

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE : TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE  
N° : ME08/2019



DOMAINE : SCIENCES ET  
TECHNOLOGIE  
FILIERE : ELECTRONIQUE  
OPTION : MICRO-ELECTRONIQUE

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

**Par : MEKKI abdelheq  
TAHIR tarek**

**Intitulé**

**Etude et conception de capteur plasmonique  
bidimensionnels pour la bio-détection**

**Soutenu devant le jury composé de:**

KHADEROUCH djamal	Université de M'sila	Président
HOCINI abdesselem.	Université de M'sila	Rapporteur
ZOUACHE tarek	Université de M'sila	Rapporteur
KAHLOUCH ahmed	Université de M'sila	Examineur

**Année universitaire : 2018 /2019**

---

# Remerciements

---

Tout d'abord, nous remercions ALLAH de nous avoir donné le courage et la volonté de mener à bien notre mémoire.

Nous tenons de remercier vivement notre encadreur Prof. **ABDESSELAM HOCINI** et Mr. **TAREK ZOUACHE**, pour avoir proposé et dirigé ce travail, pour ses soutiens et conseils, ses encouragements pendant la durée de ce mémoire.

Nos remerciements vont aussi, à Mr. **HOUSSIN BEN SALEH** et Mr. **MOUHSSIN MAACHE** la documentation, l'accompagnement tout au long de ce travail et les conseils prodigués.

Mes remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger mon travail. Nos sincères gratitude à tous ce qui nous ont enseigné durant ces cinq ans de graduation.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin, pour Leurs soutiens moraux ou matériels, dans la réalisation de ce projet.

# Dédicace

أحمد الله عز وجل على منه و عونه لإتمام هذا البحث.  
إلى الذي وهبني كل ما يملك حتى أحقق له آماله، إلى من كان يدفعني قدما نحو الأمام  
لنيل المبتغى، إلى الإنسان الذي إمتلك الإنسانية بكل قوة، إلى الذي تمنيت ان يكون  
شاهدا على هذه اللحظة ، إلى روح أبي الغالي على قلبي رحمه الله و اسكنه فسيح جنانه  
إلى التي وهبت فلذة كبدها كل العطاء و الحنان، إلى التي صبرت على كل شيء، التي  
رعتني حق الرعاية و كانت سندي في الشدائد، و كانت دعواها لي بالتوفيق، رحمها الله و  
جعلها من الذين يظلمهم الله تحت ضله يوم لا ظل الا ظله . و ان يسكنها الفردوس الاعلى  
إليهما أهدي هذا العمل المتواضع لعلي اسعدهما في قبرهما إلى إخوتي و اخواتي الذين  
تفاسمو معي بحب، الحياة  
كما أهدي ثمرة جهدي الى أساتذتي الكرام البروفيسور: حسيني عبدالسلام و الدكتور:  
زواش طارق الذان كلما تظلمت الطريق امامي لجأت إليهما فأنارا لي و كلما دبح اليأس  
في نفسي زرعا في الأمل لأسير قدما و كلما سألت عن معرفة زوداني بها و كلما طلبت  
كمية من وقتهما الثمين وفراهم لي بالرغم من مسؤولياتهما المتعددة؛ إلى كل أساتذة قسم  
الالكترونيك؛ و إلى كل من يؤمن بأن بذور نجاح التغيير هي في ذواتنا و في أنفسنا قبل  
أن تكون في أشياء أخرى....  
كما لا انسى اخي الذي لم تلده أمي و صديقي و شريكي في انجاز هذه المذكرة طارق  
طهير الذي كان سندي في كثير من المصاحب الدراسية و في حياتي العامة حفظه الله  
الى كل زملائي في الدراسة في كلية التكنولوجيا

قال الله تعالى " : إن الله لا يغير ما بقوم حتى يغيروا ما بأنفسهم"....

الآية 11 من سورة الرعد

إلى كل هؤلاء أهدي هذا العمل

الطالب: عبدالعق مكي

# Dédicace

الى من قال فيها الله سبحانه و تعالى " و قل ربي ارحمها كما ربياني صغير "  
الى التي جعل الخالق الجنة تحت قدميها و ذكرها المصطفى ثلاثا ... الى امي الغالية على قلبي "سلطانة"  
حفظك الله لنا و ادامك تاجا فوق رؤوسنا

الى قرة عيني و نور حياتي الى ابي الغالي "البشير" حفظك الله لنا و ادامك نبراسا فوق رؤوسنا  
الى كل اخوتي و اخواتي و خاصة اخي الصغير "ريان"  
الى كل الاهل و الأقارب

الى من وضع يدي بيده و غرس معي هذا العمل صديقي القريب الى قلبي "مكي عبد الحق"  
الى من ستبقى ذكراهم ملئ العين و الفؤاد الى أصدقاء العمر "لا يسعني الذكر في صفحة واحدة...كل من  
عرفني من قريب فهو صديقي "

اهدائي هذا العمل الى كل زملائي في قسم ميكرو-الالكترونيك بصفة خاصة و الى كل أفواج  
السنة الثانية ماستر دفعة 2019 بصفة عامة .

الى كل أساتذة القطب الجامعي الذين تعلمت منهم الكثير

... من علمني حرفا صرت له عبدا ...

الى كل من ذكرهم لساني و نسيم قلبي ...

الى كل هؤلاء اهدي هذا العمل المتواضع ...

طهير

**\*TAREK TAHIR\***

---

# Résumé

---

La résonance plasmonique de surface a été observée pour la première fois au début du 20<sup>ème</sup> siècle et depuis lors, elle a été étudiée de manière approfondie, à la fois théoriquement et expérimentalement. Les plasmons de surface proviennent d'une excitation collective d'électrons dans un métal, les électrons se comportant comme une seule particule. Cette résonance est très sensible aux propriétés optiques des milieux diélectriques impliqués, ce qui en fait un outil utile dans les domaines liés à la biodétection et à la recherche pharmaceutique. Les plasmons de surface nécessitent des conditions d'excitation spécifiques. Depuis les années 90 et l'explication théorique d'une transmission extraordinaire de la lumière par un ensemble de nano-trous dans un film métallique mince par excitation de plasmons, un nouvel intérêt pour ces structures est apparu pour les applications de biosensing. Dans cette thèse, nous proposons différents concepts et idées pour mieux exploiter ces nanostructures afin de construire des biocapteurs intégrés à haute résolution.

La dépendance à la polarisation de la résonance plasmonique de surface nous a amenés à concevoir et à tester des matrices de nano-trous dans un film d'or, ayant différentes périodes dans les directions de polarisation. Les pics de transmission sont alors contrôlés par ces différentes périodes dans les réseaux. Des réseaux de nanoholes circulaires, de diamètre 200 nm et de périodes respectives de 380 et 420 nm, ont été fabriqués et testés. La configuration expérimentale basée sur un schéma de détection équilibré permet la détection simultanée des signaux de deux polarisations perpendiculaires, ainsi le bruit peut être réduit en comparant les signaux. La résolution du système a été mesurée à 640 nm/RIU, gagnant ainsi un ordre de grandeur par rapport aux publications existantes.

Ces nanostructures offrent également un moyen simple d'exciter les plasmon de surface, la lumière transmise étant collectée par un simple détecteur directement après la matrice. Cela nous a amenés à réfléchir à des moyens d'intégrer ces structures directement sur un substrat semi-conducteur actif et d'exploiter ses propriétés optoélectroniques. Le film métallique mince a deux rôles : transducteur pour la détection et électrode pour la photodétection dans le semi-conducteur. La modulation de la polarisation de la lumière incidente permet une détection équilibrée, augmentant ainsi la résolution de l'ensemble du capteur intégré, pour une valeur de 350 nm/RIU.

Cette étude montre un exemple de capteur miniaturisé basé sur des nanostructures

---

plasmoniques, directement intégré sur un substrat semi-conducteur actif, offrant ainsi de nouvelles applications prometteuses dans les dispositifs d'aide manuelle à haute résolution à réponse rapide basés sur la résonance plasmonique de surface. Différentes idées basées sur une intégration du capteur à base de semi-conducteurs sont également proposées, pour une utilisation possible dans les dispositifs d'imagerie et la biosonde

---

# Liste des tableaux

---

I.1	Solutions des ´equations de Maxwell, modes TE et TM. . . . .	9
I.2	Relation de dispersion pour les modes TE et TM. . . . .	10
I.3	Principaux param`etres pour un plasmon se propageant à une interface métaléau	19
II.1	Sensibilit´e du capteur a` fibre optique avec une couche de silver pour diff´erents indices de r´efraction . . . . .	33
II.2	Sensibilité et SNR du capteur SPR avec une couche d’argent pour 3 indices de r´efraction diff´erentes (d’apr`es la figure II.16) . . . . .	37
IV.1	Les valeurs des diff´erents param`etres pour l’argent . . . . .	54
IV.2	Les sensibilit´e obtenues gr´ace a` cette structure. . . . .	58
IV.3	La sensibilit´e dans cette structure du capture de forme T. . . . .	62

---

# Table des figures

---

I.1	rientation du plan à l'interface diélectrique / métal. $\beta$ représente le vecteur de propagation du plasmon le long de l'interface. . . . .	5
I.2	Schéma de la propagation du champ électrique $E_z$ le long de l'axe z pour une interface d'or et d'un diélectrique d'indice de 1,32 pour longueur d'onde de 800nm . . . . .	6
I.3	Profondeur de peau en fonction de la longueur d'onde à une interface or et diélectrique (indice $n = 1,32$ ). Graphique de gauche dans le diélectrique, graphique de droite dans le métal. . . . .	7
I.4	Graphique représentant la longueur de propagation du plasmon de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique ( $n=1,32$ ) en fonction de trois métaux ( or :Au, argent : Ag et aluminium : Al) et de la longueur d'onde. . . . .	7
I.5	Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions z (a) et x (b). . . . .	10
I.6	Relation de dispersion des plasmons de surface. . . . .	11
I.7	Excitation d'un plasmon de surface dans la configuration de Kretschmann Raether. . . . .	13
I.8	Variation de la réflexion en fonction de l'épaisseur du métal. Dispositif Kretschmann-Raether avec un prisme en BK7, couche métallique en or et de l'eau pour la dernière interface diélectrique. Onde incidente $\lambda = 800nm$ polarisation TM, TE uniquement présent ici à titre comparatif. . . . .	14
I.9	Excitation d'un plasmon de surface dans le dispositif Otto. . . . .	14
I.10	Excitation d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction, avec l'ordre diffractif +1. . . . .	15
I.11	Représentation du couplage dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde. . . . .	15
I.12	Schéma réseau $\Lambda = 800nm$ à une interface Or-Air. . . . .	16
I.13	Variation de l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence. En abscisse les angles de 0 à 40, en ordonnées l'intensité relative réfléchie. Sur le graphique : en noir $h =$ profondeur du réseau [12]. . . . .	16
I.14	Variation du facteur d'amélioration du champ électromagnétique en fonction de la longueur d'onde pour un réseau de 800nm de pas à une interface Air-Argent. . . . .	17

I.15	Variation du facteur d'exaltation du champ électromagnétique en fonction de la longueur d'onde pour un réseau de 400nm de pas à une interface Air-Argent. . . . .	17
II.1	(a,b) Un séparateur de faisceau pour les plasmons de surface se propageant sur des rubans en or épais de 40 nm. (a) microscopie électronique, (b) microscopie optique de champ proche, longueur d'onde dans le vide 800 nm (tirée de [?]). (c) Image (S. I. Bozhevolnyi) effectuée au microscope électronique à balayage d'un guide en "V" et (d) simulation de l'intensité du champ électrique le long du guide, longueur d'onde telecom. . . . .	23
II.2	CFO dite aussi « biconique » où la zone de détection se situe au milieu de la fibre optique. . . . .	25
II.3	Illustration d'un CFO « heterocore » formé par le soudage de trois fibres optiques de même diamètre de gaine mais de diamètres de cœur différents .	25
II.4	Illustration d'un CFO ayant sa zone sensible polie sur un seul côté de la fibre optique qui est fixée dans un bloc de silice. . . . .	26
II.5	Différents clivages et/ou gravures d'extrémité de fibres utilisées comme CFO. A) gravure droite; B) gravure en pointe; C) double face; D) 4 faces polies. . . . .	27
II.6	Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique [51]. .	27
II.7	Principe du capteur SPR. Deux méthodes sont utilisées pour traquer la résonance des plasmons : l'interrogation angulaire qui consiste à faire varier $\theta$ pour une longueur d'onde fixée, ou l'interrogation spectrale qui consiste à faire varier la longueur d'onde pour un angle $\theta$ fixé. Une variation de l'environnement (indice) se traduira par un décalage des pics de résonance.	28
II.8	principe de fonctionnement d'un biocapteur. . . . .	29
II.9	Principe de fonctionnement d'un équipement SPR conventionnel. . . . .	29
II.10	différentes étapes de préparation des fibres capteur. Photo A) fibre optique non dénudée; Photo B) fibre optique dont la gaine mécanique a été enlevée; Photo C) fibre optique métallisée après gravure chimique de la gaine optique.	31
II.11	Réponse du capteur SPR en interrogation spectrale. . . . .	32
II.12	Variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice du milieu extérieur (analyte) : (ligne continue) courbe obtenue à partir des points simulés; (point) valeurs expérimentales. . . . .	33
II.13	Variation de la transmission obtenue en effectuant la différence entre la courbe pour. Ce graphe nous permet de déterminer la longueur d'onde pour laquelle la variation de l'indice correspond à une variation maximale de la transmission. . . . .	33
II.14	Variation ( $\Delta T$ ) en fonction de la longueur d'onde pour 3 différents indices à partir de la réponse simulée (ligne continue) et de la réponse expérimentale (ligne discontinue) a) 1,3668, b) 1,380, c) 1,4018. . . . .	34

II.15	Variation ( $\Delta T$ ) en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur (analyte) pour une longueur d'onde de travail ( $\lambda_{trav} = 582nm$ ).	34
II.16	Réponse spectrale du capteur avec une couche d'argent de 52 nm d'épaisseur. (a) $n_s = 1,3395$ , (b) $n_s = 1,3430$ , (c) $n_s = 1,3561$ , (d) $n_s = 1,3620$ , (e) $n_s = 1,3872$ et (d) $n_s = 1,3922$ .	35
III.1	Schéma de Yee (discrétisation spatiale 3 dimensions)	41
III.2	Discrétisation temporelle selon le schéma de saute-mouton.	41
III.3	PML de B'érenger.	44
III.4	Fenêtre principale du programme CAD	45
III.5	La fenêtre de démarrage (startup Window).	46
III.6	Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.	46
III.7	Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure	47
III.8	la structure de forme T	47
III.9	Fenêtre des paramètres globales du circuit	48
III.10	L'éditeur du Tableau de symboles	48
III.11	Profil d'indice de la structure plasmonique 2D.	49
III.12	la structure plasmonique 2D.	49
III.13	La fenêtre de paramètres de simulation de Full WAVE où des paramètres numériques de base de simulation sont entrés.	49
IV.1	la structure MIM en forme de I pour : $W=50\text{ nm}$ ; $d=150\text{ nm}$	54
IV.2	la courbe de la structure MIM en forme de I pour différent distance "d".	54
IV.3	la structure de MIM en forme de deux I on parallèle avec guide	55
IV.4	la courbe de la figure IV.3	55
IV.5	la structure de MIM en forme de I on parallèle avec guide et la distance "x" entre deux "i".	56
IV.6	la courbe de la figure IV.5	56
IV.7	les courbes des différent indice dans cette structure	57
IV.8	la structure de forme T pour un cavité.	58
IV.9	la courbe de la figure IV.8 pour décalé "d".	58
IV.10	la structure de deux cavité on parallèle	59
IV.11	la courbe de la structure de deux cavité on parallèle pour décalé la distance "x".	59
IV.12	la structure de forme quatre T.	60
IV.13	la courbe de la structure de quatre cavités	60
IV.14	les courbes des différent indice "n".	61

---

# Liste des Abréviations

---

**MIM** métal - isolant - métal

**RPS** la résonance des plasmons de surface

**TE** transverse électrique

**TM** transverse magnétique

**CFO** Capteur à Fibre Optique

**RIU** l'unité de l'Indice de Réfraction, ou Refractive Index Unit en anglais

**ADN** L'acide désoxyribonucléique

**RU** unité de résonance

**LOD** la limite de détection ou limit of detection en anglais

**SNR** Signal-Noise Ratio

**FDTD** la méthode du domaine de temps de différence finie

**PML** Perfectly Matched Layer

**RI** l'indice de réfraction

---



---

# Table des matières

---

	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>CHAPTER I : INTRODUCTION AUX PLASMONS-POLARITIONS DE SURFACE</b>	<b>4</b>
I.1	Introduction . . . . .	4
I.2	Plasmon de surface . . . . .	4
I.2.a	Profondeur de peau et extension du champ électrique du plasmon de surface . . . . .	6
I.2.b	Longueur de propagation du plasmon de surface . . . . .	7
I.3	Le phéno`ene de r´esonance plasmonique de surface . . . . .	8
I.3.a	Plasmons a` l'interface m´etal / di´electrique . . . . .	8
I.3.b	Propri´et´es des plasmons de surface . . . . .	10
I.3.b.i	Extension spatiale des plasmons de surface . . . . .	9
I.3.b.ii	Relation de dispersion . . . . .	10
I.3.c	Excitation et couplage d'un plasmon de surface . . . . .	12
I.3.c.i	Couplage d'un plasmon de surface par un prisme . . . . .	12
I.3.c.ii	Couplage d'un plasmon de surface par un r´eseau de diffraction . . . . .	14
I.4	Application des plasmons de surface et modes de plasmon de surface	18
I.4.a	Guide d'onde plasmonique . . . . .	18
I.4.b	D´etecteurs biologiques et plasmons de surface . . . . .	18
I.5	Conclusion . . . . .	19
<b>II</b>	<b>CHAPTER II : MISE EN OEUVRE DES CAPTEURS SPR</b>	<b>21</b>
II.1	Introduction . . . . .	21
II.2	Composants plasmoniques . . . . .	21
II.3	guide plasmonique . . . . .	21
II.3.a	Composants passifs Fil m´etallique . . . . .	22
II.3.b	Guides rubans . . . . .	22
II.3.c	Quelques autres guides plasmoniques . . . . .	23
II.4	Capteur SPR a` fibre optique . . . . .	24

II.4.a	Définition : . . . . .	24
II.4.b	Configurations des capteurs SPR à base de fibres optiques . . . . .	24
II.5	Capteurs à SPR : principe de fonctionnement et avantage des capteurs SPR à fibre optique . . . . .	27
II.5.a	Le capteur SPR conventionnel : . . . . .	27
II.5.a.i	Les biocapteurs . . . . .	28
II.6	Avantages des capteurs à fibre optique . . . . .	30
II.7	Réalisation de captures SPR . . . . .	31
II.7.a	Sensibilité et rapport signal sur bruit du capteur SPR à fibre optique . . . . .	31
II.7.a.i	Sensibilité . . . . .	32
II.7.a.ii	signal sur bruit . . . . .	35
II.7.a.iii	fibre optique avec une couche d'argent . . . . .	35
II.8	Conclusion . . . . .	37
<b>III R-soft CAD</b>		<b>39</b>
III.1	Introduction : . . . . .	39
III.2	Méthodes de modélisation : . . . . .	40
III.2.a	La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) . . . . .	41
III.2.a.i	Principes de base de la méthode FDTD . . . . .	41
III.2.b	Stabilité numérique . . . . .	42
III.2.c	Dispersion numérique . . . . .	43
III.2.d	Les conditions aux limites . . . . .	43
III.2.d.i	Conditions aux limites périodiques de Floquet-Bloch. . . . .	43
III.2.d.ii	Conditions parfaitement absorbantes aux frontières : PML de Bérenger . . . . .	43
III.3	Présentation du logiciel Rsoft CAD : . . . . .	44
III.3.a	Environnement de CAD : . . . . .	44
III.3.b	Présentation de Full Wave : . . . . .	44
III.4	Les étapes de simulation d'un guide d'onde : . . . . .	45
III.4.a	Créer un nouveau circuit : . . . . .	45
III.4.b	Générer la structure : . . . . .	45
III.4.c	Régler les paramètres globales : . . . . .	45
III.4.d	Définition des variables : . . . . .	47
III.4.e	Vérifier la structure : . . . . .	48
III.4.f	Réglage des paramètres de simulation : . . . . .	48
III.4.g	Lecture des résultats : . . . . .	49
III.5	Conclusion : . . . . .	50
<b>IV CHAPTER IV : Résultats et discussions</b>		<b>52</b>

IV.1	Introduction . . . . .	52
IV.2	Modélisation du guide d'onde MIM . . . . .	52
IV.3	Structures et méthode de simulation . . . . .	53
IV.3.a	1 <sup>er</sup> structure est : . . . . .	53
IV.3.b	2 <sup>eme</sup> structure est : . . . . .	55
IV.3.c	3 <sup>eme</sup> structure est : . . . . .	56
IV.3.d	courbes des différent indice dans cette structure : . . . . .	57
IV.4	sensibilité de la 1 <sup>er</sup> structure . . . . .	57
IV.5	Structure de forme T (deuxième structure) . . . . .	58
IV.5.a	1 <sup>er</sup> structure de forme T : . . . . .	59
IV.5.b	2 <sup>eme</sup> structure de forme deux T on parallèle : . . . . .	59
IV.5.c	3 <sup>eme</sup> structure de forme quatre T : . . . . .	59
IV.5.d	courbes des différent indice dans cette structure : . . . . .	61
IV.6	sensibilité de la 2 <sup>eme</sup> structure . . . . .	61
IV.7	conclusion . . . . .	62
<b>V</b>	<b>Conclusion générale et Perspectives</b>	<b>64</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>66</b>



*Introduction générale*

---

# INTRODUCTION GÉNÉRAL

---

En 1902, Wood, en observant le spectre d'une source continue de lumière blanche en utilisant un réseau de diffraction en réflexion, remarque de fines bandes sombres dans le spectre diffracté. Des analyses théoriques entreprises par Fano en 1941 ont abouti à la conclusion que ces anomalies étaient associées aux ondes de surface (plasmons de surface) supportées par le réseau [1].

En 1965, A. Hessel et A. A. Olier 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 [2]. C'est en 1968 qu'Otto montre que ces ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale atténuée.

Dans la même année, Kretschmann et Reuther obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente de la méthode de réflexion totale atténuée. Suite à ces travaux, l'intérêt pour les plasmons de surfaces a considérablement augmenté, en particulier pour caractériser les films minces et pour l'étude de processus se déroulant sur des interfaces métalliques.

Ainsi, la grande longueur de propagation de ces ondes de surface (plusieurs longueurs d'ondes) induit une cohérence du champ confiné sur l'interface [3]. et d'un autre côté, la forte densité d'énergie qu'elle porte (ces ondes de surfaces) est aussi une conséquence très intéressante de l'existence de ces ondes de surface sur certains matériaux [4].

Les propriétés électromagnétiques remarquables des nanostructures métalliques ont permis l'émergence ces dernières années de différents domaines de recherche et de développements technologiques, tous basé sur le phénomène de plasmon de surface. Ce dernier exploite la résonance, sous l'effet d'une onde électromagnétique, de l'oscillation collective des électrons de conduction du métal confinés à l'échelle nanométrique, qui peut être préparatif ou localisé.

Les plasmons -polariton- de surface sont des ondes électromagnétiques se propageant à l'interface d'un métal et d'un diélectrique, résultant de l'interaction entre des photons et les électrons libres du métal. Les propriétés de confinement de la lumière dans des régions de taille sub-longueur d'onde expliquent l'intérêt récent des dispositifs plasmoniques pour miniaturiser les connexions dans les composants d'optique intégrée. Cependant, les études

précédentes ont mis évidence deux limitations majeures : l'absorption du métal (pertes non radiatives) et le couplage des plasmons de surface à l'espace libre ( pertes radiatives) [5].

Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer, en particulier signalons le succès de la résonance des plasmons de surface (RPS) qui permet de mesurer des variations d'indice de réfraction et d'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 [6]. Notre travail entre dans ce contexte, en effet l'organisation de ce mémoire est la suivante.

Le premier chapitre est un chapitre introductif à la physique des polaritons de surface, phénomène central dans notre travail et il consacre à la présentation de quelques propriétés importantes des plasmons de surface. Nous étudions les conditions d'existence des ondes de surface sur une interface plane séparant le vide d'un matériau quelconque.

Dans le chapitre deux, dans un premier temps, on donnera un aperçu sur les phénomènes des plasmons de surface et les guides d'ondes à fibres optiques et on présentera le principe des capteurs à fibre optique (CFO) et leurs caractéristiques avantageuses.

Dans le chapitre trois, nous avons étudiés en détail le logiciel Rsoft CAD, utilisant une méthode de calcul (Le domaine temporel des différences finies (FDTD)) qui représente une approche très populaire et dont plusieurs variantes ont été implémentée au sein de différents logiciels scientifiques. Vu son importance, on présentera dans ce chapitre un aperçu des principes de base de cette méthode et de son implémentation numérique.

