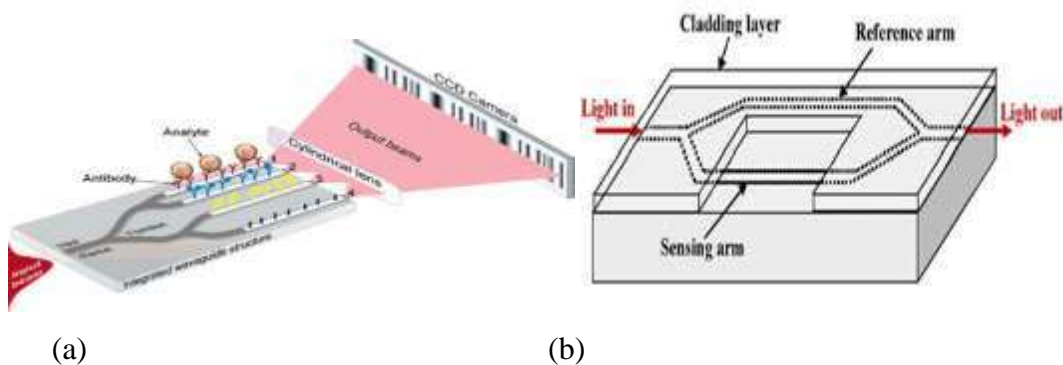


Figure I.5 : (a) Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zehnder[19]-(b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [20].

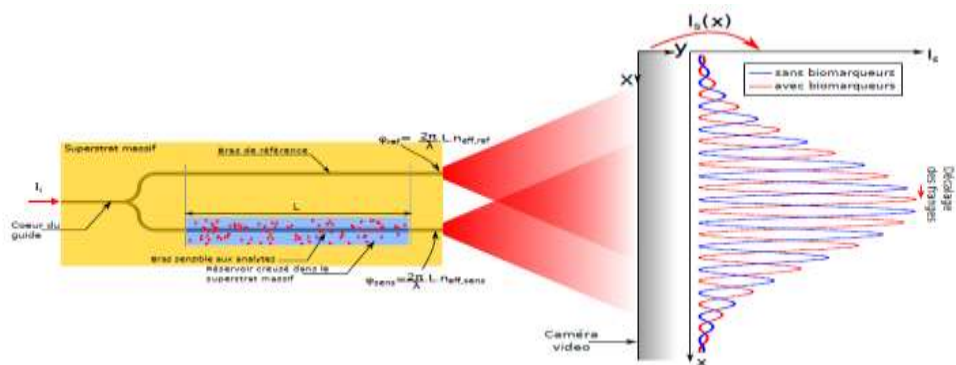


Figure I.6 : Schéma du principe de fonctionnement d'un IY.

qu'un seul d'entre eux sera en contact avec les analyte scibles. Ensuite, les deux guides d'ondes sont recombines et le signal de sortie, est déterminé par la différence de phase entre les deux voies, est régi par l'équation :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} (1 + \cos(\Delta\phi(\alpha))) \quad (I.22)$$

Les signaux des deux bras sont projetés sur une caméra CCD pour former des franges d'interférences dont le décalage peut être relié au retard de phase par transformation de Fourier. Au cours des dernières années, plusieurs configurations d'IY ont été proposées [21,22], il a été montré qu'il était possible d'atteindre une limite de détection de 9.10^{-8} RIU [23]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les meilleures performances obtenues avec les capteurs IMZ [24, 25], résultat attendu du fait de leur architecture similaire. Les biocapteurs à IY sont déjà disponibles dans le marché [26]. Toutefois, l'inconvénient majeur de ce type de capteurs reste leur type de réponse. Ayant une réponse sinusoïdale (mesure de phase) et non linéaire comme les autres capteurs optiques, la variation de cette dernière est beaucoup plus faible aux maximas de la courbe, ce qui entraine automatiquement une diminution de la sensibilité du capteur.

I.7.2 Capteurs RI (refractive index) à base des cristaux photoniques :

La résonance optique mène aux chutes ou aux pics dans la signature spectrale. Quand les indices de réfraction sont modifiés, la longueur d'onde des chutes ou les crêtes sont décelables. Des capteurs à résonateurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels [27] ont démontré leur capacité, à la fois théoriquement et expérimentalement, à détecter des éléments biochimiques en raison du mécanisme du confinement de la lumière fourni par la bande interdite photonique [28]. Le principe de fonctionnement de ces capteurs repose sur les variations de leurs propriétés optiques lorsque l'indice de réfraction des substances à analyser change en

mesurant le décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction. E. Chow et al. [29] ont rapporté une démonstration expérimentale d'un capteur biochimique ultra-compact basé sur une microcavité à cristal photonique à deux dimensions (figure I.7). La microcavité, fabriquée sur substrat **SOI** (silicon on insulator), est conçue pour avoir une longueur d'onde de résonance (λ) autour de 1,5 μm . Le spectre de transmission du capteur est mesuré avec différents indices de réfractifs ambiants allant de $n = 1,0$ à $n = 1.5$. Une observation du changement de longueur d'onde de résonance, pour une variation de l'indice de réfraction de Δn ambiante 0,002 a été démontrée. La correspondance entre l'indice de réfraction absolu et la longueur d'onde de résonance est en bon accord avec le calcul numérique avec une précision de 4%..

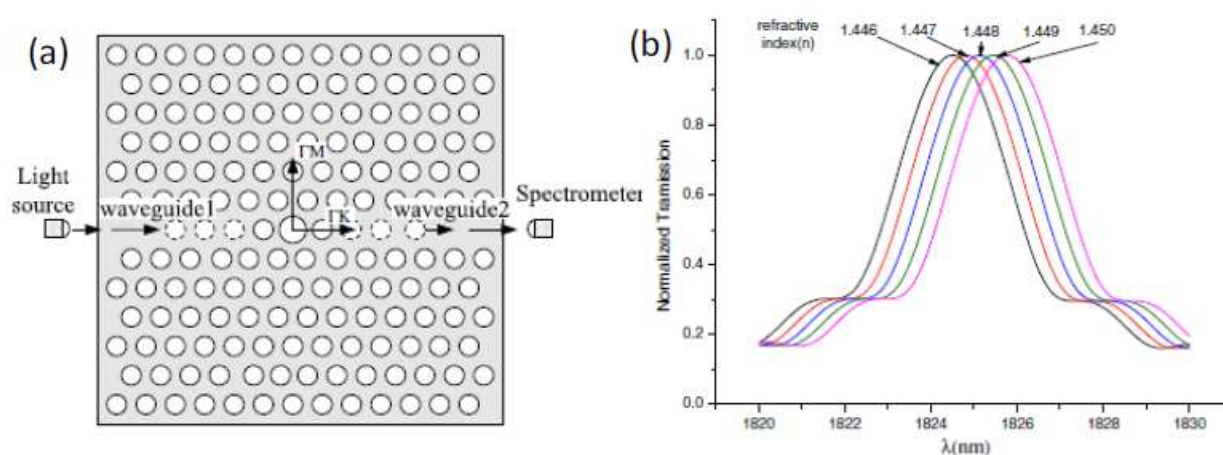


Figure I.7 : (a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur

Avec cette nouvelle structure, une meilleure résolution du RI a été obtenue, et une meilleure efficacité de transmission sur une plage de mesure de RI plus large. Les spectres de transmission du capteur avec différents indices de réfraction ambiants s'étendant de $n = 1.0$ à $n = 1.6$ sont calculés (figure 9b). Les résultats de ces calculs prouvent qu'un changement de RI ambiant de $\Delta n =$ de 0.001 est possible conduisant à une sensibilité du capteur ($\Delta\lambda/\Delta n$) de 330 nm/RIU (pour un paramètre de maille $a = 440$ nm). Dans ces travaux, les propriétés du capteur sont analysées numériquement en utilisant la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode (FDTD).

Dans un autre travail, Harhouz et al. [30] ont proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) ultracompact (figure.I .8). Sa technique de détection est basée sur une microcavité

insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique à 2D composé de trous d'air dans un réseau triangulaires

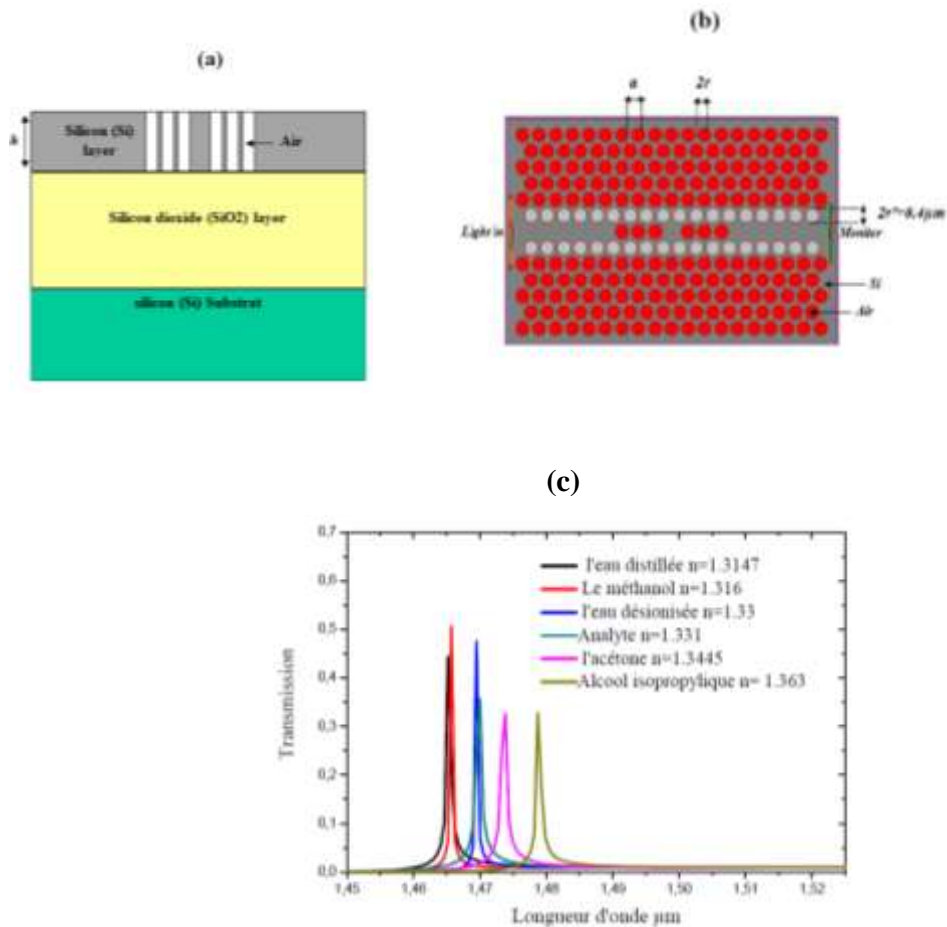


Figure I.8 : (a) Structure verticale (Vue latérale schématique) de biocapteur RI à CP dans un substrat SOI. b) Structure du biocapteur RI à CP. (c) réponse spectrale du biocapteur pour cinq analytes infiltrés dans les trous de CP.

Cette structure a donné une bonne sensibilité et une transmission entre 40 à 68%. La sensibilité de ce biocapteur RI a atteint la valeur de 530nm/RIU pour un shift d'indice de $\Delta n= 0.001$.

D'autres auteurs comme Dorfner et al. [31] ont présenté une étude théorique et expérimentale en utilisant un cristal photonique à base de SOI en tant que capteurs à indice de réfraction. La lumière est transmise par évanescente entre deux types de défauts formés de nano cavities ($L3$ et $H1-r$) insérés entre deux guides d'ondes W1 dans le cristal photonique (figure I.9).

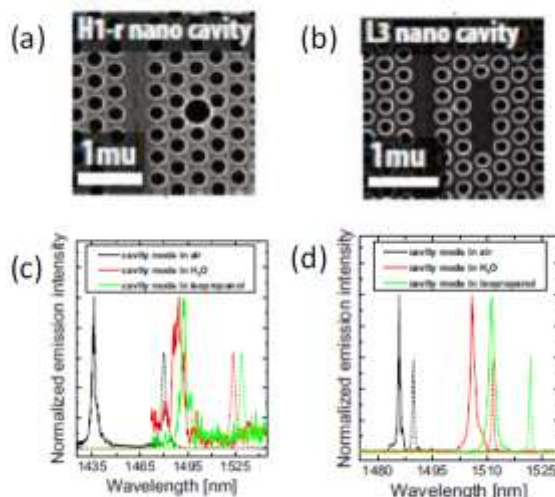


Figure I.9 : (a, b) images SEM montrant les cavités H1-r et L3 dans un cristal photonique, (c, d) modes de cavité mesurés pour l'air ($n=1,00$), eau ($n= 1,33$), et IPA ($n = 1,377$) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement

I.7.3 Capteurs utilisant des micro-résonateurs :

Différentes configurations de capteurs optiques intégrés ont été présentées possédant de bonnes limites de détection, jusqu'à 10^{-9} UIR et des capacités à réaliser de la multi détection. L'un des facteurs les plus importants dans les capteurs sans marquage est l'interaction entre la lumière et les molécules cibles ; plus celle-ci est grande, plus le capteur est sensible et peut atteindre une faible limite de détection. Sauf dans le cas de la détection de la molécule unique où la recherche d'une grande sensibilité n'est pas nécessaire. L'une des solutions pour augmenter cette sensibilité est d'augmenter la longueur L d'interaction entre les molécules cibles et la lumière, cependant ceci réduit les capacités de miniaturisation

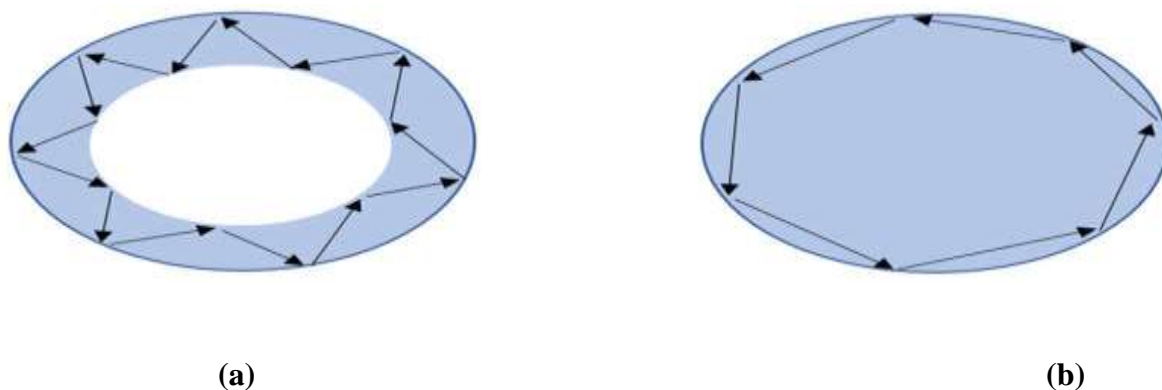


Figure I.10: Modes guidés dans un ring-résonateur (a), Modes de galerie dans un micro résonateur en forme de disque (b).

Les capteurs à base de micro-résonateurs ont fait l'objet de recherches intensives ces dernières années pour exploiter leur caractère résonant [32] qui permet de s'affranchir d'une augmentation de la longueur L d'interaction. En effet, leur architecture circulaire permet, selon la forme du micro-résonateur, la propagation de deux types de modes, représentés sur la Figure I.10, les modes guidés et les modes de galerie WGM (de l'anglais Whispering Gallery Mode)[33], qui circulent dans le micro-résonateur plusieurs fois.

A la surface des micro-résonateurs, il existe un champ évanescent qui permet d'utiliser le principe de détection par évanescence et de déterminer la variation d'indice de réfraction quand les molécules cibles sont à la surface. Dans le cas des micro-résonateurs, la longueur d'interaction entre la lumière et la matière n'est plus déterminée par la longueur physique des guides d'onde, mais par le nombre de révolutions de la lumière dans le micro-résonateur. Cette propriété est déterminée par le facteur de qualité Q du micro-résonateur qui représente le nombre de tours parcourus par la lumière.

La longueur effective d'interaction L_{eff} est donnée par :

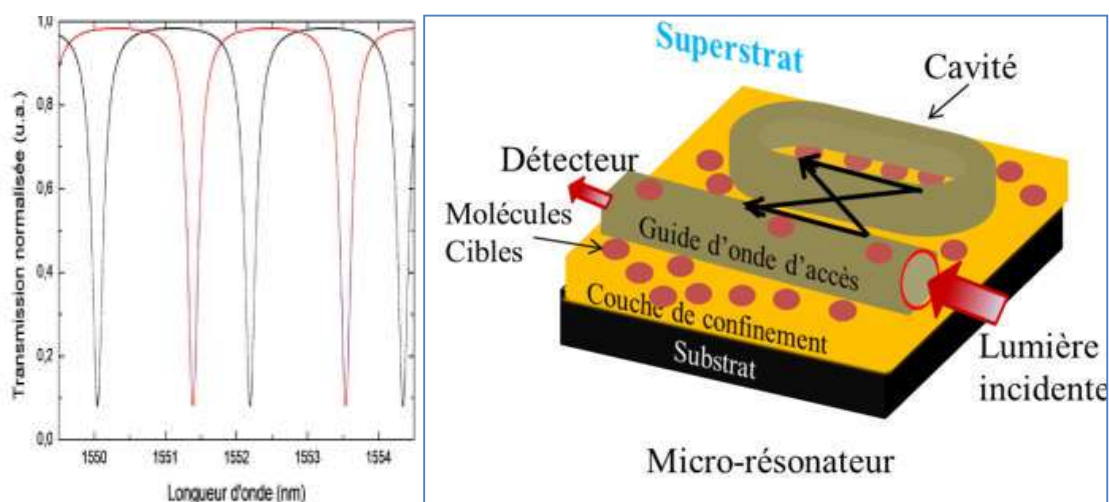
$$L_{eff} = \frac{Q\lambda}{2\lambda n_{eff}} \quad (I.23)$$

Avec λ la longueur d'onde et n_{eff} l'indice effectif du mode guidé du micro-résonateur. Par exemple, un micro-résonateur de quelques μm de circonférence, possédant un facteur de qualité de 10^5 est l'équivalent d'un guide d'onde de l'ordre du centimètre. Les facteurs de qualité Q des micro-résonateurs sont de l'ordre de 10^3 jusqu'à 10^9 dans le cas de micro-résonateurs sphériques.

Celui-ci est aussi relié à la limite de détection LOD. Un facteur de qualité élevé est souhaité pour pouvoir détecter de faibles concentrations de molécules et donc avoir une limite de détection la plus faible possible [34]. Les micro-résonateurs permettent donc d'obtenir des capteurs sensibles possédant de faibles limites de détection avec des dimensions inférieures à celles nécessaires, par exemple, aux interféromètres. De tels capteurs ont donc plus de potentiel à être intégrés en grand nombre sur un LOC pour de la multi-détection.

Les micro-résonateurs sont aussi à la base de capteurs optiques pour la détection de molécules cibles [35]. Le principe de détection est présenté sur la Figure I.9 pour un micro-résonateur en forme d'hippodrome, mais ce principe reste valable pour toutes les formes de

micro-résonateurs. Ces derniers sont constitués d'une cavité résonante dans laquelle la lumière est couplée par l'intermédiaire d'un guide d'accès (Figure I.11. (a)). Certaines longueurs d'onde résonnent dans la cavité et des raies de résonance apparaissent dans le spectre de l'intensité transmise. Lorsque des molécules sont introduites dans le superstrat du micro-résonateur, la position des raies de résonance se décale due à la variation d'indice de réfraction (Figure I.11.b)



(a)

(b)

Figure I.11 : Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a), Évolution de la fonction de transfert avec la présence d'un analyte (b).

I.7.3.1 Capteurs à résonateurs en anneaux :

Leur principe de fonctionnement repose sur le confinement de la lumière par une succession de réflexions totales internes dans la cavité (figure I.12). Dans ce cas la détection est due à l'interaction entre le champ électromagnétique se propageant dans cette cavité et les molécules présentes à la surface.

