

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

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE Technologie
DEPARTEMENT Electronique
N° :



FILIÈRE : Electronique
OPTION : Microélectronique

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par:

Ben makhloufi Nawal

Aissaoua Taieb

THÈME

**Optimisation d'une plateforme de capteur à base
de résonance plasmon de surface**

Soutenu devant le jury composé de :

Prof. HOCINI Abdsselam	Université M ^{ed} Boudiaf –M'sila	Président
Dr. ZOUACHE Tarek	Université M ^{ed} Boudiaf –M'sila	Rapporteur
Dr.	Université M ^{ed} Boudiaf –M'sila	Co-Rapporteur
Dr. HARHOUZ Ahlem.....	Université M ^{ed} Boudiaf –M'sila	Examineur

Année universitaire : 2021 /2022



Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés avec l'aide du notre encadreur : ZOUACHE Tarek qui a toujours été présent à mes côtés pour m'orienter. Il m'a permis d'approfondir au maximum mes travaux afin de pouvoir être fier aujourd'hui du travail réalisé, je le remercie lui et tous les enseignants qui ont su m'apporter leurs conseils, leur aide et leur soutien durant cette année.

Je souhaite remercié également les étudiants du département d'électronique et les personnes pour leurs soutiens ou leur conseils ce qui m'as permis de plus en plus de pousser un peu plus mon raisonnement

Je me remercie enfin les membres de ma famille qui ont toujours été à mes côtés et m'ont encouragé tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Merci

The page is decorated with several large, detailed pink flowers with multiple petals, arranged in a circular pattern around the central text. The background is a light, neutral color.

Dédicaces

Je dédie ce mémoire à :

Ma très chère et douce mère,

Mon très cher père à qui m'adresse au ciel les vœux
les plus ardents pour la conservation de leur santé et
de leur vie.

Pour mes chers frères : Nasr Eddine, Youcef

Pour mes chères sœurs : Ahlam, Fadhila, Saida

Je tiens à remercier l'ensemble de tous les étudiants
et étudiantes de ma promotion,

En fin je dédie ce mémoire à mes collègues et tous ceux
qui me sont chers,

Nawal

Dédicaces

أهدي هذا العمل المتواضع إلى روح أبي الطاهرة رحمه الله و اسكنه فسيح
جنانه

الى من تربيته على يديها ومن علمتني القيم والمبادئ والأخلاق إلى امي
الغالية التي كانت ولا زالت سندي وإلى اخوتي واخواتي وبصفة خاصة اخي
وسندي محمد الذي كان دعما لي

كما أهدي عملي الى أستذي: زواش طارق الذي منحنا من وقته الثمين
بالرغم من مسؤولياته وزودنا بالمعرفة
ولا انسى زميلتي نوال التي شاركتني في انجاز هذه المذكرة و كل زملائي
فالقسم ميكرو-الالكترونيك والى كل اساتذة علوم التكنولوجيا

عيساوة الطيب

Sommaire

Introduction générale

CHAPTER I : Théorème de La résonance plasmonique de surface

1	Introduction	3
2	La résonance plasmonique de surface.	3
3	Propriétés optiques des métaux et des plasmons.	4
3.1	Modèle de Drude pour les métaux.	4
4	Plasmons.	6
4.1.	Plasmons de volume.	6
4.2.	Plasmons de surface	7
4.2.1.	Les plasmons de surfaces délocalisés	7
4.2.2.	Plasmons de surface localisés	7
5	Conditions d'existence des plasmons de surface	8
6	Propriétés fondamentales	11
7	Relation de dispersion des plasmons de surface	12
8	Couplage photons-plasmons de surface.	16
8.1.	Relation d'accord de phase.	16
8.2.	Couplage par réseau de diffraction.	17
8.3.	Double interfaces. couplage par prisme et microscopie à fuites radiatives.	18
9	Modes de plasmons de surface et application des plasmons de surface.	19
9.1.	Guide d'onde plasmonique.	19
9.2.	Détecteurs biologiques et plasmons de surface.	19
10.	Conclusion.	21