Enfinement et en chapitre quatre, Nous allons proposer une structure en tandem métal-isolant-métal (MIM) composée d'un résonateur en forme de I et d'autres en forme de T et d'un guide d'onde de polariton plasmonique de surface (SPP). Le capteur ainsi construit grâce à cette structure de dimensions nano-métrique, présente une sensibilité élevée et pourrait avoir des applications potentielles en génie biologique et biomédical.

**INTRODUCTION AUX  
PLASMONS-POLARITIONS  
DE SURFACE**

*Chapitre I*

---

---

# CHAPTER I : INTRODUCTION AUX PLASMONS-POLARITONS DE SURFACE

---

## I.1 Introduction

Ce premier chapitre introductif concerne les polaritons de surface en général, nous verrons que sous cette dénomination de « polariton » sont regroupés plusieurs phénomènes physiques parfois différents mais dont le point commun est de décrire l'interaction entre un champ électromagnétique et la matière (électrons dans un métal, ions dans un cristal)

Les polaritons de surface apparaissent à l'interface entre deux milieux (pour notre part, nous n'avons considéré ici que le cas de l'interface plane). Ils représentent des solutions particulières des équations de Maxwell qui correspondent à des ondes se propageant parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement lorsque l'on s'éloigne perpendiculairement à celle-ci. C'est pourquoi ces ondes sont souvent appelées « ondes de surface » elles restent confinées à proximité de l'interface.

Nous avons commencé par évoquer quelques rappels sur les plasmons de surface et nous avons insisté sur les conditions et les conséquences de leur couplage avec la lumière. Ensuite, nous avons résolu le problème électromagnétique correspondant à la propagation d'une onde à l'interface entre deux milieux qui resterait confinée sur cette interface. Nous en avons déduit une relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du polariton avec les caractéristiques spatiales du champ électromagnétique.

## I.2 Plasmon de surface

Le plasmon de surface est classiquement défini comme la variation de l'oscillation collective des électrons à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. Pour exciter un plasmon de surface, il convient de garantir l'accord de fréquence entre l'oscillation des électrons et l'onde excitatrice incidente, un couplage aura alors lieu qui verra l'énergie de l'onde excitatrice transférée en partie ou en totalité dans le plasmon de surface. Les électrons oscillent alors à la fréquence de résonance  $\omega_p$  (ou fréquence plasma) si on considère les électrons libres comme un gaz.

Pour comprendre plus en détail le phénomène, nous proposons une approche via la résolution des équations de Maxwell à l'interface d'un diélectrique et d'un métal. La relation de dispersion à l'interface d'un métal semi infini (voir figure I.1) de permittivité

$\varepsilon_m = \varepsilon'_m + \varepsilon''_m$  et d'un diélectrique de permittivité  $\varepsilon_d$  s'écrit :

$$\frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} + \frac{k_{zd}}{\varepsilon_d} = 0 \quad (\text{I.1})$$

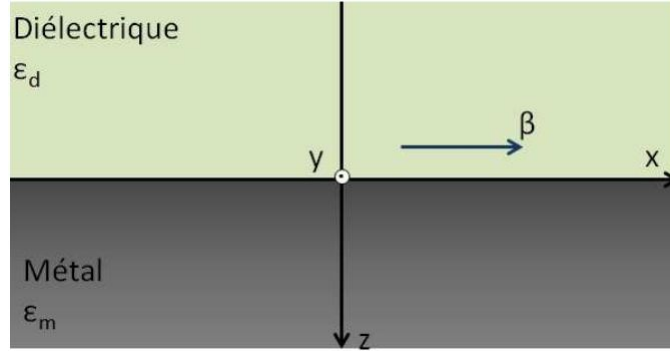


FIGURE I.1 – rientation du plan à l'interface diélectrique / métal.  $\beta$  représente le vecteur de propagation du plasmon le long de l'interface.

Avec  $k_{zm}$  et  $k_{zd}$  les vecteurs d'onde parallèles à la direction  $z$  dans les milieux respectifs  $m$  (métal) et  $d$  (diélectrique). Si l'on décompose le vecteur d'onde d'espace libre, défini par  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  avec  $\lambda$  la longueur d'onde, on obtient :

$$\varepsilon_i k_0^2 = k_x^2 + k_{zi}^2 \quad (\text{I.2})$$

D'ou  $k_{zi} = [\varepsilon_i k_0^2 - k_x^2]^{1/2}$  avec  $i = 1, 2$

Ainsi en exprimant  $k_x$  avec les équations (I.1) et (I.2) nous obtenons :

$$k_x = k_0 \left( \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (\text{I.3})$$

le vecteur  $k_x$  qui représente le vecteur d'onde suivant la direction  $x$  est l'expression du vecteur d'onde du plasmon. Nous pouvons ainsi décrire  $k_x$  par un vecteur d'onde complexe tel que  $k_x = k'_x + ik''_x$  il vient alors :

$$k'_x = k_0 \left( \frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (\text{I.4})$$

$$k''_x = k_0 \left( \frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \quad (\text{I.5})$$

Pour que  $k'_x$  soit réel, il faut satisfaire aux conditions suivantes :  $\varepsilon'_m < 0$  et  $|\varepsilon'_m| > \varepsilon'_d$ . Ces deux conditions peuvent être satisfaites principalement dans le métal.  $k'_x$  exprime alors le vecteur d'onde d'espace libre multiplié par l'indice effectif du plasmon  $n_c$  pour cette longueur d'onde donnée. Ainsi nous pouvons écrire :

$$k'_x = k_0 \left( \frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} = n_c k_0 \quad (\text{I.6})$$

avec

$$n_c = k_0 \left( \frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (\text{I.7})$$

Cette approche est identique aux modes optiques tels que ceux décrits dans les guides d'ondes, ce qui permettra d'appréhender les conditions d'excitation des modes d'une manière similaire. Quant au vecteur  $k_x$ , il exprime l'absorption interne du plasmon lors de sa propagation le long de l'axe  $x$ .

Maintenant que nous avons décrit les conditions d'existence du plasmon de surface ainsi que son vecteur d'onde, intéressons-nous à sa propagation le long de l'axe  $x$ .

### I.1.a Profondeur de peau et extension du champ électrique du plasmon de surface

Le champ électrique  $E_z$  du plasmon décroît de manière exponentielle dans les deux milieux tel que  $E_z = e^{-(|k_{zi}| |Z|)}$ . La profondeur de peau correspond à la profondeur ( $z$ ) dans un matériau pour lequel le module du champ électrique est atténué de Cette profondeur de  $\frac{1}{e}$  peau définie alors la pénétration maximale du champ  $E_z$  dans l'un des substrats. Ainsi nous pouvons définir dans chacun des deux milieux la profondeur de peau telle que :

Dans le diélectrique

$$z_d = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_d^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I.8})$$

dans le métal

$$z_m = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{\varepsilon'_m + \varepsilon_d}{\varepsilon_m^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I.9})$$

A titre d'exemple et pour une longueur d'onde de 850 nm sur une interface Eau-Or, la profondeur de peau dans l'or sera de  $Z_m = 24nm$  et dans l'eau de  $Z_d = 400nm$  Soit une décroissance bien plus nette du champ électrique  $E_z$  dans le métal. Ceci étant entièrement dû à la présence de la partie réelle de la permittivité du métal (au carré dans le dénominateur de l'expression de la profondeur de peau (Eq.I.7)). Aussi, comme  $|\varepsilon'_m| > \varepsilon_d$  pour garantir l'existence du plasmon de surface, il est évident que la propagation du champ  $E_z$  dans le milieu métallique est bien plus faible que dans le milieu diélectrique (voir figure.I.2) et donc  $Z_m \ll Z_d$ .

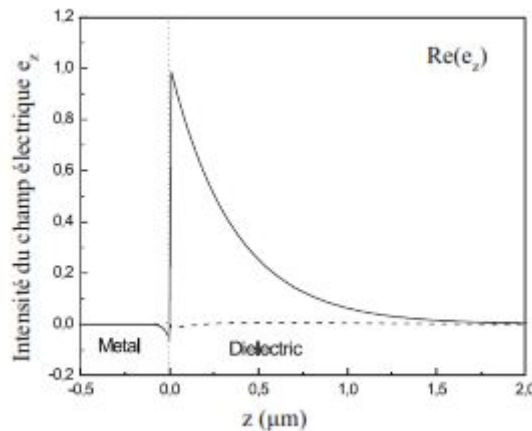


FIGURE I.2 – Schéma de la propagation du champ électrique  $E_z$  le long de l'axe  $z$  pour une interface d'or et d'un diélectrique d'indice de 1,32 pour longueur d'onde de 800nm.

A l'observation de la figure.I.2 on constate bien clairement cette dissymétrie dans la répartition du champ  $E_z$ . De même la variation de la longueur d'onde excitatrice permet de faire varier la profondeur de peau (voir figure.I.3).

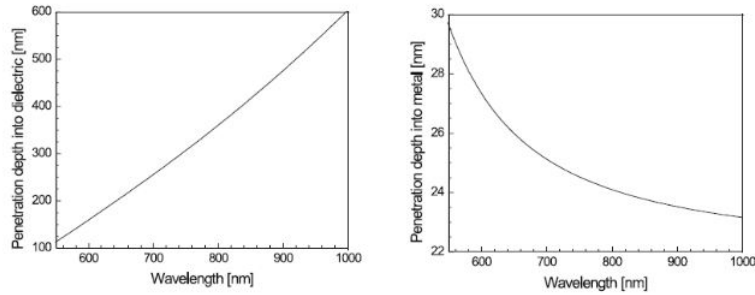


FIGURE I.3 – Profondeur de peau en fonction de la longueur d'onde à une interface or et diélectrique (indice  $n = 1, 32$ ). Graphique de gauche dans le diélectrique, graphique de droite dans le métal.

La dépendance en longueur d'onde de  $Z_d$  et  $Z_m$  est différente. Elle augmente dans le cas du diélectrique et diminue dans le métal lorsque la longueur d'onde augmente, ceci est entièrement dû au dénominateur dans l'expression de la profondeur de peau. Dans le cas du diélectrique la permittivité est faible et peu fluctuante, dans le cas du métal la permittivité réelle est grande et fluctuante. Cela entraîne alors la différence de comportement.

### I.1.b Longueur de propagation du plasmon de surface

L'atténuation est utilisée pour définir la longueur de propagation du plasmon de surface  $L$  qui est définie comme la distance à laquelle l'intensité du plasmon de surface a diminué jusqu'à par :

$$L = \frac{1}{2k_x''} \quad (\text{I.10})$$

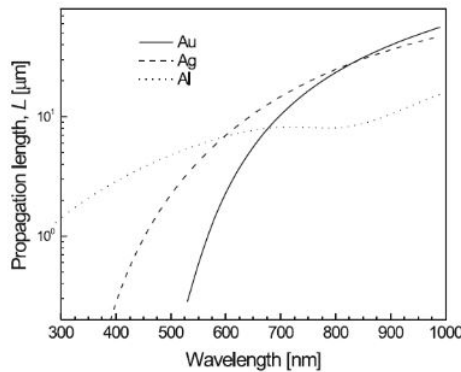


FIGURE I.4 – Graphique représentant la longueur de propagation du plasmon de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique ( $n=1,32$ ) en fonction de trois métaux ( or :Au, argent : Ag et aluminium : Al) et de la longueur d'onde.

La figure.I.4 représente la longueur de propagation  $L$  d'un plasmon de surface en fonction des trois métaux (Or, Argent et Aluminium) et de la longueur d'onde. On constate

clairement, que quel que soit le métal, la longueur de propagation augmente avec la longueur d'onde. Pour une gamme de longueur d'onde dans le visible et proche IR, on notera ainsi des longueurs de propagation typiques de l'ordre de 0.6 à 50  $\mu m$  pour l'or, de 0.4 à 50  $\mu m$  pour l'argent et de 6 à 14  $\mu m$  pour l'aluminium. La longueur de propagation de l'aluminium est bien plus faible que l'or ou l'argent sur une grande partie du spectre, et cela à cause de la partie imaginaire de la permittivité bien plus importante. Cependant il est intéressant de noter que l'aluminium autorise une propagation d'un plasmon de surface au-delà des limites de l'or ou de l'argent.

### I.3 Le phénomène de résonance plasmonique de surface

Nous avons défini dans le paragraphe précédent les plasmons de surface comme des modes propres se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Cette notion de mode propre traduit en fait un phénomène de résonance, comme dans beaucoup d'autres domaines de la physique ondulatoire. La résonance est un phénomène que l'on observe pour un système soumis à une excitation extérieure. Pour une fréquence bien spécifique de l'excitation, la réponse du système va augmenter de façon significative. Ceci se traduit généralement par une augmentation de l'amplitude des oscillations d'une grandeur physique du système (par exemple l'élongation d'un ressort auquel est rattachée une masse et dont l'autre extrémité est soumise à une force périodique). La fréquence pour laquelle l'amplitude de ces oscillations est maximale s'appelle la fréquence propre du système. Nous nous proposons dans cette section de caractériser la résonance plasmonique, et les techniques d'excitation de ces plasmons.

#### I.3.a Plasmons à l'interface métal / diélectrique

L'étude de la résonance plasmonique commence par la résolution des équations de Maxwell pour une onde électromagnétique à l'interface entre un milieu diélectrique et un milieu métallique. Par la suite les grandeurs relatives au diélectrique auront un indice  $d$  et celles reliées au métal un indice  $m$  (Figure.I.1).

Dans la suite du mémoire, les milieux seront considérés comme linéaires, homogènes et isotropes. On suppose également qu'ils ne canalisent pas les champs magnétiques, c'est-à-dire que leur perméabilité magnétique relative est prise égale à l'unité,  $\mu_r = 1$ .

La solution que l'on cherche à construire est donc une onde électromagnétique seI.11 propageant dans la direction  $x$ , de vecteur d'onde  $\beta$ . La symétrie du problème permet de lever la dépendance en  $y$  des grandeurs du problème. Les champs peuvent alors s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E &= e(z)e^{j(\beta x - \omega t)} \\ H &= h(z)e^{j(\beta x - \omega t)} \end{aligned} \quad (I.11)$$

Où  $e$  et  $h$  correspondent à la distribution des champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  dans le plan  $(yOz)$ . Ces derniers ne dépendent que de  $z$ , à cause de la symétrie du problème.

Ces champs sont régis par les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot D &= 0 & \nabla \cdot H &= 0 \\ \nabla * E &= -\frac{\partial H}{\partial t} & \nabla * H &= \frac{\partial D}{\partial t}\end{aligned}\quad (I.12)$$

Où les champs  $E, D, B$  et  $H$  sont respectivement appelés vecteurs champ électrique ( $V/m$ ), déplacement électrique ( $C/m$ ), induction magnétique (Tesla) et champ magnétique ( $A/m$ ). Dans un milieu de perméabilité diélectrique relative  $\varepsilon_i$  ( $i$  pour  $d$  ou  $m$ ), ils sont reliés par les relations suivantes :

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_i E; \quad B = \mu_0 H \quad (I.13)$$

On distingue alors 2 cas particuliers, en fonction de la polarisation du champ électrique dans le plan ( $yOz$ ) : une première solution où le champ électrique est perpendiculaire au plan ( $xOz$ ), une seconde où il est parallèle à celui-ci. On parle alors respectivement de polarisation  $s$  et  $p^2$ , ou encore de modes transverse électrique (TE) ou transverse magnétique (TM). Dans le cas TE, le champ électrique est donc orienté selon  $y$ , et dans le cas TM, c'est respectivement le champ magnétique.

En combinant les équations de Maxwell pour obtenir l'équation de propagation des ondes, on substitue les expressions pour les champs  $E$  et  $H$  et on obtient dans chaque milieu, selon le mode TE ou TM :

$$\begin{aligned}\text{Mode TE} &\rightarrow \frac{\partial^2 e_y^i}{\partial t^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_i - \beta^2) e_y^i = 0 \\ \text{Mode TE} &\rightarrow \frac{\partial^2 h_y^i}{\partial t^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_i - \beta^2) e_h^i = 0\end{aligned}\quad (I.14)$$

En introduisant pour chaque milieu une constante  $\eta_i$ , telle que  $\eta_i = (\omega^2 \mu_0 \varepsilon_i - \beta^2)^{1/2}$  alors on peut écrire pour chaque mode les solutions suivantes, regroupées dans le tableau I.1 :

Mode TE	Mode TM
$e_y^i = A_i e^{j\eta_i z} + B_i e^{-j\eta_i z}$	$h_y^i = C_i e^{j\eta_i z} + D_i e^{-j\eta_i z}$
$h_x^i = -\frac{\eta_i}{\mu_0 \omega} (A_i e^{j\eta_i z} + B_i e^{-j\eta_i z})$	$e_x^i = \frac{\eta_i}{\varepsilon_0 \varepsilon_i \omega} (C_i e^{j\eta_i z} + D_i e^{-j\eta_i z})$
$h_z^i = \frac{\beta}{\mu_0 \omega} (A_i e^{j\eta_i z} + B_i e^{-j\eta_i z})$	$e_z^i = -\frac{\beta}{\varepsilon_0 \varepsilon_i \omega} (C_i e^{j\eta_i z} + D_i e^{-j\eta_i z})$

TABLE I.1 – Solutions des équations de Maxwell, modes TE et TM.

La relation de dispersion du plasmon de surface s'obtient alors en considérant les conditions aux limites du problème et aux conditions de continuité des champs à l'interface entre le diélectrique et le métal. Comme les champs ne peuvent augmenter exponentiellement dans la direction  $z$ , alors certaines constantes dans les relations précédentes sont nulles ( $A_m = B_d = C_m = D_d = 0$ ). Les conditions de continuité à l'interface métal/diélectrique imposent la continuité des champs tangentiels électriques et magnétiques, quelle que soit la polarisation du champ électrique. On obtient alors dans chaque cas TE ou TM, un système d'équations dont les solutions ne peuvent être non triviales uniquement

Mode TE	Mode TM
$\eta_d + \eta_i = 0$	$\frac{\eta_d}{\varepsilon-d} + \frac{\eta_m}{\varepsilon_m} = 0$

TABLE I.2 – Relation de dispersion pour les modes TE et TM.

si le déterminant du système est nul, ce qui fait alors apparaître la relation de dispersion dans chaque mode :

Dans le mode TE, la relation de dispersion ne fait pas apparaître de modes guidés, seulement des modes évanescents non propagatifs, car  $\beta$  est imaginaire. Pour le cas TM par contre, il existe un mode guidé dont la constante de propagation de l'onde de surface associée est donnée par :

$$\beta_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_m(\omega)}} \quad (\text{I.15})$$

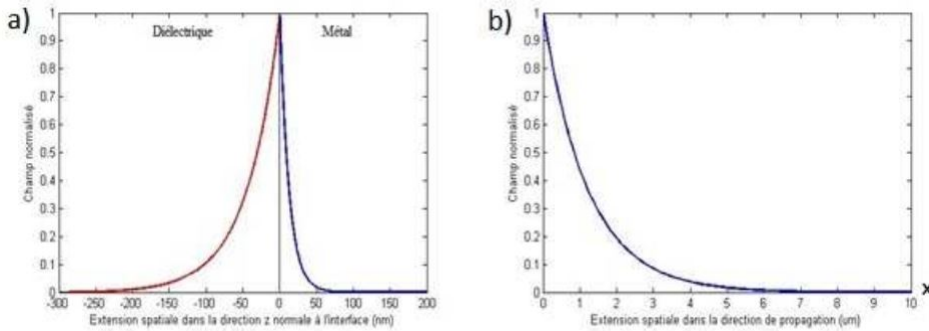
Ce mode guidé caractérise alors un mode de résonance du système optique étudié.

### I.3.b Propriétés des plasmons de surface

Cette section s'intéresse aux principales propriétés optiques des plasmons de surface, leurs extensions spatiales, ainsi qu'une étude plus détaillée de la relation de dispersion.

#### I.3.b.i Extension spatiale des plasmons de surface :

La figure I.5 montre l'extension spatiale d'un plasmon de surface, et la décroissance exponentielle du plasmon dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'interface métal/diélectrique.

FIGURE I.5 – Extension spatiale d'un plasmon de surface dans les directions  $z$  (a) et  $x$  (b).

Les courbes sur la figure I.5 sont tracées pour une longueur d'onde de 633 nm, le diélectrique est du verre BK7, et le métal utilisé est de l'or, dont les caractéristiques optiques ont été montrées précédemment. À partir de ces décroissances exponentielles du champ, on définit généralement deux longueurs caractéristiques du plasmon :

#### La longueur de propagation $L_{sp}$ :

du plasmon, suivant l'axe  $x$ , est la longueur au bout de laquelle l'énergie du plasmon décroît d'un facteur  $1/e$ , soit  $L_{sp} = (2\text{Im}(\beta_{sp}))^{-1}$

### La longueur de pénétration du plasmon $L_{p,i}$ :

propre à chaque milieu, dans la direction normale à l'interface, et qui est définie de la même façon que  $L_{sp}$  par  $L_{p,i} = (2\text{Im}(\eta_i))^{-1}$

Cette dernière grandeur aura son importance dans la suite, puisqu'elle donne une idée de la longueur sur laquelle les plasmons de surface sont sensibles aux propriétés optiques des milieux, et elle offre ainsi un moyen de quantifier la capacité de biocapteurs à sonder le milieu environnant, et jusqu'à quelle distance le capteur peut être sensible. Cette dernière information permet donc de différencier les analytes détectables en fonction de leur grandeur physique. Il est intéressant de noter que l'extension spatiale de l'onde générée par le plasmon de surface est plus importante dans le diélectrique, ce qui le rendra plus sensible aux propriétés optiques de ce diélectrique.

### I.3.b.ii Relation de dispersion :

La relation de dispersion des plasmons de surface apporte un certain nombre d'informations sur leurs conditions d'existence, et notamment comment faire pour les exciter. On peut tracer cette relation dans le plan  $(k, \omega)$  comme le montre la figure II.8 :

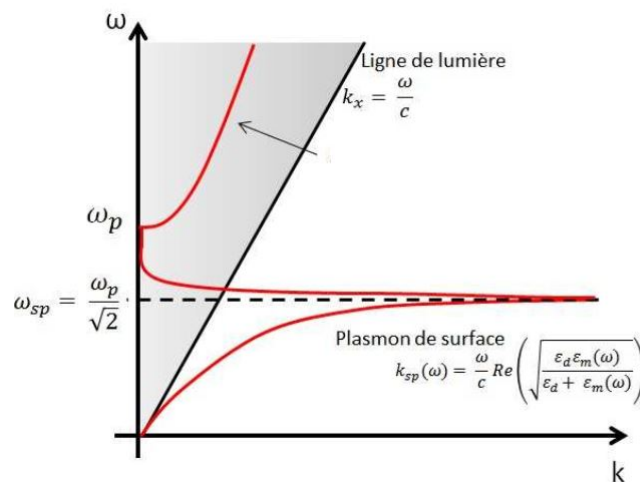


FIGURE I.6 – Relation de dispersion des plasmons de surface.

La courbe peut se diviser en 3 parties distinctes : une première partie pour des fréquences inférieures à  $\gamma$ , le terme d'amortissement dans le modèle de Drude pour la constante diélectrique, inversement proportionnel au temps de relaxation des électrons dans le métal, qui correspond à une onde de surface, mais sans être un plasmon de surface, on la réfère souvent comme une onde de surface de Sommerfeld [8]. Une seconde partie pour des fréquences entre  $\gamma$  et  $\omega_p$ , où l'on voit apparaître une onde évanescente présente à l'interface, puisque la courbe est en dehors du « cône de lumière », défini par la courbe de dispersion d'une onde plane se déplaçant dans le diélectrique (ici le vide) parallèlement à l'interface. Cette partie correspond aux plasmons de surface. La figure présentée tient compte des pertes ohmiques dans le métal, ce qui donne ce retour brusque de la courbe pour des fréquences supérieures à  $\omega_{sp}$ . Si le métal était un conducteur parfait, alors la courbe de dispersion aurait une asymptote horizontale en  $\omega_{sp}$ , mais les pertes dans le métal font apparaître ce « backbending » de la courbe. Il est intéressant de remarquer que ce backbending sp peut ne pas apparaître si l'on cherche une relation de dispersion avec une fréquence complexe mais un vecteur d'onde  $k$  réel. Le choix de solution dépend

de l'application cherchée, notre étude se prête à une résolution de la relation de dispersion avec  $k$  complexe et fréquence réelle . [?].

Enfin pour des fréquences supérieures à  $\omega_p$  , on voit apparaître une onde propagative, correspondant à un minimum de réflectivité du métal, c'est finalement la position de l'angle de Brewster de l'interface métal /diélectrique, dans le plan  $(k, \omega)$ . Dans la suite du manuscrit, en particulier lors de l'explication du couplage photon-plasmon, nous nous limiterons à une relation de dispersion sans backbending, uniquement la courbe de dispersion du plasmon de surface.