La configuration en cercle permet la propagation de modes appelés « modes de galerie ». Contrairement aux cas précédents, dans ce type de dispositifs, la longueur de l'interaction entre la lumière et les molécules n'est plus directement liée à la longueur physique totale du capteur, mais au nombre de révolutions de la lumière dans le résonateur. Ainsi l'interaction efficace de la lumière avec les analytes cibles sera liée au facteur de qualité (Q) de la cavité, par conséquent, des résonateurs à Q élevé sont souhaités. Les facteurs Q élevés impliquent des temps d'interaction plus élevés avec les molécules dans la région de détection. Ces fortes

propriétés de facteur de qualité (Q) et de la géométrie employée permettant donc d'atteindre de faibles limites

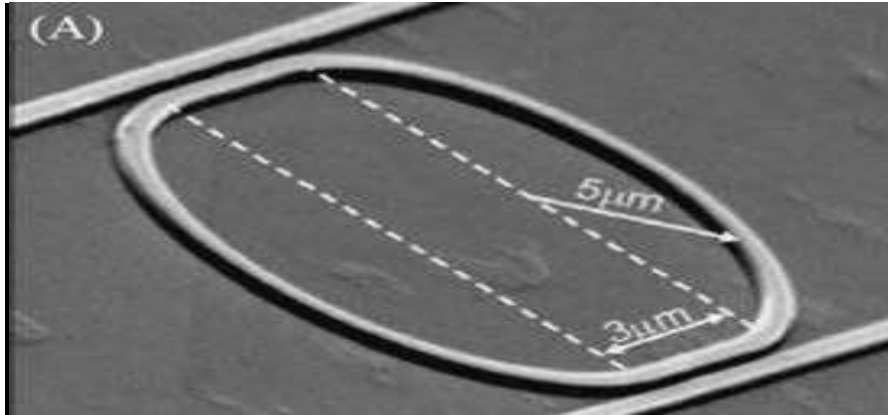


Figure I.12. Résonateur en anneau en silicium

En raison de leur faible contraste d'indice, les résonateurs en anneaux présentent des sensibilités nettement plus inférieures à celles des détecteurs **plasmoniques**. Fabriqués à partir des matériaux **diélectriques**, ces dispositifs sont censés théoriquement avoir des pertes optiques extrêmement basses. Cela est vérifié dans le cas des pertes par diffusion. Néanmoins, des pertes d'émission dues à la forme courbée des résonateurs sont observées et demeurent sensiblement importantes.

I.7.3.2 Capteurs à résonance plasmon de surface :

Exploitant le phénomène onde plasmon de surface qui en résulte d'une oscillation de la densité de charges apparaissant à l'interface entre deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes différents, plusieurs configurations de biocapteurs à SPR sont possibles. Ces dernières diffèrent selon la méthode d'excitation du plasmon de surface comme par exemple à l'aide de prismes [36] ou de fibres optiques [37, 38]. Dans le cas d'un prisme, la lumière totalement réfléchie à l'interface du prisme et du métal génère une onde évanescente dans la couche de métal (figure I.13). Le couplage entre les photons et l'onde plasmon est alors obtenu pour un certain angle d'incidence où la constante de propagation de l'onde électromagnétique est identique à celle de l'onde plasmon [38]. Ce type de capteur sera expliqué en détail dans le prochain chapitre.

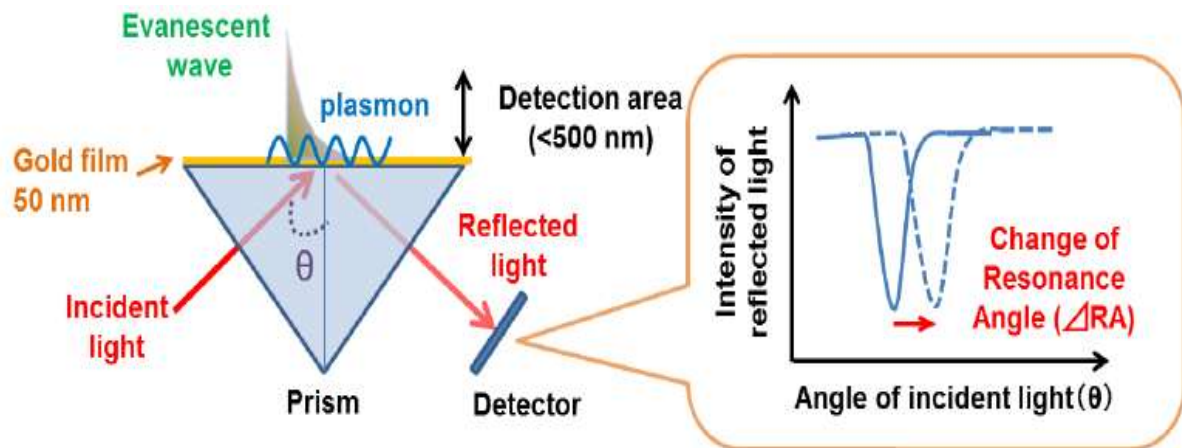


Figure I.13 : Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme

I.8. Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons évoqué les capteurs en général. Nous avons présenté les paramètres caractérisant les performances d'un capteur, et nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux rappels de quelques notions théoriques d'optique guidée et plus précisément ceux qui utilisés pour la détection. Nous avons présenté les deux types principaux de méthode de détection : détection avec marqueur fluorescent et sans marquage. Nous avons également montré les techniques optiques utilisées dans ce contexte. Et parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment les capteurs interférométriques, Capteurs à résonateurs en à base des cristaux photoniques et Capteurs utilisant des micro-résonateurs sont : les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR), et les capteurs optiques à résonateurs en anneaux.

Chapitre II

Les plasmons de surface pour la détection optique

II.1. Introduction :

Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques associées à une oscillation collective des électrons du plasma d'électrons libres à la surface d'un métal. Ces ondes ont été très étudiées depuis les années soixante-dix aussi bien grâce à des mesures de spectroscopie de perte d'énergie d'électrons que grâce à des méthodes optiques comme l'ATR (Attenuated Total Reflection) [2].

Étant extrêmement sensibles à l'indice au contact de la surface métallique ou à la rugosité des différentes surfaces, ils ont trouvé de nombreuses applications aussi bien en physique [3], en chimie [4], qu'en biologie [5].

L'objectif est évidemment de modifier les propriétés dispersives, le couplage radiatif ou encore le guidage des plasmons de surface.

II.2. L'état de l'art de plasmon de surface :

Les plasmons de surface ont été originalement découverts par R.W. Wood en 1902. Lors de son observation du spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction, il remarqua des anomalies sous forme de fines bandes sombres dans le spectre diffracté. Impossible à interpréter avec la théorie dite scalaire de la diffraction de la lumière, il faudra alors attendre le début des années 1940 et le développement de la théorie vectorielle, avec les travaux de U. Fano pour trouver une interprétation théorique de ces anomalies, basée sur l'existence des ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau [39].

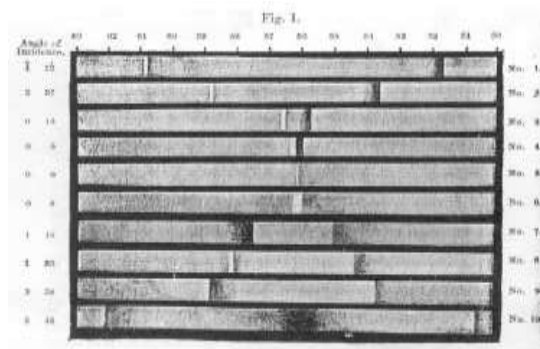


Figure II.1 : Premiers spectres de réflexion de la lumière obtenus sur des réseaux métalliques pour différents angles d'incidence, publiés par Wood en 1902

En 1965, A. Hessel et A. A. Oliner proposent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau. Une amplification très importante du champ électromagnétique local est alors associée à cette résonance. S'appuyant sur cette idée, trois ans plus tard A. Otto (1968) met en évidence expérimentalement que les ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale frustrée. Dans la même année, E. Kretschmann et H. Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente, la méthode de réflexion totale atténuée.

Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer. En particulier le succès de la résonance des plasmons de surface (SPR) qui permet de mesurer des variations d'indice de réfraction et des épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception des capteurs biologiques capables de détecter les interactions entre enzymes et substrat, antigènes/anticorps, ou encore des interactions ADN/protéines [39].

II.3. Les plasmons et théorie de Drude :

II.3.1. Théorie de Drude :

Dans ce modèle, le métal est assimilé à un réseau ionique baigné dans un nuage d'électrons libres. Le comportement d'un électron est supposé celui d'une particule de masse m et de charge $-e$ [40]. Sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} et d'une induction magnétique \vec{B} ,

L'équation du mouvement de l'électron peut s'écrire sous la forme :

$$m \frac{\partial^2 \vec{x}}{\partial t^2} + m\Gamma \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} + e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = 0 \quad (\text{II.1})$$

\vec{E} : Le champ électrique.

\vec{B} : Le champ magnétique

Avec \vec{x} et \vec{v} sont respectivement le vecteur de position et de vitesse de l'électron.

Γ Représente un terme d'amortissement, il est inversement proportionnel au temps de relaxation [41]. En pratique dans la gamme optique, la force de Laplace $-e \vec{v} \wedge \vec{B}$ est négligeable devant la force électrique, le rapport v/c est d'environ $1/300$. De ce fait, une solution harmonique du mouvement de l'électron peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{x} = E_0 \vec{e} \exp(-i\omega t) \quad (\text{II.2})$$

Soit :

$$\vec{X} = \frac{e}{m(\omega^2 + i\Gamma\omega)} \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

Pour densité électronique n_e , la densité de courant s'écrit :

$$\vec{j} = -n_e e \vec{v} = i n_e e \omega \vec{x} \quad (\text{II.4})$$

En injectant \vec{x} donné par l'équation (II.3) dans l'expression (II.4) on arrive :

$$\vec{j} = \frac{n_e e^2}{m} \frac{1}{(\Gamma - i\omega)} \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

La conductivité électronique complexe $\sigma(\omega)$, est déduite de l'équation (II.5) :

$$\sigma(\omega) = \frac{n_e e^2}{m} \frac{1}{(\Gamma - i\omega)} \quad (\text{II.6})$$

La fonction diélectrique relative de Drude :

$$\varepsilon_D(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\Gamma D)} \quad (\text{II.7})$$

Avec $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0}}$ est la fréquence plasma des électrons, ε_0 représente la permittivité du vide et ε_∞ désigne la permittivité relative du métal à des fréquences infinies. Pour les métaux décrits par le modèle de Drude, ε_∞ est généralement approximé à 1 [42].

II.3.2. Plasmon de volume et de surface

a) Plasmon de volume :

Un plasmon de volume est une oscillation d'un gaz d'électrons libres de charge e , de masse m et de densité n . Sa fréquence d'oscillation appelée fréquence plasma est donnée par [43] :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{m \varepsilon_0}} \quad (\text{II.8})$$

b) Les plasmons de surfaces :

Ces plasmons de surface " que l'on notera par la suite PS (ou SP en anglais) " sont des « excitation » de surface dont le champ électromagnétique diminue de façon exponentielle dans les milieux de part et d'autre de la surface et qui, relié à la densité locale de charge surfacique [44].

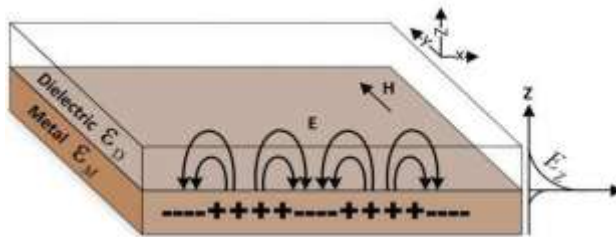


Figure II.2 : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

plasmons de surfaces délocalisés et Les plasmons de surface localisés peuvent se propager tout au long de la surface. Il existe deux types de plasmon de surfaces [45] :

❖ Les plasmons de surfaces délocalisés :

PS délocalisés sont générés à l'interface des films métalliques lisses. Ils sont dits « non radiatifs » car ils ne peuvent se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Il sera alors nécessaire d'utiliser un « coupleur » [46].

❖ Plasmons de surface localisés :

La bande de fréquence qui vérifie la relation $\varepsilon(\omega) < 0$ est le siège de modes électromagnétiques de surface confinés que l'on nomme plasmons de surface. Ils apparaissent donc à des fréquences différentes de celles des plasmons de volume qui eux doivent satisfaire à la condition $\varepsilon(\omega) = 0$. Ils ont pour origine une oscillation longitudinale de la densité des charges due aux électrons de la surface du métal. Ces oscillations résonantes de densité de charge sont couplées à une onde électromagnétique appelée plasmon polariton ou phonon polariton suivant l'origine microscopique de cette onde : si l'on est dans un métal ou dans un matériau polaire respectivement. Considérons l'interface entre un milieu métallique de constante ε_m et un milieu diélectrique de constante ε_d [47]:

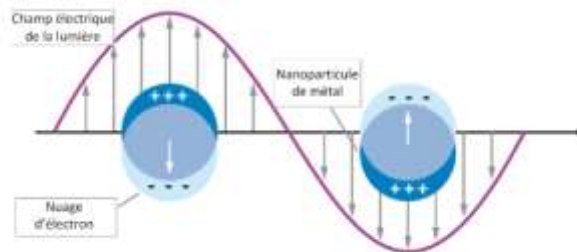


Figure II.3 : Schéma de l'excitation du plasmon de surface localisé par la lumière visible

Il existe des modes optiques longitudinaux dans ce plasma d'électrons libres qui sont des oscillations de la densité d'électrons et qui se propagent dans le métal avec un vecteur d'onde k_r dirigé dans le même sens que les oscillations (modes longitudinaux). Physiquement un plasmon polariton de surface (PPS) correspond donc à une onde électromagnétique couplée aux oscillations collectives des électrons libres dans un conducteur, habituellement un métal, se propageant le long de l'interface métal diélectrique, comme représenté sur la Figure II.3. Ce champ est maximum à l'interface et décroît exponentiellement dans les directions perpendiculaires.

Comme tous les phénomènes résonants, le PPS champ proche est considérablement amplifié avec le champ lumineux incident [46].

II.4. La résonance de plasmons de surfaces (SPR):

II.4.1. Le principe :

Lorsque la lumière incidente est dirigée à un certain angle (angle de résonance) sur un métal riche en électrons libres tel que l'or ou l'argent, les photons provoquent une oscillation des électrons libres appelée Résonance Plasmonique de Surface (SPR). Ces oscillations se caractérisent par une onde évanescente dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm [48, 49, 50].

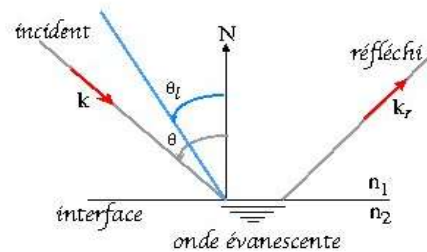


Figure II.4: La formation de l'onde évanescente.

L'onde évanescente est le point central des mesures d'interactions. En effet, une perturbation de l'onde évanescente, consécutive à l'interaction de biomolécules sur la surface va induire une diminution de l'angle de résonance directement mesurable [51, 52]. Deux stratégies sont alors envisageables (figure II.4). La première est de suivre les variations d'angle de résonance au cours du temps, il s'agit des systèmes basés sur la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) dite «classique». La seconde approche est de travailler à angle fixe et de mesurer les variations de réflectivité induites par la variation d'angle au cours du temps, on parle alors de Résonance Plasmonique de Surface par imagerie (SPRi) [53].

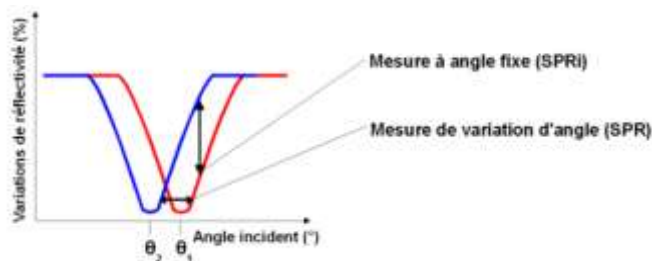


Figure II.5 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi.

II.4.2. Relation de dispersion des plasmons de surface :

Les plasmons de surface délocalisés (PS) sont donc des ondes de surface se propageant à l'interface d'un milieu diélectrique, de constante relative positive ϵ_s , et d'un film métallique (non-magnétique) de constante diélectrique complexe $\tilde{\epsilon}_m$, dont la partie réelle est négative dans le domaine visible [39]. Pour étudier les plasmons de surface, il est intéressant de tracer sur un graphe la fonction liant la pulsation du PS en fonction de son vecteur d'onde. En particulier, il est alors possible de prévoir les conditions de couplage avec la lumière par exemple, et d'en déduire les caractéristiques importantes de propagation de l'onde [54]. Nous pourrions montrer que le champ électromagnétique résultant d'une telle fluctuation, présente une décroissance exponentielle de part et d'autre de l'interface (Figure II-5).

Pour introduire ces courbes de dispersion, nous devons résoudre les équations de Maxwell appliquées aux ondes de surface présentes à l'interface plane entre un milieu métallique (m) et un diélectrique ou vide (s). Considérons ces deux milieux comme linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques [55].

Dans cette géométrie plane, nous recherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface. Considérons-les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux s et m. Mentionné au chapitre I de l'équation (I.6) Pour $z > 0$ (dans le diélectrique) et pour $z < 0$ (dans le métal), avec $j = s, m$ et où k_{jx} est la constante de propagation de l'onde plasmon selon l'axe ox . Ces champs doivent satisfaire les équations de Maxwell mentionnées dans le chapitre I de l'équation (I.3)

Où \vec{E} représente le vecteur champ électrique (V/m), \vec{B} l'induction magnétique (Tesla), \vec{D} le vecteur déplacement électrique (C/m²) et \vec{H} le champ magnétique (A/m²) [54].

En tenant compte des conditions de continuité à l'interface (équations (I.6) et (I.3)) :

$$\begin{cases} E_{mx} = E_{sx} \\ H_{my} = H_{sy} \\ \tilde{\epsilon}_m E_{mz} = \epsilon_s E_{sz} \\ k_{mx} = k_{sx} = k_x^{SP} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Il vient le système suivant :

$$\begin{cases} H_{my} - H_{sy} = 0 \\ \frac{k_{mz}}{\tilde{\epsilon}_m} H_{my} + \frac{k_{sz}}{\epsilon_s} H_{sy} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Ce système n'a de solution que si le déterminant est nul, ce qui revient à écrire la relation de dispersion :

$$\frac{k_{sz}}{\varepsilon_s} + \frac{k_{mz}}{\tilde{\varepsilon}_m} = 0 \quad (\text{II.11})$$

A partir des relations de Maxwell (équations (I.3) et les conditions de continuité à l'interface (équations (II.9) et (II.10)), on obtient :

$$k_x^2 + k_{jz}^2 = K_0^2 \varepsilon_j \quad (\text{II.12})$$

Avec j= s, m

Avec K_0 la norme du vecteur d'onde dans le vide ($K_0 = \frac{\omega}{c}$)

Finalement, l'expression de la constante de propagation (ou encore « relation de dispersion $\omega = f(k)$ ») de l'onde plasmon sera écrite sous la forme :

$$k_x^{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_s \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}{\varepsilon_s + \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_s \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}{\varepsilon_s + \tilde{\varepsilon}_m(\omega)}} \quad (\text{II.13})$$

Avec :

$\tilde{\varepsilon}_m$: Constante diélectrique complexe d'un film métallique.

ε_s : Constante diélectrique d'un milieu diélectrique.

$$\text{Et : } k_{jz} = \sqrt{\varepsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad (\text{II.14})$$

Il est intéressant de noter à ce niveau, que dans le cas d'une interface métal-air par exemple, nous aurons dans le domaine visible $\varepsilon_s = 1$ et $\varepsilon_m < -1$ ce qui conduit à $K_x > \frac{\omega}{c}$ et alors

$k_{jz} = j|k_{jz}|$ devient imaginaire pur. Ce résultat confirme que l'onde de surface présentera un champ maximal à l'interface qui diminue exponentiellement dans les deux milieux (pour les z croissants). Sur la figure (II.6), nous avons tracé la relation de dispersion (équation II.13). La figure montre que la courbe de dispersion des plasmons de surface se situe toujours « à droite » de la courbe dite ligne de lumière à laquelle correspond la relation de propagation de la lumière dans le vide $k = \frac{\omega}{c}$.

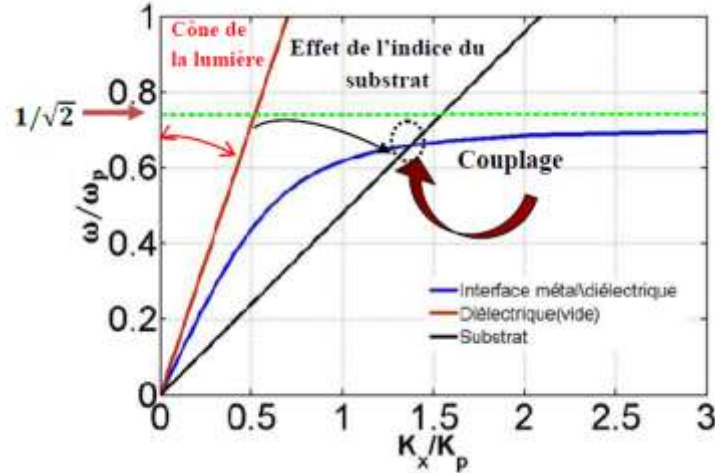


Figure II.6: Relation de dispersion des plasmons de surface.

Nous remarquons que la relation de dispersion des plasmons de surface reste toujours strictement en dessous de la ligne de lumière (figure II.6). Cette absence d'intersection entre la ligne de lumière et la courbe de dispersion des PS interdit tout couplage ou résonance entre une onde électromagnétique du domaine visible en particulier, et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les PS en éclairant directement le métal avec une source de lumière, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé sans système particulier de couplage comme nous allons le montrer [54].