CHAPITRE II : Application de la SPR dans la détection

1.	Introduction.	26
2.	Capteurs à résonance des plasmons de surface- principe de fonctionnement et avantages.	26
3.	3. Applications du principe SPR.	26
4.	Application des capteurs RI à plasmons de surface.	27
4.1	Les capteurs SPR conventionnels.	27
4.2	Capteurs SPR à fibre optique.	28
4.3	Imagerie optique haute résolution (SNOM champ proche optique).	29
4.4	Photo détection ultrarapide	30
4.5	Cellules photovoltaïques.	31
4.6	La diffusion Raman exalté de surface (SERS . Surface enhanced Raman scattering).	32
4.7.	SPR pour la détection et mesures en biophysique - biocapteurs .	32
5.	Les Capteurs RI.	35
6.	Etats de l'art des capteurs RI à base de SPR.	35
7.	Conclusion.	38

CHAPITRE III : Structure proposé- synthèse et analyse

1.	Introduction.	46
2.	Propriétés essentiels du capteur.	46
2.1.	Sensibilité du capteur.	46
2.2.	Longueur d'onde.	46
2.3.	Facteur de qualité.	47
2.4.	La linéarité.	47
2.5.	Le capteur proposé- synthèse et analyse.	48
3.	Introduction au logiciel Rsoft CAD.	48

3.1.	Préface.	48
3.2.	Modules de simulation associés.	48
3.2.1.	Le module de simulation FullWAVE.	48
4.	Les étapes de simulation	49
4.1.	Créer un nouveau circuit	49
4.2.	Générer la structure.	49
4.3.	Détermination des variables.	50
4.4.	Régler les paramètres globales.	51
4.5.	Réglage Lancer «EditLaunchField» .	52
4.6.	Vérification de la structure.	53
5.7.	Réglages des paramètres de simulation.	54
6.	Définition de la structure finale du capteur.	55
6.1	Optimisation de T1.	56
6.2	Optimisation de T2.	57
6.3	Optimisation de T3.	58
7.	Structure finales du capteur.	59
8.	Réponse du capteur.	59
8.1	Etude du premier mode résonant.	60
8.1.1	Sensibilité du premier mode résonant.	61
8.1.2	Tracé de la sensibilité correspondance à ce mode.	62
8.2	Etude du second mode résonant.	62
8.2.1	Sensibilité du deuxième mode résonant	63
9	Calcul des facteurs de Qualités de chaque mode	65
10	Conclusion	67

liste des figures

Figure I.1: Graphique représentant le nombre de publications en SPR

Figure I.2: Constantes diélectriques du verre (BK7) (a) et de l'or, sa partie réelle (b), et sa partie imaginaire (c), en fonction de la longueur d'onde.

Figure I. 3: Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

Figure I. 4: Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée, elle correspond à l'équation (1.5)

Figure I. 5: Illustration d'une interface métal diélectrique

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

Figure I. 7: – (a) Illustration du désaccord de phase existant entre les modes propagatifs de l'air et les plasmons de surface. (b) Représentation du désaccord de phase sur la relation de dispersion des plasmons de surface.

Figure I. 8: – (a) Illustration du principe de couplage photon-plasmon par réseau de diffraction. (b) Images MEB de réseaux plasmoniques tirées de pour lancer (à gauche) et découpler les plasmons de surface (à droite). L'encart central est un zoom sur les réseaux. (c) Images optiques du champ proche montrant le découplage des plasmons en ondes propagatives (image supérieure) et la génération d'un faisceau plasmonique (image inférieure).

Figure I. 9: – (a) Illustration de la méthode Kretschman et Otto pour l'excitation des plasmons de surface. (b) Illustration du principe de la microscopie à fuites radiatives pour l'observation des plasmons de surface : θ_{\max} angle correspondant à l'ouverture numérique maximale de l'objectif de microscope, θ_c angle critique de réflexion totale interne, θ_{sp} angle de fuite des plasmons de surface

Figure I. 10: Principe du capteur SPR.

Figure I. 11: Capteur à fibre optique dont la zone sensible est situé à l'extrémité de la fibre. Depuis ces premiers travaux, plusieurs autres études ont été présentées sur des configurations très similaires. Citons par exemple le développement de capteurs SPR à fibre optique utilisant des pointes coniques gravées chimiquement en extrémité (**Figure I. 12**). La fabrication de ce type de CFO est basée sur la technologie des sondes de microscopes optiques en champ proche

Figure I. 12: Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique.