La courbe de dispersion des plasmons de surface se trouve ainsi toujours en dehors du « cône de lumière ». Comme il n'y a pas d'intersection entre les 2 courbes de dispersion, les plasmons de surface ne peuvent pas être excités par une simple onde plane progressive arrivant sur le métal. Il faut donc implémenter différents moyens afin de coupler une onde incidente au plasmon de surface, c'est le rôle des systèmes de couplage.

### I.3.c Excitation et couplage d'un plasmon de surface

Afin de satisfaire le synchronisme entre une onde incidente et un mode de plasmon, comme c'est le cas pour les modes des guides d'ondes optiques, il faut que les deux vecteurs d'onde soient égaux, ce que nous pouvons traduire par

$$k_{x'} = k_p = k_0 n_d \sin(\theta) \quad (\text{I.16})$$

Avec  $k_p$  vecteur d'onde du plasmon confiné suivant l'axe  $x$  et  $k_0 n_d \sin(\theta)$  vecteur d'onde de l'onde incidente dans un milieu diélectrique d'indice  $n_d$  avec un angle d'incidence  $(\theta)$ . Nous avons noté précédemment que  $k_x' = n_e k_0$  or  $n_e$  , l'indice effectif du plasmon, est toujours supérieur à  $n_d$ . L'égalité (9) n'est pas satisfaite en l'état, et il n'est pas possible de coupler un plasmon sans l'apport d'une constante ou variable supplémentaire. Pour pouvoir coupler une onde incidente à un plasmon il faut alors remplir les conditions suivantes :

$$k_p = k_0 n_d \sin(\theta) + -A \quad (\text{I.17})$$

Avec  $A$  le paramètre permettant de satisfaire l'égalité (10). Nous allons ainsi présenter deux manières pour satisfaire cette égalité et permettre l'excitation d'un mode de plasmon.

#### I.3.c.i Couplage d'un plasmon de surface par un prisme :

Cette méthode consiste à créer une réflexion totale interne à une interface diélectrique-métal, ceci afin de créer une onde évanescente sur ladite interface. Si l'épaisseur de la couche métallique est suffisamment fine, l'onde évanescente pénètre dans la couche métallique et peut coupler le plasmon de surface de l'autre interface métal-diélectrique (voir figure.I.7) [9].

La particularité de cette méthode réside dans la dissymétrie diélectrique  $n_{pr}$  et  $n_d$

En effet pour garantir le couplage du plasmon de surface avec l'onde évanescente se propageant dans le prisme, il faut que  $n_{pr} > n_d$  . Sous cette condition il est alors possible que  $n_d \geq n_p$  avec  $n_p$  l'indice effectif du plasmon de surface se propageant à l'interface métal-diélectrique d'indice  $n_d$  . En ignorant l'épaisseur du métal ainsi que la présence du prisme on peut alors écrire l'égalité suivante :

$$k_0 n_p \sin(\theta) = k_p \quad (\text{I.18})$$

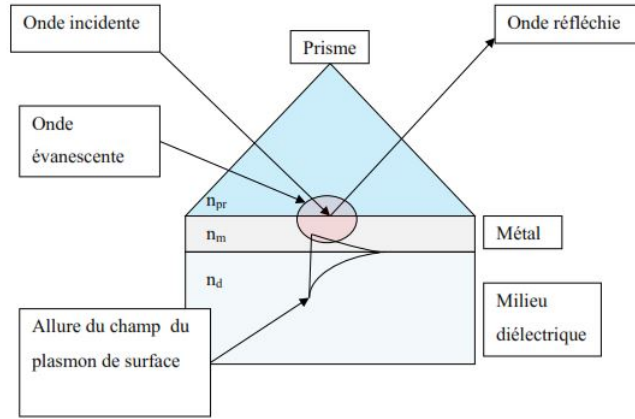


FIGURE I.7 – Excitation d'un plasmon de surface dans la configuration de Kretschmann Raether.

Maintenant supposons, comme dans la Figure I.7, un prisme ayant une face couverte d'un métal. L'épaisseur est finie de valeur  $q$ , et nous considérons l'épaisseur du prisme. L'équation (I.16) devient alors :

$$k_0 n_p \sin(\theta) = k_{sp0} + \Delta A = k_{sp} \quad (\text{I.19})$$

Avec  $\Delta A$  permettant de tenir compte de la présence du prisme et de l'épaisseur finie du métal et  $k_{sp}$  le vecteur de plasmon de surface intégrant l'ensemble du dispositif de la figure I.7. En supposant que  $|\epsilon'_m| \gg n_d$  et que  $|\epsilon'_m| \gg \epsilon_m$

alors on peut exprimer le coefficient  $\Delta A$  tel que :

$$\Delta A = r_{pm} e^{2ik_x m q} k_0^3 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \frac{1}{\epsilon_d - \epsilon_m} \quad (\text{I.20})$$

Avec  $r_{pm}$  le coefficient de réflexion à l'interface prisme-métal,  $k_x m$  le vecteur d'onde se propageant le long de l'axe  $x$ , et  $q$  l'épaisseur de la couche métallique (voir [[10],[7]] pour la méthode calculatoire). L'excitation du plasmon de surface maximum est obtenu quand la réflectivité  $R(\theta, \lambda) = 0$ , c'est-à-dire quand l'énergie de l'onde incidente est entièrement dissipée dans le plasmon de surface. Pour cela il faut que les pertes radiatives  $y_{rad}$  soient égales aux pertes par absorption  $y_a$ ,  $y_{rad} = y_a$ . Effectivement si une des deux pertes est privilégiée au détriment de l'autre, une réflexion partielle de l'onde est possible. Le facteur permettant de contrôler cette balance des pertes est l'épaisseur du métal. Pour une longueur d'onde et un angle d'incidence donnés, il n'existe qu'une seule et unique épaisseur permettant de garantir l'égalité des pertes et donc de minimiser la réflexion.

Comme nous pouvons l'observer sur la figure I.8, le minimum de réflexion est atteint pour une épaisseur unique de métal, ici de 50 nm. L'angle  $\theta_p$  indique la position angulaire de la résonance du plasmon de surface, pour la configuration Kretschmann-Raether et pour une longueur d'onde fixe de 800 nm. Il existe une autre configuration, beaucoup moins utilisée, que nous citerons ici à titre d'exemple afin d'être complet dans la présentation des dispositifs de couplage. Ce second dispositif utilisant un prisme est dit dispositif de « Otto » [11]. Ce dispositif présente une configuration dans laquelle existe une interface diélectrique d'indice  $n_d$  entre le prisme et la couche métallique. Via le prisme on recherche

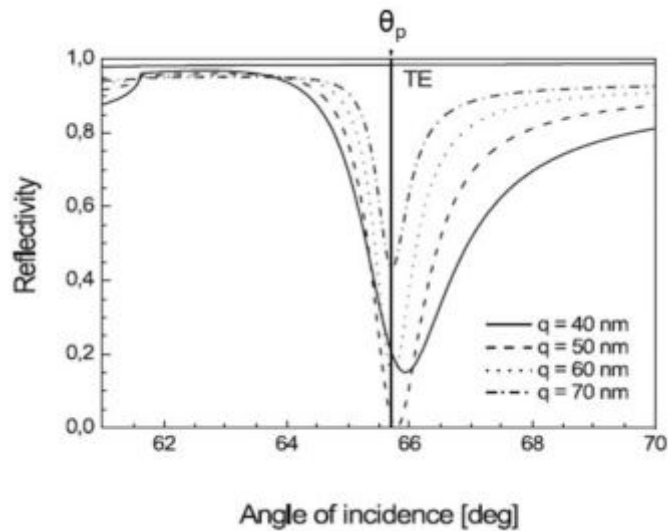


FIGURE 1.8 – Variation de la réflexion en fonction de l'épaisseur du métal. Dispositif Kretschmann-Raether avec un prisme en BK7, couche métallique en or et de l'eau pour la dernière interface diélectrique. Onde incidente  $\lambda = 800\text{nm}$  polarisation  $TM$ ,  $TE$  uniquement présenté ici à titre comparatif .

toujours la réflexion totale interne afin de propager une onde évanescente de surface à l'interface prisme-diélectrique. Si la couche diélectrique  $n_d$  est d'épaisseur suffisamment faible pour garantir la propagation du champ électrique de l'onde évanescente jusqu'à l'interface métallique, alors il y a une possibilité de coupler un plasmon de surface à la surface de la couche métallique (voir figure 1.9).

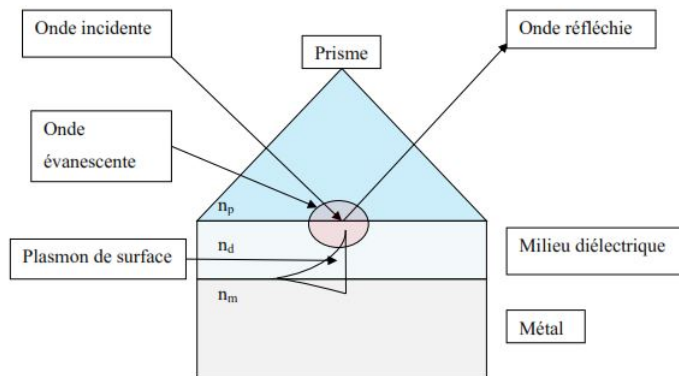


FIGURE 1.9 – Excitation d'un plasmon de surface dans le dispositif Otto.

Ce dispositif est parfaitement conçu pour la caractérisation de surface métallique, ou de couche diélectrique intermédiaire entre le métal et le milieu diélectrique sans que le prisme ne les touche, car le milieu diélectrique peut être de l'air.

### I.3.c.ii Couplage d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction :

Une autre solution pour coupler une onde lumineuse à un plasmon de surface est d'utiliser la diffraction d'un ordre évanescent d'un réseau de diffraction, qui permettra de satisfaire l'égalité de l'équation (1.10). Supposons un réseau sinusoidal métallique de couche semi infinie de constante de permittivité  $\epsilon_m$  dans un milieu diélectrique de permittivité  $\epsilon_d$  tel que schématisé dans la Figure 1.10 .

Nous considérons une onde incidente polarisée TM (Transverse Magnétique), présentant ainsi la composante du champ magnétique normale au plan d'incidence et parallèle aux lignes de réseau.

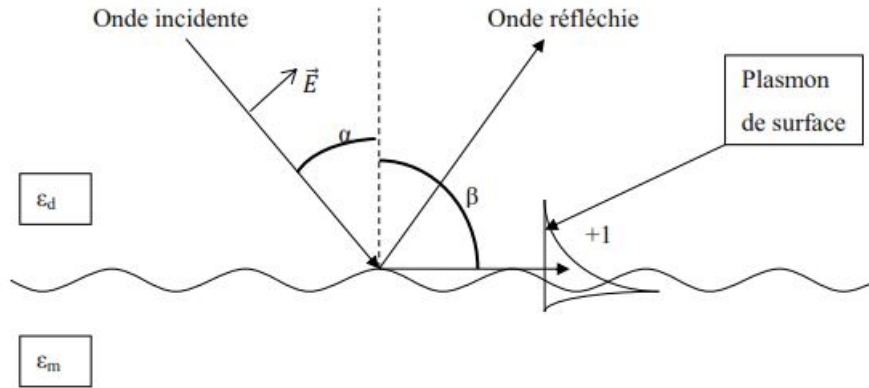


FIGURE I.10 – Excitation d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction, avec l'ordre diffractif +1.

Il existe alors des ordres de diffraction soumis à l'équation :

$$m\lambda = \Lambda(\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \quad (\text{I.21})$$

Avec  $\lambda$  l'onde incidente,  $m$  l'ordre de diffraction,  $\Lambda$  le pas du réseau,  $\alpha$  l'angle d'incidence par rapport à la normale au réseau et  $\beta$  l'angle de l'ordre diffracté par rapport à la normale au réseau. Pour qu'un ordre soit évanescent il faut que  $\beta = 90^\circ$  soit que :

$$\sin(\alpha) = \frac{m\lambda}{\Lambda} + -1 \quad (\text{I.22})$$

avec le signe  $+ -$  dépendant de l'ordre positif ou négatif. Si nous remplissons cette première condition il apparaît alors que l'onde diffractée dans l'ordre évanescent doit satisfaire l'égalité (I.10), c'est-à-dire qu'elle peut coupler un plasmon de surface. Une manière schématisée et simplifiée permet d'illustrer graphiquement cette condition, dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde, par simple construction vectorielle appelée aussi cercle d'Ewald.

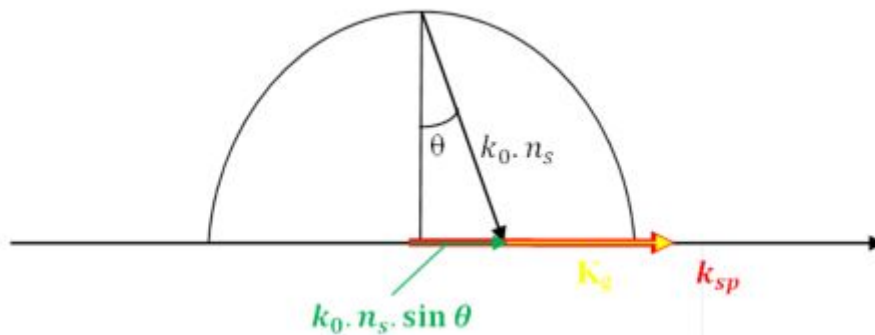


FIGURE I.11 – Représentation du couplage dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde.

En nous référant à l'espace réciproque des vecteurs (voir Figure II.14) nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$k_{sp} = k_0.n_s.\sin(\theta) + n.K_g \quad (\text{I.23})$$

Avec  $n$  l'ordre de diffraction, on constate que le vecteur d'onde du réseau devient une variable d'ajustement telle que le paramètre  $A$  de l'équation (I.12). Comme nous avons pu le présenter précédemment avec les dispositifs de couplage via un prisme, ou un maximum d'excitation plasmonique est atteint pour une épaisseur de métal donnée; il en est de même pour les réseaux mais avec le paramètre de profondeur du réseau  $h$ . Prenons comme exemple un réseau de période  $\Lambda = 800nm$  avec un profil sinusoïdal structurant une couche d'or à une interface avec l'air (voir Figure I.12).

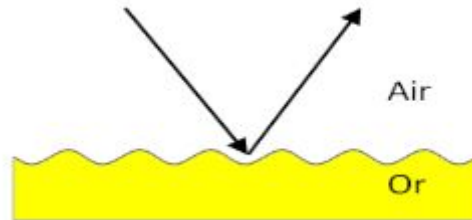


FIGURE I.12 – Schéma réseau  $\Lambda = 800nm$  à une interface Or-Air.

Considérons une onde incidente de longueur d'onde  $\lambda = 587nm$  en polarisation TM. Par modélisation numérique [12] nous déterminons que l'excitation du plasmon intervient pour l'ordre  $+1$  à un angle théorique de  $20,1^\circ$ . Pour observer le phénomène, nous recherchons le minimum du spectre réfléchi par un scan angulaire qui sera alors la réponse d'une excitation d'un mode de plasmon de surface par transfert d'énergie. Sur la Figure I.11 ci-dessous nous représentons une simulation numérique d'un scan angulaire à différente profondeur de réseau.

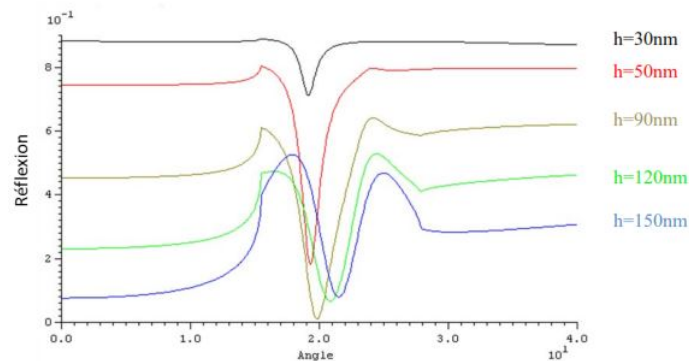


FIGURE I.13 – Variation de l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence. En abscisse les angles de  $0$  à  $40$ , en ordonnées l'intensité relative réfléchie. Sur le graphique : en noir  $h =$  profondeur du réseau [12].

Nous constatons sur la Figure I.13 un minimum d'intensité réfléchie pour une profondeur  $q = 90nm$ . Ce minimum d'intensité correspond alors au maximum de couplage entre le plasmon et l'onde incidente. Il est intéressant de noter qu'en dessous et au-dessus de cette valeur nous n'atteignons jamais ce niveau de couplage, mais surtout qu'en dehors de cette profondeur l'excitation plasmonique n'apparaît pas au même angle. Le déplacement angulaire du pic s'explique par une variation de l'indice effectif du plasmon de surface en fonction de la profondeur. Enfin plus la profondeur augmente plus nous avons tendance à observer une augmentation de la largeur du pic de résonance (sur la Figure I.13 on note une grande différence de largeur de pic si on observe la courbe noire  $h = 30nm$  et la courbe bleue  $h = 150nm$ ). Une donnée intéressante qui permet de localiser une résonance plasmonique et de déterminer le meilleur couple longueur d'onde/réseau pour la résonance est

le facteur d'exaltation du champ électromagnétique. Plus le facteur d'exaltation est élevé plus le transfert énergétique de l'onde incidente au plasmon de surface est important, et logiquement moins la réflexion est élevée. Le facteur d'exaltation quantifie le couplage et le synchronisme entre le mode de plasmon et l'onde incidente, on le décrit par :

$$T^{el} = \frac{2 \cdot |\varepsilon'_m| \cos\theta_0 (1 - R)}{\varepsilon_m'' (|\varepsilon'_m| - 1)^{\frac{1}{2}}} \quad (I.24)$$

Avec  $T^{el}$  le facteur d'exaltation du champ électromagnétique,  $R$  le coefficient de réflexion et  $\cos(\theta_0)$  pouvant être obtenu avec la relation suivante :

$$\sin \theta_0 = (\varepsilon'_m / \varepsilon'_m + 1)^{\frac{1}{2}} - \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (I.25)$$

Le facteur étant maximum avec  $R = 0$ , soit avec une réflexion minimale. On note grâce à cela la dépendance du facteur de couplage vis-à-vis de la longueur d'onde. Ainsi pour un réseau de 800 nm de pas à une interface Air-Argent le facteur  $T^{el} = 124$

pour  $\lambda = 650nm$  et  $T^{el} = 27$

pour  $\lambda = 420nm$  (Figure I.14).

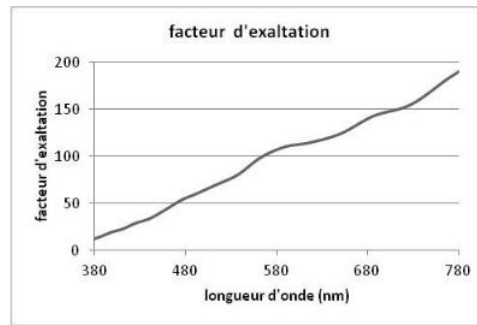


FIGURE I.14 – Variation du facteur d'amélioration du champ électromagnétique en fonction de la longueur d'onde pour un réseau de 800nm de pas à une interface Air-Argent.

Si nous modifions le pas du réseau, par exemple en le divisant par 2,  $\Lambda = 400nm$ , nous modifions la plage de longueur d'onde pour lequel le réseau sera le plus optimal à coupler un plasmon (voir Figure I.15).

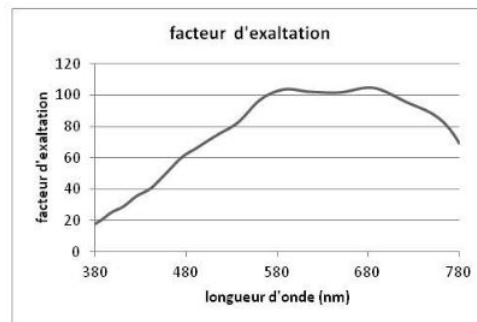


FIGURE I.15 – Variation du facteur d'exaltation du champ électromagnétique en fonction de la longueur d'onde pour un réseau de 400nm de pas à une interface Air-Argent.

## I.4 Application des plasmons de surface et modes de plasmon de surface

### I.4.a Guide d'onde plasmonique

La propagation des plasmons sur une interface peut être gérée en modifiant localement la surface, via une rugosité ou un réseau de nano éléments. Par ce fait, il est possible de créer des éléments d'optiques classiques tels que des lentilles ou des miroirs plasmoniques. Nous verrons un confinement particulier du plasmon sur une bande métallique de très faible épaisseur (on peut comparer cela à une « fibre optique » plasmonique) qui permet de guider les plasmons sur des distances importantes.

### I.4.b Détecteurs biologiques et plasmons de surface

Un plasmon de surface est de part sa nature un mode se propageant à une interface entre un métal (ou un matériau de permittivité négative) et un diélectrique. Cette propagation est extrêmement sensible aux états de surface (excitation via le couplage avec un réseau par exemple) mais est aussi très sensible à la variation du milieu diélectrique et/ou métallique. Un plasmon de surface possède la quasi-totalité de son champ électrique dans le milieu diélectrique. La profondeur de peau du plasmon dans le diélectrique est très importante de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres (Tableau I.3), là où pour un guide d'onde diélectrique standard il ne sera que de quelques dizaines de nanomètres. Cette particularité peut être exploitée pour justement détecter toutes variations des propriétés de la couche diélectrique, qui se traduira par une signature différente du mode de plasmon.

Cette sensibilité à la permittivité a permis de réaliser, ce qui est aujourd'hui l'une des rares applications industrielles de la plasmonique, des capteurs biologiques ou chimiques. Pour ce faire il existe quatre grandes familles de détecteurs biologiques utilisant le plasmon de surface :

le détecteur à dispositif de Kretschmann-Raether, le couplage via un réseau, le couplage via un guide d'onde et enfin le détecteur via une excitation de plasmon localisée (nanoparticules) [14]. Les deux premières étant actuellement les plus utilisées. Le fonctionnement de tels systèmes est assez simple. Un plasmon de surface est excité à la surface de la couche métallique proche du mesurande (espèces à détecter) via une onde excitatrice. L'interrogation se fait avec la réflexion de l'onde incidente dont une partie sera absorbée (minimum de réflexion) à un angle donné et pour une longueur d'onde donnée (condition donnée par le synchronisme en phase du mode de plasmon et de l'onde incidente). Il existe alors trois possibilités pour remonter à l'information de la variation du milieu diélectrique qui verra son indice varier localement : l'interrogation angulaire, l'interrogation en longueur d'onde et l'interrogation en intensité du pic de réflexion. L'interrogation angulaire est une méthode où on fixe la longueur d'onde incidente et où on recherche la variation angulaire d'excitation du plasmon. Un changement d'angle indiquant une variation du milieu diélectrique. L'interrogation en longueur d'onde consiste cette fois à figer l'angle d'incidence du faisceau lumineux et à rechercher à quelle longueur d'onde un plasmon pourra être couplé. La variation de la longueur d'onde de couplage indiquera alors une variation dans le milieu diélectrique. Enfin la dernière méthode consiste à figer la longueur d'onde et l'angle de couplage, ceci afin de mesurer uniquement l'intensité réfléchie. Chaque système a une résolution et sensibilité différente, l'interrogation angulaire restant tout de même la méthode la plus performante ainsi que le couplage par prisme.

Métal	Argent	Or
Longueur d'onde	$\lambda = 630nm$ $\lambda = 850nm$	$\lambda = 630nm$ $\lambda = 850nm$
Longueur de propagation ( $\mu m$ )	19   57	3   24
Profondeur de peau dans le métal (nm)	24   23	29   25
Profondeur de peau dans le diélectrique (nm)	219   443	162   400
Concentration du champ dans le diélectrique (%)	90   95	85   94

TABLE I.3 – Principaux paramètres pour un plasmon se propageant à une interface métal-diélectrique. [14]

## I.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'interface plane entre deux milieux pouvait supporter des ondes de surface sous certaines conditions : polarisation  $p(TM)$  du champ électrique, constante diélectrique négative et vérification de la relation de dispersion.

# **MISE EN OEUVRE DES CAPTEURS SPR**

*Chapitre II*

---

# CHAPITRE II : MISE EN OEUVRE DES CAPTEURS SPR

## II.1 Introduction

Après avoir présenté le phénomène des plasmons de surface et développé la physique qui ouvre des applications dans le domaine de détection, ce chapitre donne, dans un premier temps, un aperçu sur les fibres optiques et présente le principe des Capteurs à Fibre Optique (CFO) et leurs caractéristiques avantageuses. Ensuite, nous abordons en détail la fabrication des CFO particuliers fondés sur le principe de la résonance de plasmon de surface (SPR). Ces dispositifs particuliers, de la famille des CFO en général, sont caractérisés par le dépôt d'une couche métallique ultramince d'argent ou d'or, afin faciliter la création de plasmon de surface. Ensuite, nous détaillerons les différentes étapes de fabrication d'une fibre capteur en commençant par la gravure de la future zone sensible, sa métallisation et la caractérisation du dépôt effectué. Nous continuerons par la réalisation et l'étude du greffage sur la zone métallisée d'une couche de molécules organiques qui servira de protection et/ou de fonctionnalisation. Cette série de traitements se fait avant la caractérisation optique des fibres en vue d'application comme capteurs de molécules par SPR

## II.2 Composants plasmoniques

Un plasmon-polariton est un mode résultant du couplage d'une onde électromagnétique avec l'oscillation collective d'un plasma (gaz de charges libres) qui se manifeste comme une onde de polarisation à travers le plasma. Dans notre cas, le plasma est constitué des électrons de conduction d'un métal. Lorsque les oscillations électriques restent confinées à la surface du métal, le mode est appelé plasmon polariton de surface. De tels modes, ne mettant en jeu que des densités surfaciques de charges de polarisation, peuvent être supportés par des structures métalliques de dimensions nanométriques (films très minces ou nanoparticules) ce qui les rend pertinents dans de nombreuses applications des nanotechnologies[42]

## II.3 guide plasmonique

Les guides d'onde plasmoniques induits par un ruban diélectrique (DLSPWs pour "Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguides") permettent de transmettre à une échelle sub-longueur d'onde, des signaux électriques et plasmoniques (ondes optiques à l'interface entre un métal et un diélectrique) dans la même circuiterie. De plus, l'utilisation d'un ruban de polymère comme diélectrique permet de fonctionnaliser ces DLSPWs.