II.4.3. Relation de couplage plasmon-lumière :

Nous venons de représenter graphiquement la relation de dispersion $\omega=f(k)$ qui représente la pulsation du plasmon de surface ω_{sp} en fonction de la norme du vecteur d'onde k_{sp} . Cette représentation permet d'expliquer pourquoi les plasmons de surfaces sont dits « non radiatifs ». Il était montré qu'aucun couplage entre les plasmons de surface et la lumière ne pourra être observé [55], car il faudrait satisfaire l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface k_{sp} et la projection dans le plan de la surface du vecteur d'onde k_x de lumière incidente. Ceci s'écrit simplement selon :

$$\vec{k}_x(\text{photon}) = k_{sp} \quad (\text{II.15})$$

Avec : \vec{k}_x : Le vecteur d'onde de la lumière incidente.

k_{sp} : Le vecteur d'onde des plasmons de surface

Pour coupler les plasmons de surface avec un rayonnement électromagnétique photonique, on remarque en particulier qu'il est nécessaire d'augmenter la composante (k_x) du vecteur d'onde du

photon d'une quantité (Δk_x) afin que la condition de résonance décrite par l'équation (II.14) soit satisfaite. Pour réaliser le couplage, il est donc indispensable d'avoir recours à l'utilisation d'un système de couplage, encore appelé « coupleur » [54]. Le rôle du coupleur est « d'accorder » l'onde lumineuse incidente avec l'un des modes des plasmons de surface, afin qu'il y ait un échange d'énergie entre les deux. En effet, avec l'utilisation d'un coupleur et sous réserve que la relation (II.13) soit vérifiée, l'énergie apportée par les photons peut être transférée aux plasmons. Le transfert d'énergie s'accompagne alors d'une exaltation de l'intensité du champ au voisinage de l'interface (localisation d'énergie), et par l'absorption des photons. Ce phénomène quantique optique-électrique résultant du couplage entre les photons incidents et les électrons du métal est encore appelé plasmons-polaritons de surface (SPP) ou résonance des plasmons de surface [39].

Il existe principalement deux approches permettant de coupler les plasmons avec la lumière :

- En faisant passer la lumière incidente à travers un milieu d'indice de réfraction supérieur à celui du milieu diélectrique siège des ondes plasmons.
- En ajoutant un pseudo-moment, dû à la structure de l'interface métallique via un réseau périodique ou plus généralement via une surface rugueuse.

II.5. Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface:

Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface à partir d'une onde optique sont représentées sur la Figure (II.7). Le principe est le même pour toutes les configurations. Lorsqu'il y a égalité des indices effectifs des ondes lumineuses et plasmons de surface, le couplage est réalisé et cela se traduit par une perte d'énergie du faisceau lumineux, dissipée sous forme de chaleur [56].

a) Couplage par prisme :

L'onde incidente passe par un milieu diélectrique d'indice de réfraction plus élevé que le vide, afin d'augmenter la composante tangentielle de son vecteur d'onde. Cette méthode est la plus utilisée pour exciter les plasmons de surface dans les dispositifs actuels. On trouve deux configurations différentes :

La configuration d'**Otto** et celle de **Kretschmann** : Le principe consiste à utiliser un milieu diélectrique d'indice de réfraction élevé pour se placer en réflexion totale à l'interface métal/diélectrique. Pour cela ils ont déposé une couche mince métallique sur un prisme en verre. Ils ont obtenu ainsi trois milieux : l'air ; verre et le métal.

- ✓ Dans la configuration de Kreschmann, la lumière incidente se propage dans un prisme d'indice de réfraction n_p avec un angle de θ supérieur à l'angle de réflexion total; puis elle est réfléchiée par la surface du métal qui est collée sur le prisme.

Une onde évanescente est créée au de-là de la base du prisme et elle s'étend dans le métal.

Si l'épaisseur de la couche métallique est suffisamment mince ; l'onde évanescente pénètre suffisamment pour se coupler avec les plasmon de surface.

- ✓ Dans la configuration d'Otto: la surface du métal est séparée du prisme d'indice n par un gap d'air d'une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation.

Dans celle-ci c'est le champ évanescent s'étendant dans le gap d'air qui permet l'excitation du plasmon de surface air/métal ; il y a donc une réfraction à l'interface verre/métal et une réflexion total à l'interface métal/ air

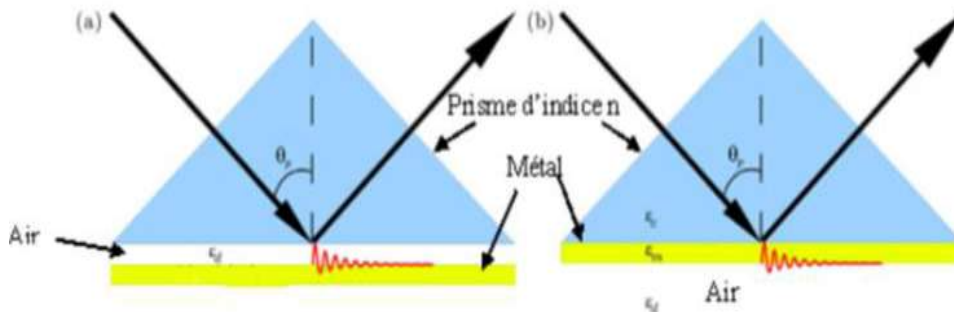


Figure II.7: a) Configuration d'Otto, b) Configuration de Kretschman n pour le couplage de PS

b) Couplage par réseau de diffraction :

Les conditions de couplage résonant de la lumière incidente avec les plasmons de surface sont régies par la loi de conservation de la composante tangentielle du vecteur (la projection du vecteur d'onde des plasmons de surface et la projection du vecteur d'onde de la lumière incidente sont égaux). Pour réaliser cette condition, il existe une deuxième méthode qui consiste à coupler directement la lumière incidente avec les PS en utilisant la diffraction par un réseau. Si, on introduit un motif périodique à l'interface métal/diélectrique, alors la diffraction de l'onde incidente va faire apparaître des ordres de diffraction avec des vecteurs d'onde plus grands. Comme il existe plusieurs ordres de diffraction, il existe plusieurs longueurs d'onde de résonance des PS. La figure ci-dessous (II.8) représente une configuration qui permet d'obtenir le couplage résonant des plasmons de surface à l'aide d'une structuration périodique de surface d'une couche métallique. Dans cette

méthode la surface du métal est séparée du prisme d'indice n par un gap d'air d'une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Dans cette configuration; c'est le champ évanescent s'étendant dans le gap d'air qui permet l'excitation du PS à l'interface air/métal. il y a réflexion à l'interface verre/métal et réflexion totale à l'interface métal/air.

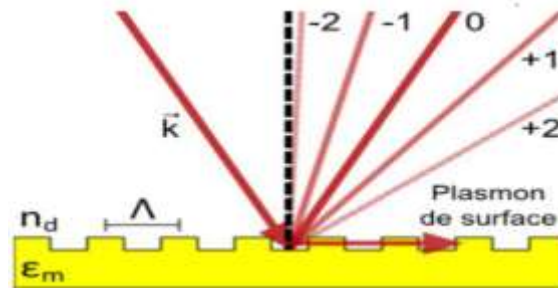


Figure II.8: Schéma du couplage des PS à l'interface entre une couche mince métallique et l'air par un réseau diffractant

c) Couplage par ondes optiques guidées :

Le processus d'excitation de l'onde plasmon est identique à celui se produisant dans le cas du couplage par prisme. L'onde optique guidée par réflexion totale peut générer une onde plasmon lorsque celle-ci est en contact avec l'interface métallique par pénétration de l'onde évanescente à travers le métal. Le guide d'onde joue le rôle du prisme.

II.6. Guide d'onde :

Un guide d'onde est une structure permettant le confinement et le guidage de la lumière dans une direction bien déterminée. Selon sa dimension et la longueur d'onde du faisceau guidé, Selon le matériau avec lequel ils sont fabriqués, les guides d'onde sont divisés en deux groupes :

- ❖ Guides d'onde diélectriques : Comme leur nom l'indique, ils sont constitués de matériaux diélectriques uniquement. Dans cette catégorie, le guide d'onde en Silicone est le plus souvent utilisé grâce à son indice de réfraction élevé et sa propriété de transparence pour des longueurs d'onde télécom [57].
- ❖ Guides d'onde métalliques : Ils sont constitués d'un métal et d'un diélectrique. Malgré les pertes optiques qui sont dues à la présence du métal, cette catégorie de guides d'onde présente de nombreux avantages comparée à la précédente. En effet, le métal peut être

utilisé comme contact électrique ce qui permet d'éviter l'encombrement lors de l'insertion du guide dans un réseau optique donné [58],[59].

II.6.1. Guides plasmoniques :

La plasmonique a de nombreux domaines d'applications : des capteurs biologiques que celui de l'amélioration des capacités des cellulaires solaires ou bien encore celui des méta-matériaux. Le grand avantage des guides plasmoniques est de confiner la lumière à des dimensions très en deçà de la longueur d'onde.

a) Guide à film et à ruban métallique :

Les premiers guides plasmoniques présent dans la littérature sont les guides à films métalliques [60], [61],[62]. Un film fin de métal se trouve positionné entre deux diélectriques. Ces guides, malgré leur très bonne propagation (quelques cm), n'ont que peu d'intérêt pour le guidage optique. En effet le confinement n'est présent que sur une dimension (perpendiculaire aux interfaces) ce qui limite l'intégration de tels guides dans des composants.

Il est possible de réduire la largeur des films métalliques. Dans ce cas on parle de guide à ruban (figure II.9a)). Ces guides ont des comportements qui dépendent de l'épaisseur, de la largeur du ruban métallique et des diélectriques qui entourent le ruban. La vitesse de propagation et la longueur de propagation d'un plasmon de surface dépendent du diélectrique qui est présent à l'interface (figure II.9b)). La distance et la vitesse de propagation décroissent en fonction de la permittivité du diélectrique. Dans le cas où le ruban métallique est en capsulé entre deux diélectriques de permittivités différentes et d'une épaisseur de métal supérieure à l'épaisseur, les deux plasmons de surface ne se recouvrent pas. Ils se propagent alors indépendamment comme le montre la figure II.9 b)

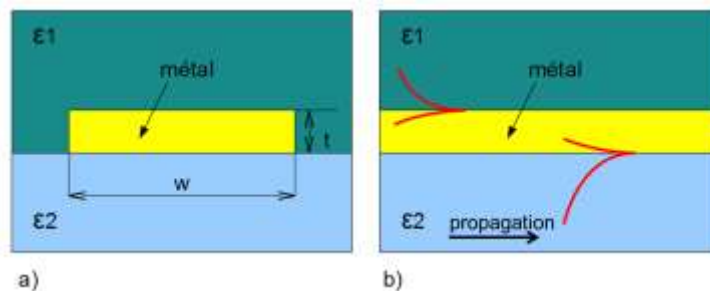


Figure II.9 a) Coupe transverse d'un guide plasmonique ruban. b) Coupe longitudinale

Dans le cas où l'épaisseur du métal est inférieure à l'épaisseur de peau, les deux plasmons de surface se couplent dans le métal de façon antisymétrique ou symétrique (figure II.10). Le mode symétrique se propage sur une plus grande distance que le mode antisymétrique [63]. Cependant si " $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ ", il existe une épaisseur et une largeur ω limites ("largeur de coupure") pour lesquelles le mode symétrique s'atténue fortement [64].

Des mesures en champ proche montrent que pour une largeur limite de $2 \mu\text{m}$, ces guides propagent la lumière sur quelques dizaines de micromètres [65]. Lamprecht et al. ont montré que pour un guide de $1 \mu\text{m}$ de largeur et de 70 nm d'épaisseur le plasmon de surface ne se propageait plus que sur quelques micromètres [66]. Un guide d'onde optique, pour être intégré dans un composant, doit guider la lumière sur la plus grande distance possible et confiner la lumière sur la plus petite surface possible.

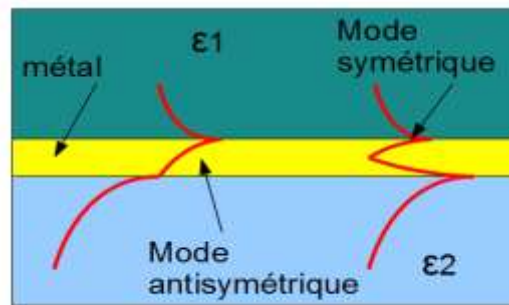


Figure II.10 : Mode symétrique et antisymétrique d'un guide plasmonique ruban.

Lorsque l'épaisseur de métal est très fine (une dizaine de nanomètres) et que le métal est encapsulé dans un même diélectrique ($\epsilon_1 = \epsilon_2$), le mode symétrique peut se propager sur de grandes distances (de l'ordre du centimètre).

Ce mode découvert par Berini [67] est communément appelé "long-range surface plasmon polariton" et ne possède pas d'épaisseur de coupure. Les pertes par propagation ont été mesurées entre 10 et 0.1 dB/cm et le mode peut être excité par des fibres optiques [68].

Plusieurs fonctions passives telles que des jonctions Y, des virages ou encore des coupleurs ont été étudiées expérimentalement [69]. On peut aussi noter que les guides "long-range" peuvent être utilisés comme interconnexion puce à puce fonctionnant à 10 Gbps [70]. Comme nous venons de le voir, les guides "long-range" sont encapsulés dans un diélectrique. Si ce diélectrique est un polymère, il est possible de contrôler thermiquement la permittivité du polymère, par effet Joule,

en injectant un courant ce qui permet de réaliser des composants actifs comme des modulateurs ou des interrupteurs [71]. La permittivité du diélectrique peut aussi être contrôlée par effet Kerr. Dans cette configuration des effets non-linéaires apparaissent dans le guide [72].

Des travaux récents ont prouvé qu'en en capsulant le métal dans un milieu à gain il est possible de réaliser des amplificateurs dans le domaine du visible [73] et aux longueurs d'onde télécoms [74]. Du fait de l'absence de cavité, les composants n'ont pas encore pu laser. Cependant, ces travaux sont une base pour réaliser un laser plasmonique (SPASER) à base de guide "long-range". En conclusion les guides "long-range" ont un fort potentiel applicatif mais pour arriver à un niveau de pertes faibles il faut déposer des épaisseurs de métaux très faibles avec très peu de rugosité ce qui nécessite des techniques de dépôt très sophistiquées.

De plus, il faut aussi une largeur (w) de guide supérieure à $1 \mu\text{m}$ [75] ce qui limite le confinement. Une manière de confiner encore plus la lumière dans des guides plasmoniques est de réaliser une structure métal/diélectrique/métal, comme nous allons le voir dans le paragraphe qui suit.

b) Guide métal/diélectrique/métal (MIM):

Plusieurs guides à structure métal/diélectrique/métal ont été proposés mais tous se basent sur le principe du couplage de deux plasmons de surface. Comme dans le cas des guides à ruban, des modes symétrique et antisymétrique sont présents. Le mode antisymétrique ne se propage que sur quelques centaines de nanomètres ce qui le rend quasi-indétectable. Le mode qui est le plus intéressant est donc le mode symétrique (figure II.11). Lorsque la distance entre les deux couches métalliques se réduit, l'indice effectif et le confinement augmentent ce qui provoque une pénétration plus grande du champ électrique dans le métal et donc une augmentation des pertes.

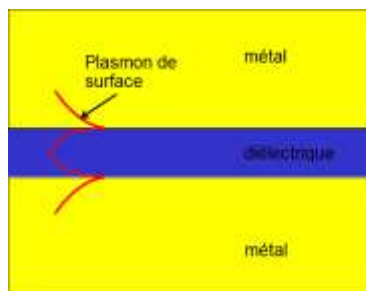


Figure II.11. Schéma d'un guide métal/diélectrique/métal. Deux plasmon-polariton de surface se propagent aux interfaces et se couplent pour ne former plus qu'un mode propagatif, symétrique dans ce cas.

c) Ruban diélectrique structuré sur un film métallique :

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que pour chaque type de guide plasmonique, les pertes augmentent fortement quand le confinement du mode dans le métal augmente. Les guides à film ont l'avantage par rapport au guide métal/diélectrique/métal d'être plus simples à fabriquer. Une des manières pour mieux confiner la lumière dans des guides est de structurer un diélectrique sur la surface du métal ce qui permet de confiner le plasmon de surface à la fois latéralement et verticalement (figure II.12).

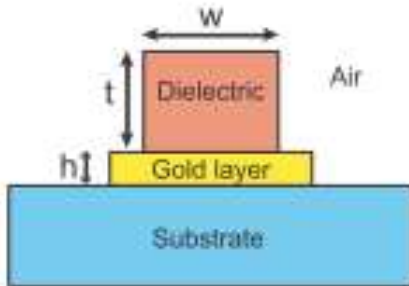


Figure II.12 : Schéma d'un guide plasmonique à ruban diélectrique structuré sur un film d'or. w est la largeur du diélectrique et t la hauteur, h est l'épaisseur de l'or

Comme pour tous les guides plasmoniques les propriétés de ces guides vont varier selon la longueur d'onde et le diélectrique qui recouvre le métal. Cependant, ces guides ont un comportement plus proche des guides diélectriques que les précédents guides plasmoniques que nous avons vus dans ce manuscrit. Ces guides devant fonctionner en mode TM, ils présentent une largeur et une épaisseur de coupure qui dépendent du diélectrique et de la longueur d'onde d'excitation. Pour une longueur d'onde de $800 \mu\text{m}$, une épaisseur d'or h de 60 nm avec un diélectrique en silice ($w = 700 \text{ nm}$ et $t = 70 \text{ nm}$). La distance de propagation mesurée par la méthode de microscopie par lumière interdite ("radiation leakage microscopy en anglais") est de $20 \mu\text{m}$, très proche des $25 \mu\text{m}$ obtenus par simulation [76]. Des fonctions optiques telles que des coupleurs, des virages, des jonctions Y et des interféromètres de Mach-Zehnder ont aussi été proposées et démontrées expérimentalement ([77],[78]). Comme pour les guides "long-range" il est possible de compenser en partie les pertes en "dopant" le polymère de boîtes quantiques qui en font alors un milieu à gain. Le plasmon polariton de surface voit ainsi sa distance de propagation augmenter d'environ 30% [79]. L'utilisation d'un polymère permet aussi de réaliser des modulateurs thermo-optiques basés sur le même principe que les modulateurs décrits dans les guides "long-range" mais avec des dimensions très réduites [80].

Récemment, Krasavin et al ont étudié un guide où le métal est de l'aluminium et le diélectrique du silicium. Cette étude montre que pour un ruban de silicium de dimensions $w = 100$ nm et $t = 300$ nm la propagation n'est plus que d'environ $8 \mu\text{m}$. Cette faible distance de propagation s'explique par la valeur élevée de l'indice de réfraction du silicium [81]. En effet, le mode se trouve plus confiné à la surface du métal, ce qui entraîne une forte absorption et donc des pertes élevées. Ce résultat montre la faiblesse des guides à ruban diélectrique structuré sur un film métallique. En effet, pour les dimensions de silicium citées plus haut, le guide est monomode et possède le meilleur confinement. Les pertes sont très grandes. Or, si l'on compare avec des dimensions d'un guide SOI (Silicon On Insulator) monomode où le confinement est maximum, pour $w = 200$ nm et $t = 450$ nm la propagation est de l'ordre du centimètre. En d'autres termes, les dimensions pour un guide plasmonique à ruban diélectrique structuré ne sont divisées que par deux pour une longueur de propagation qui devient extrêmement faible comparé au SOI.

d) Chaîne de nanoparticules métalliques :

Les guides à base de chaîne de nanoparticules métalliques fonctionnent sur le principe de résonance de plasmon de surface localisée. Lorsque les particules sont assez proches les unes des autres, les plasmons de surface localisés sur les particules se couplent de proche en proche et la lumière peut alors être guidée.

Dans le cas de particules sphériques, le premier mode de résonance est un dipôle, le couplage entre particules est alors dipolaire. La première démonstration théorique d'un guidage par chaîne de nanoparticules d'argent a été réalisée par Quinten et ses co-auteurs. Ils ont démontré qu'il existait deux modes de propagation : un mode, qu'on appellera longitudinal, dont le champ oscillant est parallèle à la chaîne, et un autre mode, qu'on appellera transverse, dont le champ est perpendiculaire à la chaîne (figure II .13). Ils ont aussi démontré que la distance de propagation dépend fortement de la distance entre les particules [82]. Le couplage entre les particules a été démontré expérimentalement par imagerie en champ proche dans l'équipe de A. Dereux à Dijon [83]. L'image II.14 montre une comparaison entre l'imagerie en champ proche et le calcul du champ électrique qui sont en parfait accord. Cependant, cette belle observation expérimentale ne démontre pas de propagation car l'excitation se fait par la méthode de Kretschmann-Raether en excitant toute la chaîne. La seule démonstration expérimentale d'un guidage de la lumière par une chaîne de nanoparticules a été faite par Maier et al. [84].

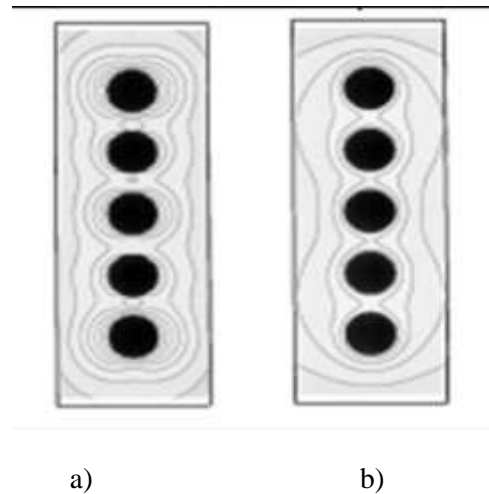


Figure II.13– Intensité du champ électrique calculée dans le cas d’un couplage dipolaire de nanoparticules d’argent. a) Mode transverse (T). b) Mode longitudinal (L) .