Figure I. 13: Capteur SPR à fibre optique dit en transmission.

Figure I. 14: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM).

Figure I. 15: Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

Figure I. 16: principe de fonctionnement d'un biocapteur.

Figure I. 17: Principe de fonctionnement d'un équipement SPR conventionnel.

Figure I. 18: Conceptions de résonateurs plasmoniques MIM publiées récemment. a) Résonateur en anneau couplé aux bords. b) Résonateur à anneau carré couplé aux bords. c) Résonateur annulaire à

couplage latéral. d) Circulaire fendu à couplage latéral résonateur en anneau. e) Deux résonateurs annulaires circulaires couplés au MIM WG. f) Résonateur en anneau cranté. g) Résonateur semi-annulaire à couplage latéral. h) Résonateur annulaire couplé double face. i) Couplé latéralement résonateur à cavité hexagonale. j) Résonateur à nano cavité en forme d'engrenage.

Figure I. 19: Réponse spectrale d'un résonateur en anneau

Figure I. 20: Fenêtre principale du programme R-Soft CAD

Figure I. 21: *La fenêtre de démarrage (startup Window).*

Figure I. 22: *Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit*

Figure I. 23: l'éditeur du Tableau de symboles.

Figure I. 24: *Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure*

Figure I. 25: La boîte de dialogue propriétés du composant pour le composant

Figure I. 26: *la structure de forme 1*

Figure I. 27: Boîte de lancer «Editlanuchfield»

Figure I. 28: fenêtre de compute material Profil

Figure I. 29: Le profil des matériaux de la structure 1.

Figure I. 30: La fenêtre de paramètres de simulation

Figure I. 31: les dimensions T_1 , T_2 , T_3 optimisé.

Figure I. 32: Processus d'optimisation de T_1

Figure I. 33: Transmission correspondante à la valeur de T_2 optimale

Figure I. 34: Processus d'optimisation de T_2

Figure I. 35: Transmission correspondante à la valeur de T_2 optimale

Figure I. 36: Processus d'optimisation de T_3

Figure I. 37: Transmission correspondante à la valeur de T_3 optimale

Figure I. 38: *la structure finale du capteur .*

Figure I. 39: Réponse globale du capteur

Figure I. 40: Réponse du capteur pour le premier mode de propagation

Figure I. 41: Variation des longueurs d'onde de sorties en fonction de la variation d'indice de réfraction pour le premier mode de propagation

Figure I. 42: Sensibilité du capteur pour le premier mode de propagation

Figure I. 43: Réponse du capteur pour le second mode de propagation

Figure I. 44: Variation des longueurs d'onde de sorties en fonction de la variation d'indice de réfraction pour le second mode de propagation

Figure I. 45: Sensibilité du capteur pour le second mode de propagation

Figure I.46 : Principe de calcul du facteur de qualité

Figure I.47 : Les facteurs de qualités en fonction des longueurs d'ondes

Figure I.48 : les facteurs de qualités en fonction des longueurs d'onde

Liste des tableaux

Tableau. I.1 : résumé des polarisations transverses électrique et magnétique.

Tableau. I.2 : Principaux paramètres pour un plasmon se propageant à une interface métal eau

Tableau. I.3: Caractéristiques spectrales des résonateurs basés sur MIM pour les applications de détection RI rapportées de 2014 à 2019.

Tableau. I.4: Calcul des sensibilités du capteur pour le premier mode de propagation.

Tableau. I.5: Calcul des sensibilités du capteur pour le deuxième mode de propagation.

Tableau 1.6 : Facteur de qualité du premier mode de propagation

Tableau 1.7 : Facteur de qualité du deuxième mode de propagation

liste des acronymes

- MIM** métal - isolant – métal
- SPR** la résonance des plasmons de surface
- TE** transverse électrique
- TM** transverse magnétique
- CFO** Capteur `a Fibre Optique
- RIU** l'unité de l'Indice de Réfraction, ou Réfractive Index Unit en anglais
- RU** unité de résonance
- FDTD** la méthode du domaine de temps de différence finie
- RI** l'indice de réfractionx
- EELS** Electron energy loss spectroscopy
- PS** Les plasmons de surface
- PPS** plasmon polariton de surface
- RFO** reflection-based fiber-optic
- LRM** la microscopie à fuites radiatives
- SERS** diffusion Raman exaltée de surface
- BI** Bande Interdite