Cette configuration est par conséquent d'un grand intérêt pour des applications en photonique intégrée. Néanmoins, les DLSPWs souffrent de pertes importantes en raison de la dissipation dans le métal. Nous abordons le problème en montrant qu'il est possible de compenser les pertes en utilisant une configuration analogue à celle d'un amplificateur optique.

Nous mettons d'abord en place les outils théoriques (modèle de l'indice effectif), numériques (méthode différentielle et méthode de la fonction de Green) et expérimentaux (microscopie à fuites radiatives) adaptés à l'optimisation et la caractérisation des DLSPWs. Une fois le confinement modal maximisé à la longueur d'onde telecom  $\lambda = 1.4\mu m$ , nous considérons un polymère dopé avec des boîtes quantiques. Le mode plasmon guidé dans le système polymère dopé-métal est excité pendant qu'un laser pompe les boîtes quantiques dans leur état excité. La relaxation des boîtes quantiques par émission stimulée de plasmon-polariton de surface apporte un gain optique. Ce phénomène est caractérisé par microscopie à fuites radiatives dans l'espace direct et dans l'espace réciproque. Cette démonstration représente un élément clé pour la photonique intégrée et l'interconnexion de circuits tout-optiques miniaturisés.

### II.3.a Composants passifs Fil métallique

La première proposition de guide plasmonique date de 1997. Il s'agit d'un nanofil métallique qui peut supporter des modes plasmons extrêmement confinés [43]. Les premières démonstrations expérimentales ont suivi rapidement [16]. L'intérêt d'une telle configuration est que les structures sont très petites puisqu'il n'y a pas de diamètre de coupure. Par contre, seuls des métaux d'excellente cristallinité assurent de bonnes propriétés de guidage [44]. Cela impose des dépôts par voie chimique et limite les géométries accessibles, surtout au niveau de la réalisation de circuits [18]

### II.3.b Guides rubans

Les guides rubans métalliques ont été très largement étudiés car ils sont facilement réalisables par des méthodes de lithographie (figure II.1 (a) et (b)) [46]

Leur forme ressemble à des guides de sections rectangulaires [49]. Cependant, ils sont beaucoup plus minces que ces derniers : environ 50 nm d'épaisseur pour une largeur de quelques micromètres alors que les guides d'onde diélectriques ont une hauteur et largeur commensurable avec la longueur d'onde. En outre, ils soutiennent des modes interprétés comme résultant du confinement latéral du plasmon-polariton de surface, ce qui diffère très nettement des modes contenus par des guides diélectriques interprétés comme résultant du confinement des modes électromagnétiques de volume du diélectrique. Lorsque le superstrat et le substrat d'un guide ruban métallique sont constitués de matériaux diélectriques de même indice de réfraction, la longueur de propagation des plasmon de surface croît considérablement : on parle alors de plasmon-polariton de surface longue-portée (LRSPP pour "Long-Range Surface Plasmon Polariton"). Les modes de surface associés aux interfaces superstrat-métal et métal-substrat sont alors couplés. Selon les principes décrits initialement par R. Fuchs et K. L. Kliewer [[50], [51]] dans le cas des phonon-polaritons de surface, les modes longue-portée décroissent moins vite dans le superstrat que dans l'air [52]. Cette configuration permet une mise en œuvre relativement aisée des propriétés de guidage du plasmon. De plus, ces structures pourraient s'intégrer facilement à un circuit électronique et à faible coût. Le désavantage de ces guides est l'existence d'une largeur de coupure [47], ce qui impose des dimensions latérales pour le guide de quelques

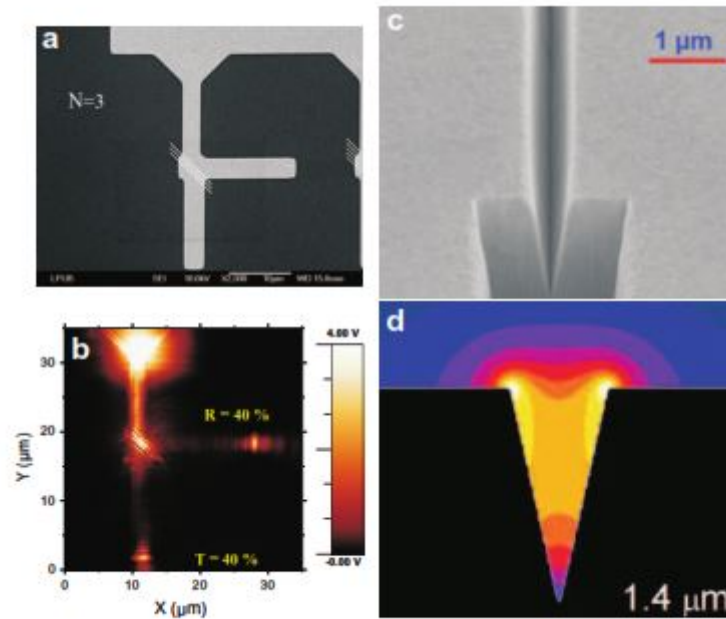


FIGURE II.1 – (a,b) Un séparateur de faisceau pour les plasmons de surface se propageant sur des rubans en or épais de 40 nm. (a) microscopie électronique, (b) microscopie optique de champ proche, longueur d'onde dans le vide 800 nm (tirée de [?]). (c) Image (S. I. Bozhevolnyi) effectuée au microscope électronique à balayage d'un guide en "V" et (d) simulation de l'intensité du champ électrique le long du guide, longueur d'onde telecom.

microns pour la longueur d'onde de référence  $\lambda = 1 : 55 \mu m$ . Malgré cela, la configuration étudiée dans cette thèse dérive directement de ces guides rubans [25] car la valeur relativement élevée de la largeur de coupure est associée à un confinement strict sur la largeur du métal. Différents composants passifs ont pu être réalisés à partir de cette configuration : guide droit ou courbé [56] miroir éventuellement semi-réfléchissant [46], coupleur directionnel [56], cavité plasmonique [57]

### II.3.c Quelques autres guides plasmoniques

Plusieurs autres configurations ont été proposées et expérimentées [58]. En particulier les guides en "V" qui supportent des plasmon-polaritons de canal (CPP pour "Channel Plasmon Polariton") (figure II.1 (c) et (d)) assurent un fort confinement du mode et avec lesquels de nombreux composants passifs ont été réalisés [28] (coupleurs, interféromètres de Mach Zehnder, résonateurs...). De tels guides compacts ouvrent la voie vers un nouveau type de circuiterie optique intégrée résolument futuriste puisqu'elle serait gravée dans les connecteurs électriques des puces électroniques [24]

Les guides métalliques coaxiaux [[29], [30]] sont une autre configuration qui présente des diamètres de coupure faibles. La figure II.1 reproduit une récente proposition de transposer la loi de Moore à la photonique intégrée [31]. Il est intéressant de constater que, avec les guides les plasmon-polaritons de canal, la plasmonique constitue une avancée appréciable pour l'intégration de composants passifs [28]

## II.4 Capteur SPR à fibre optique

### II.4.a Définition :

Un Capteur à Fibre Optique (CFO) est un dispositif comprenant au moins une fibre optique qui permet de recueillir des informations représentatives de grandeurs physiques observées. Cette observation se fait par l'intermédiaire d'ondes lumineuses circulant dans la ou les fibres. Depuis de nombreuses années, sous le vocable « capteur à fibre optique », est englobée une très grande diversité de capteurs dans lesquels la fibre joue des rôles très différents. Si la fibre est l'élément sensible lui-même, le capteur est alors dit intrinsèque. Si la fibre joue le rôle de simple support pour le transport de l'information recueillie par une cellule sensible, le capteur est alors extrinsèque. Parfois, elle est uniquement un composant du capteur (modulateur, retardateur...). Une contradiction entoure la notion de CFO et concerne « l'immunité » et la « sensibilité » des fibres vis à vis de l'environnement. Ce paradoxe, mis en exergue au début des années 1980 confronte l'idée suivante : d'une part les fibres optiques, en majeure partie développées pour les télécommunications, présentent l'avantage sur les câbles métalliques d'être insensibles aux perturbations environnantes; d'autre part, les mots même de « capteurs à fibres » laissent entrevoir le fait que les fibres puissent être sensibles comme capteur. Depuis quelques années, les deux domaines tendent à se rapprocher : les réseaux de capteurs font appel aux deux techniques; un grand nombre de capteurs à fibres « sensibles » sont interconnectés sur des bus ou des réseaux par d'autres fibres « insensibles ». Ainsi, les CFO fondés sur le principe de résonance plasmon de surface (SPR) répondent parfaitement à cette évolution, avec une zone sensible donc intrinsèques et une zone non traitée dite extrinsèque qui assure le transport de l'information de la source au spectromètre.

Le champ d'application des CFO est en expansion et couvre désormais presque tout l'ensemble de la mesure des grandeurs physiques. Les CFO présentent plusieurs avantages.

### II.4.b Configurations des capteurs SPR à base de fibres optiques

Dans la littérature nous avons recensé au moins 6 types de configurations expérimentales pour l'étude et le développement des capteurs SPR à fibre optique. Ces montages ont été développés pour les analyses dans des milieux liquides ou gazeux. Ces études sont basées sur l'emploi de fibres multimodes et monomodes [[33]-[36]]. Typiquement, ces CFO sont réalisés à partir de fibres optiques dont le cœur a été dénudé sur une longueur limitée ( 15 mm) puis revêtu par une ou des couches métalliques (argent ou or en général).

Si la zone métallisée dite « sensible » se situe au milieu de la fibre, on parlera alors de capteur en transmission ou “in-line transmission-based” CFO à SPR [37]. La Figure II.2 présente en particulier le dispositif expérimental proposé par Abdelghani et al. [38]. Pour ce type de configuration, la lumière issue d'un laser ou d'une lampe halogène est injectée à une extrémité de la fibre et recueillie à l'autre extrémité par une photodiode ou un spectromètre. Selon que l'on injecte une lumière monochromatique ou une lumière polychromatique, le mode d' « interrogation » ne sera pas le même. Dans le premier cas, il faudra maîtriser l'angle d'injection du faisceau laser dans la fibre tel qu'il est décrit sur la Figure II.3 [34]. Il s'agit alors de mesurer la puissance lumineuse transmise en fonction de l'angle d'injection. Cette technique demande un ensemble de composants d'interrogation et de rotation qui compliquent le système et le rendent relativement encombrant. Dans le second cas, il sera nécessaire de disposer d'un spectromètre afin d'effectuer une analyse en énergie (longueur d'onde) [33]. Cette méthode consiste à mesurer les variations du minimum de transmission de la lumière dans la fibre en fonction de la longueur d'onde.

Ce type d'analyse (source blanche et analyse spectrale) permet de contourner divers inconvénients liés au contrôle difficile de la polarisation et de l'analyse angulaire classique. D'autres méthodes ont été explorées comme l'étude de la modulation de phase [40] et de polarisation [41]. Pour les CFO, les méthodes les plus exploitées restent néanmoins l'interrogation angulaire ou spectrale.

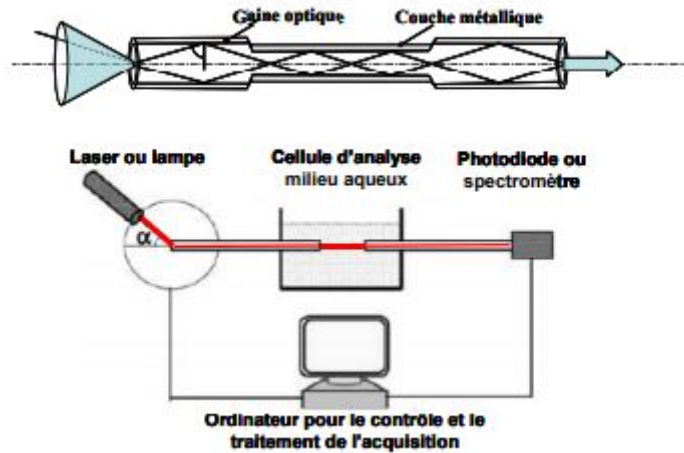


FIGURE II.2 – CFO dite aussi « biconique » où la zone de détection se situe au milieu de la fibre optique.

Une autre configuration fondée sur la même idée existe dans la littérature. Il s'agit en particulier de l'utilisation de fibres formées par soudage de trois fibres de diamètres de cœur différents (Figure II.3). Cette configuration est appelée en anglais « heterocore structured » CFO [42]. Ici, on cherche délibérément à transmettre la lumière incidente du cœur vers la gaine optique, et c'est sur cette dernière que le dépôt métallique est réalisé. La lumière est ensuite réintroduite dans la fibre multimode et guidée jusqu'au système de détection. Cette géométrie à l'avantage d'être relativement simple à réaliser car elle ne nécessite pas le dénudage de la fibre. Elle permet de plus de réaliser des longueurs reproductibles de la zone sensible avec des jonctions nettes. Le principe de détection de cette configuration reste néanmoins le même, à savoir le SPR.

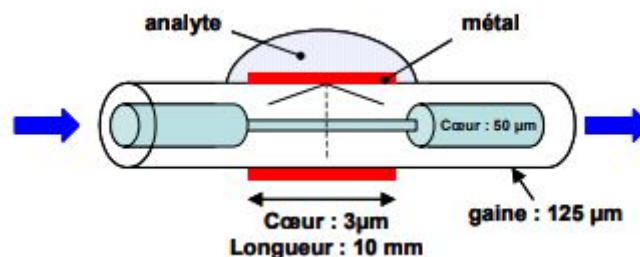


FIGURE II.3 – Illustration d'un CFO « heterocore » formé par le soudage de trois fibres optiques de même diamètre de gaine mais de diamètres de cœur différents .

Une dernière configuration en transmission décrite dans la littérature consiste à utiliser des fibres optiques courbées et fixées dans un bloc de silice comme nous le montre la Figure II.4. Dans cette configuration la gaine de la fibre est enlevée par polissage sur un seul coté [43]. D'après Slavik et al. [44], en interrogation spectrale, cette configuration de fibre permet d'atteindre des limites de détection de  $5 \times 10^{-7}$  RIU ce qui est excellent (RIU étant l'Unité de l'Indice de Réfraction, ou Refractive Index Unit en anglais). Signalons que

pour ce type de capteur, le contrôle de la polarisation est indispensable du fait du caractère asymétrique du capteur.

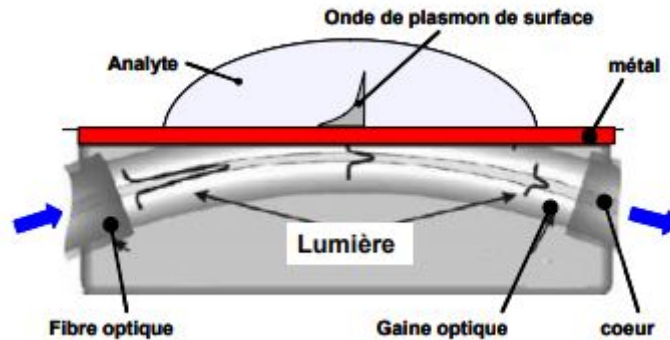


FIGURE II.4 – Illustration d'un CFO ayant sa zone sensible polie sur un seul coté de la fibre optique qui est fixée dans un bloc de silice.

Enfin, nous avons également recensé des montages qui utilisent des fibres dont la face d'entrée est clivée avec un angle de 45°. D'après les auteurs, cet angle permettrait une meilleure insertion de la lumière et permettrait en conséquence de travailler sur une gamme d'indice de réfraction plus large [45].

Dans ce qui précède nous avons parlé des CFO en transmission (in-line transmission based) ; Nous allons maintenant reporter des travaux réalisés sur des CFO parnt en réflexion, sont appelés en anglais "terminated reflection-based" CFO à SPR [37]. Le point commun des différentes configurations que nous allons lister, est que la lumière est injectée dans la fibre et qu'un miroir disposé sur la face de sortie réfléchit le signal (Figure II.5). L'avantage évident de ces configurations est qu'elles permettent une miniaturisation de la sonde puisque la partie sensible est réduite du fait du double passage de la lumière sur cette zone.

Nous avons recensé des travaux effectués sur des sondes de géométries effilées ou clivées comme représentées sur la Figure II.5 [39]. La géométrie « gravure droite » (Figure II.5.A) est la plus couramment utilisée. Récemment, des résultats sur des fibres dont les extrémités comportent quatre faces polies (tetra-tapered fiber optic sensors [48]) ont été publiés (Figure II.6.D) ; ce type de capteur a été développé pour ajuster les longueurs d'onde de résonance, mais aussi et surtout pour réaliser avec le même montage, deux études d'indice simultanément ; ceci est possible en contrôlant les longueurs d'onde de résonance sur deux zones clivées (les deuxautres zones étant considérées comme des miroirs). Cette modification de la géométrie paraît intéressante pour régler, en fonction des applications, la gamme de longueur d'onde de résonance sondée sans ajouter des couches diélectriques supplémentaires.

Dans le même ordre d'idée, des travaux ont également été effectués, notamment avec les fibres « double face » (Dual-channel FOS), pour mesurer une auto-référence de l'indice de réfraction. Il s'agit ici de deux signaux indépendants mais qui proviennent de deux zones sensibles séparées d'une même fibre optique [49].

Citons enfin le développement de capteur SPR à fibre optique utilisant des pointes coniques gravées chimiquement en extrémité (Figure II.5.B et II.6). La fabrication de ce type de CFO est fondée sur la technologie des sondes de microscopes optiques en champ proche, ou SNOM [50]. Cette géométrie de pointe est particulièrement attractive et des essais sont en cours actuellement au laboratoire [52] (Figure II.6).

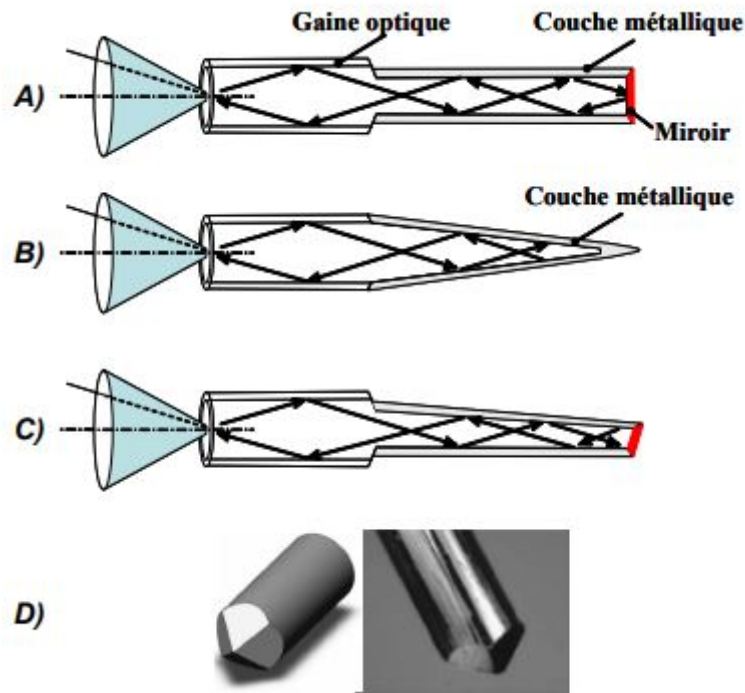


FIGURE II.5 – Différents clivages et/ou gravures d'extrémité de fibres utilisées comme CFO. A) gravure droite; B) gravure en pointe; C) double face; D) 4 faces polies.

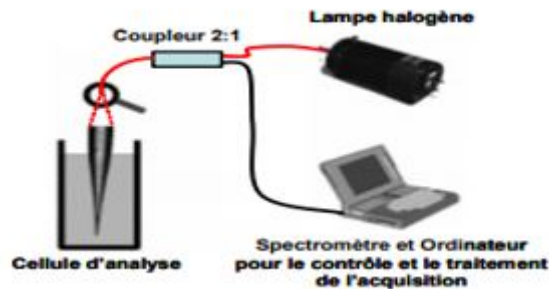


FIGURE II.6 – Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique [51].

Les applications des capteurs dont la zone sensible est en extrémité de fibre optique sont très prometteuses mais la construction de ces CFO en réflexion (terminated reflection-based systems) demeure relativement lourde. Aujourd'hui, les CFO en transmission (biconique) sont considérés les plus efficaces et les plus simples de réalisation. De ce fait, c'est la géométrie que nous avons choisie dans ce travail et que nous allons développer dans la suite de ce chapitre.

## II.5 Capteurs à SPR : principe de fonctionnement et avantage des capteurs SPR à fibre optique

### II.5.a Le capteur SPR conventionnel :

Dans la section précédente, nous avons introduit le capteur SPR. Dans cette section, nous présenterons son exploitation générale en bio-détection, biocapteur SPR en particulier. Finalement, nous discuterons de l'importance de la micro-fluidique dans ce domaine. Notons que cette section ne couvre pas tous les aspects des systèmes de détection,

comme les biocapteurs, ni des systèmes micro fluidiques. Notre but se limite à présenter brièvement l'importance de technique SPR et de la microfluidique pour un système de détection. Les capteurs de molécules sont devenus aujourd'hui indispensables dans de nombreux domaines allant de la recherche scientifique (fondamentale et appliquée) à l'observation des processus de production industrielle ou le contrôle de l'environnement mais aussi et surtout dans le secteur des sciences de la vie (biologie, biochimie, médecine, agroalimentaire et écologie). Les capteurs à résonance des plasmons de surface sont intensivement utilisés pour leur grande sensibilité, leur réponse rapide en temps réel et leur grande précision. Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre qu'une conséquence énergétique de la résonance des plasmons de surface (SPR) est visible sur le faisceau lumineux réfléchi, qui présentera une chute d'intensité à l'angle de résonance si la détection se fait par interrogation angulaire, ou bien à la longueur d'onde de résonance si elle se fait par modulation de la longueur d'onde de la lumière incidente (figure II.7). Il existe donc deux méthodes de détection d'après la condition de couplage (de résonance) données par l'équation II.1 [35] :

$$\sqrt{\varepsilon_p} \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta = \frac{\omega}{C} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega) * \varepsilon_s}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_s}} \quad (\text{II.1})$$

1- l'interrogation angulaire ( $\theta$ ) qui consiste à suivre la position angulaire du minimum de réflectivité SPR à une longueur d'onde  $\lambda$  fixe

2- l'interrogation spectrale qui consiste à suivre la position spectrale ( $\lambda$ ) du minimum de réflectivité SPR à un angle d'incidence  $\theta$  fixe.

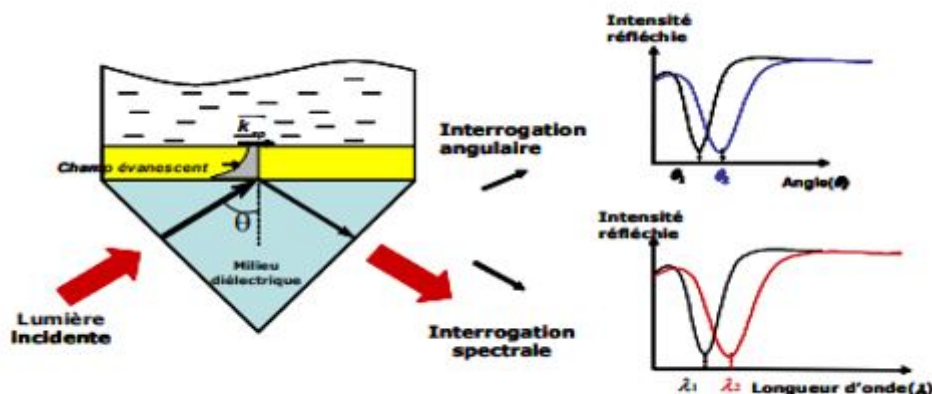


FIGURE II.7 – Principe du capteur SPR. Deux méthodes sont utilisées pour traquer la résonance des plasmons : l'interrogation angulaire qui consiste à faire varier  $\theta$  pour une longueur d'onde fixée, ou l'interrogation spectrale qui consiste à faire varier la longueur d'onde pour un angle  $\theta$  fixé. Une variation de l'environnement (indice) se traduira par un décalage des pics de résonance.