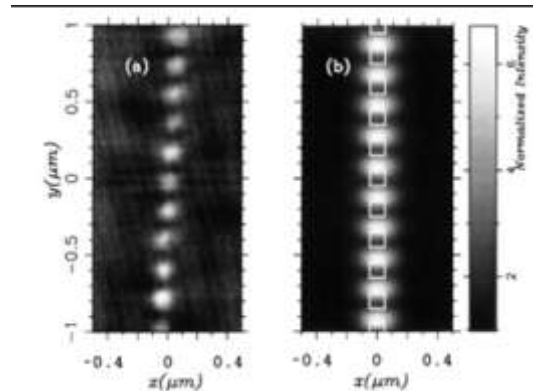


Figure II.14– a) Image en champ proche optique d’un couplage entre des nanoparticules métalliques. b) Simulation de l’intensité du champ électrique

La résonance plasmon de surface localisée dans la première particule d’une chaîne de nanoparticule d’argent est excitée par la lumière émanant de la pointe d’un microscope à champ proche optique. La chaîne transporte l’énergie électromagnétique jusqu’à une molécule fluorescente et l’intensité de la fluorescence est finalement détectée en champ lointain. Les auteurs ont estimé les pertes de ce guide à $6 \text{ dB}/195 \pm 28 \text{ nm}$. Ce résultat est en bon accord avec le modèle analytique de dipôles ponctuels couplés dans l’approximation quasi-statique [85]. Cependant, on sait que la résonance plasmon localisée dépend fortement du milieu extérieur [86].

On peut donc supposer que la présence de la molécule fluorescente sur la chaîne de nanoparticules modifie ses propriétés de guidage. De plus, le modèle analytique utilisé ne tient pas compte des effets de retard dans le couplage des particules dans la chaîne. Or, comme l’ont montré

Contrairement au guide à plasmon polariton de surface, la relation de dispersion est plus difficile à obtenir pour un guide à plasmon de surface localisé. Le modèle de dipôles ponctuels couplés a permis d'obtenir cette relation de dispersion dans un premier temps dans l'approximation quasi-statique [85,87].

Ce phénomène a été introduit dans le modèle de dipôles ponctuels couplés pour une chaîne finie par Weber et al. [88] et par Femius et al. pour une chaîne infinie puis validé expérimentalement [89,90]. Ces résultats expérimentaux ont aussi démontré que l'influence du substrat où sont posées les nanoparticules ne peut pas être négligée. En effet, Crozier et al. ont démontré expérimentalement que le substrat levait la dégénérescence du mode transverse. Il y a donc deux modes transverses : un mode transverse parallèle au substrat (T1) et un mode perpendiculaire au substrat (T2). Le substrat a été introduit dans le modèle par Simsek qui est en parfait accord avec les mesures expérimentales de Crozier et al. [91,90]. Une chaîne de nanoparticule peut aussi être utilisée comme une antenne de Yagi dans les fréquences du visible [92]. Il est cependant évident qu'il est difficile de réaliser une circuiterie optique à base de chaînes de nanoparticules car les pertes sont beaucoup trop élevées. Ces pertes peuvent néanmoins être compensées ou tout au moins.

II.7.Applications du principe SPR :

La résonance plasmonique de surface SPR est une technique optique permettant la détection d'un ligand des molécules organiques, biologique, micro-organisme,... se fixant à un récepteur immobilisé sur une surface. Elle ne nécessite aucun marquage préalable des molécules cibles, permet une détection en temps réel qui peut être quantitative. En outre, les capteurs SPR peuvent être régénérés par injection d'une solution dite de régénération. Les applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface (SPR) sont nombreuses. Elles varient du diagnostic à la détection des molécules aux applications en photonique. Citer tous les travaux faits jusqu'à nos jours s'avère une tâche difficile et je ne présenterai que quelques applications SPR.

✓ Imagerie optique haute résolution (SNOM champ proche optique) :

le microscope optique en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) qui offre la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent [93]. Le SNOM constitue une voie particulièrement prometteuse pour l'étude de nano-objets. Le principe de base de cette technique consiste à balayer la surface d'un échantillon avec une pointe optique

sub-longueur d'onde portée à quelques nanomètres au-dessus de la surface de l'échantillon. L'interaction, dans le champ proche électromagnétique, entre la sonde et l'objet fournit une image optique de l'objet. Généralement, la détection en champ proche se fait au moyen d'une fibre optique amincie placée au voisinage (10 à 50 nm) de la surface de l'objet étudié (figure II-15). L'utilisation de cette microscopie a trouvé plusieurs domaines d'application, citons par exemple en biologie et biochimie, que ce soit pour l'analyse bio-moléculaire[94], l'étude de la fluorescence d'échantillons biologiques [95], l'étude de propriétés des protéines [96] ou encore la détection de molécule unique [97].

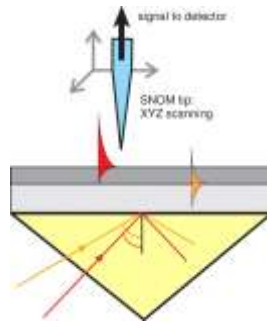


Figure II.15 : Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.

L'inconvénient de ce type de méthode est qu'il faut déplacer la sonde optique sur l'ensemble de l'objet pour obtenir une image, en gardant un contrôle très précis de la distance sonde-surface. Ce mécanisme qui peut prendre plusieurs minutes rend impossible l'étude de nano-objets en mouvement.

✓ Photodetection ultrarapide :

Dans le cas d'un réseau de fentes dont la largeur a et la période d sont petites devant la longueur d'onde de la lumière incidente, le couplage de la lumière incidente avec les plasmons de surface peut se faire de deux façons différentes (figure II.16). Par l'intermédiaire de la résonance de surface horizontale ou de la résonance de surface verticale [98].

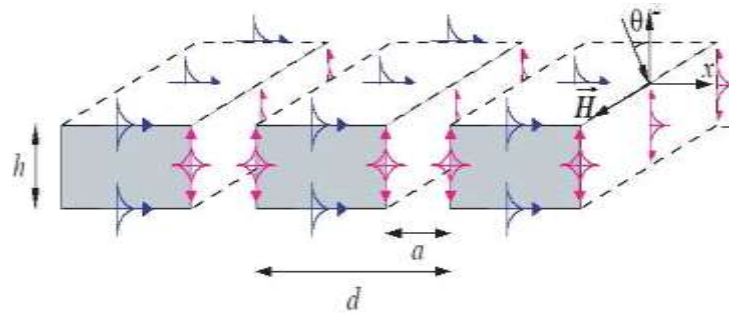


Figure II.16 : Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

Dans le second cas, une onde incidente arrivant sur le réseau métallique pourra donc exciter le mode fondamental TM guidé des fentes. Ce mode fondamental TM guidé est composé de deux ondes de plasmon de surface couplées sur les deux parois métalliques verticales de chaque fente. Elles se propagent verticalement le long des murs métalliques avec une faible atténuation liée uniquement à l'absorption dans le métal. De plus, elles sont partiellement réfléchies aux extrémités supérieures et inférieures du guide que constitue chaque fente formant ainsi une cavité Fabry-Pérot. Nous présentons ici deux types de photo détecteurs récemment développés :

1. Le photo détecteur à cavité résonante: Il est constitué d'un miroir de Bragg semi-conducteur sur laquelle on dépose un réseau métallique semi-transparent qui joue le rôle d'un miroir supérieur semi-réfléchissant. Il suffit donc de faire résonner l'onde entre les deux miroirs pour obtenir une absorption efficace confinée dans une cavité résonante.

2. Le photo détecteur à réseau métal/semi-conducteur: Sa structure est constituée d'un réseau métallique déposé sur une fine couche de semi-conducteur absorbante. L'absorption se fait donc entre les deux électrodes métalliques. Le faible volume de la zone d'absorption permet de diminuer le temps de collection de charges de l'ordre de la picoseconde, l'ajout d'un miroir de Bragg permet d'augmenter l'efficacité de la structure. La principale difficulté liée à ce type de détecteur est la méthode de fabrication qui est difficile à mettre en œuvre.

✓ **Cellules photovoltaïques :**

La méthode utilisée consiste à déposer un film d'argent d'environ 10 μm d'épaisseur sur la surface de la cellule solaire et de la chauffer ensuite à 200°C. Sous l'effet de la chaleur, le film se craquelle en domaines d'environ 100 nm de largeur. Les plasmons de surface de ces nanoparticules d'argent augmentent ainsi l'absorption de la lumière. Les taux de conversion de cellules en couches minces sont ainsi améliorés. La capacité d'absorption de la lumière des couches minces a été augmentée

d'un facteur 16, pour une lumière de longueur d'onde de 1050 nm. Elle a été également multipliée d'un facteur 7 pour la lumière de longueur d'onde 1200 nm. Cette augmentation du taux d'absorption se traduit par un rendement plus élevé, compris entre 13 et 15%. Cette amélioration est efficace car le silicium absorbe faiblement la lumière dans cette partie du spectre.

✓ **La diffusion Raman exalté de surface (SERS : Surface enhanced Raman scattering) :**

La spectroscopie Raman fournit une analyse détaillée de la structure chimique d'un objet. La section efficace de diffusion Raman d'un petit objet est souvent faible et son signal ne pourra être détecté sans utiliser un processus d'exaltation efficace de la diffusion. L'amplification du champ électrique local, consécutive à la résonance des plasmons de surface localisés est mise à profit pour mener des expériences en diffusion Raman exaltée de surface (SERS) [99, 100]. Cet effet se produit en présence de particules métalliques de rugosité particulière ou pour des petits agrégats métalliques. La rugosité de la couche métallique permet d'exciter les plasmons localisés du métal (exaltation par effet électromagnétique) ainsi que l'excitation par transfert de charges entre le métal et la molécule adsorbée (effet chimique). Le signal Raman des molécules adsorbées sur la couche métallique est alors fortement exalté (cinq à dix ordres de grandeur pour une molécule adsorbée sur une surface rugueuse d'argent, d'or ou de cuivre). Cette augmentation permet de détecter spécifiquement des espèces adsorbées avec des concentrations extrêmement faibles.

✓ **SPR pour la détection et mesures en biophysique :**

Le phénomène SPR est utilisé pour la détection, l'identification, et la quantification des molécules d'un côté et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires d'un autre. De nombreux domaines tels que le contrôle de l'environnement, la biotechnologie, l'alimentaire, la sécurité et la médecine sont ainsi couverts. La technologie SPR présente quelques avantages dans le domaine des biocapteurs, en particulier la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel. Les applications de détection varient de la compréhension des interactions analyte-ligand, antigène-anticorps, ou encore de l'analyse des affinités de liaison et des constantes cinétiques de l'adsorption des molécules

II.8. Capteurs SPR à fibre optique :

Dès la fin des années 70, quelques capteurs simples utilisant l'optique guidée apparurent dans le marché. Mais ce n'est que vers 1982 que les capteurs à fibres optiques constituèrent réellement une discipline à part entière [101]. Plusieurs principes de mesure pour différents paramètres physiques et chimiques ont été proposés puis expérimentalement vérifiés.

L'utilisation d'une fibre optique comme capteur à plasmons de surface a été proposée en premier (1993) par Jorgenson et Yee. Ils ont simultanément étudié une structure basée sur le prisme de Kretschmann et sur une fibre optique multimodale. Leur première configuration basée sur la réflexion de la lumière (reflection-based fiber-optic RFO) est constituée d'une zone sensible à l'extrémité d'une fibre optique multimodale. Celle-ci a été dénudée puis métallisée symétriquement avec une cinquantaine de nanomètre d'argent ou d'or (figure II.17). La lumière d'une source blanche est injectée dans la fibre et subit de multiples réflexions sur la zone active où certaines longueurs d'onde sont absorbées par les ondes plasmons de surface. Un miroir disposé sur la face desortie de la fibre réfléchit la lumière qui est ensuite traitée par un spectromètre [44].

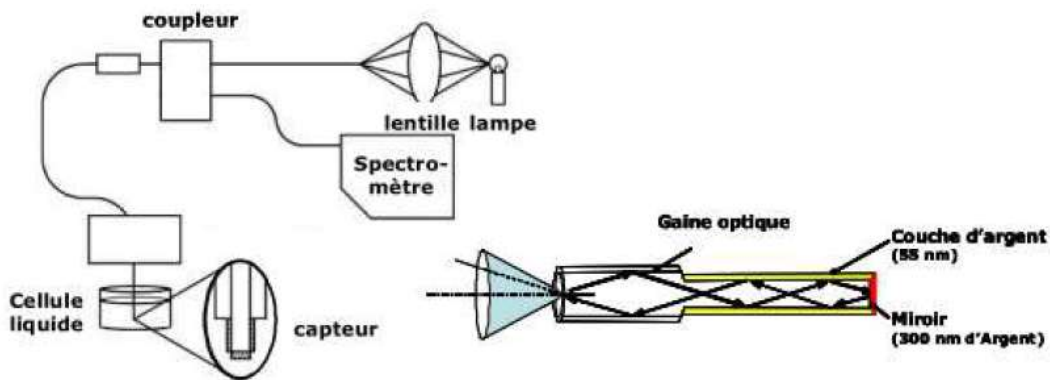


Figure II.17: Capteur à fibre optique dont la zone sensible est situé à l'extrémité de la fibre.

Les configurations suivantes sont basées sur la transmission de la lumière. La couche métallique est déposée au milieu de la fibre sur une zone dénudée de 20 mm environ (figure II-18). Ce capteur est capable de détecter la variation de l'indice du milieu environnant la zone sensible [39].

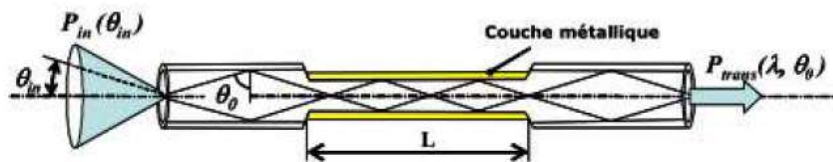


Figure II.18 : Capteur SPR à fibre optique dit en transmission.

Dans un contexte de miniaturisation des équipements, et de la recherche de systèmes à bas coût, plusieurs équipes s'intéressent aujourd'hui aux fibres optiques comme coupleur entre les ondes plasmons de surface et la lumière. Les avantages que nous pouvons citer sont :

- ✓ la possibilité de faire des mesures à distance en utilisant la fibre comme capteur et porteur du signal ; cet avantage est particulièrement intéressant pour la détection de polluants dans des environnements à hauts risques (substances toxiques ou bien températures élevées);
- ✓ une facilité de multiplexage, ce qui permet des mesures simultanées sur plusieurs points d'échantillonnage ;
- ✓ la miniaturisation du capteur ;
- ✓ la flexibilité géométrique, permettant l'accès à des endroits difficiles pour d'autres capteurs usuels ;
- ✓ le caractère inerte de la silice et de la lumière, les rendant moins dangereux dans les environnements explosifs que les capteurs utilisant des signaux électriques. On pourrait également citer comme autres avantages la quasi immunité des fibres optiques vis à vis des interférences électromagnétiques, les faibles pertes sur les signaux transportés (peu d'atténuation), un prix souvent réduit et un faible coût de maintenance.

II.9. capteur d'indice de réfraction basé sur un résonateur annulaire couplé à un guide d'ondes métal-isolant-métal :

Ces dernières années, plusieurs capteurs plasmonique à indice de réfraction (RI) ont été proposés et réalisés. Ils sont intensivement utilisés pour leur grande sensibilité, leur réponse rapide en temps réel et leur grande précision. En particulier les capteurs plasmonique RI à base des structures MIM n'ont cessé de connaître un développement croissant grâce à leurs nombreux avantages.

Un groupe scientifique formé de Shilin Yuet al, a récemment (11 avril 2020) élaboré une structure basée sur une cavité résonante en forme de disque fondu sur le côté, couplé avec un guide [102].

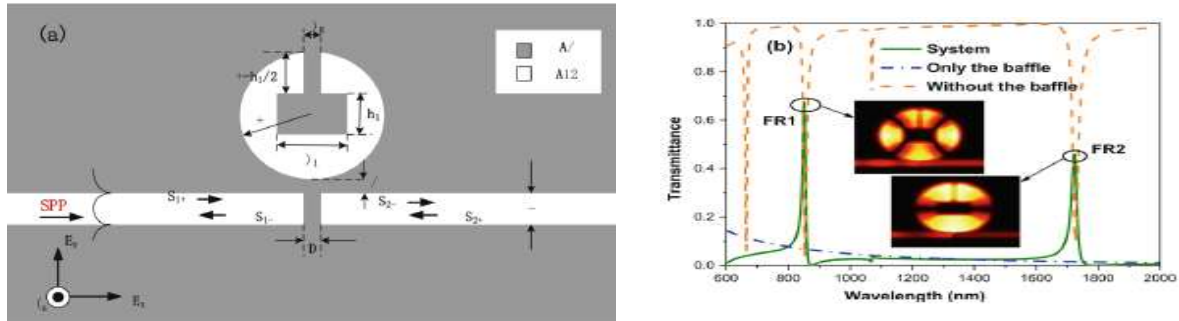


Figure II.19: a. diagramme de la structure SSCDR. b. Spectre de transmission de SSCDR

Ils ont l'utilisé aussi comme un capteur RI, qui présente un décalage du spectre de transmission en longueur d'onde avec le changement de l'indice de réfraction (Figure II.19); ce qui traduit par la sensibilité. Cette sensibilité peut atteindre une valeur $S = 900 \text{ nm/RIU}$ pour FR1 et $S = 1700 \text{ nm/RIU}$ pour FR2.

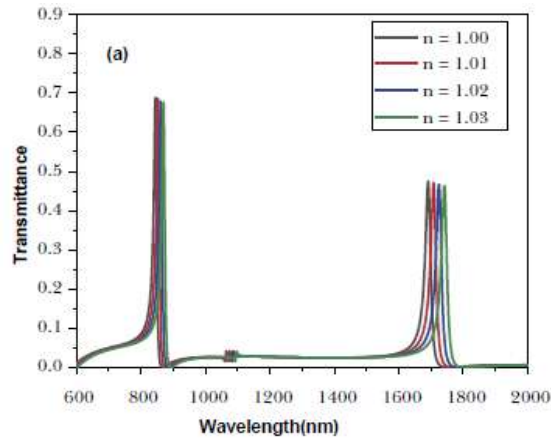


Figure II.20 : Spectre de transmission en fonction de l'indice n.

D'autres chercheurs ont proposé un capteur RI. La structure est un résonateur en anneau couplé à un guide d'ondes MIM, qui se compose de deux guides d'ondes MIM droits et d'un résonateur en anneau. Une extrémité de chaque guide d'ondes est scellée et l'autre extrémité fonctionne comme un port. Sur la figure 1, S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et le résonateur annulaire, et l est la distance entre l'extrémité cécée du guide d'ondes de sortie et le centre du résonateur en anneau. Pour garantir que seule mode magnétique transversal fondamental est pris en charge dans le guide d'ondes MIM, les largeurs w des guides d'ondes et du résonateur en anneau sont fixées à 50 nm [103].

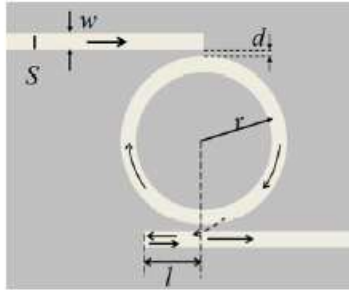


Figure II. 21 :Schéma du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM. S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et l'anneau, et l est la distance entre l'extrémité scellée du guide d'onde

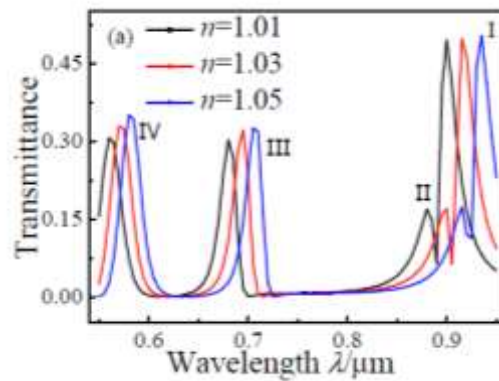


Figure II. 22 : Spectre de transmission du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM

II.10. CONCLUSION :

Dans ce deuxième chapitre nous avons décrit le phénomène de plasmons de surface et leur condition de résonance. Nous avons présenté le principe de guidage dans des structures plasmoniques plus précisément le guide d'onde MIM et le principe de la technique SPR. Enfin, nous avons clôturé le chapitre par la présentation des différents types de capteurs plasmoniques.