Introduction générale

Les plasmons de surface sont une oscillation collective des électrons libres à la surface d'un métal due à un couplage avec des photons incidents. La première observation remonte au tout début du 20^e siècle, par le physicien et inventeur américain R.W. Wood, alors qu'il étudiait la lumière diffractée par un réseau métallique. R.W. Wood observa de très fines bandes d'absorption dans le spectre de diffraction qui ne seront expliquées qu'en 1941 par U. Fano, qui démontra que ces bandes d'absorption étaient associées à des ondes de surfaces, appelées plasmons de surface. C'est un phénomène similaire qui explique la couleur des vitraux des cathédrales, dont les verres contiennent des nanoparticules métalliques présentant des bandes d'absorption plasmonique dans le visible. Plusieurs conditions sont à respecter pour que ce couplage puisse avoir lieu [1]. D'une part, la partie réelle de la permittivité du métal à la longueur d'onde d'excitation doit être négative. C'est le cas pour l'or, l'argent ou l'aluminium dans le visible et le proche infrarouge. D'autre part, il doit y avoir égalité du vecteur d'onde de la lumière incidente et celui du plasmon de surface. Les plasmons de surface ne sont en fait qu'un cas particulier des classiques ondes guidées en réflexion totale, mais dans le cas d'une interface entre un diélectrique et une couche métallique. La finesse de la résonance et le caractère évanescent des plasmons de surface sont les deux propriétés clés pour l'utilisation de la SPR dans le domaine des capteurs, avec la mise sur le marché des premiers appareils commerciaux au début des années 80.

Les premières études de détection réalisées par résonance plasmons de surface datent des années 1980 avec en particulier les travaux de C. Nylander et B. Liedberg [2]. Ces derniers ont exploité pour la première fois la configuration de Kretschmann-Raether [3] pour la détection de gaz et de biomolécules. Depuis, les capteurs SPR n'ont cessé de connaître un développement croissant grâce à leurs nombreux avantages. Citons par exemple, la capacité de mesure en temps réel des interactions moléculaires spécifiques avec une grande précision, la rapidité importante de la mesure et tout cela sans l'utilisation de marqueurs. Dès les premières études et les premières utilisations, les systèmes SPR ont été réalisés, avec des « coupleurs » massifs, notamment utilisant des systèmes à base de prisme, systèmes proposés dès les années '70 par A. Otto [4] et E. Kretschmann [5].

De nombreux articles sur les capteurs basés sur le phénomène de la résonance des plasmons de surface SPR ont été publiés depuis 1983 [6]. En effet, plusieurs configurations ont été proposées pour ces capteurs. Parmi ces configurations, la plus répandue est celle

proposée par Kretschmann et Raether, qui est basée sur l'utilisation d'un prisme massif [7]. Actuellement, les systèmes SPR basés sur cette configuration sont largement utilisés et commercialisés pour sa grande sensibilité et sa grande limite de détection malgré la complexité du montage et le coût élevé. Il faut bien noter que l'utilisation de cette configuration est restreinte aux systèmes non-miniatures. Avec l'évolution de l'industrie, il y a de plus en plus de demandes pour des dispositifs miniatures et automatiques surtout pour des systèmes d'analyses chimiques, biochimiques et biologiques,

Le vrai succès de la résonance des plasmons de surface (RPS) est due à la capacité à mesurer des variations d'indice de réfraction et d'épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception de capteurs capables de détecter les interactions entre surfaces et différents types d'entité physique chimique biologique.....etc.

D'autre part, les capteurs SPR sont basés sur le décalage du pic de résonance des SP en raison du changement de l'indice de réfraction du milieu environnant [8,9]. Les molécules adsorbées à la surface des nanostructures métalliques ont un indice de réfraction différent du milieu environnant. Bien que la différence soit minime, il est toujours possible de contrôler cette variation d'indice par le décalage des positions des pics SPR. La quantité de décalage de crête par changement d'unité d'indice de réfraction (RIU) est généralement définie comme la sensibilité pour caractériser les performances d'un capteur SPR [10]. Des efforts importants ont été faits pour améliorer les performances des capteurs à résonance localisée de plasmon de surface (LSPR) et des capteurs basés sur les polaritons de plasmon de surface (SPP) [10, 11, 12 13].