### II.5.b Les biocapteurs :

Un capteur physique devient un « bio-capteur » en déposant un récepteur chimique ou biologique à sa surface [51]. Un biocapteur est donc un dispositif qui utilise les réactions moléculaires pour détecter une cible à analyser. Il associe physiquement l'élément de reconnaissance (récepteur) à un transducteur qui traduit la réaction entre le récepteur et sa cible en un signal physique interprétable (figure II.8).

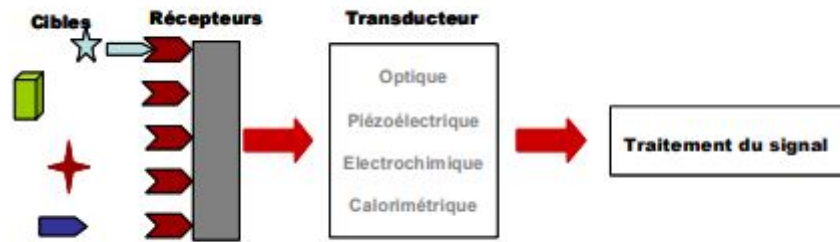


FIGURE II.8 – principe de fonctionnement d'un biocapteur.

Il existe plusieurs types de biocapteurs. Ils se distinguent principalement par le mode de transduction (optique, électrochimique, mécanique ou thermique) ou par la nature de récepteur (chimique ou biologique) [[53],[54]]. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons à l'un de ces modes de transduction : la résonance des plasmons de surface ou SPR. La SPR permet de détecter et quantifier des interactions moléculaires. De plus, il offre la possibilité de suivre les interactions en temps réel [55]. La SPR peut être appliquée à toutes les applications moléculaires sans marquage des molécules et indépendamment de la nature de récepteur.

Les nombreuses possibilités ouvertes dans ce domaine et le besoin de plus en plus important pour développer des appareils robustes et fiables permettant la compréhension des phénomènes biomoléculaires ont donné naissance à des entreprises spécialisées dans la vente d'appareils SPR, telle que la compagnie BIAcore International créée en 1990 [56]. La configuration des instruments conventionnels tels que le BIAcore et le principe de fonctionnement sont illustrés dans la figure II.9

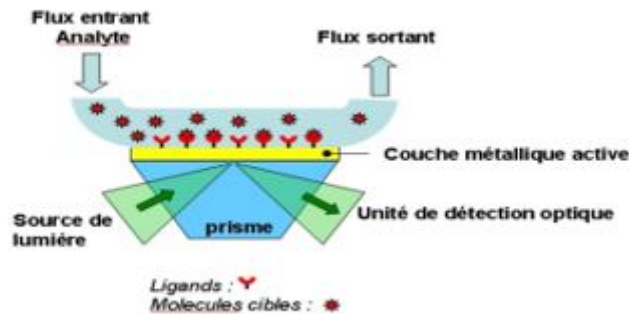


FIGURE II.9 – Principe de fonctionnement d'un équipement SPR conventionnel.

Ce type d'appareil trouve différentes applications industrielles, en particulier dans l'agroalimentaire [57], l'immunogénicité, la protéomique et la découverte de médicaments. Plus précisément, la technologie SPR permet de détecter les interactions [56] suivantes :

- protéine/protéine
- ADN/ADN
- protéine/ADN
- lipide/protéine
- systèmes hybrides des molécules

Le principe de fonctionnement peut se résumer ainsi : le ligand (récepteur) est immobilisé sur l'interface du biocapteur (prisme) pour capturer les cibles appelées ici analytes

qui sont injectées sur cette interface par un flux continu à l'aide d'un système microfluidique. Le phénomène de résonance des plasmons de surface est alors détecté grâce à l'interaction entre le faisceau lumineux et la surface d'or. Le signal détecté traduit l'interaction ligand/analyte à l'interface du biocapteur. Les changements de masse (d'indice de réfraction) induits par l'association ou la dissociation des complexes provoquent une perturbation locale de l'indice du milieu diélectrique et influent sur la position de l'angle de résonance. L'enregistrement du déplacement de l'angle de résonance en fonction du temps permet de suivre l'association et la dissociation entre l'analyte et le ligand. Le signal SPR est exprimé en unité de résonance (RU) et tracé en fonction du temps sous la forme d'un sensorgramme. À titre d'exemple, dans la technologie BIAcore, une variation de 1000 RU correspond à une déviation de l'angle de résonance de 0,1 degré et à une fixation de 1ng de protéine par mm<sup>2</sup> de surface. Une analyse mathématique des données enregistrées permet de quantifier le nombre de molécules greffées et de déterminer les paramètres cinétiques et l'affinité à l'équilibre de l'interaction ligand-analyte.

## II.5 Avantages des capteurs à fibre optique

Depuis 1980, l'utilisation des fibres optiques dans le domaine de la détection et des mesures est très répandue mais elle reste toutefois bien secondaire à l'utilisation des fibres dans les télécommunications. Ce développement néanmoins très important, les CFO le doivent aux nombreux avantages qu'elles procurent. En particulier, nous pouvons citer, la possibilité de détection in situ, les faibles pertes sur les signaux transportés (peu d'atténuation), le tout pour un prix souvent réduit et un faible coût de maintenance. Citons encore :

- \* 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 40 Chapitre II : Mise en œuvre des capteurs SPR à fibre optique polluants dans des environnements à hauts risques (substances toxiques ou bien températures élevées).
- \* Une facilité du multiplexage, ce qui permet des mesures simultanées sur plusieurs points d'échantillonnage.
- \* La possibilité de transmettre plusieurs longueurs d'ondes, provenant de signaux différents, dans une même fibre et dans la même direction de propagation. Ceci donne la possibilité de contrôler plusieurs substances avec le même capteur.
- \* 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.
- \* La quasi-immunité des fibres optiques vis à vis des interférences électromagnétiques. Ajoutons que dans des systèmes de CFO, l'absence de pièces mécaniques en mouvement élimine les phénomènes d'usure, ce qui offre à ce type de capteur une excellente potentialité de survie. En revanche, les CFO pour la détection d'espèces chimiques et biologiques sont généralement sensibles à des paramètres indésirables pour la détection. Un exemple est la non spécificité de ces capteurs, c'est à dire leur sensibilité à plusieurs espèces chimiques en même temps, ce qui nécessite alors des étapes de fonctionnalisation des zones sensibles.

## II.5 Réalisation de capteurs SPR

Afin d'utiliser une fibre optique comme transducteur du CFO à SPR, celle-ci doit être soumise à une série de traitements préalables essentiels pour pouvoir générer les conditions de résonance plasmon de surface. Notre choix s'étant porté sur une configuration de fibre dite biconique, les différentes étapes de préparation peuvent être résumées ainsi (Figure II.10) : une fibre multimodale est dénudée de ses gaines mécanique et optique (Figure II.10, étape 1) puis la zone ainsi créée est recouverte d'une couche métallique, siège de résonances plasmons permettant la détection de substances environnantes (Figure II.10, étape 2). Finalement, une couche organique de protection ou de fonctionnalisation vient recouvrir le « manteau » métallique (Figure II.10, étape 3)

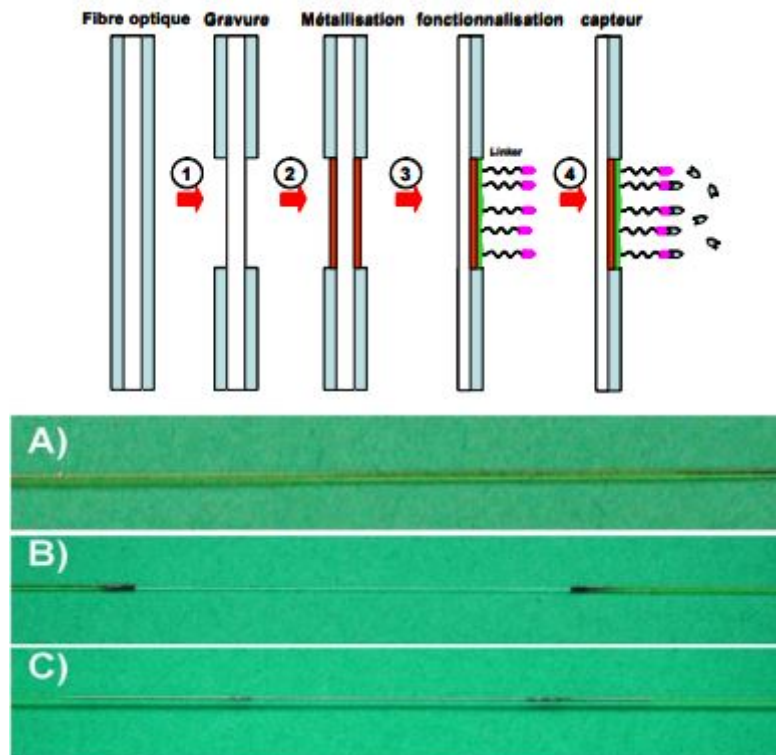


FIGURE II.10 – différentes étapes de préparation des fibres capteur. Photo A) fibre optique non dénudée ; Photo B) fibre optique dont la gaine mécanique a été enlevée ; Photo C) fibre optique métallisée après gravure chimique de la gaine optique.

### II.5.a Sensibilité et rapport signal sur bruit du capteur SPR à fibre optique

Notre capteur SPR à fibre optique fonctionne en interrogation spectrale :

pour chaque position en longueur d'onde du pic de résonance des plasmons de surface correspond un indice de réfraction ( $n_s$ ) de l'analyte (milieu environnant). En effet, lorsque nous faisons varier l'indice de réfraction du milieu environnant de  $\delta n_s$  ( $n_s \rightarrow n_s + \delta n_s$ ), le pic de résonance est décalé par une variation  $\delta \lambda_{res}$  ( $\lambda_{res} \rightarrow \lambda_{res} + \delta \lambda_{res}$ ) de la longueur d'onde de résonance (figure II.11).

Dans cette section, nous nous sommes intéressés à évaluer deux paramètres qui définissent la performance du capteur SPR : la sensibilité  $S$  et la limite de détection LOD (limit of detection) via le rapport signal sur bruit SNR (Signal-Noise Ratio). Nous présentons une comparaison entre les valeurs obtenues pour ces deux paramètres selon différentes confi-

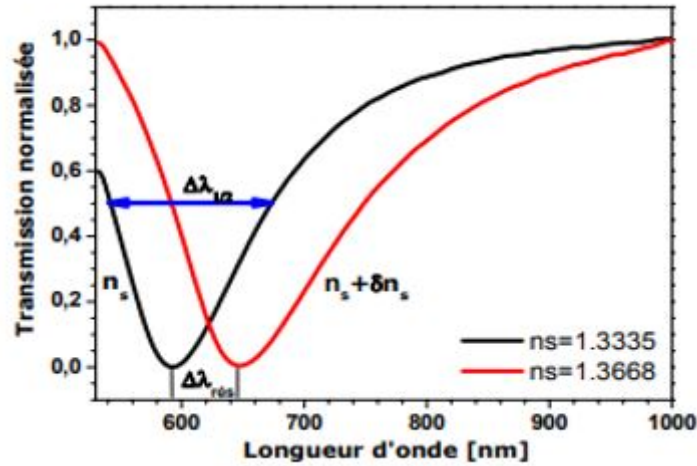


FIGURE II.11 – Réponse du capteur SPR en interrogation spectrale.

gurations de capteurs SPR. Signalons que pour un meilleur fonctionnement du capteur, les deux paramètres  $S$  et  $SNR$  doivent avoir les plus grandes valeurs possibles

### II.5.a.i Sensibilité :

Un capteur est dit sensible s'il est capable de détecter les variations minimales de la grandeur mesurée (indice, épaisseur, concentration...). En particulier, le calcul de la variation de la longueur d'onde de résonance par rapport à l'indice de réfraction du milieu diélectrique permettra de définir une première sensibilité notée par  $S_{\lambda n}$  [24] :

$$S_{\lambda n} = \frac{\delta_{re\gamma}}{\delta n_{\gamma}} \quad (nm/RIU) \quad (II.2)$$

À partir de cette définition, et de la figure II.12 qui présente la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction de l'analyte ( $n_s$ ), nous avons présenté dans le tableau II.1 les valeurs de la sensibilité calculées à partir des mesures expérimentales et des courbes obtenues par la simulation. Ces valeurs comprises entre  $1,6 * 10^3$  et  $3 * 10^3 nm/RIU$  présentent un bon accord entre les données expérimentales et les valeurs simulées.

Indices (RIU)	$\Delta n_s$ (RIU)	$\lambda - T_{max}$ (nm)		$S_{\lambda n}$ (nm/RIU)	
		Expt.	Theo.	Expt.	Theo.
1.3335		594	592		
1.3668	0.0333	647	645	$1.593 * 10^3$	$1.592 * 10^3$
1.380	0.0465	698	692	$2.236 * 10^3$	$2.15 * 10^3$
1.4018	0.0683	798	796	$2.987 * 10^3$	$2.987 * 10^3$

TABLE II.1 – Sensibilité du capteur à fibre optique avec une couche de silver pour 3 différents indices de réfraction

Par ailleurs, il est possible de calculer la variation de la transmission ( $\delta T$ ) par rapport à la variation de l'indice de réfraction du milieu extérieur ( $\delta n_s$ ) à une longueur d'onde

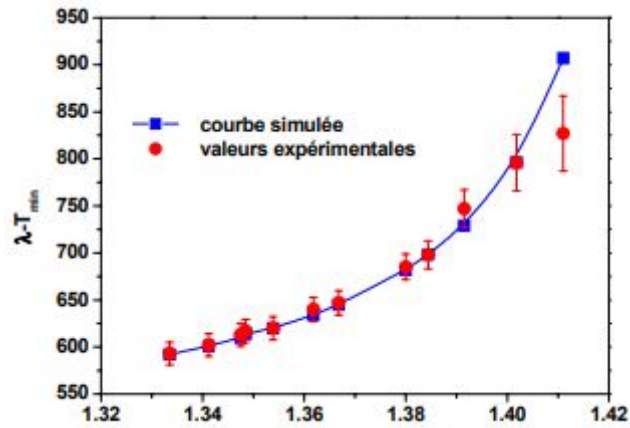


FIGURE II.12 – Variation de la longueur d’onde de résonance en fonction de l’indice du milieu extérieur (analyte) : (ligne continue) courbe obtenue à partir des points simulés; (point) valeurs expérimentales.

fixe, qui correspond à la longueur d’onde pour laquelle la dérivée  $\delta T/\delta \lambda$  est maximale. La détermination de la dérivée de la transmission par rapport à l’indice de réfraction implique la définition d’une deuxième sensibilité notée  $ST_n$  [32] :

$$ST - n = \left( \frac{\delta T}{\delta n_s} \right)$$

(RIU)

(II.3)

Pour avoir la meilleure sensibilité, il faut donc se positionner à une longueur d’onde dite de travail. Cette longueur d’onde de travail est déterminée, comme la figure II.13 montre, en soustrayant la courbe enregistrée avec un analyte d’indice  $n_s$  de la courbe de référence (avec l’eau).

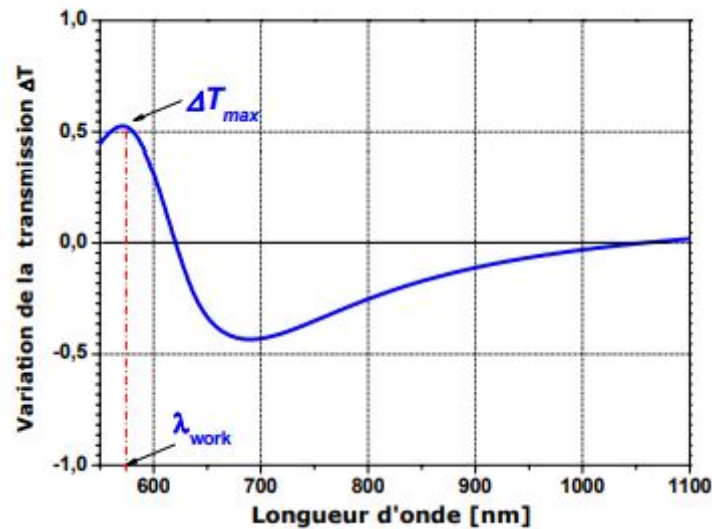


FIGURE II.13 – Variation de la transmission obtenue en effectuant la différence entre la courbe pour. Ce graphe nous permet de déterminer la longueur d’onde pour laquelle la variation de l’indice correspond à une variation maximale de la transmission.

La figure II.14 montre la soustraction des courbes enregistrées avec trois indices

différentes (1,3668, 1,380 et 1,4018) de la courbe enregistrée avec l'eau (1,3335) en fonction de la longueur d'onde. Cette figure illustre les deux extrema pour chaque indice.

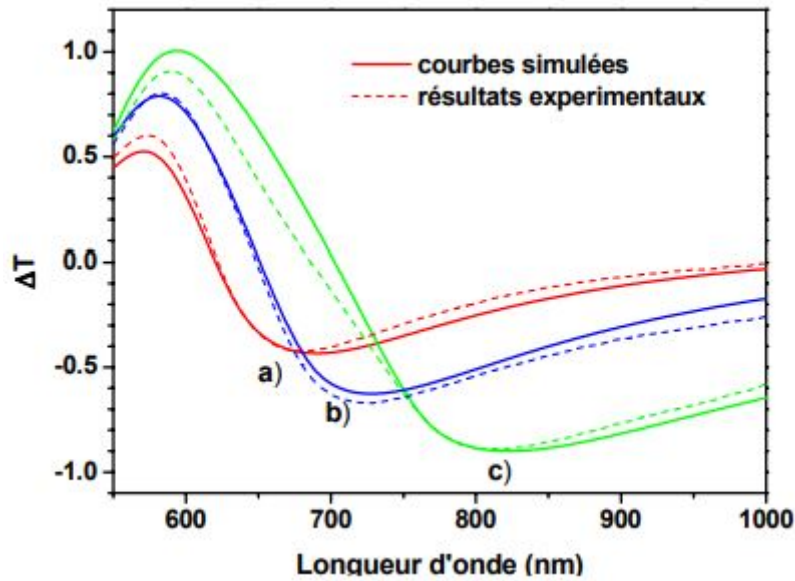


FIGURE II.14 – Variation ( $\Delta T$ ) en fonction de la longueur d'onde pour 3 différents indices à partir de la réponse simulée (ligne continue) et de la réponse expérimentale (ligne discontinue) a) 1,3668, b) 1,380, c) 1,4018.

Dans ce cas, la meilleure condition de travail correspond à la longueur d'onde où la variation de la puissance est la plus élevée. Ce qui justifie notre choix de  $582\text{nm}$  comme longueur d'onde de travail. Nous pouvons noter que pour cette valeur de longueur d'onde, le maximum de la variation  $\Delta T$  varie de façon monotone avec l'indice de réfraction. Tandis que pour les autres extrema ( $> 680\text{nm}$ ), nous remarquons que le minimum de  $\Delta T$  passe rapidement de  $689$  à  $820\text{nm}$  lorsque l'indice de réfraction augmente de  $1,3668$  à  $1,4018$ . Dans ce cas, il devient plus difficile de choisir la longueur d'onde du travail unique.

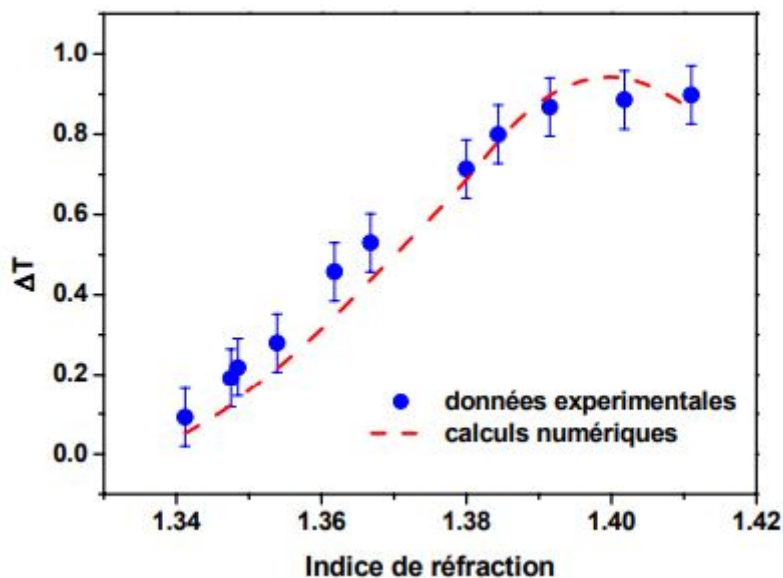


FIGURE II.15 – Variation ( $\Delta T$ ) en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur (analyte) pour une longueur d'onde de travail ( $\lambda_{trav} = 582\text{nm}$ ).

La figure II.15 présente un bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales de  $\Delta T$  en fonction de l'indice de réfraction à une longueur d'onde de travail  $\lambda_{trav} = 582nm$ . Ceci nous permet de calculer une sensibilité  $ST_n$  (pente de la courbe) voisine de  $17,8RIU^{-1}$  pour des indices compris entre 1,33 et 1,38 RIU. Hors de cette gamme d'indice, une meilleure sensibilité pourra être obtenue par un changement de la longueur d'onde du travail.

### II.5.a.ii signal sur bruit :

La limite de détection est le second paramètre de performance qu'il est important d'étudier pour caractériser un capteur SPR. La limite de détection ou résolution est la variation minimale du paramètre mesuré (l'indice de réfraction  $n_s$  ou la transmission  $T$  pour nous) que l'on sera capable de résoudre. Elle dépendra donc de la résolution spectrale qui est calculée ou estimée à partir des différents facteurs, (i) la résolution instrumentale liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal (spectromètre, réponse de la CCD,...), (ii) la forme intrinsèque du signal mesuré. En effet, notre capacité à séparer deux informations distinctes dépendra de l'amplitude du pic d'absorption, de sa forme et de sa largeur. En particulier, des grandes largeurs à mi-hauteur des bandes d'absorption obtenues avec des fibres à grande ouverture numérique, ne permettront pas d'observer avec une grande précision une faible variation la longueur d'onde de transmission minimale

### II.5.a.iii fibre optique avec une couche d'argent :

Les capteurs réalisés avec un dépôt d'or sont plus stables dans le temps que ceux métallisés avec un dépôt d'argent. Ce dernier métal se dégrade très rapidement en milieu aqueux. Par contre, les pics de résonance obtenus avec l'argent sont moins larges que ceux avec l'or. Ceci rend la détection SPR plus précise avec l'argent. Le comportement des courbes de résonance est montré sur la figure II.16 qui présente les réponses expérimentales du capteur SPR à fibre optique pour une couche d'argent d'épaisseur 52 (+2) nm. Les autres caractéristiques de la fibre sont les mêmes que celles utilisées avec les fibres métallisées avec l'or. Les courbes présentées sur cette figure correspondent aux indices suivants : (a) 1,3395, (b) 1,3430, (c) 1,3561, (d) 1,3620, (e) 1,3872 et (f) 1,3922.

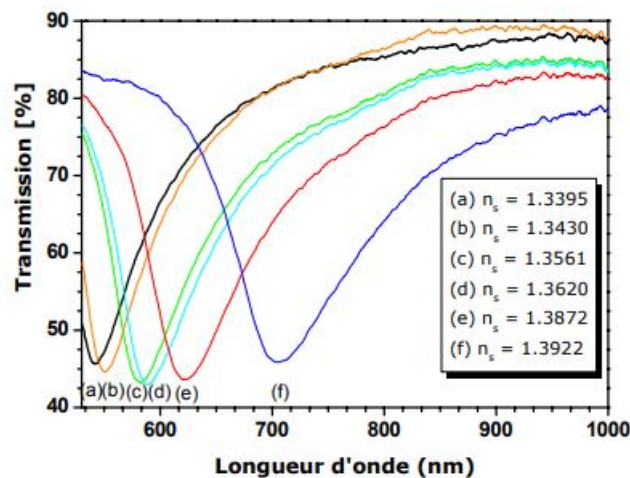


FIGURE II.16 – Réponse spectrale du capteur avec une couche d'argent de 52 nm d'épaisseur: (a)  $n_s = 1,3395$ , (b)  $n_s = 1,3430$ , (c)  $n_s = 1,3561$ , (d)  $n_s = 1,3620$ , (e)  $n_s = 1,3872$  et (f)  $n_s = 1,3922$ .

A partir de ces résultats expérimentaux, nous pouvons constater que le capteur SPR réalisé avec une couche d'argent a une gamme de fonctionnement comprise entre 1,3561 et 1,40 en raison de notre système de mesure, et plus précisément du spectromètre, qui n'a pas été prévu pour mesurer des signaux de longueur d'onde inférieure à 530 nm. Les valeurs de la sensibilité et du SNR pour un capteur réalisé avec une couche d'argent sont reportées dans le tableau II.2. Ces valeurs calculées à partir des courbes expérimentales nous indiquent que l'argent est très sensible à la variation de l'indice de réfraction dans sa gamme de fonctionnement. Il présente ainsi une meilleure précision pour la mesure de la longueur d'onde de résonance. Le SNR d'un capteur fabriqué avec une couche d'argent sera donc plus élevé que celui obtenu avec une couche d'or (pour  $\Delta n_s = 0,03$ , nous avons obtenu un SNR de 0,404 avec l'or et un SNR de 1,921 avec l'argent).