Chapitre III

Résultats et discussion

III.1. Introduction :

En raison de la capacité de Plasmonics à générer des points chauds à l'échelle nanométrique de taille plus proche des bio particules, il a été largement appliqué en biodétection avec une sensibilité accrue aux changements d'indice de réfraction (RI) et aux interactions lumière /matière. Dans ce contexte, un capteur RI plasmonique à base un guide d'onde métal-isolant-métal (MIM) couplé à un résonateur est proposé.

L'objectif de ce travail est l'étude, la conception et l'optimisation des structure plasmonique en vue de concevoir un détecteur de température, en utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

III.2. Outil et méthode de simulation

III.2 .1 Définition du Simulateur RSoft CAD :

R Soft CAD est le programme de base de RSoft Photonique Suite et sert de programme de contrôle pour les modules de simulation de périphériques passifs Beam PROP, FullWAVE, Band SOLVE, Grating MOD et Diffract MOD de RSoft. Il est utilisé pour définir l'entrée la plus importante requise par ces modules de simulation : les propriétés du matériau et la géométrie de structure d'un dispositif photonique. Un utilisateur doit généralement d'abord concevoir une structure dans l'interface CAO, puis utiliser un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser divers aspects de la performance du périphérique. [104]

III.2.2 Modules de simulation associés :

Dans RSoft CAD il existe plusieurs types des modules de simulation parmi eux FullWAVE, Ce dernier est la base de notre travail.

III.2.2.1 fullwave :

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel Fullwave qui est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel [105]. La méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet de suivre l'évolution du champ EM au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse

spectrale de la structure. Ce logiciel peut simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut disposer de conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [106] et désigné par PML (Perfectly Matched Layer) [107] qui est parfaitement adapté aux modélisations des frontières absorbantes en électromagnétisme.

III.2.2.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

:

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été développée par Yee [108] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [109,110]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées. La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [111] extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est à large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier. [112] Elle exige une excellente résolution qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail.

III.2 .3 LES ETAPES DE SIMULATION

La fenêtre de programme de Rsoft CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils qui porte plusieurs icônes et la ligne d'état (voir figure III.1).

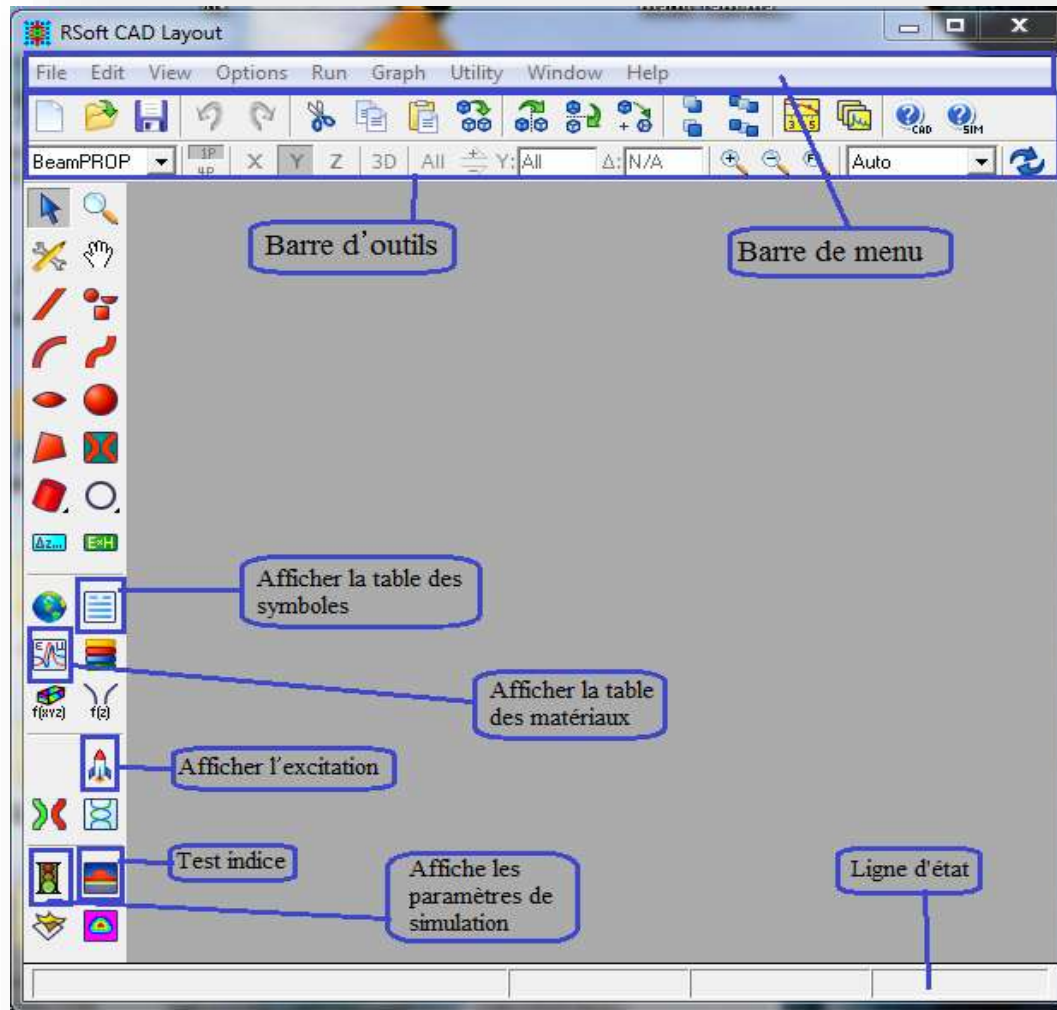


Figure III.1:Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

Pour créer un nouveau circuit choisir (File/ New) dans la barre de menu. Vous pouvez

également cliquer sur l'icône (New circuit)  dans la barre d'outils figure III.1.

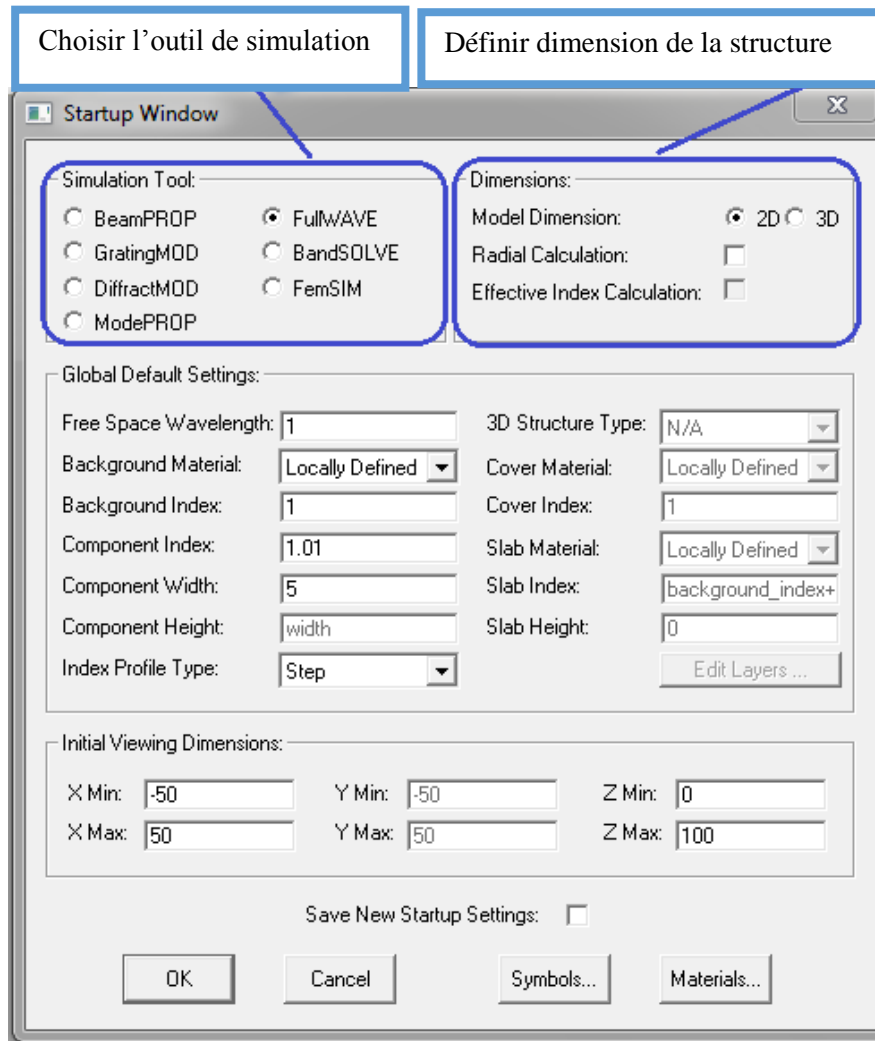


Figure III .2: La fenêtre de démarrage (startup Window)

À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme le montre la figure III.2. Un gros la grille de coordonnées est indiquée par des points et les axes X et Z sont indiqués par des lignes gris clair. Notez que le X représente le transversale et est dessinée horizontalement, et Z représente la direction longitudinale ou de propagation et est dessinée verticalement [113].

On note que :

- Background Index : L'indice de réfraction du substrat
- Index Difference : La différence d'indice entre les trous et le substrat

Choisir le module de simulation FullWave, et le module dimensions 2D. Il faut remplir la différence d'indice par défaut entre la couche guidant et l'indice de substrat (Background index) on va cliquer sur OK pour obtenir la fenêtre de la figure III.3

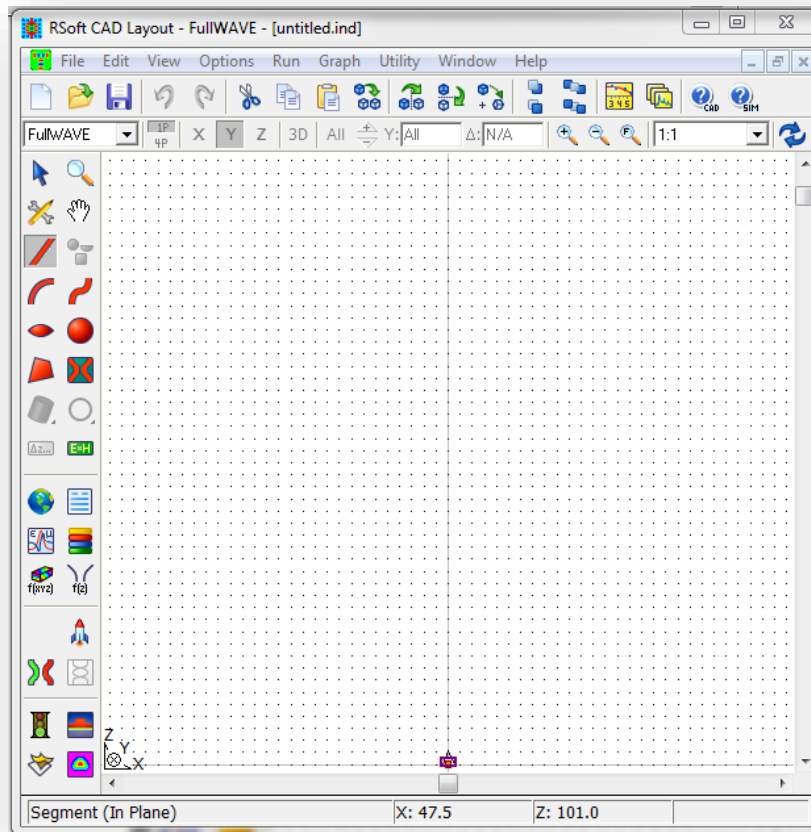



Figure III.3: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

III.2.3.1 Détermination des variables :

Pour définir les variables Cliquez sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de RsoftCAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre (Figure III.4). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier le variable défini par l'utilisateur (le rayon, la période, l'indice de réfraction, nombre de rangés).

L'icône de symbole d'édition dans la fenêtre de CAD. Ceci ouvrira (symbole Table Editor) comme montré dans la figure (III.4) Pour placer les divers paramètres de la structure, et définir plusieurs variables tels que la période, le rayon, l'indice de réfraction [114].

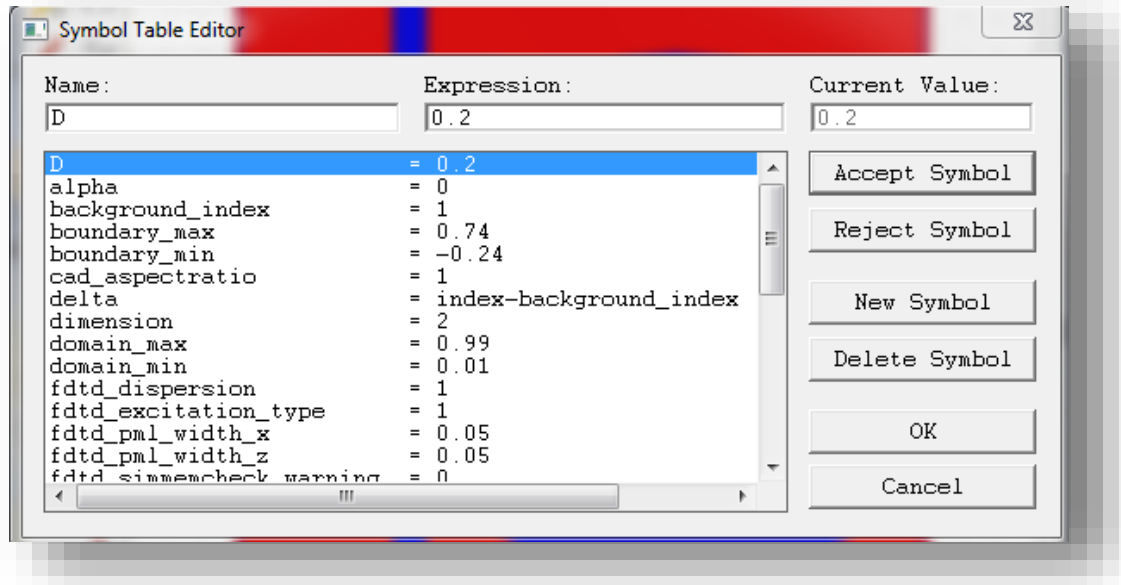


Figure III.4 : l'éditeur du Tableau de symboles.

III.2.3.2 Boite de dialogue "Launchparameters":

Cette boite de dialogue (Figure III.5) permet à l'utilisateur de définir plusieurs excitations qui peuvent être combinés linéairement avec différentes puissances et phases. On commence par décrire les options de l'excitation individuelle

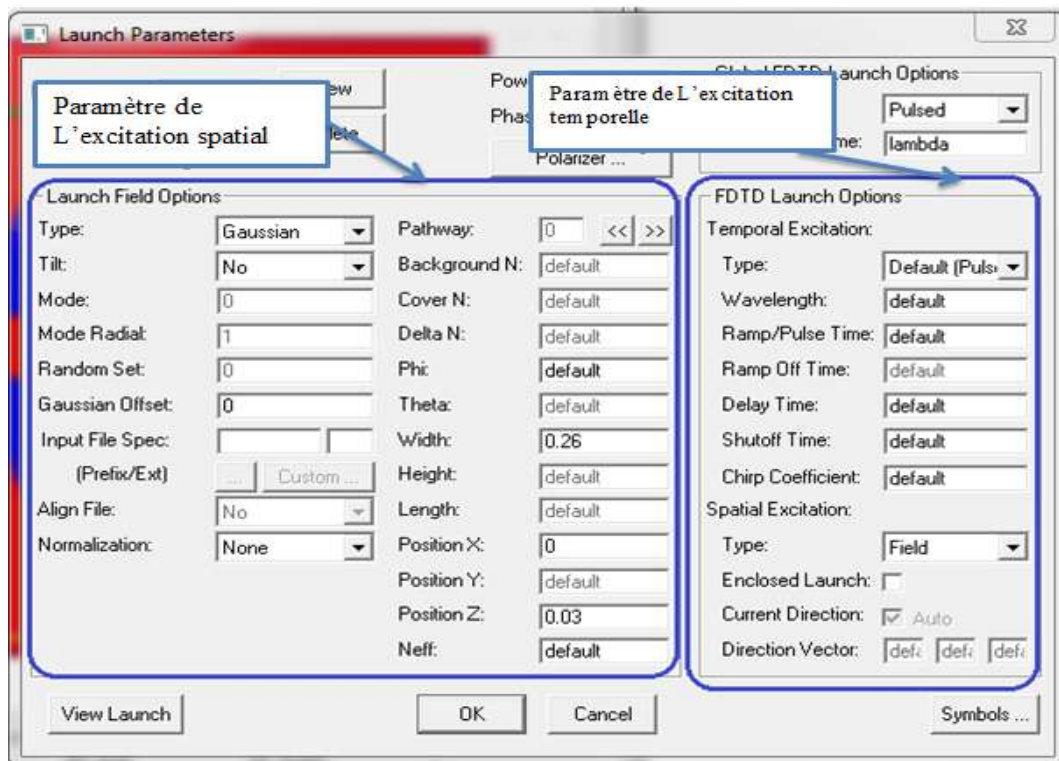



Figure III.5:Boite de lancer «Edit launchfield»

III.2.3.3 Les Moniteurs

On a les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqué sur la figure III.6, puis les étapes pour créer un moniteur

III.2.3.4 Vérification du profil d'index

Pour vérifier la distribution d'index de la structure qu'on a créé. On appuie sur le bouton de profil d'index  et on change le pas de calcul, on met les valeurs max et min pour X

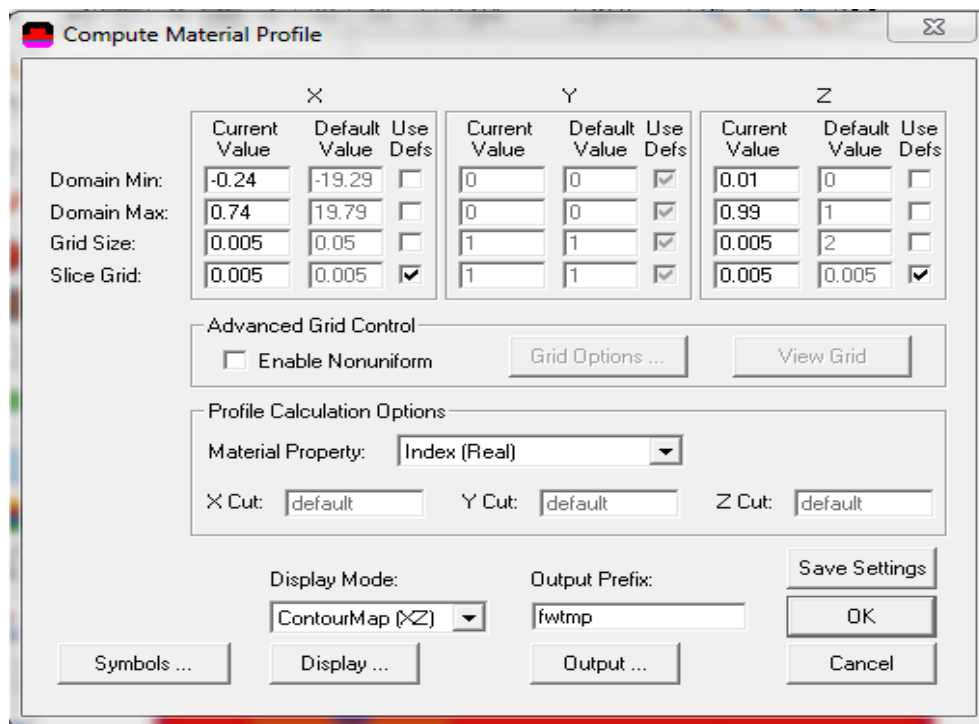



Figure III.6:(a) fenêtre de computematerial Profil (b) distribution d'indice de réfraction.

III.2.3.5 Réglage des paramètres de simulation

Lorsque la structure est bien définie on doit effectuer la simulation à l'aide de l'outil de simulation Full Wave pour calculer la transmission à la sortie du guide, Avant de simuler,

on doit définir le champ, on clique sur le bouton  'Perform Simulation''. Où l'utilisateur peut indiquer des paramètres de simulation avant de l'effectuer (voir figure III. 6).On va choisir **Pulsed** et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [115].