Le travail présenté dans ce manuscrit entre dans ce cadre.

En effet, en premier chapitre Dans le premier chapitre, nous passerons en revue les notions de résonances de plasmons de surface et les définitions de bases relatives à ce phénomène physique.

Le deuxième chapitre sera en totalité consacré à l'état de l'art des applications de la SPR dans la détection de variations d'indice de réfraction. Dans ce contexte, on donnera dans ce chapitre des exemples de réalisation de capteurs RI tirés de la vaste littérature du domaine.

Dans le troisième chapitre nous allons proposer une structure MIM, formée d'un guide d'onde réalisée dans une plaque en argent et d'une microcavité couplée à ce guide d'onde par un bridge. Cette structure sera simulée par le logiciel dédié RSoft pour extraire ses performances en tant que capteur RI pouvant servir de plateforme pour la réalisation de capteurs de différents types de mesurandes.

Reference:

- [1] J. Homola, Surface plasmon resonance based sensors, Springer Series in Chemical sensors and biosensors, vol. 4
- [2] E. Kretschmann, the determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons, *Zeitschrift für Physik* 241 (1971) 313-324.
- [3] K. Kurihara, K. Nakamura, K. Suzuki, Asymmetric SPR sensor response curve-fitting equation for the accurate determination of SPR resonance angle, *Sensors and Actuators B* 86 (2002) 49-57.
- [4] Y. Xu, B. Jones, J. Fothergill, C. Hanning, Analytical estimates of the characteristics of surface plasmon resonance fibre-optic sensors, *Journal of Modern Optics* 47 (2000) 1099-1110.
- [5] Y. Xu, A. Cottenden, B. Jones, An approximate theoretical model of surface plasmon resonance optical waveguide and fibre-optic sensor *Optical and Quantum Electronics* 37 (2005) 1129-1140.
- [6] N. Minc, J.L. Viovy, Microfluidique et applications biologiques : enjeux et tendances, *comptes rendus physique* 5 (2004) 565-575.
- [7] S. C. Huang, G. B. Lee, F. C. Chien, S. J. Chen, W. J. Chen and M. C. Yang, A microfluidic system with integrated molecular imprinting polymer films for surface plasmon resonance detection, *J. Micromech. Microeng.* 16 (2006) 1251–1257.
- [8] Anker, J.N.; Hall, W.P.; Lyandres, O.; Shah, N.C.; Zhao, J.; van Duyne, R.P. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nat. Mater.* **2008**, 7, 442–453.
- [9] u, K ll, M. Modeling the optical response of nanoparticle-based surface plasmon resonance sensors. *Sens. Actuator B-Chem.* **2002**, 87, 244–249.
- [10] Homola, J. Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species. *Chem. Rev.* **2008**, 108, 462–493.
- [11] Brolo, A.G. Plasmonics for future biosensors. *Nat. Photon.* **2012**, 6, 709–713.
- [12] Zheng, Z.; Wan, Y.H.; Zhao, X.; Zhu, J.S. Spectral interferometric measurement of wavelength-dependent phase response for surface plasmon resonance sensors. *Appl. Optics* **2009**, 48, 2491–2495.
- [13] Wan, Y.H.; Zheng, Z.; Lu, Z.T.; Liu, J.S.; Zhu, J.S. Self-referenced sensing based on a waveguide-coupled surface plasmon resonance structure for background-free detection. *Sens. Actuator B-Chem.* **2012**, 162, 35–42.

CHAPITRE 1 :
Théorème de la
résonance plasmonique
de surface (SPR)