Indices (RIU)	$\Delta n_s$ (RIU)	$\lambda - T_{max}$	SNR	$S_{\lambda n}$
		(nm)	Expt	(nm/RIU)
1.3561		Exp		Exp
		540		
1.3620	0.0059	588	0.093	$1.106 * 10^3$
1.3872	0.0311	633	0.627	$2.286 * 10^3$
1.3922	0.0361	705	1.921	$3.407 * 10^3$

TABLE II.2 – Sensibilité et SNR du capteur SPR avec une couche d'argent pour 3 indices de réfraction différentes (d'après la figure II.16)

## II.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons validé notre modèle numérique développé dans le chapitre précédent, en le confrontant aux résultats expérimentaux acquis dans des conditions de fonctionnement réelles d'un capteur SPR à fibre optique.

*Rsoft-cad*

*Chapitre III*

# CHAPITRE III: R-SOFT CAD

## III.1 Introduction :

La modélisation électromagnétique des nanostructures pour la compréhension de leurs interactions avec un faisceau lumineux nécessite la résolution des équations de Maxwell. Cependant cette résolution reste très difficile sans avoir recours aux méthodes numériques, notamment les structures complexes qui contiennent plusieurs matériaux ayant des indices optiques complexes et des formes géométriques différentes. Pour cela des méthodes intuitives, souples et faciles implémenter ont été utilisées. Parmi ces méthodes, la méthode des différences nies dans le domaine temporel occupe une place de choix. Elle consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences nies centrées. La limite principale de cette méthode réside dans la taille du maillage et le temps de calcul qui en résulte. L'accélération de l'évolution des moyens de calcul scientifique de plus en plus performants en ont fait l'une des méthodes de calcul les plus utilisées pour la simulation de la propagation de la lumière dans des nanostructures de plus en plus complexes.

Dans ce chapitre de ce mémoire, nous avons utilisé cette méthode qui représente une approche très populaire et dont plusieurs variantes ont été implémentées au sein de l'équipe. Cet effet, nous présenterons dans ce chapitre un bref aperçu des principes de base de cette méthode et de son implémentation numérique.

## III.2 Méthodes de modélisation :

La modélisation électromagnétique des propriétés des guides plasmonique nécessite en général un fort investissement en programmation et en analyse numérique. Les principales techniques de calcul utilisées pour les plasmons sont les méthodes des matrices de transfert, les théories de la diffraction par les réseaux et les différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD). Le calcul de structures finies est basé sur une méthode de Perfectly Matched Layer (PML). nous présenterons les méthodes PML et FDTD .

### III.2.a La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)

Elle a été proposée pour la première fois par Yee en 1966. Cette méthode ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à simuler. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier. C'est une méthode numérique populaire et très répandue pour la résolution des problèmes de l'électromagnétisme,

pouvant être appliquée aux milieux conducteurs comme elle peut être appliquée aux milieux diélectriques. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [61]. L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes [62].

### III.2.a.i Principes de base de la méthode FDTD :

Le principe de la méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell :

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_{libre} \quad (\text{III.1})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{III.2})$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.3})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}_{libre} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.4})$$

$\vec{E}$  et  $\vec{D}$  sont respectivement les vecteurs champs électrique et induction électrique.  $\vec{H}$  et  $\vec{B}$  désignent respectivement les vecteurs champs magnétique et d'induction magnétique. Ces champs sont reliés par les équations constitutives du milieu :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{III.5})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{III.6})$$

où  $\varepsilon$  est la permittivité diélectrique,  $\vec{j}$  la densité de courant électrique et  $\mu$  la perméabilité magnétique. Pour simplifier la résolution de ces équations, on se limite un milieu linéaire, isotrope, sans densité de courant ( $\vec{j}_{libre}$ ) et sans densité de charges libres excédentaires.

La méthode FDTD est basée sur la double discrétisation (spatiale et temporelle) aux différences nies centrées des équations de Maxwell qui s'écrivent dans un repère cartésien sous la forme suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III.12})$$

Dans le schéma de Yee, le calcul des composantes électriques et magnétiques se fait en des points distincts bien particuliers dans une maille élémentaire, les composantes électriques se calculent aux milieux des arêtes (appelés nœuds électriques) et les composantes magnétiques se calculent aux milieux des faces (appelés nœuds magnétiques) du schéma de Yee (figure III.1). De telle façon que chaque composante de  $\vec{H}$  est entourée par quatre composantes de  $\vec{E}$  et de la même manière chaque composante de  $\vec{E}$  est entourée par quatre composantes de  $\vec{H}$ . Les coordonnées d'espace et du temps s'écrivent en fonction d'indices entiers,  $j$ ,  $k$  et  $n$ .

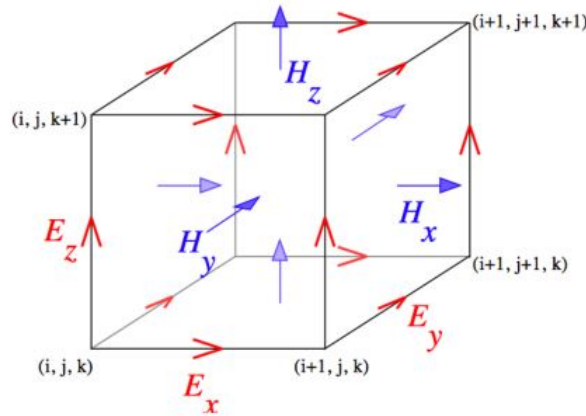


FIGURE III.1 – Schéma de Yee (discrétisation spatiale 3 dimensions)

Les composantes électriques sont calculées aux instants  $n\Delta t$ , et les composantes magnétiques sont décalées d'un demi pas de temps et donc calculées aux instants  $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ . Une telle formulation permet d'évaluer les dérivées temporelles de manière centrée et d'obtenir un schéma explicite, appelé saute-mouton (voir figure III.5). Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite qui permet de s'affranchir des inversions de matrice.

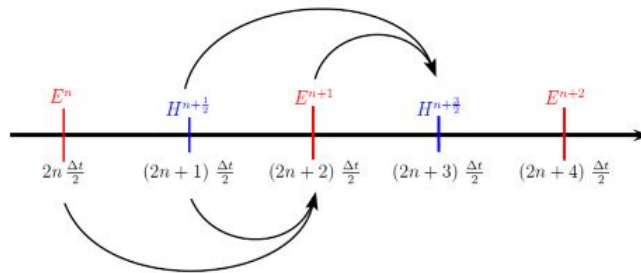


FIGURE III.2 – Discrétisation temporelle selon le schéma de saute-mouton.

La méthode FDTD consiste transformer les équations aux dérivées partielles en équations aux différences finies. La mise jour des composantes des champs selon le schéma de Yee s'écrit alors comme suit :

$$E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^{n+1} = E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta} \left\{ \left[ H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n - H_{z(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k)}^n \right] + \left[ H_{y(i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2})}^n - H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n \right] \right\} \quad (\text{III.13})$$

$$E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^{n+1} = E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^+ \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta} \left\{ \left[ H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n - H_{x(i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2})}^n \right] + \left[ H_{z(i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n - H_{z(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n \right] \right\} \quad (\text{III.14})$$

$$E_{z(i,j+\frac{1}{2},k)}^{n+1} = E_{z(i,j+\frac{1}{2},k)}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta} \left\{ \left[ H_{y(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n - H_{y(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}^n \right] + \left[ H_{x(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n - H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n \right] \right\} \quad (\text{III.15})$$

$$H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} \left\{ \left[ E_{z(i,j+1,k+\frac{1}{2})}^n - E_{z(i,j,k-\frac{1}{2})}^n \right] + \left[ E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^n - E_{y(i,j+\frac{1}{2},k+1)}^n \right] \right\} \quad (\text{III.16})$$

$$H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2})}^n + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} \left\{ \left[ E_{x(i+\frac{1}{2},j,k+1)}^n - E_{x(i-\frac{1}{2},j,k)}^n \right] + \left[ E_{z(i,j,k+\frac{1}{2})}^n - E_{z(i+1,j,k+\frac{1}{2})}^n \right] \right\} \quad (\text{III.17})$$

$$H_{x(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^{n+\frac{1}{2}} = H_{x(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k)}^n + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} \left\{ \left[ E_{y(i+1,j+\frac{1}{2},k)}^n - E_{y(i,j+\frac{1}{2},k)}^n \right] + \left[ E_{x(i+\frac{1}{2},j,k)}^n - E_{x(i+\frac{1}{2},j+1,k)}^n \right] \right\} \quad (\text{III.18})$$

avec  $\Delta = \delta x = \Delta y = \Delta z$  le pas de discrétisation spatiale et  $\Delta t$  le pas de discrétisation temporelle, ces pas sont choisis de telle sorte respecter les conditions de stabilité et de dispersion numériques. Cependant, dans un milieu dispersif c'est les composantes du champ d'induction  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$  qui sont calculées en premier pour rendre la dépendance vis-vis de la permittivité diélectrique implicite.

### III.2.b Stabilité numériques

An d'éviter que les champs divergent numériquement et atteignent des valeurs non physiques, le schéma de Yee est soumis une condition qui fixe le pas de discrétisation temporelle partir des pas de discrétisation spatiale  $\delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  A 3 dimensions, ce critère de stabilité est connu sous le nom de CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) ; son expression est donné par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{\vartheta_{max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{III.19})$$

où  $\vartheta_{max}$  représente la vitesse maximale de propagation dans le milieu étudié, en général c'est la vitesse de la lumière dans le vide.

### III.2.c Dispersion numérique

Dans le grille FDTD, les signaux numériques se propagent au cours du temps avec une vitesse de phase inférieure la vitesse réelle . Ceci peut provoquer des erreurs de phase, une déformation des signaux, des pertes en amplitudes et un élargissement des impulsions. Cette dispersion est minimisée en respectant le critère suivant :

$$\text{Max}(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{min}}{n} \quad (\text{III.20})$$

avec  $n \geq 10$  Dans le cas d'un maillage uniforme  $\Delta = \delta x = \Delta y = \Delta z$  ce critère se ramène à :

$$\Delta \leq \frac{\lambda_{min}}{n} \quad (\text{III.21})$$

### III.2.d Les conditions aux limites

L'annulation du champ aux bords du domaine de calcul FDTD entraine des réflexions non physiques pouvant fortement perturber le signal. Pour contourner ces problèmes, nous avons utilisé les conditions aux limites périodiques de Floquet Bloch et les conditions d'absorption aux frontières de type PML (Perfectly Matched Layers) de Bérenger.

#### III.2.d.i Conditions aux limites périodiques de Floquet-Bloch :

Lors d'un calcul FDTD, le domaine de calcul est généralement borné par des parois absorbantes pour simuler l'espace infini. Il est aussi possible de modéliser un réseau infini et périodique en implantant sur les bords de la grille de calcul des conditions traduisant cette périodicité appelées conditions aux limites périodiques (CLP). Ces conditions sont directement issues du théorème de Floquet-Bloch. Pour une structure périodique de période  $p$  suivant chacune des trois directions de l'espace, ces conditions s'appliquent aux composantes du champ  $U$  selon la direction  $x$  par exemple comme :

$$U(x + p, y, z, t) = U(x, y, z, t) \exp(ik_z * p) \quad (\text{III.22})$$

avec  $k_z$  la composante du vecteur d'onde suivant  $x$ .

#### III.2.d.ii Conditions parfaitement absorbantes aux frontières : PML de Bérenger :

L'application des conditions aux limites a connu une évolution avec l'avènement des couches absorbantes parfaitement adaptées dites PML (Perfectly Matched Layer) développées dans les années 90 par Bérenger [59] et qui sont considérées aujourd'hui comme les conditions absorbantes les plus performantes. Cette technique est basée sur l'utilisation d'une couche absorbante entourant complètement la zone de calcul FDTD suivant les directions ouvertes (figure III.3 ). Ces couches artificielles sont destinées absorber sans réflexion vers l'objet les ondes incidentes ayant des angles d'incidence quelconques dans le but de simuler un espace infini.

L'utilisation des PML repose sur la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant. Cette condition s'exprime comme suit :

$$\frac{\theta^c}{\varepsilon} = \frac{\theta^m}{\mu} \quad (\text{III.23})$$

$\theta^c$  et  $\theta^m$  représentent respectivement les conductivités électrique et magnétique du milieu artificiel.



FIGURE III.3 – PML de Bérenger.

L'onde plane qui arrive sur les PML est décomposée fictivement en deux ondes : l'une, se propageant en incidence normale, est absorbée par le milieu PML, et l'autre, rasante se propageant parallèlement l'interface PML/milieu incident [60], ne subit aucune réflexion vers le milieu incident. Comme les PML sont conçues pour n'absorber que les ondes propagatives, elles doivent être placées une distance minimale  $d = \frac{\lambda_{max}}{2}$  de la structure étudiée.

### III.3 Présentation du logiciel Rsoft CAD :

#### III.3.a Environnement de CAD :

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique et plasmonique, il permet aux chercheurs et ingénieurs de créer des systèmes pour la conception des différents dispositifs tels que : des guide d'ondes, des cavités résonantes, des circuits optiques et d'autres dispositifs plasmonique . Il agit en tant que programme de gestion pour les modules passifs de simulation du dispositif de RSoft : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD.

#### III.3.b Présentation de Full Wave :

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel Fullwave qui est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finis dans le domaine temporel. 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 Full-wave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permitti-

tivité 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

### III.4 Les étapes de simulation d'un guide d'onde :

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.4).

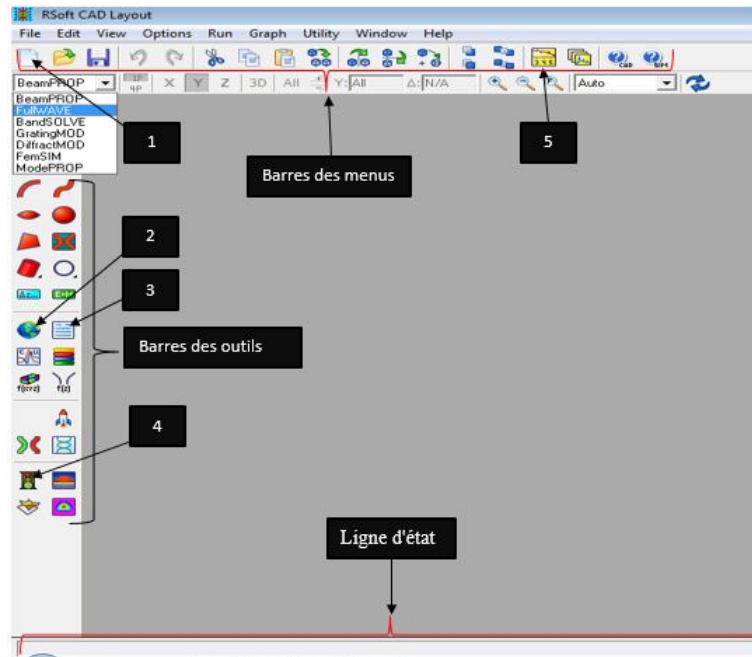


FIGURE III.4 – Fenêtre principale du programme CAD .

#### III.4.a Créer un nouveau circuit :

Pour créer un nouveau circuit on va cliquer sur l'icône (N 1 pour Figure III.4) New circuit dans la barre d'outils supérieur. Alternativement, nous allons choisir File /New du menu. Le dialogue de démarrage de la figure III.5 va apparaître.

Il faut remplir la différence d'indice (Index différence), qui est la différence d'indice par défaut entre la couche guidante et l'indice de substrat (Background index), d'autre part, il faut choisir le module de simulation parmi les six modules existants dans le logiciel RSoft bandSOLVE, FullWave, BeamPROP/BPM ou GratingMOD . et choisir le module dimensions(2D ou 3D). Après l'introduction des informations dans la fenêtre de démarrage on va cliquer sur OK pour obtenir la fenêtre de la figure III.6.

#### III.4.b Générer la structure :

Dans cette partie on va montrer comment créer un structure plasmonique dans l'interface de CAD. Généralement, il existe plusieurs manières pour créer une structure dans l'interface de CAD. Cependant, la manière la plus facile est d'employer un des multiples utilités de disposition qui sont incluse avec Full WAVE dans la Barres des outils (pour Figure III.4).

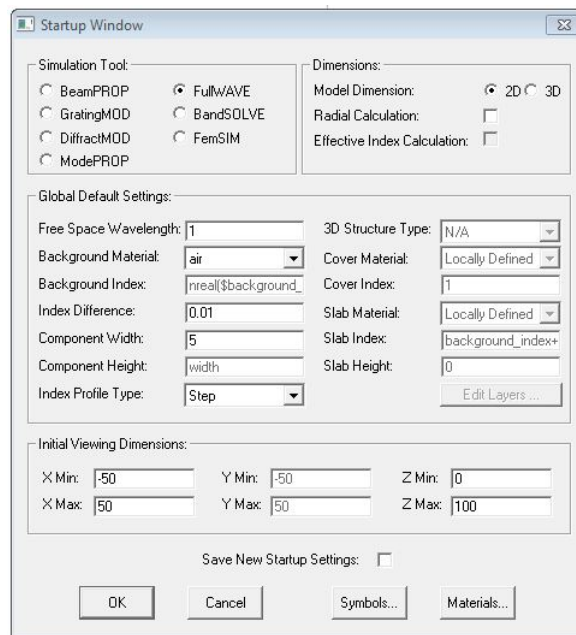


FIGURE III.5 – La fenêtre de démarrage (startup Window).

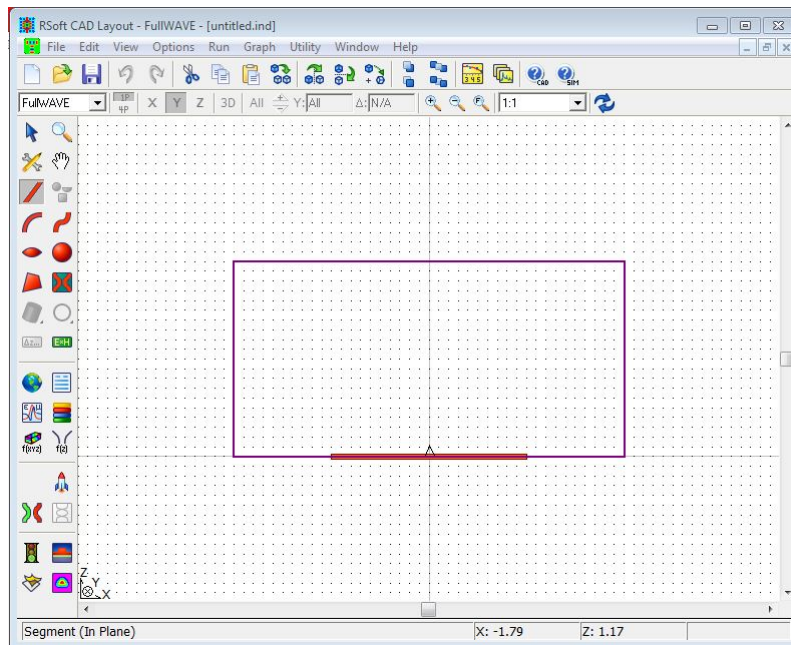


FIGURE III.6 – Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

Cliquez sur n'importe quelle forme dans la barre d'outils et appuyez au milieu de la page du programme. La figure apparaît sur la page ,Puis cliquez sur le bouton droit de la souris pour afficher la fenêtre d'informations.(figure III.7)

Après l'introduction des différentes données (merge Priority ,Material Properties , dimensions OX-OZ ... etc).on clique sur le bouton OK pour obtenir la structure qui apparaît sur par exemple dans la figure III.8 :

### III.4.c Régler les paramètres globales :

Pour définir les propriétés du structure plasmonique tels que l'indice de réfraction, la polarisation et pour choisir le module de simulation Full WAVE parmi les autres modules

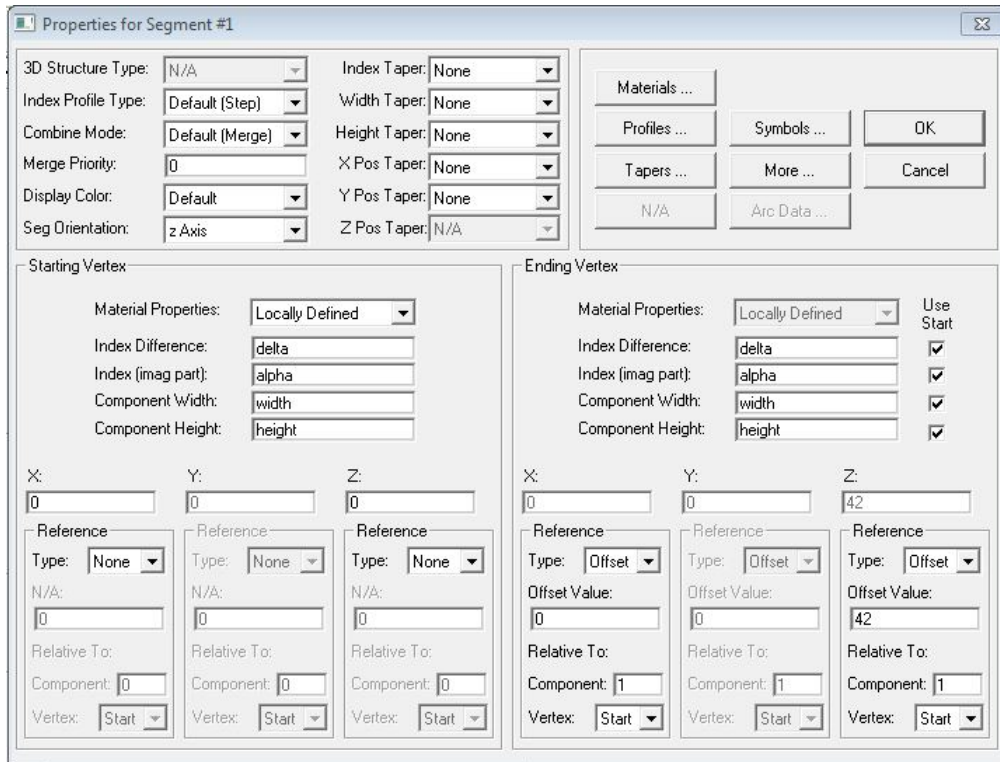


FIGURE III.7 – Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure

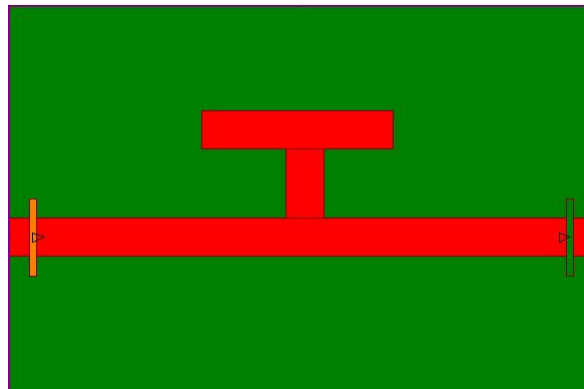


FIGURE III.8 – la structure de forme T

existents à RSoft on clique sur l'icône (N2 pour la figure III.4) (global setting). La fenêtre de dialogue ci-dessous apparaît (Figure III.9).

#### III.4.d Définition des variables :

Cliquer sur l'icône (N3 pour la figure III.4) (Edit symboles) dans la fenêtre de CAD, le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre (Figure III.10). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier à la fois et intégrer les variables définies par l'utilisateur, ces variables peuvent être utilisées pour définir pratiquement n'importe quel paramètre de la structure (le rayon, la période, l'indice de réfraction, nombre de rangés).

Ces symboles correspondent aux arrangements faits dans le nouveau circuit (New Circuit) de la boîte de dialogue ci-dessus. Pour définir un nouveau symbole (par exemple Nhole=1), on clique sur new symbole puis en va entrer le nom et la valeur du symbole.

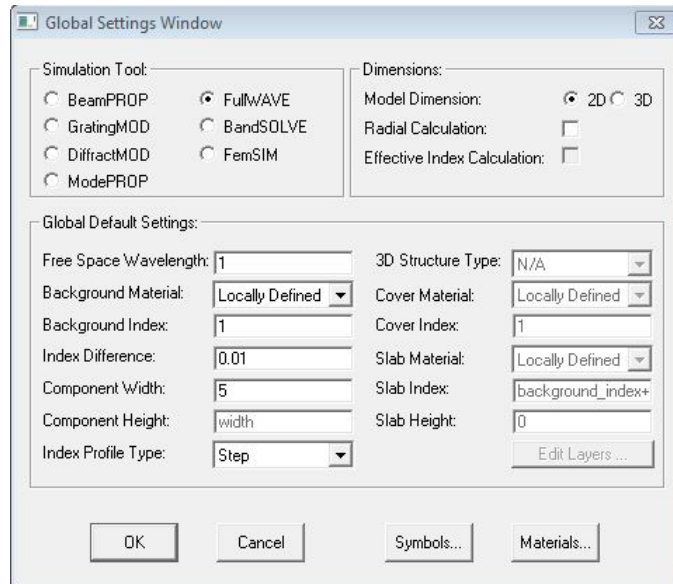


FIGURE III.9 – Fenêtre des paramètres globales du circuit .