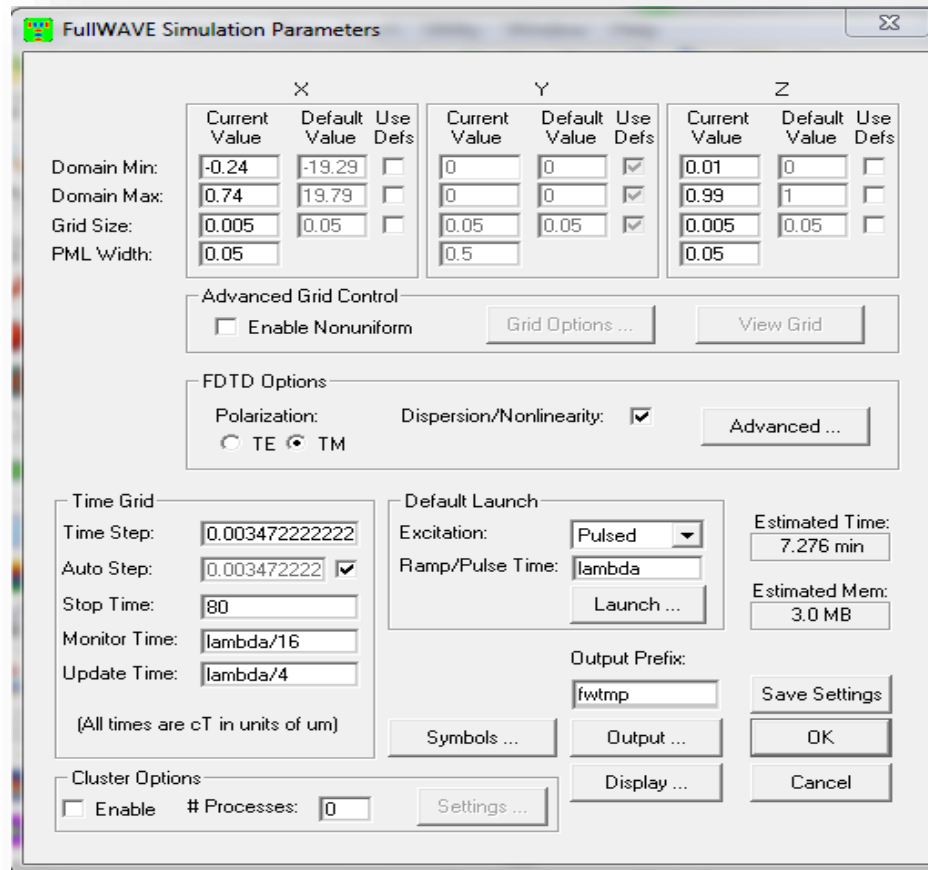


Figure III. 7 : La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE.

III.2.3.6 Lancement de la simulation

Une fois que les paramètres numériques et d'autres options sont acceptables, on clique sur *OK* pour commencer la simulation.

III.2.3.7 Lecture des résultats

Afin de regarder les résultats de simulation, on clique sur l'icône de Win PLOT dans la barre des outils supérieur de la fenêtre de CAD, et on choisit le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté.

III.3. Présentation de la structure étudiée

Dans ce travail, nous allons proposer un nouveau de capteur de température à base une structure de guide d'onde plasmonique MIM. La structure consiste à un guide d'onde MIM couple perpendiculairement à une cavité ovale. La longueur d'onde de résonance de la conception peut être ajustée en modifiant les paramètres géométriques de la cavité.

III.3.1 Modélisation du guide d'onde MIM

En premier lieu, nous avons réalisé un guide d'onde MIM (métal-isolant-métal), et étudié de la propagation dans des différents matériaux afin avoir une transmission de la lumière d'un endroit à un autre sans pertes. Nous avons utilisé le module full-wave pour la simulation numérique. La lumière incidente pour l'excitation du mode SPP possède une polarisation TM (le champ magnétique est parallèle à l'axe des y). Dans les simulations numériques et les analyses suivantes, les tailles de grille dans les directions x et z sont présent $x = z = 5 \text{ nm}$ et $t = x / 2c$, ce qui assure la convergence numérique le la méthode Le temps d'échantillonnage est sélectionné pour assurer la stabilité numérique de la Algorithme. Le pas du temps pour la structure 2D est déterminé par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c^* \sqrt{\frac{1}{\Delta X^2} + \frac{1}{\Delta Z^2}}} \quad (\text{III.1})$$

Où c la vitesse de la lumière dans l'espace libre

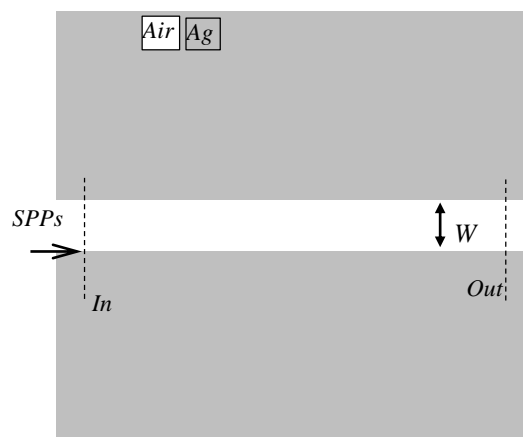


Figure III.8 : La structure d'un guide d'onde plasmonique MIM.

Dans cette section un guide d'onde plasmonique MIM de largeur W est proposé. Il est formé en enlevant une partie de matériau dans la direction Z (voir figure.III.8). Le rôle principale de ce guide d'onde est la transmission de la lumière d'un endroit à un autre et diminué les pertes. La source de puissance est placée au point Port (In) et la réception est définie au point Port (Out) pour détecter la puissance transmise. La méthode des équations différentielles auxiliaires (ADE) est utilisée pour modéliser des matériaux dispersifs dans FDTD dans le domaine temporel, reliant la polarisation et la densité de flux électrique. Dans les calculs et les résultats qui suivront, seul le mode TM constitué des composants E_x , E_z et H est pris en compte en raison de son excitation évidente du plasmon sur les surfaces métalliques.

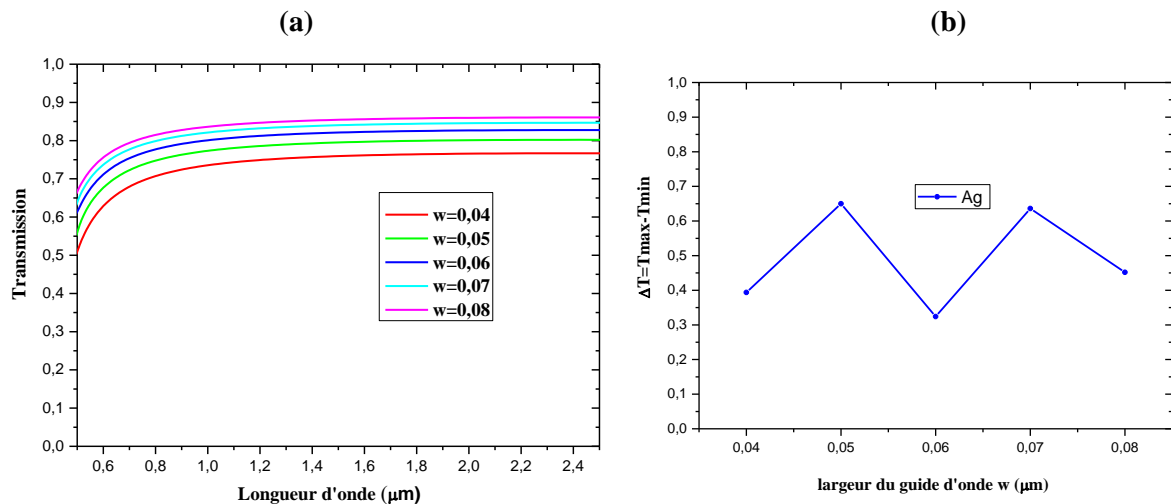


Figure III.9: a) Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux. b) variation de ΔT (Transmission) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde w .

Afin d'étudier la transmission du guide d'onde MIM, nous avons varié la largeur W du guide de notre structure, et comparé la propagation dans les différentes transmissions. La Figure III.9.a montre le spectre de transmission du guide pour différents W . Nous remarquons que la meilleure largeur est 90nm, et nous notons que la largeur $w=50\text{nm}$ est le plus utiliser dans le récent recherches. La figure III.9.b représente la variation de l'écart de transmission (entre la valeur minimal et maximal) en fonction de l'épaisseur W . et d'après cette figure on conclut que l'épaisseur idéal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50\text{nm}$.

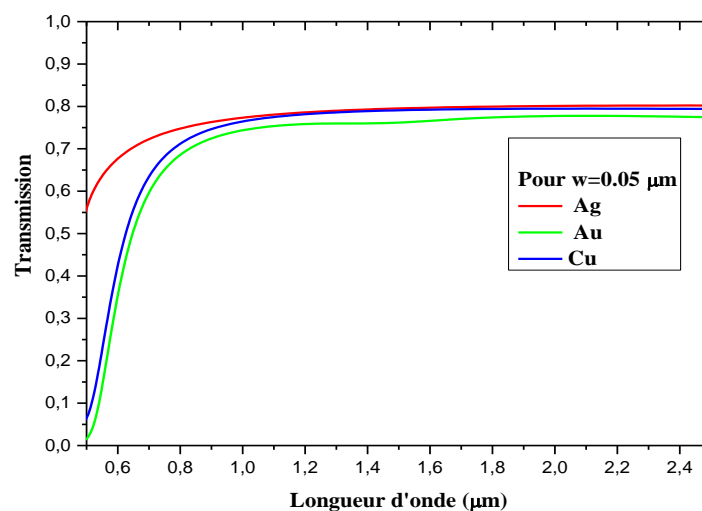


Figure III.10: Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

Les spectres de transmission de la figure III .10 obtenus pour différents métaux, montrent que la transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent) est la plus importante par rapport aux autres valeurs de métaux. Donc, dans la suite de notre travail, on va utiliser le Ag pour la structure du guide MIM.

III.3.2 couplage guide cavité

La première structure proposée de notre capteur composée d'un résonateur en forme ovale a, couplé avec un guide d'onde MIM de polariton plasmonique de surface (SPP).

Afin de former une cavité ovale, la structure est gravée de deux cercles d'air entrelacés avec la distance (dr) marqué de couleur (blanc). En outre, le rayon R des deux cercles de cette cavité circulaire sera également modifié pour optimiser les propriétés de résonance de la cavité (figure III.11). La structure proposée est présentée dans la Figure III-12 avec les paramètres géométriques suivants:

- * $G = 10\text{nm}$
- * Distance entre la cavité et le guide $dr = 150\text{nm}$
- * L'épaisseur du guide $w = 50\text{nm}$

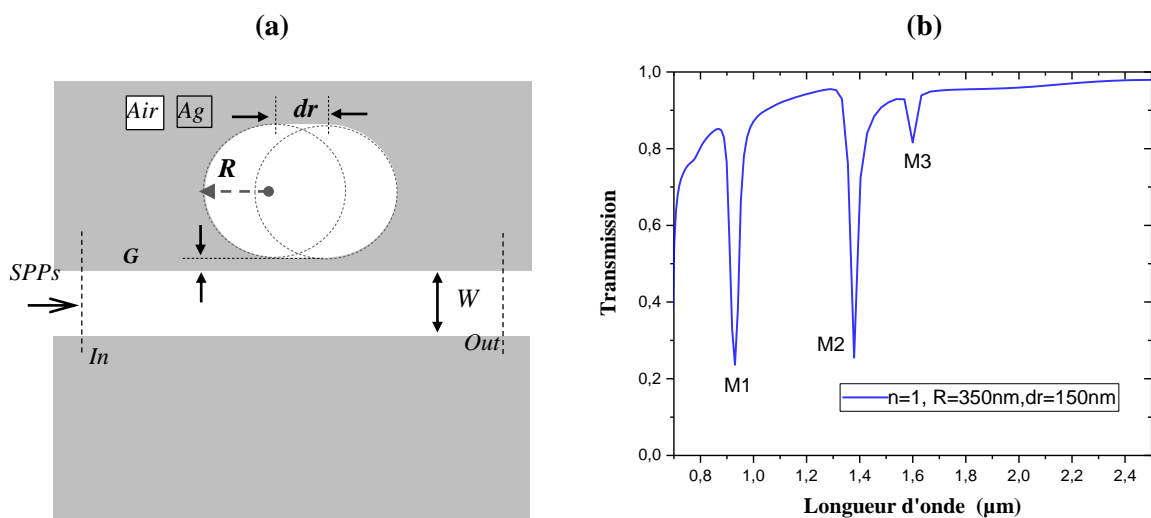


Figure III. 11: a) La première structure proposée du capteur RI, b) le spectre de transmission de la structure proposée

Les spectres de transmission simulés et présentés dans la figure III.11.a ont montré l'apparition de 3 modes de résonance M1, M2 et M3 à des longueurs d'ondes $\lambda_{0M1} = 930,23\text{ nm}$, $\lambda_{0M2} = 1379,31\text{ nm}$, $\lambda_{0M3} = 1600\text{ nm}$ respectivement.

Notre étude consiste à calculer le spectre de transmission qui, en présence d'un liquide dans la cavité ovale (élément à analyser), induirait un déplacement en longueur d'onde de la résonance λ_0 d'une valeur déterminée. Pour calculer la sensibilité S et la limite de détection (LD) du capteur plasmonique RI, on calcule le décalage de longueur d'onde de résonance λ_0 pour la plus petite variation de l'indice de réfraction possible.

III.3.2.1 L'influence du 'R'

Pour étudier l'effet de la variation du rayon R sur la sensibilité du capteur et la transmission de la cavité couplé au guide d'ondes MIM. Pour $G=10\text{ nm}$, $d_r=150\text{nm}$, $w=50\text{nm}$ et R varie de 250 nm à 400 nm . La sensibilité (S (nm/RIU)) est un paramètre vital pour les capteurs. Elle peut être calculée comme [116]:

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \quad (\text{III.2})$$

lorsque $\Delta\lambda$ indique l'écart de déplacement de la longueur d'onde de résonance λ_0 , et Δn représente la variation de l'indice de réfraction infiltré dans la cavité ovale du capteur RI.

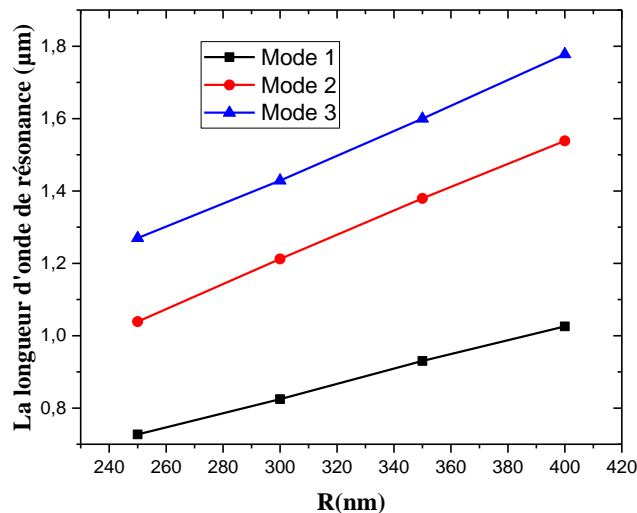


Figure III.12: Variation de la longueur d'onde de résonance (λ_{0M}) en fonction du R

La figure III. 12 montre la variation de la longueur d'onde de résonance (λ_{0M}) en fonction du R . Trois modes de résonances apparaissent dans cette figure. Nous constatons également un décalage de la valeur de la longueur d'onde de résonance des trois modes vers les longueurs d'onde les plus grandes.

R (nm)	S_{M1} (nm /RIU)	S_{M2} (nm /RIU)	S_{M3} (nm /RIU)
250	673.365	683.5	1024
300	868.385	932.5	1299
350	1107.5	1210	1632.5
400	740	1349.5	1508.5

TableauxIII.1 La sensibilité des trois modes pour différents valeur de R

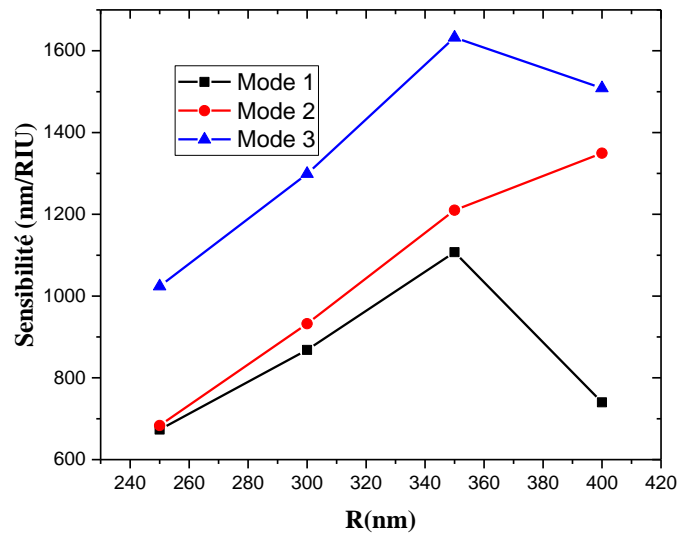


Figure III.13: La sensibilité du capteur proposée en fonction du R

La figure III. 13 montre la variation de la sensibilité du capteur proposée en fonction de R pour un $\Delta n=0.02$ RIU. R varie de 250 nm jusqu'à 400 nm avec un pas de 50 nm. La valeur optimale de R est 350 nm, car elle nous donne une meilleure sensibilité du mode 3.

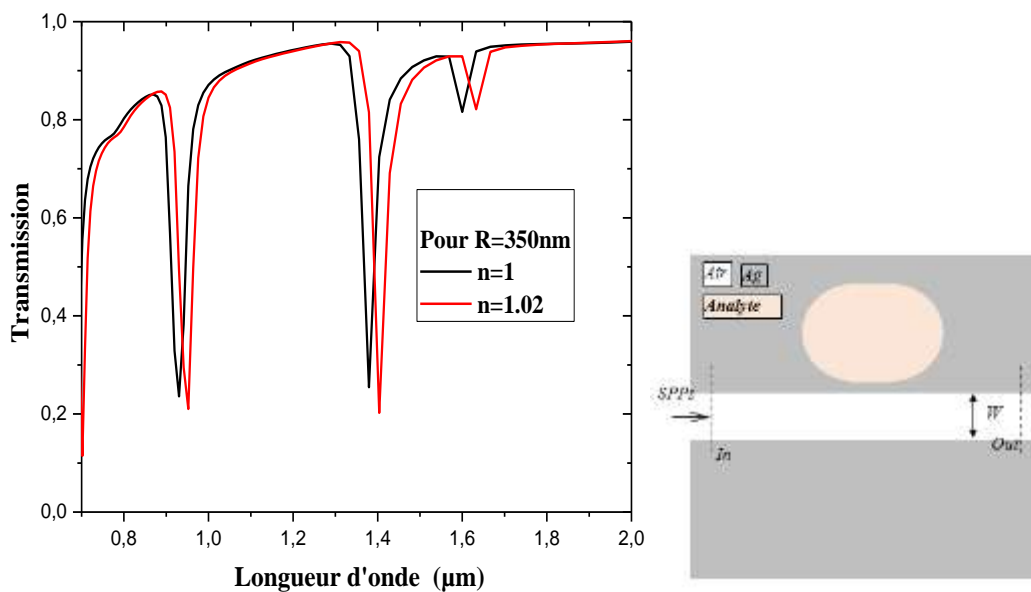


Figure III.14: Spectre de transmission du capteur proposé pour R=350nm

La figure III. 14 présente les spectres de transmission du capteur RI, un indice de la cavité ovale prend deux valeurs $n = 1$ et $n=1.02$. La cavité donne un décalage de la longueur d'onde de résonance λ_{0M3} de 32.65nm pour une variation d'indice 0.02. Un shift de 32.65nm est calculé correspondant à une sensibilité de 1632,5 nm/RIU (RIU refractive index unit).

III.3.2.2 L'influence du "dr"

Pour étudier la dépendance de la transmission en fonction dr , nous avons fait varier la valeur de dr égale 0 nm jusqu'à 200 nm. On prend la même structure précédente avec la valeur optimale du $R = 350$ nm.