1. INTRODUCTION:

Dans ce chapitre introductif est consacré à une approche théorique des plasmons de surface qui apparaissent à l'interface entre deux milieux, dont l'un est généralement un métal. Nous commencerons par une définition de la résonance plasmonique de surface et la compréhension des plasmons et des propriétés optiques des métaux, en considérant le métal comme un milieu homogène, isotrope, linéaire, de constante diélectrique ϵ , de perméabilité magnétique μ et de conductivité σ . On va distinguer deux sortes de plasmons : plasmons de volume et de surface. Comme nous le verrons Conditions d'existence des plasmons de surface . Nous discuterons aussi des propriétés fondamentales des plasmon de surface que doit posséder le métal pour être un bon candidat dans les applications développées au cours de cette thèse et quelles sont les longueurs qui donner les distances auxquelles les plasmons sont susceptibles d'interagir avec leur environnement et en particulier avec les émetteurs placés proches d'une surface métallique. Nous dériverons ensuite la Relation de dispersion des plasmons de surface. Nous aborderons l'étude aussi le couplage photons-plasmons de surface. Enfin, nous terminerons ce chapitre par un très bref tour d'horizon des applications des plasmons de surface et modes de plasmon de surface SPR.

2. La résonance plasmonique de surface:

La résonance de plasmiques de surface est un phénomène physique principalement utilisé comme méthode de mesure d'interaction d'un «ligand» sur un récepteur à la surface d'une couche métallique (or ou argent).

A l'origine, le phénomène de diffraction anormale de la lumière a été observé par Wood au début du 20ème siècle. Ce phénomène resta inexpliqué jusqu'aux travaux de Hessel et Onliner en 1965 qui ont identifié Les anomalies décrites par Wood comme étant entre autres des phénomènes de résonance. Quelques années plus tard, en 1968, Kretschmann et Raether montreront qu'il est possible d'observer ces phénomènes sur un prisme recouvert d'une fine couche de métal, il s'agit de la configuration dite de Kretschmann [[1] [3]]. Il faudra cependant attendre le début des années 1980 pour trouver un exemple dans la littérature d'une application de la SPR comme biosenseur [[2] [3]]. En 1990, avec l'arrivée de l'appareil commercial Biacore, l'utilisation de la SPR s'est considérablement développée. En effectuant une recherche sur le site Pub Med avec les mots « Surface plasmon résonance », on trouve 9530 références de 1983 à mi-2010 (**Figure 1.1**)

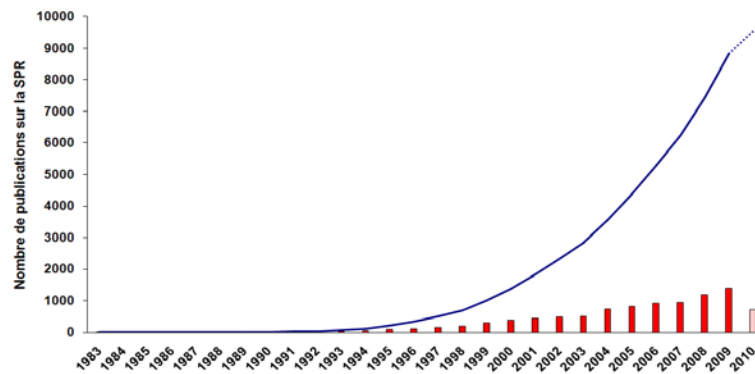


Figure 1.1: Graphique représentant le nombre de publications en SPR

La courbe en bleu représente le nombre de publications référencées cumulées depuis 1983 dans Pub Med. Les barres rouges indiquent leur nombre par année. La présentation de la SPR va s’articuler en trois grandes parties.

3. Propriétés optiques des métaux et des plasmons:

Pour l’étude des propriétés optiques du SPR, le métal sera considéré comme un milieu homogène, isotrope, linéaire avec constante diélectrique ϵ , perméabilité magnétique μ et conductivité σ .

3.1 Modèle de Drude pour les métaux:

L’interaction entre un métal et une onde lumineuse de fréquence ω s’explique par la réponse des électrons libres dans le métal au champ électromagnétique de l’onde. On introduit tout d’abord la fonction diélectrique, qui relie la constante diélectrique et la conductivité du métal :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon(\omega) + \frac{\sigma(\omega)}{i\omega} \quad (1-1)$$

A partir de cette fonction, on peut définir l’indice de réfraction complexe du milieu métallique par la relation :

$$n(\omega) = \sqrt{\tilde{\epsilon}(\omega)} \quad (1-2)$$

La partie réelle de l’indice de réfraction est liée à la propagation de l’onde lumineuse dans le milieu, tandis que la partie imaginaire est liée à l’absorption de la lumière. Ce sont les électrons libres du métal qui déterminent son comportement lorsqu’il est illuminé par une onde électromagnétique. Le modèle de Drude permet alors de rendre compte du comportement des