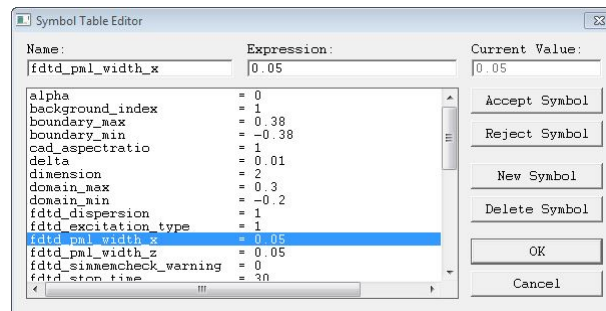
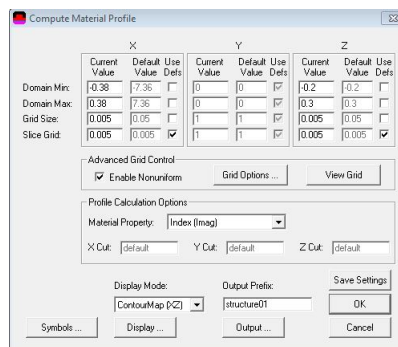


FIGURE III.10 – L'éditeur du Tableau de symboles .

### III.4.e Vérifier la structure :

Pour vérifier notre structure, nous avons simulé le profil de l'indice de réfraction dans le plan XZ (figure III.11) .



Pour créer un guide droit de largeur port 2 suivant une direction  $\Gamma$ K ou  $\Gamma$  M, il vous suffit de placer une forme rectangulaire dans un matériau différent dans la direction spécifiée. (voir figure III.12).

### III.4.f Réglage des paramètres de simulation :

Pour le choix et le réglage des paramètres de simulation on clique sur le Bouton (N4 pour la figure III.4) . Par conséquent, il apparaît la fenêtre correspondante au module de

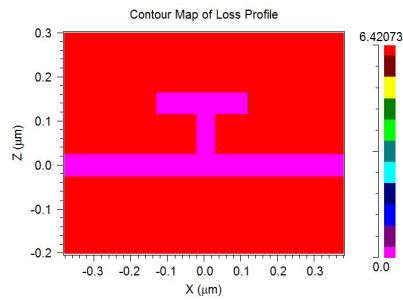


FIGURE III.11 – Profil d'indice de la structure plasmonique 2D.

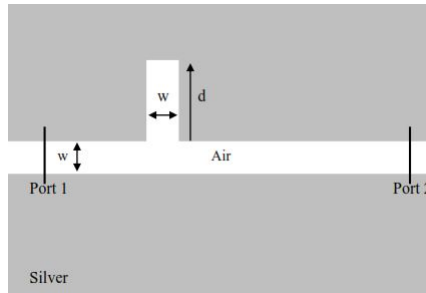


FIGURE III.12 – la structure plasmonique 2D.

simulation utilisé (FullWave) comme il est représenté sur la figure III.13 . Une fois que les paramètres numériques et d'autres options sont acceptables, on clique sur OK pour commencer la simulation.

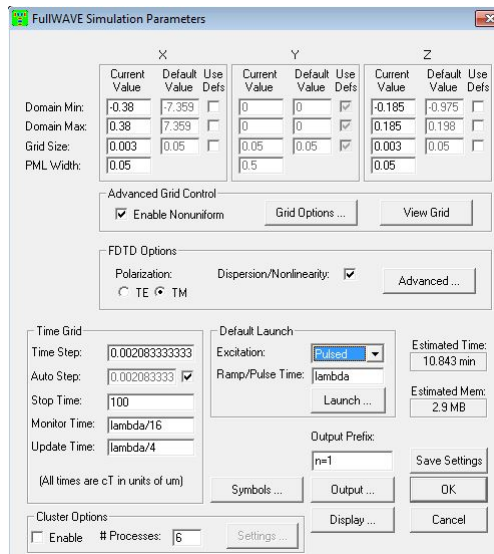


FIGURE III.13 – La fenêtre de paramètres de simulation de Full WAVE où des paramètres numériques de base de simulation sont entrés .

#### III.4.g Lecture des résultats :

Afin de regarder ou imprimer les résultats de simulation, on clique sur l'icône (N5 pour la figure III.4) de WinPLOT dans la barre des outils supérieur de la fenêtre de CAD, et on choisi le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté.

### III.5 Conclusion :

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a aussi eu beaucoup de succès pour la modélisation de ce type de matériaux grâce à sa facilité d'implémentation. Cependant, elle est plus utilisée pour le calcul des diagrammes de transmission et de réflexion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode de simulation des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Ensuite, nous avons décrit le module de simulation le Fullwave de Rsoft CAD que nous avons utilisé au cours du quatrième chapitre de ce mémoire. Par ailleurs, nous avons décrit les étapes de simulation pour le calcul des modes guidés dans un guide d'onde à plasmonique bidimensionnels .

# **Résultats et discussions**

*Chapitre IV*

# CHAPITRE IV : Résultats et discussion

## IV.1 Introduction

Les polaritons plasmoniques de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques de surface résultant du couplage du rayonnement incident et des oscillations électroniques collectives aux interfaces métal-diélectrique [63]. Le SPP a été largement étudié au cours des dernières décennies en raison du dépassement des limites de diffraction conventionnelles et de la manipulation de la lumière à des échelles de sous-longueur d'onde profondes. La plasmonique est appelé le domaine de la nano photonique sous la limite de diffraction de la lumière qui étudie les caractéristiques de transmission, la localisation et le guidage du mode SPP à l'aide de nanostructures métalliques. Récemment, divers dispositifs basés sur des SPP tels que les filtres, les démodulateurs, les commutateurs et les séparateurs ont été et élaborés expérimentalement après leurs simulations numériques. Pour guider les ondes plasmoniques dans diverses applications, les guides d'ondes MIM sont utilisés ; car ces structures -qui peuvent limités fortement la lumière incidente dans la région isolante- sont prometteux pour la conception de dispositifs optiques compacts du fait de leurs fabrications relativement simple maitrisables. Ces dernières années, des dispositifs basés sur le guide d'onde MIM ont été proposés et étudiés numériquement, tels que les capteurs plasmoniques , les commutateurs plasmoniques , les séparateurs plasmoniques , les filtres plasmoniques et les démultiplexeurs plasmoniques

## IV.2 Modélisation du guide d'onde MIM

Une structure de guide d'ondes MIM est montrée sur la figure IV.1. Le guide d'ondes plasmonique MIM peut propager le mode SPP à l'échelle des sous-longueurs d'ondes avec une dissipation relativement faible et une grande distance de propagation. Chacune des interfaces métal – diélectrique du guide d'onde prend en charge un mode SPP qui se propage dans la direction  $x$ . On pourrait s'attendre à ce que, lorsque l'espace entre les deux interfaces soit comparable aux longueurs de désintégration des SPP dans le diélectrique, les modes de SPP soient couplés les uns aux autres [64]. Le métal est de l'argent et le diélectrique dans le noyau de la structure est supposé être de l'air avec un indice de réfraction  $n = 1$ .

Dans ce chapitre, nous allons proposer un nouveau type de capture qui consiste en un guide d'onde de bus MIM couplé perpendiculairement à des cavités en forme de I et de T.

La longueur d'onde de résonance de la conception peut être ajustée en modifiant la longueur et la hauteur de la cavité.

Pour la simulation du fonctionnement du capteur, la méthode FDTD avec comme condition aux limites, une couche absorbante parfaitement adaptée est utilisée. Les caractéristiques du filtre sont discutées en détail.

### IV.3 Structures et méthode de simulation

La figure IV.1 montre la structure du capteur plasmonique conçu qui consiste en un guide d'onde MIM couplé latéralement à un résonateur en forme de I. Les paramètres de capteur  $w$  et  $d$  sont respectivement la largeur du guide d'onde MIM, la hauteur du résonateur. La constante diélectrique de l'argent dépendant de la fréquence est exprimée par le modèle de Lorentz – Drude :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_0} - \frac{f_1\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega/\tau_b} \quad (\text{IV.1})$$

où  $\omega_p$  est la fréquence de plasmon du métal,  $\tau_0$  est  $\sqrt{-1}$  le temps de relaxation,  $\omega$  est la fréquence d'intérêt,  $i$  désigne le nombre complexe ( $i^2 = -1$ ), et la contribution des transitions entre bandes à une fréquence infinie (c'est-à-dire la contribution statique) est  $\varepsilon_{\infty}$ . Le nouveau terme de Lorentz inclut le temps  $\tau_b$  d'amortissement de l'oscillateur de Lorentz, La largeur de résonance de Lorentz  $\omega_p$  et un facteur de pondération  $f_1$ . Les valeurs des différents paramètres pour l'argent sont données dans Tableau IV.1.

Parametres	values
$\varepsilon_{\infty}$	3.7187
$\omega_p$ (rad/s)	$1.396 * 10^{16}$
$\omega_0$ (rad/s)	$6.496 * 10^{15}$
$\tau_0$ ( $s^{-1}$ )	$3.29 * 10^{-14}$
$\tau_b$ ( $s^{-1}$ )	$1.697 * 10^{-16}$
$f_1$	0.4242

TABLE IV.1 – Les valeurs des différents paramètres pour l'argent

La méthode FDTD implantée dans le module fullwave de Rsoft est utilisée pour étudier les propriétés de transmission de cette structure, avec les conditions aux limites absorbantes de couche parfaitement adaptée (PML) dans les directions  $x$  et  $z$  du domaine de simulation. 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 prises  $x = z = 5$  nm et  $t = x / 2c$ , ce qui assure la convergence numérique de la méthode. La source de puissance est placée au point Port 1 et la réception est définie au point Port 2 pour détecter la puissance transmise. Par conséquent, le facteur de transmission de puissance est  $T = A$ . 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.

#### IV.2.a 1<sup>er</sup> structure est :

Le capteur utilisant le guide d'ondes est représenté sur la figure IV.1. Sa structure est composée d'une fente et d'une dent remplies du matériau (liquide ou gaz) en cours de

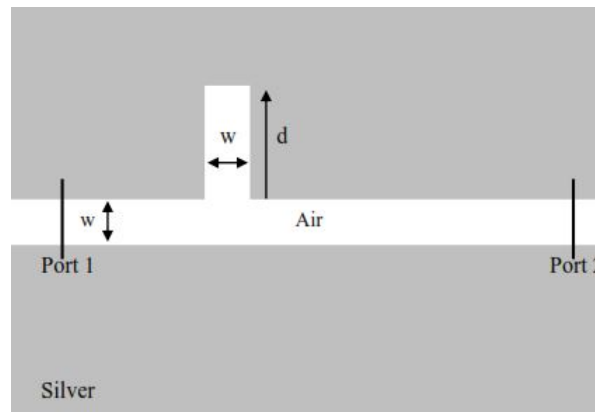


FIGURE IV.1 – la structure MIM en forme de T pour :  $W=50\text{ nm}$ ;  $d=150\text{ nm}$

détection (MUS). Le guide d'ondes peut être rempli de MUS sous forme gazeuse ou liquide par différentes méthodes. Des MUS simplement gazeux peuvent être diffus dans le guide d'ondes en fonction de la force de diffusion des gaz dans des conditions de vide. Des MUS liquides peuvent être introduits dans la cavité à l'aide d'une technique de nano filtration basée sur l'attraction de la capillarité.

Dans cette étude, nous avons changé la longueur de la dent de 150 nm, 200 nm et 250 nm et les résultats dans les courbes de la figure IV.2 :

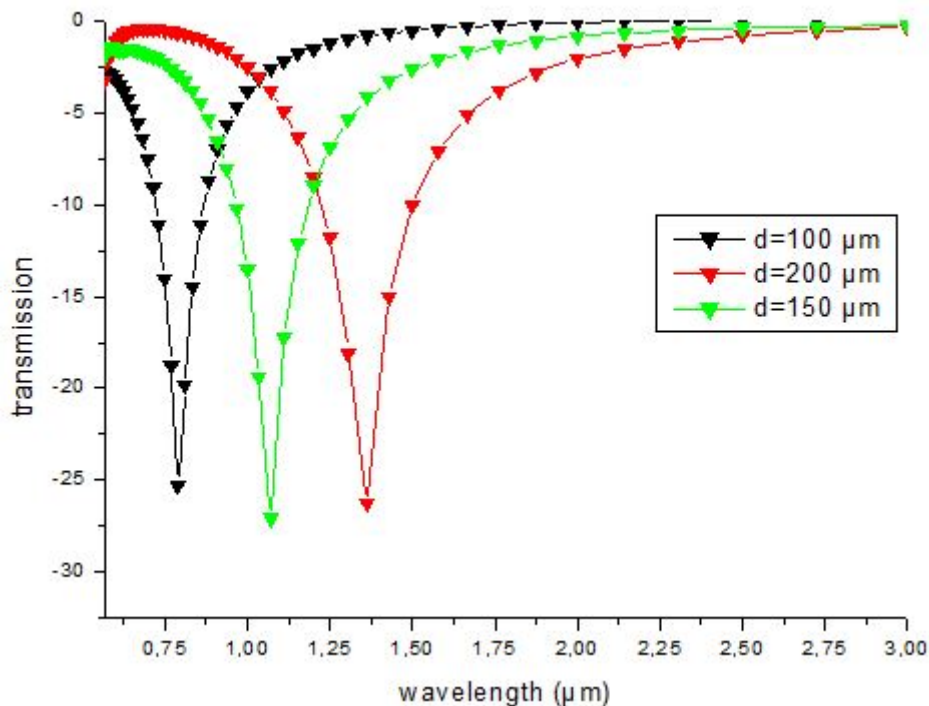


FIGURE IV.2 – la courbe de la structure MIM en forme de T pour différent distante "d".

Les spectres de transmission dans la figure IV.2 obtenus pour différent valeur de la distance  $d$ , montrent que la transmission correspondante à la distance  $d=150\text{ }\mu\text{m}$  est la plus importante par rapport aux autres valeurs de  $d$ . La meilleur transmission correspond donc à la distance  $d=150\text{ nm}$  pour la longueur d'onde d'excitation de  $1.1\text{ }\mu\text{m}$ .

#### IV.2.b 2<sup>eme</sup> structure est :

Afin d'améliorer la transmission et la sensibilité du capteur, nous avons ajouté une autre cavité de la forme " I " à la structure précédente. On a gardé la distance  $d$  obtenue précédemment et la nouvelle structure est devenue symétrique par rapport au guide d'onde .

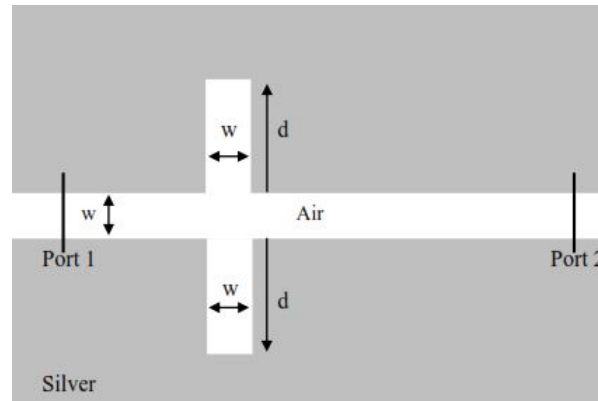


FIGURE IV.3 – la structure de MIM en forme de deux I on parallèle avec guide .

Les Résultats de cette simulation sont présentés sur dans la figure suivant :

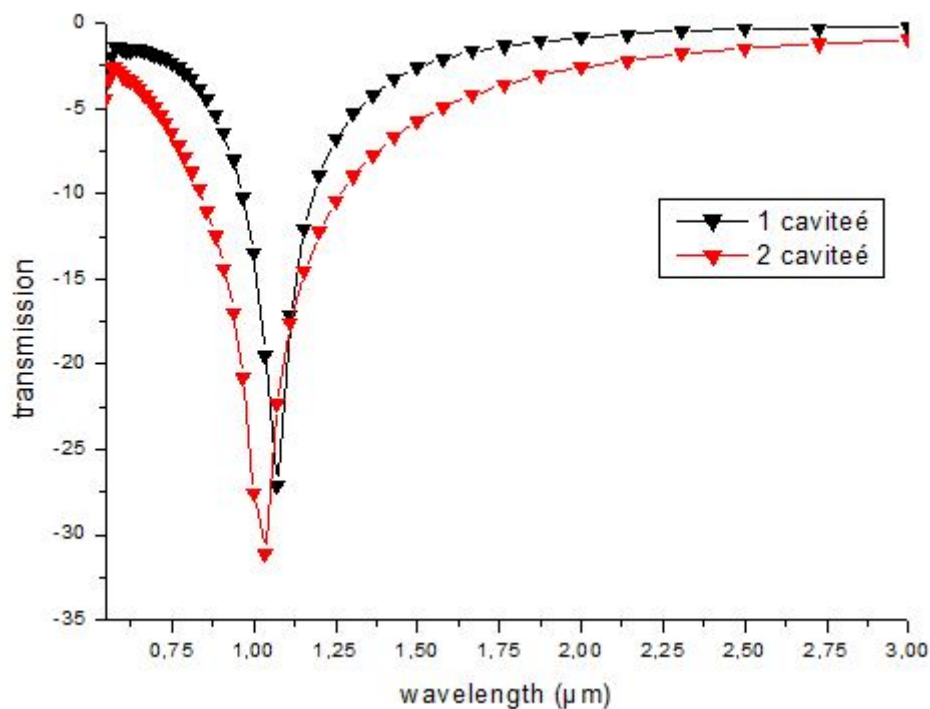


FIGURE IV.4 – la courbe de la figure IV.3 .

la figure IV.4 montre deux courbes :

- La courbe en noire correspond à la structure à une seule cavité.
- La courbe rouge correspond à la structure munis de deux cavités.

Ces courbes montrent que la transmission se trouve amélioré quand le deuxième cavité est ajouté au guide d'onde.

Nous constatons également un changement de la valeur de la longueur d'onde de résonance pour la deuxième structure. Cette dernière nous a permis d'avoir de meilleur transmission et sensibilité.

#### IV.2.c 3<sup>eme</sup> structure est :

Dans la figure IV.5, nous avons déplacé la deuxième cavité de  $x$  distance contrairement à la première cavité que nous avons gardé fixe.

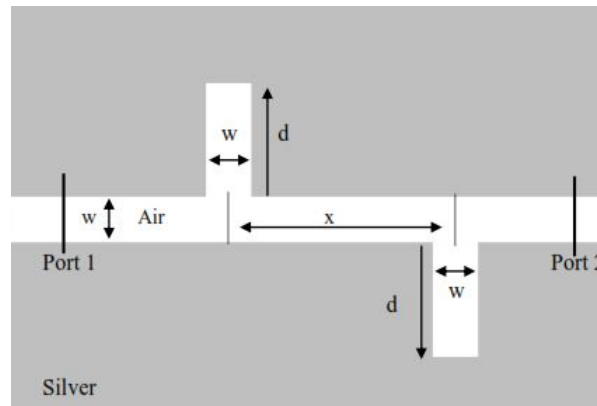


FIGURE IV.5 – la structure de MIM en forme de I on parallèle avec guide et la distance "x" entre deux "i".

Les résultats sont illustrés dans les courbes de la figure suivant :

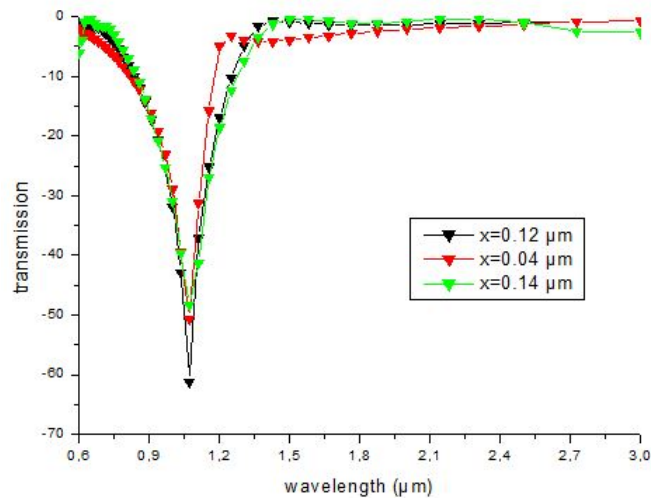


FIGURE IV.6 – la courbe de la figure IV.5 .

Ces résultats montrent que la meilleure valeur de la transmission est obtenue pour une distance  $x$  de  $0.12 \mu m$ .

**IV.2.e courbes des différent indice dans cette structure :**

En utilisant les valeurs optimisées de d et x obtenues précédemment, nous avons dans cette partie changés les valeurs de l'indice de réfraction n de 1 à 1.6 par pas de 0.1. La figure 4.7 donne les résultats obtenus. La transmission obtenues est de -60 et la longueur d'onde de résonance changent de 0.1  $\mu m$  pour chaque valeurs de n.

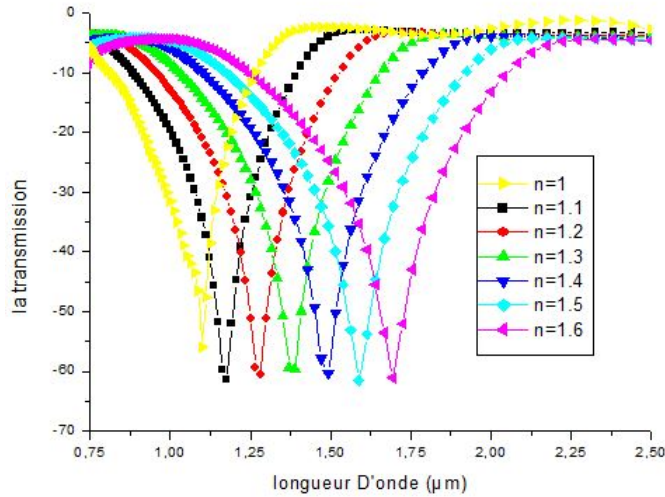


FIGURE IV.7 – les courbes des différent indice dans cette structure .

**IV.3 sensibilité de la 1<sup>er</sup> structure**

L'indice N pour structure 01	longueur d'onde ( $\mu m$ )	Sensibilité $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta N}$
1	1.09	$S_1 = 900$ $S_2 = 1000$ $S_3 = 1000$ $S_4 = 1100$ $S_5 = 900$ $S_6 = 1100$
1.1	1.18	
1.2	1.28	
1.3	1.38	
1.4	1.49	
1.5	1.58	
1.6	1.69	

TABLE IV.2 – Les sensibilité obtenues grâce à cette structure.

Grace à cette structure on a pu avoir une sensibilité maximale de l'ordre de 1000 nm/RIU

## IV.4 Structure de forme T (deuxième structure)

Dans les simulations de cette partie, les tailles de grille dans les directions x et z sont prise de 5 nm x 5 nm. Le mode fondamental TM du guide d'onde plasmonique est lancé au début de la structure.

### IV.4.a 1<sup>er</sup> structure de forme T :

la structure suivantes donne la structure de forme T pour une seule cavité. Les dimensions de cette structure sont les suivantes  $w = 50\text{nm}$  ,  $L = 150\text{ nm}$  et "d" est changé vers la gauche et vers la droite (fig.IV.8)

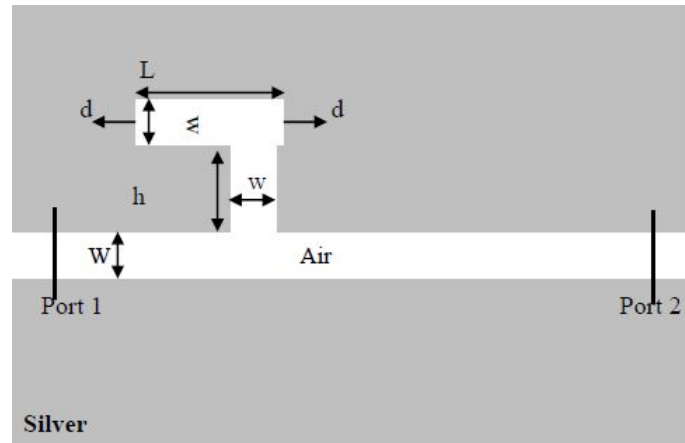


FIGURE IV.8 – la structure de forme T pour un cavité.

Lorsque le rectangle est décalé de distance "d", la transmission et la longueur d'onde changent en conséquence pour chaque décalage "d". On cherche dans cette partie la valeur de d assurant une meilleure transmission sans prendre en considération le changement de la longueur d'onde de résonance. Les résultats sont présentés en figure IV.9.