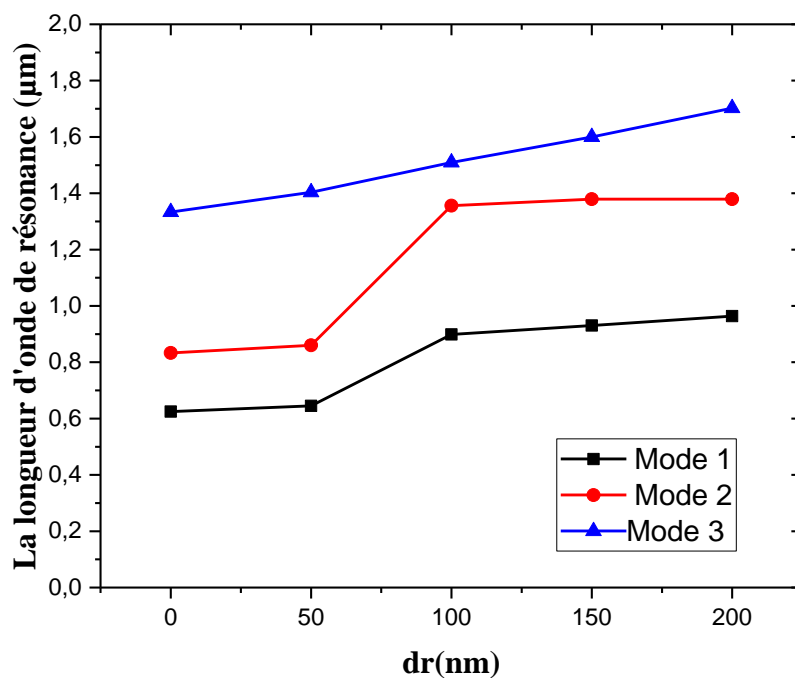


Figure III.15 : Variation de la longueur d'onde de résonance (λ_0) en fonction du dr

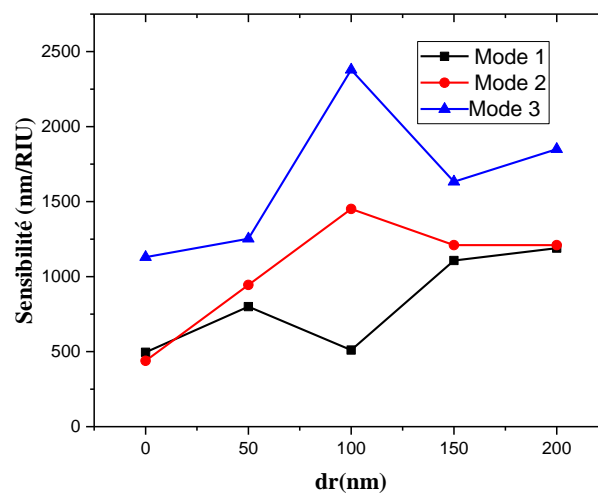


Figure III.16: La sensibilité du capteur proposé en fonction du dr

La figure III. 16 montres variation de la sensibilité du capteur proposée en fonction du dr pour un $\Delta n=0.02$ RIU. La valeur optimale de dr est 100 nm. Grace à cette structure on a pu avoir une sensibilité maximale de l'ordre de $S=2378,85\text{nm}/\text{RIU}$

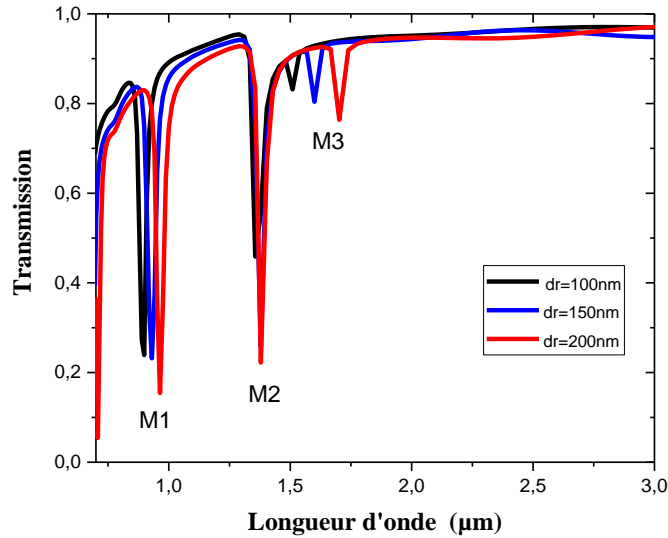


Figure III .17: spectre de transmission pour différent valeur de dr .

La Figure III.17 traces les spectres de transmission simulés lorsque dr varie, pour l'indice $n=1$, les pics de résonance présentent des décalages vers les longueurs d'onde les plus grandes.

III.4. la structure optimisée pour la détection de la température

III.4.1 présentation des deux structures optimisées

Afin d'améliorer l'interaction lumière/matière un défaut est inséré au résonateur ovale. Deux conceptions optimisées du capteur plasmonique RI à base d'un couplage entre un guide MIM et résonateur en forme ovale avec un défaut (deux formes de défaut rectangulaire et ovale) en métal sont proposés, est décrite en figure III.18. On note que le rayon optimal $R=350\text{nm}$ et $dr = 100\text{nm}$.

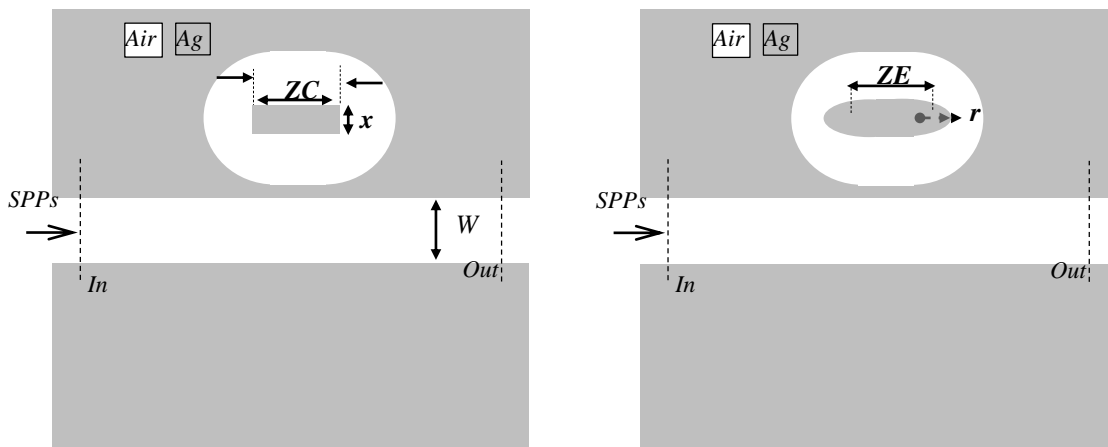


Figure III. 18: les deux structures du capteur optimisé avec $x=60\text{nm}$ $r=30\text{nm}$

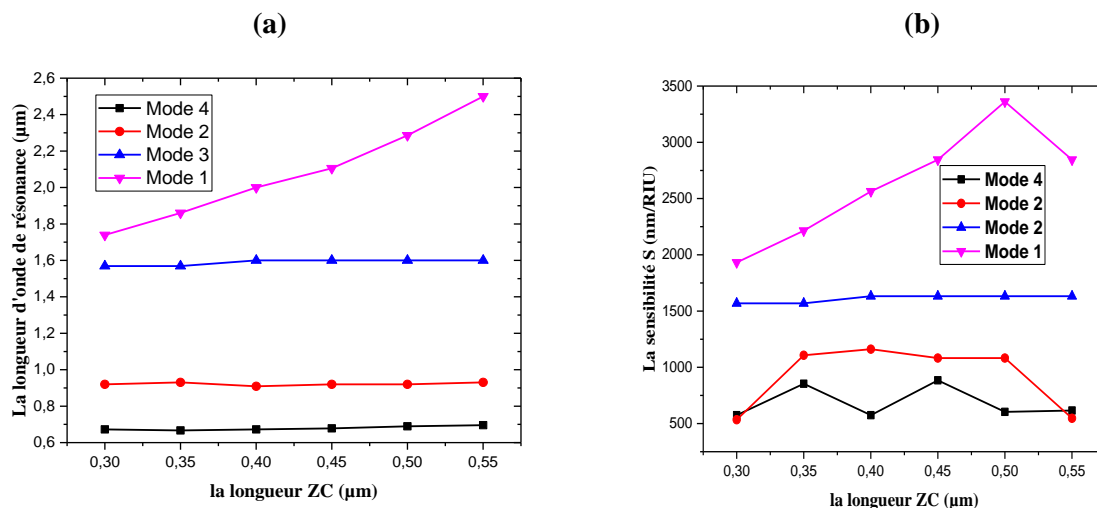


Figure III.19 : a) La variation de la longueur d'onde de résonance (λ_0) en fonction de la largeur ZC b) La sensibilité en fonction de la largeur ZC

Dans cette partie nous commençons par l'étude de l'effet de la variation de la largeur ZC sur la sensibilité du capteur et la longueur d'onde de résonance λ_0 . La figure III.19 montre l'apparition d'un 4eme mode de résonance. Ce dernier, est le seul mode qui affecté par la variation du ZC. Et la meilleure sensibilité est 3361.3nm/RIU pour $ZC= 500\text{nm}$.

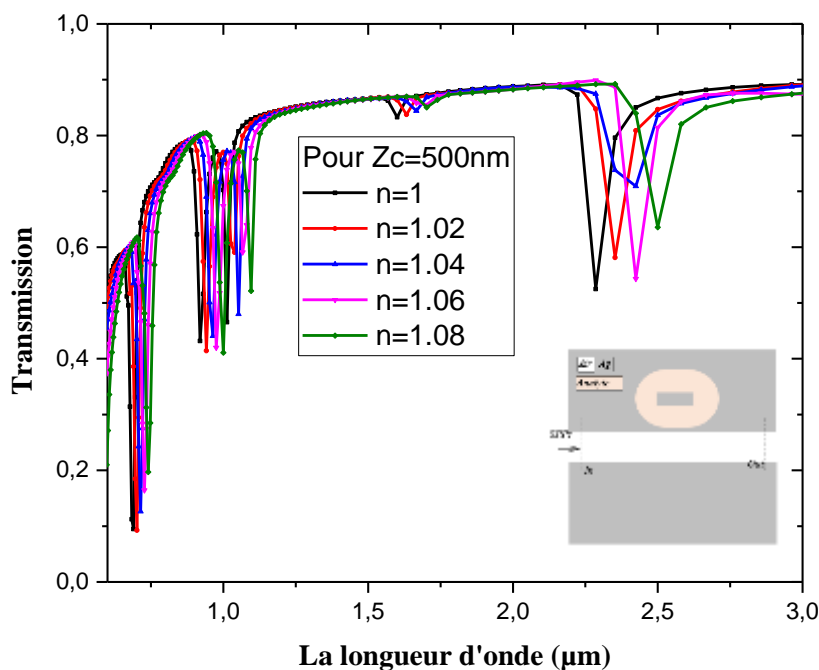


Figure III.20 : Spectre de transmission pour $ZC=500\text{nm}$

La figure III.20 montre la transmission du capteur optimisé calculée par FDTD-2D. Les courbes sont obtenues pour différents indice de réfraction de la cavité ovale $n = 1, 1.02, 1.04, 1.06,$ et 1.08 . Elles illustrent la manière dont les pics résonants se déplacent vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente.

Si on compare le résultat obtenu avec l'insertion des deux formes de défauts dans la cavité ovale (figure III.21) ; nous remarquons que la meilleure sensibilité est obtenue avec la forme ovale. La meilleure sensibilité est 4032.5nm /RIU pour $ZC=ZE= 500\text{nm}$.

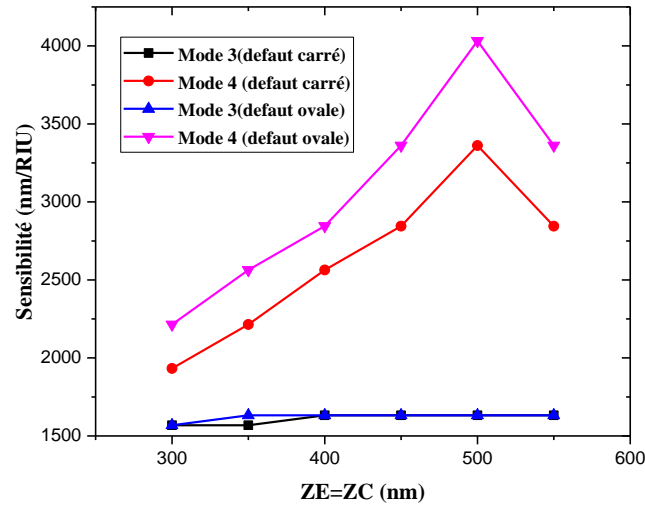


Figure III.21 : Comparaison de la sensibilité entre les deux structures optimisées (défaut carré et ovale)

III.4.2 application température

En remplaçant l'air dans ovale défectueux par l'éthanol dont l'indice de réfraction est [117]

$$n = 1.36084 - 3.94 \times 10^{-4} (T - T_0)$$

,ici $T_0 = 20^\circ\text{C}$, la structure conçue peut servir de capteur de température plasmonique sur puce. Le spectre de transmission est représenté sur la figure III.22. Lorsque la température ambiante varie, l'indice de réfraction de l'éthanol contenu dans le résonateur ovale change, ce qui module les formes et les positions spectrales. Avec les paramètres optimaux de la conception proposée, la sensibilité du capteur de température est de $1.23\text{nm}/^\circ\text{C}$.

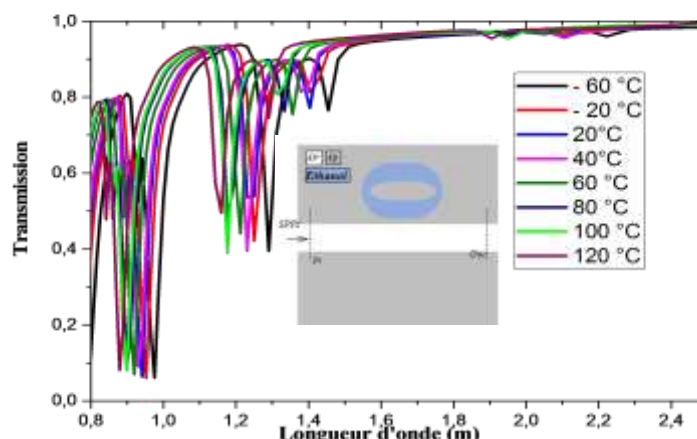


Figure III.22 : Spectre transmission du capteur de température proposé

Référence	Structure	Sensibilité (nm/°C)	Année
[118]	résonateur rectangulaire couplé à un guide d'onde droit MDM	0.36	2017
[119]	résonateur en anneau couplé à un guide d'onde droit MDM avec un défecteur	0.31	2019
[120]	disque résonateur défectueux couplé au guide d'ondes droit MDM avec un défecteur	0.3925 for LFR and 0.4575 for RFR.	2020
[102]	Guide d'onde MIM comportant un baffle et le SSCDR couplé inséré avec un bloc métallique	0.18 for FR3, 0.21 for FR4 and 0.33 for FR6	2020
Ce travail	Guide d'ondes MIM couplée latéralement à un résonateur ovale défectueux	1.23	2021

Tableaux III.2 Comparaison de sensibilité de différentes structures de capteurs.

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Nous avons également présentée le module de simulation FullWAVE de Rsoft, Cette technique est une méthode bien adaptée pour la modélisation des structures plasmoniques principalement parce qu'elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité de résonateurs,...). Le travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique MIM. Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité.

L'optimisation a pour rôle d'améliorer la sensibilité et la transmission du capteur, nous avons analysé la structure, en basant sur les propriétés de la cavité (R, dr). Ensuite, nous avons proposé une structure cavité avec un défaut de deux forme différents ovale et carrée, Les résultats montrent que la structure avec le défaut ovale donne une sensibilité très élevé.

Comme application, un nouveau capteur de température à base un guide d'onde plasmonique MIM couplé avec une cavité ovale a été proposé dans ce travail. Les résultats de la simulation numérique de ce capteur montrent que sa sensibilité peut atteindre 1.23nm/°C.

Conclusion générale

Conclusion Général

Avec les progrès rapides des compétences en nano-fabrication, la nano-optique a été appliquée dans plusieurs domaines de recherche et d'industrie. Une branche majeure de la nano-optique est la détection plasmonique. En raison de sa capacité à produire des points chauds à l'échelle nanométrique, qui sont proches de la taille des bio-particules, le plasmonique a été largement appliqué en biodétection sans marquage. Actuellement, les capteurs biologiques et chimiques basés sur la technologie plasmon de surface sont devenus des outils privilégiés de détection et d'analyse. Le fonctionnement de ces capteurs est fondamentalement basé sur le couplage d'une onde optique avec une onde de type plasmon de surface PS. Ce couplage dépend des propriétés optiques du milieu en contact avec la zone sensible du dispositif.

L'objectif de ce travail est l'étude et la conception d'un capteur RI plasmonique bidimensionnel pour la détection de température, à l'aide du logiciel Rsoft CAD.

Dans la première partie du mémoire, nous avons évoqué les capteurs en général. Nous avons présenté les paramètres caractérisant un capteur optique, et nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux rappels de quelques notions théoriques d'optique guidée. Nous avons présenté les deux types principaux de méthode de détection : détection avec marqueur fluorescent et sans marquage. Nous avons également montré les techniques optiques utilisées dans ce contexte.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les principes de base des plasmoniques, leurs définitions, leurs différents types et leurs principes de fonctionnement. Nous avons présenté le principe de guidage dans des structures plasmoniques, plus précisément, les guides d'onde MIM et le principe de la technique SPR. Et à la fin de ce chapitre, nous avons clôturé par la présentation du différent type de capteur plasmonique.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude, la conception et la simulation du capteur RI plasmonique, en utilisant le module Fullwave du simulateur RSoft. Notre travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique. Nous avons ensuite étudié le couplage guide-cavité. L'optimisation a pour rôle d'améliorer la sensibilité du capteur et la qualité de transmission.

Nous avons analysé la structure, en basant sur les propriétés géométriques de la cavité (R, dr). L'analyse des spectres de transmission de cette structure montre que la longueur de résonance décale en fonction de la variation du rayon R. une sensibilité de $S = 2378,85 \text{ nm/RIU}$ est obtenue avec les valeurs optimales de R et dr (350nm et 100nm respectivement).

Conclusion général

Afin d'améliorer l'interaction lumière/matière un défaut est inséré au résonateur ovale. Deux conceptions optimisées du capteur plasmonique RI à base d'un couplage entre un guide MIM et résonateur en forme ovale avec un défaut (deux formes de défaut rectangulaire et ovale) en métal sont proposés. La meilleure sensibilité est obtenue avec la forme ovale. Elle est d'environ 4032.5 nm/RIU pour $ZC=ZE=500\text{nm}$.

A la fin, comme un exemple d'application, En remplaçant l'air dans ovale défectueux par l'éthanol dont l'indice de réfraction varie avec la variation de la température ambiante. Avec les paramètres optimaux de la conception proposée, la sensibilité du capteur de température est de 1.23nm/°C. Cette structure plasmonique compacte à très haut niveau de mérite pourrait trouver des applications importantes dans les nano capteurs sur puce.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Cyrille Billaudeau, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Nathalie Bardou et Jean- Luc Pelouard, Contrôle de l'émission et de l'absorption de lumière dans les guides plasmoniques nanostructures.
- [2] H. Raether, Surface Plasmons on smooth an rough surfaces and on gratings, Springer Tracts on modern physics, Springer-Verlag, Berlin (1988).
- [3] A. Otto, I. Mrozek, H. Grabhornet W. Akemann, Surface-enhanced ramans cattering, Journal of Physics-Condensed Matter 4 (5), 1143 (1992).
- [4] J. Homola, S.S. Yee et G. Gauglitz, Surface Plasmon resonance sensors: review, Sensors and Actuators B - Chemicals 54 (1-2), 3 (1999).
- [5] K. Aslan, J.R. Lakowiczet C.D. Geddes, Plasmon light scattering in biology and medicine : new sensing approaches, visions and perspectives, Current Opinion in ChemicalBiology 9 (5), 538 (2005).
- [6] J. Homola, S.S. Yee and D. Myszka In: F.S. Ligler, Editor, Optical Biosensors: Present and Future, Elsevier Science, New York (2002).
- [7] Hsu, Tai-Ran. MEMS and microsystems: design, manufacture, and nanoscale engineering. John Wiley & Sons, 2008.
- [8] Zhang, Lei, Jingyi Lou, and Limin Tong. "Micro/nanofiber optical sensors." Photonic Sensors 1.1 (2011): 31-42.
- [9] G. Asch, « Les capteurs en instrumentation industrielle », Edition 4, Publié par Dunod, pp. 816, 1993.
- [10] Anuszkiewicz, A., et al. "Sensing characteristics of the rocking filters in microstructured fibers optimized for hydrostatic pressure measurements." Optics express 20.21 (2012): 23320-23330.
- [11] Xu, Haitan, et al. "Ultra-sensitive chip-based photonic temperature sensor using ring resonator structures." Optics Express 22.3 (2014): 3098-3104.

BIBLIOGRAPHIE

- [12] Qiang, Zexuan, Weidong Zhou, and Richard A. Soref. "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators." *Optics express* 15.4 (2007): 1823-1831.
- [13] B.T. Cunningham. *Label-free biosensors: Techniques and applications*. Cambridge University Press, New York, pp.1-28, 2009.
- [14] A. D'Amico and C. Di Natale. "A contribution on some basic definitions of sensors properties". *IEEE Sensors Journal*, vol.1, n°3, pp.183-190, 2001.
- [15] Jean-Marie Vigoureux « De l'onde évanescent de fresnel au champ proche optique » *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, Volume 28, N°3-4, 2003.
- [16] Saloua Helali « conception et réalisation de matériaux biofonctionnels pour des dispositifs capteur impedimetriques » thèse de doctorat, 15 décembre 2005, L'école Centrale de Lyon.
- [17] Ryad Bendoul « Biocapteur optique : Sonde fibrée à cavité Fabry-Pérot intrinsèque et à couplage évanescent » thèse de doctorat, 17 novembre 2005, l'université de Franche-Comté.
- [18] S. Ray, P.J. Reddy, S. Choudhary, D. Raghu, S. Srivastava, "Emerging nanoproteomics approaches for disease biomarker detection: A current perspective", *Journal of proteomics*, vol. 74, n° 12, pp. 2660-2681, 2011.
- [19] J. G. Castelló, « A Novel Approach to Label-Free Biosensors Based on Photonic Bandgap Structures (Doctoral dissertation) », thèse de doctorat. Université polytechnique de Valencia, 2014.
- [20] A. Ymeti, J. Greve, P.V. Lambeck, T.Wink, v. Hövell, Beumer, R.R. Wijn, R.G. Heideman, V. Subramaniam, and J.S.Kanger. "Fast, ultrasensitive virus detection using a young interferometer sensor". *Nano Letters*, vol.7, n°2, pp.394-397, 2007.
- [21] T. Nagel, E. Ehrentreich-Forster, M. Singh, K. Schmitt, A. Brandenburg, A. Berka, and F. F. Bier, "Direct detection of tuberculosis infection in blood serum using three optical label-free approaches". *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol.129, n°2, pp.934-940, 2008.
- [22] D. Hradetzky, C. Mueller, and H. Reinecke. "Interferometric label-free biomolecular detection system". *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol.8, n°7, pp. S360, 2006.
- [23] A. Brandenburg, R. Krauter, C. Künzel, M. Stefan, and H. Schulte. "Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions". *Appl. Opt.*, vol.39, n°34, pp.6396-6405, 2000.
- [24] R. Bernini, G. Testa, L. Zeni, and P.M. Sarro. "Integrated optofluidic mach-zehnder interferometer based on liquid core waveguides". *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 1, 2008.
- [25] P.V. Lambeck, G.J. Veldhuis, R.G. Heideman, and K. Worhoff. "Integrated optical devices for chemical sensing". *Quimica Analitica*, vol.18, n°1, pp.011106,10-19, 1999.
- [26] <http://www.farfield.group.com>.