électrons sous l'action d'un champ électrique. On considère les électrons de conduction comme un gaz, évoluant dans un réseau ionique que sont les atomes du métal. Le mouvement des électrons est traité de façon classique, mais le modèle donne quand même une bonne compréhension du phénomène. On cherche alors le mouvement d'électrons libres, dans un champ électrique variable, avec un amortissement de coefficient Γ . On aboutit alors à l'expression de la fonction diélectrique relative effective du métal : où ϵ_∞ représente la constante diélectrique du métal pour des fréquences infinies, le terme d'amortissement Γ est inversement proportionnel au temps de relaxation des électrons, et ω_p est la pulsation plasma, que nous définissons dans la prochaine section. On voit que selon la fréquence, la partie réelle de la constante diélectrique peut être négative.

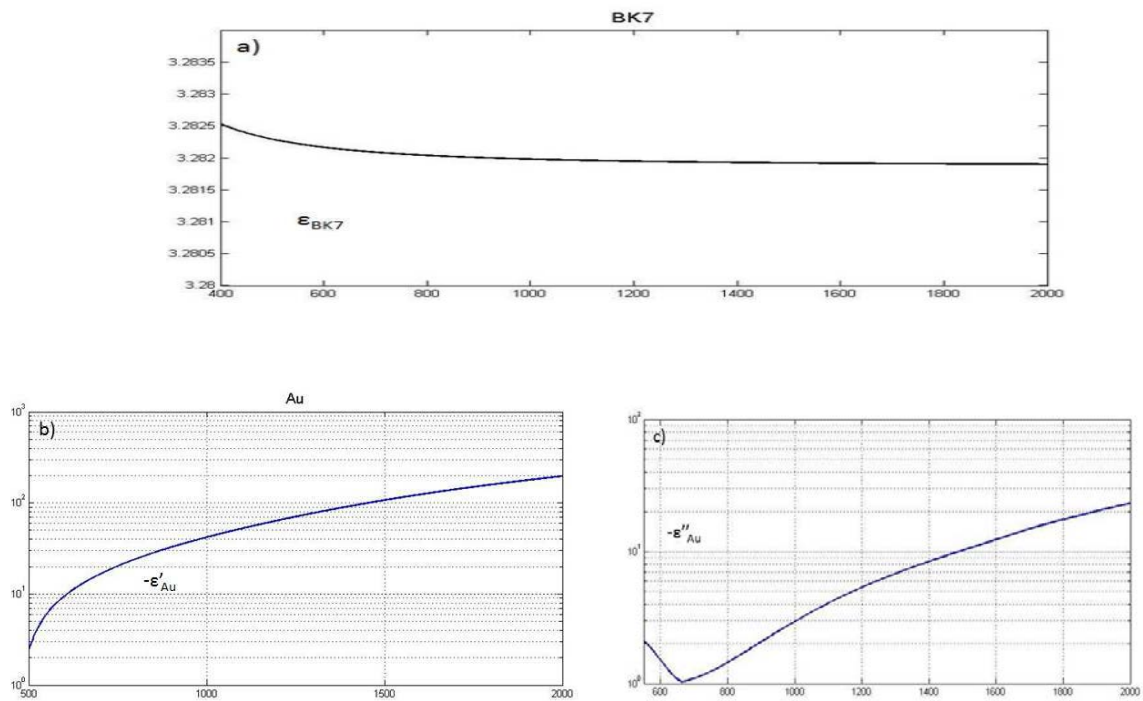


Figure 1.2: Constantes diélectriques du verre (BK7) (a) et de l'or, sa partie réelle (b), et sa partie imaginaire (c), en fonction de la longueur d'onde.

La Figure 1.2 montre les constantes diélectriques de l'or, et du verre BK7, en fonction de la longueur d'onde. On remarque notamment que la partie réelle de la constante diélectrique pour l'or peut aller dans des valeurs très négatives pour les longueurs d'onde optiques, et on verra que cette condition est nécessaire à l'excitation des plasmons de surface.