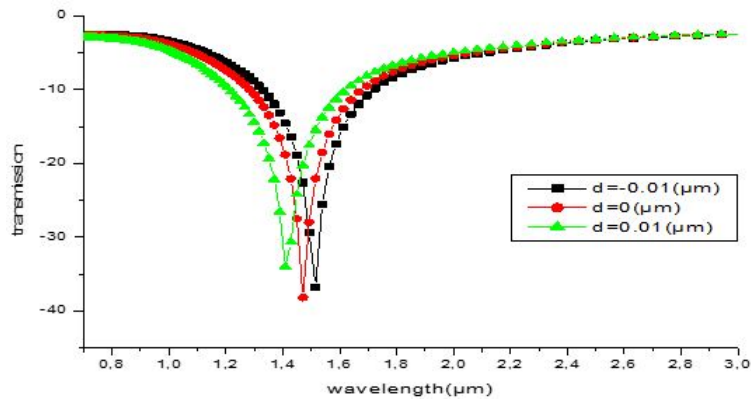


FIGURE IV.9 – la courbe de la figure IV.8 pour décalé "d" .

De cette figure on constate que la meilleur transmission est obtenues pour un décalage d de nul ( $d=0\mu\text{m}$ ).

#### IV.4.b 2<sup>eme</sup> structure de forme deux T on parallèle :

Dans la structure de la figure IV.10, nous avons ajouté une autre cavité, semblable à la première, mais dans la direction opposée, et avons étudié la structure en fonction de la distance entre ces deux cavités.

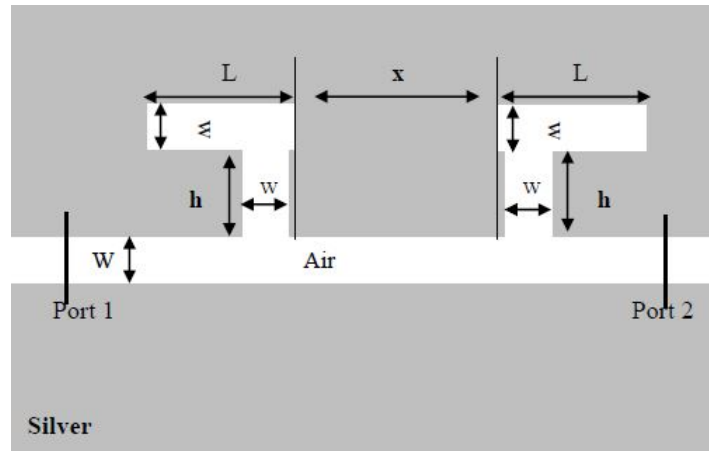


FIGURE IV.10 – la structure de deux cavité on parallèle .

Lorsque la distance entre les deux cavités change, la transmission passe par un max pour une valeur  $x$  de  $0.3\mu\text{m}$  puis commence à diminuer.

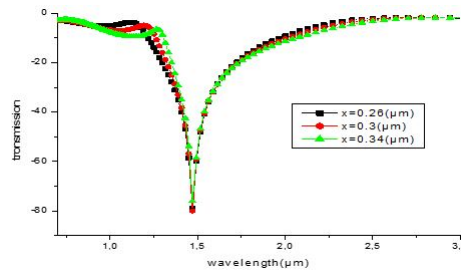


FIGURE IV.11 – la courbe de la structure de deux cavité on parallèle pour décalé la distance "x".

#### IV.4.c 3<sup>eme</sup> structure de forme quatre T :

A la structure précédente montré en figure IV.11, n avons ajoutés deux cavités identiques aux deux cavités précédentes mais de l'autre cote du guide d'onde, on obtient ainsi la structure de la figure IV.12.

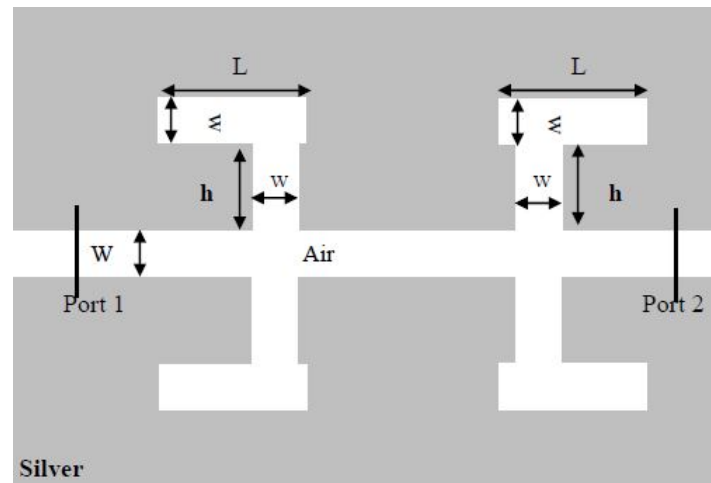


FIGURE IV.12 – la structure de forme quatre T.

Les résultats de simulation correspondants à cette nouvelle structure sont montrés en figure IV.13.

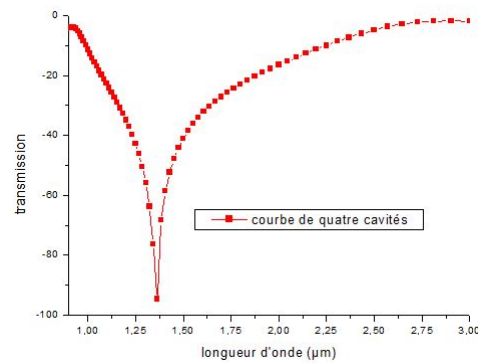


FIGURE IV.13 – la courbe de la structure de quatre cavités .

#### IV.4.d courbes des différent indice dans cette structure :

La figure IV.14 présente les spectres de réponses de la structure à quatre T en fonction de l'indice de réfraction. Cette figure montre que la valeur de transmission reste dans les -90 db , ce qui est très bon. En plus de ca on remarque que aussi une augmentation de la longueur d'onde de  $0.07 \mu m$  chaque fois que nous modifions l'indice de réfraction (RI) de 0.05.

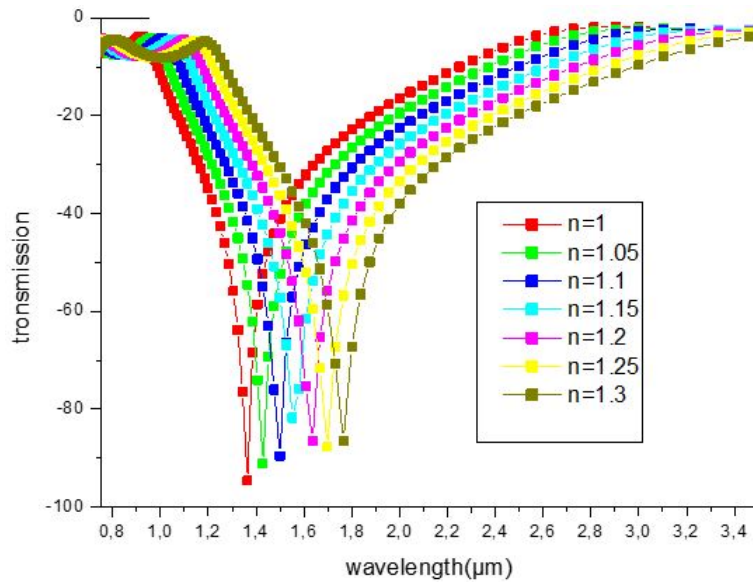


FIGURE IV.14 – les courbes des différent indice "n".

#### IV.4.e sensibilité de la 2<sup>eme</sup> structure

tableau de sensibilité est :

Le tableau (IV.2) suivant donne les sensibilités du capteur obtenues. La sensibilité maximale obtenue grâce à cette structure est de 1400 nm/RIU. Cette valeur se trouve largement amélioré par rapport à la celle fournie par la première structure et qui été de 1000nm/RIU. Grace à ces résultats on peut dire que la deuxième structure est bien meilleure que la premier en termes de transmission et de sensibilités et qu'elle peut être adoptée dans le domaine de la bio-détection.

L'indice N pour structure 01	longueur d'onde (μm)	Sensibilité $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta N}$
1	1.35	$S_1 = 1200$
1.05	1.41	$S_2 = 1400$
1.10	1.48	$S_3 = 1400$
1.15	1.55	$S_4 = 1400$
1.20	1.62	$S_5 = 1400$
1.25	1.69	$S_6 = 1400$
1.30	1.76	

TABLE IV.3 – La sensibilité dans cette structure du capture de forme T.

## IV.5 conclusion

En conclusion, un nouveau capteur SPP basé sur un guide d'onde MIM en forme de T et I est présenté. La simulation de ce capteur montre que sa sensibilité peut atteindre un ordre de grandeur de 1000 nm/URI, en supposant une résolution en longueur d'onde de 0,01 nm. Le capteur pourrait être appliqué à la détection biologique à haute résolutions en raison de sa haute résolution.

Dans les applications de détection, les calculs montrent que la sensibilité de la structure proposée est d'environ 1000 et 1400 nm/RIU. Cette structure plasmonique compacte a' très haut niveau de mérite pourrait trouver des applications importantes dans les nano-capteurs sur puce.

*Conclusion Général*

## CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de ce travail est l'étude et la conception d'un capteur à plasmonique bidimensionnels pour des applications biomédicales, à l'aide du logiciel Rsoft CAD. Du point de vue technologique on sait que la conception d'un capteur SPR en configuration fibre optique est bien maîtrisée, mais ses faibles performances (en particulier limite de détection et sensibilité) restent les obstacles principaux pour leurs utilisation à grande échelle en industrie, et ceci malgré leurs importances dans les applications quotidiennes. Pour rompre avec cette situation, il est indispensable de mener des travaux de recherches conjointement avec l'expérimentation afin de déterminer les paramètres clés pouvant permettre d'améliorer significativement les performances de ce type de capteur en particulier la sensibilité et que la limite de détection. De nos jours, les nouvelles technologies sont un support indispensable pour l'évolution de la science, et l'amélioration de ce type de capteur ne peut avoir qu'un impact favorable sur son exploitation dans des domaines d'applications exigeant des dispositifs miniature et des mesures quantitatives en temps réel, en particulier pour la détection des molécules chimiques et/ou biochimiques.

Dans ce mémoire, nous avons tout d'abord présentés les notions théoriques de bases sur les plasmons de surface et en particuliers, leurs principaux domaines d'applications. Nous avons montré à la suite l'importance de concevoir des capteurs à fibre optique utilisant le phénomène de résonance des plasmons de surface pour la détection des molécules chimiques et biochimiques en temps réel.

L'application des biocapteurs RI (à indice de réfraction) impose les mesures de paramètres tels que : la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le SPR dispose d'un large éventail de détection, ce qui le rend applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères. Le troisième chapitre est consacré aux simulations de différentes topologies de capteurs plasmonique, en utilisant modules Fullwave du simulateur RSoft. L'étude de ce capteur et les simulations obtenus par FDTD-2D montrent clairement le maximum de transmission qui atteignent -80 à -90 db, une longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu m$ .

Les améliorations que nous avons faits à la structure que nous avons proposés ont été proposés en plusieurs étapes. La première étape s'est concentrée sur l'amélioration de la cavité du capteur, nous avons d'abord suggéré deux structures la première en forme 'T' et la seconde en forme 'T'. Dans la première structure nous avons changé la longueur de la dent en prenant les valeurs 150 nm, 200 nm et 250 nm et on a obtenu grâce à ce processus une transmission de 27. Puis et afin d'améliorer la transmission et la sensibilité du capteur, nous avons ajouté une autre cavité de la forme 'I' de même dimensions que la première et symétrique par rapport au guide d'onde. La transmission a alors grimpé à plus de 30. Une autre étape pour l'amélioration de la structure est de fixer une cavité et de déplacer l'autre cavité d'une distance  $x$ , nous avons donc obtenu de meilleurs résultats pour la transmission; cette dernière étant estimée à plus de 60 et la sensibilité de l'ordre

---

de 1000 nm/RIU.

Maintenant pour améliorer la sensibilité et le facteur de qualité de notre capteur biomédical, nous proposons une autre structure de forme T. Grâce à cette nouvelles structures on a obtenus des résultats excellents en termes la transmission et en sensibilité. Cette structure ainsi optimisée donne une meilleure sensibilité et une transmission entre -80 a' -90 pour un changement d'indice  $\delta n$  de 0.05. La sensibilité de ce biocapteur RI a atteint la valeur de 1400 nm/RIU.

En résumé, un nouveau capteur SPP basé sur un guide d'onde MIM en forme de T et I est rapporté. Les simulations que nous avons achevées sur les différentes structures de ce capteur, montre que sa sensibilité peut atteindre un ordre de 1000 nm/RIU, en supposant une résolution en longueur d'onde de 0,01 nm. Ce capteur pourrait être appliqué à la détection biologique à haute résolutions en raison de sa haute sensibilité et limite de détection.



***Bibliographie***

---

# Bibliographie

---

- [1] résonance plasmon de surface :définition de résonance plasmon de surface et synonyme de resonance.
- [2] A. Hessel and A.A. Oliner. A new theory of wood's anomalies on optical gratings. *Applied Optics*, 10 (1965).
- [3] Henkel, C., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Grffet. Spatial coherence of thermal near fields. (2000).
- [4] Shchegrov, A.V., K. Joulain, R. Carminati, et J.-J. Greffet. Near-Field Spectral Effects due to Electromagnetic Surface Excitations. (2000).
- [5] Cyrille Billaudeau, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Nathalie Bardou et Jean-LucPelouard, Contrôle de l'émission et de l'absorption de lumière dans les guides plasmoniques nanostructures.
- [6] Kanso. Malek, 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 microfluidique (2008).
- [7] . J. Homola, *Surface Plasmon Resonance Based Sensors* (Springer, 2006).
- [8] A. Baños, *Dipole radiation in the presence of a conducting half-space*. Oxford ; New York : Pergamon Press, 1966
- [9] . E. Kretschmann and H. Raether, "Radiative decay of a non radiative surface plasmons excited by light (surface plasma waves excitation by light and decay into photons applied to non radiative mode)," *ZEITSCHRIFT FUER NATURFORSCHUNG* (1968).
- [10] . Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer, 1988).
- [11] . A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 216, 398–410 (1968).
- [12] . N. Lyndin, *MC GRATING* (2013).
- [13] . S. A. Maier, *Plasmonics : Fundamentals and Applications* (n.d.).
- [14] . J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors : review," *Sensors and Actuators B : Chemical* 54, 3–15 (1999).
- [15] S. Lal, S. Link et N. J. Halas. Nano-optics from sensing to waveguiding. *Nature Photonics* 1, 641 – 648 (2007)
- [16] R. M. Dickson et L.A. Lyon. Unidirectional plasmon propagation in metallic nanowires. *Journal of Physical Chemistry B* 104, 6095–6098 (2000).

- [17] H. Ditlbacher, A. Hohenau, D. Wagner, U. Kreibig, M. Rogers, F. Hofer, F. R. Aussenegg et J. R. Krenn. Silver nanowires as surface plasmon resonators. *Physical Review Letters* 95, 257403 (2005).
- [18] A. W. Sanders, D. A. Routenberg, B. J. Wiley, Y. Xia, E. R. Dufresne et M. A. Reed. Observation of plasmon propagation, redirection, and fan-out in silver nanowires. *Nano Letters* 6, 1822 – 1826 (2006).
- [19] J.-C. Weeber, M. U. González, A.-L. Baudrion et A. Dereux. Surface plasmon routing along right angle bent metal strips. *Applied Physics Letters* 87, 221101 (2005).
- [20] R. Zia, A. Chandran et M. L. Brongersma. Dielectric waveguide model for guided surface polaritons. *Optics Letters* 30, 1473 – 1475 (2005).
- [21] R. Fuchs et K. L. Kliewer. Optical modes of vibration in an ionic crystal slab. *Physical Review* 140, A2076 – A2088 (1965).
- [22] K. L. Kliewer. Nonlocal effects in photoemission studies with nonnormally incident light. *Physical Review Letters* 33, 900 – 903 (1974).
- [23] R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo et E. Lisicka-Shrzek. Experimental observation of plasmon-polariton waves supported by a thin metal film of finite width. *Optics Letters* 25, 844 (2000).
- [24] W.L. Barnes, A. Dereux et T.W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature* 424, 824–830 (2003).
- [25] B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, A. L. Stepanov, A. Drezet, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. R. Krenn. Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides. *Applied Physics Letters* 88, 94104 (2006).
- [26] B. Steinberger, A. Hohenau, H. Ditlbacher, F. R. Aussenegg, A. Leitner et J. Krenn. Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides : bends and directional couplers. *Applied Physics Letters* 91, 081111 (2007).
- [27] F. Lopez-Tejeira, S. G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, F. J. García-Vidal, E. Devaux, T. W. Ebbesen, J. R. Krenn, I. P. Radko, S. I. Bozhevolnyi, M. U. González, J. C. Weeber et A. Dereux. Efficient unidirectional nanoslit couplers for surface plasmons. *Nature Physics* 3, 324–328 (2007).
- [28] V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen et S. I. Bozhevolnyi. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators. *Nature* 440, 508–511 (2006).
- [29] F. I. Baida, A. Belkhir, D. Van Labeke et O. Lamrous. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes. *Physical Review B* 74, 205419 (2006).
- [30] F. I. Baida. Enhanced transmission through subwavelength metallic coaxial apertures by excitation of the tem mode. *Applied Physics B* 89, 145–149 (2007).
- [31] L. Thylén, S. He, L. Wosinski et D. Dai. The moore's law for photonic integrated circuits. *Journal of Zhejiang University SCIENCE A* 7, 1961 – 1967 (2006).
- [32] Daniel Courjon et Claudine Bainier, *Le Champ proche optique : Théorie et applications*, édité chez Springer (2001).
- [33] Y. Quéré, *Physique des Matériaux*, Ellipses, Paris (1988).
- [34] J. Seidel, *Propagation scattering and amplification of surface plasmons in thin silver films*, Thèse de doctorat de Technische Universität Dresden (2005)
- [35] R. Ritchie, Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films, *Physical Review* 106.874-881 (1957) .

- [36] R. Ferrell, Predicted Radiation of Plasma Oscillations in Metal Films, *Physical Review* 111.1214-1222 (1958)
- [37] C. Powell, J. Swan, Effect of Oxidation on the Characteristic Loss Spectra of Aluminium and Magnesium, *Physical Review* 118.640-643 (1960) .
- [38] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift für Physik* 216.398-410 (1968)
- [39] S. Lefrant, I. Baltog, M. Lamy de la Chapelle, M. Baibarac, G. Louarn, C. Journet, P. Bernier, Structural properties of some conducting polymers and carbon nanotubes investigated by SERS spectroscopy, *Synthetic Metals* 100.13-27 (1999) .
- [40] M. Baibarac, M. Cochet, M. Imageapkowski, L. Mihut, S. Lefrant, I. Baltog, SERS spectra of polyaniline thin films deposited on rough Ag, Au and Cu. Polymer film thickness and roughness parameter dependence of SERS spectra, *Synthetic Metals* 96.63-70 (1998) .
- [41] J. Mulet, Modélisation du rayonnement thermique par une approche électromagnétique. Rôle des ondes de surface dans le transfert d'énergie aux courtes échelles et dans les forces de Casimir, Thèse de doctorat de l'Université Paris XI Orsay (2003).
- [42] I. Kukushkin, J. Smet, V. Kovalskii, S. Gubarev, K. von Klitzing, W. Wegscheider Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons *Physical Review* B72.1-4 (2005) .
- [43] A. Wokaun, Surface-enhanced electromagnetic processes, *Solid State Physics* 38 .223-294(1984).
- [44] J. Agniel, Etude des Plasmons de Volume et Surface dans des couches minces, lisses et rugueuses d'argent, Thèse de doctorat de l'Université de Dijon (1978)
- [45] H. Ehrenreich, H. Philipp, Optical properties of Ag and Cu, *Physical Review* 128.1622- 1629 (1962).
- [46] J.Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz, Surface plasmon resonance sensors : Review, *Sensors and Actuators B*, 54. 3-15 (1999).
- [47] M. Watanabe, K. Kajikawa, An optical fiber biosensor based on anomalous reflection of gold, *Sensors and Actuators B* 89 . 126-130(2003).
- [48] O. Hugon, Conception et réalisation d'un transducteur à plasmon de surface en optique intégrée sur verre Application : Détecteur de molécules, Thèse de doctorat de l'Institut National polytechnique de Grenoble (1998).
- [49] D. Barchiesi, Pseudo modulation transfer function in reflection scanning near-field optical microscopy, *Optics Communications* 154 . 167-172(1998).
- [50] R. Fikri, T. Grosjes, D. Barchiesi, Apertureless scanning near-field optical microscopy : numerical modeling of the lock-in detection, *Optics Communications* 232.15-23 (2004) .
- [51] F. W.Scheller, U.Wollenberger, A.Warsinke et F.Lisdar, Research and development in biosensors, *Curr. Opin. Biotechnol.* 12.35-40 (2001) .
- [52] J. Grausem, B. Humbert, A. Burneau, J. Oswald, Subwavelength Raman spectroscopy, *Applied Physics Letters* 70.1671-1673 (1997) .
- [53] P. D'orazio, Biosensors in clinical chemistry, *Clin, Chim. Acta*, 334.41-69(2003).
- [54] K.R. Rogers, Principe of affinity-based biosensors, *Mol. Biotechnology* 14.109-129 (2004) .

- [55] S. Rodriguez-Mozaz, M.P Marco, M.J. Lopez De Alda et D. Bercalo, Biosensors for environmental monitoring of endocrine disruptors : a review article, *Anal. Bioanal. Chem.* 378.588-598(2004).
- [56] J. Homola, present and future of surface plasmon resonance biosensors, *Anal bioanal Chem* 377. 528-539 (2003).
- [57] Société Biacore, [www.biacore.com](http://www.biacore.com) (dernière visite du site 5/03/2008).
- [58] J. Spadavecchia, M.G. Manera, F. Quaranta, P. Siciliano, R. Rella : Surface Plasmon resonance imaging of DNA based biosensors for potential applications in food analysis, *Biosensor and bioelectronics* 21. 894-900 (2005).
- [59] J.-P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of computational physics* 114 (2).185200. 2.5.2 (1994) .
- [60] B. Abderrahmane, Extension de la modélisation par fdtd en nano-optique, Ph.D. thesis, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques . 2.5.2(2008).
- [61] D. Hall, "Use of optical biosensors for the study of mechanically concerted surface adsorption processes," *Analytical Biochemistry* 288, pp. 109-125 (2001).
- [62] Melle Benaissa Fatima, « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques » Mémoire de Magister, Université ABOU-BAKR BELKAÏD, Tlemcen, 2013.
- [63] Xie, Y.Y.; Huang, Y.X.; Zhao, W.L.; Xu, W.H.; He, C. *IEEE Photon. J.*, 7, 4800612-1–4800612-12. 2015 1695.
- [64] Maier, S.A. *Plasmonics : Fundamentals and Applications*; Springer : New York, (2007).

## Résumé

Les polaritons de plasmons de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques se propageant le long d'une interface entre le métal et le diélectrique. les structures MIM ont été appliquées à de nombreux éléments optiques SPP, tels que filtres, commutateurs, modulateurs, atténuateurs optiques, réseaux, etc.

Nous proposons une structure métal-isolant-métal (MIM) composée d'un résonateur en forme de I et d'autres en forme de T et d'un guide d'onde de polariton plasmonique de surface (SPP). Le domaine temporel des différences finies (FDTD) est utilisé dans la simulation par un logiciel R-soft. Les résultats montrent que cette structure forme un capteur de plasmon. Le capteur à l'échelle nanométrique montre une sensibilité élevée et pourrait avoir des applications potentielles en génie biologique et biomédical.

**Mots-clés :** SPP , MIM , FDTD ,R-soft ,structure

## ملخص

الهدف من هذا العمل هو تطوير بنية مستشعر ثنائي الابعاد باستخدام نموذج رياضي موجود في بيئة R-soft و على هذا الاساس قمنا باقتراح تركيب هيكل عازل معدني (MIM) يتكون من فجوة على شكل حرف I و فجوة أخرى على شكل حرف T ودليل موجه مستقطبات بلازمون السطح (SPP). يتم استخدام المجال الزمني للاختلافات المحدودة (FDTD) في المحاكاة بواسطة برنامج R-soft. أظهرت النتائج أن هذا الهيكل يشكل مستشعر البلازمون. يُظهر مستشعر النانو حساسية عالية وقد يكون له تطبيقات في الهندسة البيولوجية والطبية الحيوية.

## Abstract

Surface Plasmon Polarizations (SPP) are electromagnetic waves propagating along an interface between the metal and the dielectric. MIM structures have been applied to many SPP optical elements, such as filters, switches, modulators, optical attenuators, networks, and so on.

We propose a metal-insulator-metal structure (MIM) consisting of an I-shaped resonator and other T-shaped resonators and a surface plasmon polariton (SPP) waveguide. The time domain of finite differences (FDTD) is used in the simulation by an R-soft software. The results show that this structure forms a plasmon sensor. The nanoscale sensor shows high sensitivity and may have potential applications in biological and biomedical engineering.

**Key work :** SPP , MIM , FDTD ,R-soft ,structure