BIBLIOGRAPHIE

- [27] H. Altug and J. Vuckovic, Polarization control and sensing with two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays, *Opt. Lett.* 30, 982 (2005).
- [28] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*, 2nd ed.; Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, 2008
- [29] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas and G. Girolami, Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity, *Opt. Lett.* 29, 1093 (2004).
- [30] Harhouz, A. (2017). Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques (Doctoral dissertation, Université de M'sila).
- [31] D. F. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter et al. Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing, *Appl. Phys. Lett.* 93, 181103 (2008).
- [32] Ciminelli, Caterina, et al. "Label-free optical resonant sensors for biochemical applications." *Progress in Quantum Electronics* 37.2 (2013): 51-107.
- [33] Oraevsky, Anatolii N. "Whispering-gallery waves." *Quantum electronics* 32.5 (2002): 377.
- [34] Claes, Tom, et al. "Label-free biosensing with a slot-waveguide-based ring resonator in silicon on insulator." *IEEE Photonics journal* 1.3 (2009): 197-204.
- [35] Sun, Yuze, and Xudong Fan. "Optical ring resonators for biochemical and chemical
- [36] K. Matsubara, S. Kawata, and S. "Minami. Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor". *Optics Letters*, vol.15, n°1, pp.75-77, 1990.
- [37] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. "Gupta. Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: a comprehensive review". *IEEE Sensors journal*, vol.7, n°8, pp.1118-1129, 2007.
- [38] G. Xiao and W.J. Bock. "Photonic Sensing: Principles and Applications for Safety and Security Monitoring". John Wiley and Sons, Inc, 2012.
- [39] Malak Kanso «Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système micro fluide » thèse de doctorat, 19 juin 2008, université de Nantes.
- [40] Belkhir Abderrahmane « Extension de la modélisation par FDTD en nano- optique » thèse de doctorat, 26 novembre 2008, l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.
- [41] Gulabi Celep « Propriétés optiques et processus dynamiques dans les nanoparticules métalliques : agrégats de cuivre et systèmes mixtes coeur-coquille Indium/Argent » Thèse de doctorat, 18 décembre 2006, l'université Claude Bernard - Lyon I.
- [42] Hervé Portales « Etude par diffusion Raman de nanoparticules métalliques en matrice diélectrique amorphe » thèse de doctorat, 17 /12/2001, l'université Claude Bernard - Lyon I.

BIBLIOGRAPHIE

- [43] Clément Bonnard. Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I, 2006.
- [44] Karla Balaa « Capteur à fibre optique basé sur le principe de Résonance de Plasmons de Surface : optimisation pour la détection d'espèces chimiques » thèse de doctorat, 16 février 2007, Université de Nantes.
- [45] Yannick Poujet « transmission exaltée à travers des tamis à photos à ouvertures annulaires nanométriques : simulation et caractérisation » thèse de doctorat, 14 décembre 2007, université de Franche-Comté.
- [46] Elisa Guillermain « dispositifs nanophotoniques à ondes de surface en silicium poreux : technologie et application à la bio –détection » thèse de doctorat, 19/11/2007, institut des nanotechnologies de Lyon.
- [47] Nicolas Marquestaut « Effets d'exaltations par des nanostructures métalliques : Application à la microscopie Raman en Champ Proche » thèse de doctorat, 1er Juillet 2009, l'université Bordeaux I.
- [48] Flavien Pillet « développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la résonance plasmonique de surface (SPRi) » thèse de doctorat, 15/12/2010, l'université de Toulouse.
- [49] Hafaid Imen « Etude physico-chimique de capteurs à base de nanomatériaux pour des applications biomédicales » thèse de doctorat, 26/06/2009, INSA Lyon.
- [50] Cédric Ayela « Micromembranes résonantes à actionnement et détection piézoélectriques intégrés pour la détection de molécules biologiques en temps réel » thèse de doctorat, 20 décembre 2007, l'université Toulouse III – Paul Sabatier.
- [51] Julien Burgin « Étude femtoseconde de la dynamique électronique et vibrationnelle de nano-objets métalliques et de l'ordre local dans les verres » thèse de doctorat, 14 Septembre 2007, l'université Bordeaux I.
- [52] Jaromír Pištor et All « Surface plasmon resonance sensor with a magneto-optical structure » *optica applicata*, vol. XL, No. 4, 2010.
- [53] Flaien Pillet « Développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la Résonance plasmonique de surface (SPRi) » thèse de doctorat, 15 décembre 2010, INSA Toulouse
- [54] Sébastien Massenot « étude modélisation et réalisation de composants diffractant : contribution à l'étude de matériaux accordables et application à l'enregistrement holographique de filtres résonants » thèse de doctorat, 03 février 2006, l'université de Bretagne Sud.

BIBLIOGRAPHIE

- [55] François Marquier « Interaction des ondes de surface avec des Microstructures périodiques Emission thermique cohérente et transmission résonante" thèse de doctorat, 22 octobre 2004, école Centrale Paris.
- [56] Fabrice Bardin « capteur a fibre optique a gradient d'indice inverse base sur la résonance plasmon de surface : applications a la détection d'espèces chimiques » thèse de doctorat, 10 Décembre 2001, l'université jean Monnet de Saint-Etienne.
- [57] Enrique AJ Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. Bell Labs Technical Journal, 48(7) :2071_2102, 1969.
- [58] Rupert F Oulton, Volker J Sorger, Guy Bartal, and Xiang Zhang. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long range propagation. In Plasmonics and Metamaterials, page MTuD3. Optical Society of America, 2008.
- [59] Mark I Stockman. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides. Physical review letters, 93(13) :137404, 2004.
- [60] D.Sarid. Long-range surface waves on very thin metal film. Phys. Rev. B, 47, 1927, 1981.
- [61] J. J. Burke, G. I. Stegman and T. Tamir. Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal film. Phys. Rev. B, 33, 5186, 1986.
- [62] F. Yang, J. R. Sambles and G. W. Bradberry. Long-range surface modes supported by thin films. Phys. Rev. B, 44, 5855, 1991.
- [63] A. L. Baudrion thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2006.
- [64] P. Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width : Bound modes of asymmetric structures. Phys. Rev. B, 63, 125417, 2001.
- [65] J. C. Weeber, Y. Lacroute and J. C. Weeber. Optial near-field distribution of urface plasmon waveguides modes. Phys. Rev. B, 68, 115401,2003.
- [66] B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salermo, N. Felidj, A. Leitner, F. R. Aussenegg and J. C. Weeber. Surface plasmon propagation in microscale metal stripes. Appl. Phys. Lett., 79, 51, 2001.
- [67] P. Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width : Bound modes of symmetric structures. Phys. Rev. B, 61, 10484, 2000.
- [68] A. Boltasseva, T. Nikolajsen, K. Leosson, K. Kjaer, M. S. Larsen and S. I. Bozhevolnyi. Integrated optical components utilizing long-range surface plasmon polaritons. J. Ligthwave Technol., 23, 413, 2005.

BIBLIOGRAPHIE

- [69] R. Charbonneau, N. Lahoud, G. Mattiussi and P. Berini. Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons. *Optics Express*, 13, 977, 2005.
- [70] J. T. Kim, J. J. Ju, S. Park, M. Kim, S. K. Park and M. H. Lee. Chip-tochip optical interconnect using gold long-range surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express*, 16, 13133, 2008.
- [71] T. Nikolajsen, K. Leosson and S. I. Bozhevolnyi. Surface Plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 85, 5833, 2004.
- [72] A. Degiron and D. R. Smith. Nonlinear long-range plasmonic waveguides. *Phys. Rev. A* 82, 033812, 2010.
- [73] M. C. Gather, K. Meerholz, N. Danz and K. Leosson. Net optical gain in a plasmonic waveguide embedded in a fluorescent polymer. *Nature Photon.*, 4, 457, 2010.
- [74] I. De Leon and P. Berini. Amplification of long-range surface plasmons by a dipolar gain medium. *Nature Photon.*, 4, 382, 2010.
- [75] S. Park, M. S. Kim, J. T. Kim, S. K. Park, J. J. Ju and M. H. Lee. long-range surface plasmon polariton waveguides at 1.31 μm and 1.55 μm wavelengths. *Optics Comm.*, 281, 2057, 2008.
- [76] J. Grandidier, S. Massenot, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J. C. Weeber and A. Dereux, J. Renger, M. U. Gonzalez and R. Quidant. Dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides : Figures of merit and mode characterization by image and Fourier plane leakage microscopy. *Phys. Rev. B*, 78 245419, 2008.
- [77] T. Holmgaard, Z. Chen, S. I. Bozhevolnyi, L. Merkey, A. Dereux, A. V. Krasavin and A. Zayats. Band splitting loss of dielectricloaded surface plasmon polariton waveguides. *Optics Express*. 18, 13585, 2008.
- [78] A. V. Krasavin and A. Zayats. Three dimensional numerical modeling of photonic integration with dielectric-loaded SPP waveguides. *Phys. Rev. B* 78, 045425, 2008.
- [79] J. Grandidier, S. Massenot, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, J. C. Weeber and A. Dereux. Gain-assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength. *Nanolett.* 9,2935, 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [80] J. Gosciniak, S. I. Bozhevolnyi, T. B. Andersen, V. S. Volkov, J. Kjelstrup-Hansen, L. Markey, and A. Dereux. Thermo-optic control of dielectric-loaded plasmonic waveguide components. *Optics Express*. 18, 1207, 2010.
- [81] A. V. Krasavin and A. Zayats. Silicon-based plasmonic waveguides. *Optics Express*. 18, 11791, 2010.
- [82] M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, F. R. Aussenegg. Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles. *Optics Lett*. 23, 1331, 1998.
- [83] J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard. Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles . *Phys. Rev. Lett*. 82, 2590, 1999.
- [84] S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, and A. A.G. Requicha. Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. *Nature Mat*. 229, 2, 2003.
- [85] M. L. Brongersma, J. W. Hartman, H. A. Atwater. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit. *Phys. Rev. B*. 62, R16356, 2000.
- [86] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz. The optical properties of metal nano particles : the influence of size, shape, and dielectric environment. *J. Phys. Chem. B* 107, 668, 2008.
- [87] S. Yong Park and D. Stroud. Surface-plasmon dispersion relations in chains of metallic nanoparticles : An exact quasistatic calculation. *Phys. Rev. B* 69, 125418, 2004
- [88] W. H. Weber and G. W. Ford. Propagation of optical excitations by dipolar interactions in metal nanoparticle chains. *Phys. Rev. B* 70, 125429, 2004.
- [89] A. Femius Koenderink, R. de Waele, J. C. Prangsma, and A. Polman. Experimental evidence for large dynamic effects on the plasmon dispersion of subwavelength metal nanoparticle waveguides. *Phys. Rev. B* 76, 201403R, 2007
- [90] K. B. Crozier, E. Togan, E. Simsek, and T. Yang. Experimental measurement of the dispersion relations of the surface plasmon modes of metal nanoparticle chains. *Optics Express*. 15, 17482, 2007.
- [91] E. Simsek. Full analytical model for obtaining surface plasmon resonance modes of metal nanoparticle structures embedded in layered media. *Optics Express*. 18, 1722, 2010.

BIBLIOGRAPHIE

- [92] T. Kosako, Y. Kadoya and H. F. Hofmann. Directional control of light by a nano-optical YagiUda antenna. *Nature Phot.* 4,312, 2010.
- [93] Daniel Courjon et Claudine Bainier, *Le Champ proche optique : Théorie et applications*, édité chez Springer (2001).
- [94] J.M. Kim, T. Ohtani, S. Sugiyama, T. Hirose and H. Muramatsu, Simultaneous topographic and fluorescence imaging of single DNA Molecules for DNA analysis with a Scanning Near-Field Optical/Atomic Force Microscope, *Anal. Chem.*73 (2001) 598.
- [95] A. Kelch, S. Wessel, T. Will, U. Hintze, R. Wepf and R. Wiesendanger , Penetration pathways of fluorescent dyes in human hair fibres investigated by scanning near-field, *journal of microscopy* 200 (2000)179–186.
- [96] N.F. van Hulst, J.A. Veerman, M.F. Garcia-Parajo and L. Kuipers, Analysis of individual (macro) molecules and proteins using near-field optics, *J. Chem. Phys.* 112 (2000), 7799.
- [97] R.X.Bian, R .C .Dunn, X. S. Xie, P. T Leung, Single Molecule Emission Characteristics in Near-Field Microscopy, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4772.
- [98] S.Collin, F. Pardo, J.L.Pelouard, Nanostructures métalliques pour applications photoniques, CNTS/LPN, 2003-2004.
- [99] *Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy*, by Ricardo Aroca, Wiley, Chichester, (2006).
- [100] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp, *Surface-enhanced Raman Scattering: Physics And Applications*, Springer-Verlag (août 2006).
- [101] *Optical fiber sensor technology, devices and applications*, vol 2, Edité par L.S. Grattan et B.T. Meggitt, Springer 1997.
- [102] Shilin Yu, Shuo Wang, Tonggang Zhao*, « JianguoYuTunablePlasmonic System Based on a Slotted Side-Coupled DiskResonator and Its Multiple Applications on Chip-Scale Devices » *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 212 (2020) 164748
- [103] L. Y. X. a. Z.-D. Z. Shu-Bin Yan, «A Refractive Index Sensor Based on a Metal-Insulator-Metal Waveguide-Coupled Ring Resonator,» *Sensors*, vol. 15, pp. 29183-29191, 2015,.
- [104] Ahlem Ben merkhi, « optimisation du confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques » , UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE DEPARTEMENT , 2012- these de Doctorat en-sciences en Électronique.
- [105] A. P. Kabilan, X. S. Christina and P. E. Caroline , “Design of optical logic gates using photonic crystal” , *Proc. Int. Conf. on Internet* (2009) , 1-4.

BIBLIOGRAPHIE

- [106] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas and propagation, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [107] A. Taflove, et M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," IEEE Trans. Microwave theory Tech., vol. MTT-23, N° 8, p.623-630, August 1975.
- [108] A. Taflove, et M. E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," vol. MTT-23, N° 11, p.888-896, November 1975.
- [109] A. Taflove, et S.C. Hagness, "Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method," Artech House, Norwood, MA, second edition, 2005.
- [110] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [111] Boudelal Riad, « Étude de couplage d'un guide d'ondes avec une fibre optique » UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE, 2010.
- [112] The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214.
- [113] I. Rsoft Design Group, «FullWAVE 6.1 User Guide », 1999-2011.
- [114] Filali Meryem, « Etude et Conception d'un démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels », Mémoire de Master, Université de M'sila (2018).
- [115] Boudiaf Kenza, SaferHadjer, « Etude et conception des capteurs a cristaux Photoniques pour des applications biomédicales », Mémoire de Master, Université De M'sila (2018).
- [116] Wang, Y., Li, S., Zhang, Y., and Yu, L. (2016). Ultrasharp Fano resonances based on the circular cavity optimized by a metallic nanodisk. IEEE Photonics Journal, 8(6):1-8.
- [117] T.S. Wu, Y.M. Liu, Z.Y. Yu, H. Ye, Y.W. Peng, C.G. Shu, S.H. Yang, W. Zhang, H.F. He, An anometric temperature sensor based on plasmonic waveguide with an ethanol-sealed rectangular cavity, Opt. Commun. 339 (2015) 1-6.
- [118] Y. Kong, Q. Wei, C. Liu, S.Y. Wang, Nanoscale temperature sensor based on Fano resonance in metal-insulator-metal waveguide, Opt. Commun. 384 (2017) 85-88.
- [119] Fang Chen, Huafeng Zhang, Lihui Sun, Jijun Li, Chunchao Yu Temperature tunable Fano resonance based on ring resonator side coupled with a MIM waveguide Optics and Laser Technology 116 (2019) 293-299

BIBLIOGRAPHIE

[120] JinpingTiana,b,c,*, GuoqiangWeia, RongcaoYanga,c, WeihuaPeicFano resonance and its application using a defective disk resonatorcoupled to an MDM plasmon waveguide with a nano-wall Optik - International Journal for Light and Electron Optics 208 (2020) 164136

Application des plasmons de surface en vue de concevoir un détecteur de température

Résumé :

Actuellement, les dispositifs de biodétection miniaturisés en temps réels (lab-on-chip) sont au centre de la révolution des méthodes d'identification des processus biologiques, d'observer l'activité des cellules, de détecter des analytes spécifiquement à partir de fluides corporels et de diagnostics médicaux etc, et cela, autant au niveau clinique qu'au niveau de la recherche. La plasmonique est créditée de nombreuses applications potentielles. Grâce au développement des techniques de nano-fabrication au cours de dernière décennie, il devient l'un des domaines de recherche les plus attirants de l'optique au 21ème siècle. Dans ce cadre, le travail de mémoire consistera à l'étude des plasmons de surface en vue de concevoir un détecteur de température à l'aide du logiciel Rsoft CAD. La structure proposée comporte un guide d'ondes plasmonique MIM couplé à cavité ovale défectueux. Une résonance multiple peut être obtenue en introduisant un défaut dans le résonateur ovale, elle peut être réglée indépendamment par la température ou la taille. Le mode résonant peut être déplacé en variant la température de l'éthanol scellé infiltré dans la cavité ovale. La structure plasmonique proposée peut être utilisée dans plusieurs applications comme dispositif à lumière lente, un filtre nanométrique, un commutateur optique et un capteur d'indice de réfraction.

Mots clés : plasmons de surface, Capteurs de température, bio-détection, indice de réfraction, FDTD, SPR, guide d'onde MIM

Summary :

Currently, miniaturized real-time biodetection devices (lab-on-chip) are at the center of the revolution in methods of identifying biological processes, observing cell activity, and detecting analytes specifically from fluids. physical and medical diagnoses.... etc., and this, both at the clinical level and at the research level. Plasmonics is credited with many potential applications. Thanks to the development of nanofabrication techniques over the past decade, it is becoming one of the most attractive fields of research in optics in the 21st century. In this context, this work will consist of the study of surface plasmons to design a temperature sensor using Rsoft CAD software. The proposed structure consist of defective oval cavity coupled MIM plasmonic waveguide. Multiple resonance can be obtained by introducing a defect in the oval resonator, it can be set independently by temperature or size. The resonant mode can be shifted by varying the temperature of the sealed ethanol infiltrated into the oval cavity. The proposed plasmonic structure may have application in slow light device, nanoscale filter, all optical switch and refractive index sensor.

Keywords: Surface plasmon, temperature sensor, bio-detection, refractive index, FDTD, SPR. MIM waveguide.

ملخص:

في الوقت الحالي ، أصبحت أجهزة الكشف البيولوجي المصغرة في الوقت الفعلي (المختبر على الرقاقة) في قلب الثورة في طرق تحديد العمليات البيولوجية ، ومراقبة نشاط الخلية ، واكتشاف التحليلات على وجه التحديد من السوائل ، والتشخيصات الفيزيائية والطبية... إلخ ، وهذا سواء على المستوى السريري أو على مستوى البحث. ينسب الفضل إلى Plasmonics في العديد من التطبيقات المحتملة. بفضل تطوير تقنيات التصنيع النانوي على مدار العقد الماضي ، أصبح أحد أكثر مجالات البحث جاذبية في مجال البصريات في القرن الحادي والعشرين. في هذا السياق ، سيتألف عمل الذاكرة من دراسة البلازمونات السطحية بهدف تصميم كاشف درجة الحرارة باستخدام برنامج Rsoft CAD. يتضمن الهيكل المقترح دليلاً موجياً ببيضاوياً معيماً مقترناً بـ MIM plasmonic يمكن تحقيق الرنين المتعدد عن طريق إدخال عيب في الرنان البيضاوي ، ويمكن ضبطه بشكل مستقل حسب درجة الحرارة أو الحجم. يمكن تغيير وضع الرنين عن طريق تغيير درجة حرارة الإيثانول المختوم المتسرب إلى التجويف البيضاوي. يمكن استخدام البنية البلازمية المقترحة في العديد من التطبيقات كجهاز ضوء بطيء ، ومرشح نانوي ، ومفتاح ضوئي ، ومستشعر معامل الانكسار.

الكلمات المفتاحية: البلازمونات السطحية، مجسات درجة الحرارة، الكشف الحيوي، معامل الانكسار ، FDTD ، SPR ، الدليل الموجي MIM