Il faut remarquer que ce modèle de Drude décrit assez bien le comportement optique des métaux, en particulier aux longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge qui nous

intéressent. Cependant, il ne prend pas en compte d'autres phénomènes comme les transitions inter-bandes dans le métal, qui ont un effet sur leur comportement dans l'Ultra-Violet. Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons les données de Johnson et Christie [4] pour caractériser les métaux étudiés.

4. Plasmons:

Il est possible de distinguer 2 sortes de plasmons :

4.1. Plasmons de volume :

Plasmons de volume le comportement des électrons de conduction dans un métal a depuis longtemps été étudié en prenant comme modèle idéal celui de P. Drude (1900) où le métal est supposé être constitué d'un gaz d'électrons libres ignorant le réseau dans une première approximation (concept du plasma). Suivant ce modèle, il apparaît que ce gaz d'électrons présentera des oscillations de densité de charge, à travers tout le métal. Le quantum d'énergie de cette oscillation ou « plasmon de volume » est donnée par hw_p avec :

$$w_p = \frac{N e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (1-3)$$

Où N est le nombre d'électrons libres par unité de volume, e la charge de l'électron, m sa masse et ϵ_0 la constante diélectrique du vide. Un rapide calcul pour une densité N de l'ordre de 10^{23} électrons libre/cm³ conduit à un quantum d'environ 12 ev. Les plasmons de volume ont alors été largement étudiés expérimentalement par spectroscopie de perte d'énergie des électrons (Electron energy loss spectroscopy - EELS).

En développant le modèle de Drude, on peut aussi mettre en évidence la dépendance en fréquence de la permittivité ϵ_m du métal. On parlera alors de fonction diélectrique plutôt que de constante diélectrique que l'on réservera aux diélectriques. En particulier on montre que cette fonction est complexe $\epsilon_m(w) = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ et qu'elle peut encore s'écrire comme :

$$\tilde{\epsilon}_m(w) = 1 - \frac{w_p^2}{w(w+iw_\tau)} \approx 1 - \frac{w_p^2}{w^2} \quad (1-4)$$

Rappelons que la partie réelle de la fonction diélectrique traduit le caractère inductif du milieu, et qu'elle peut être positive ou négative pour un métal, selon la pulsation. La partie imaginaire quant à elle traduit le caractère dissipatif du milieu (effet Joule) et qu'elle est toujours positive [5].

4.2. Plasmons de surface :

Les plasmons de surface, ou PS (ou SP en anglais), sont des excitations de surface dont le champ électromagnétique décroît de façon exponentielle dans les milieux de chaque côté de la surface et peut se propager le long de la surface lorsqu'il est couplé à la densité de charge de surface locale. Les plasmons de surface délocalisés et les plasmons de surface localisés sont les deux formes de plasmons de surface.

4.2.1. Les plasmons de surfaces délocalisés :

A l'interface des films métalliques lisses, des plasmons de surface délocalisés se forment. Parce qu'ils ne peuvent pas se coupler spontanément avec une onde électromagnétique, ils sont dits "non radiatifs". L'utilisation d'un "coupleur" sera donc nécessaire.

4.2.2. Plasmons de surface localisés :

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

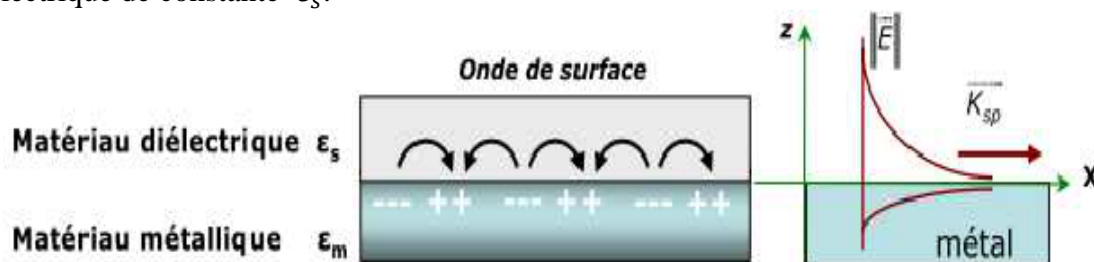


Figure I. 3: Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

Il existe des modes optiques longitudinaux dans ce plasma d'électrons libres qui sont des oscillations de la densité d'électrons et qui se propagent dans le métal avec un vecteur d'onde K_r dirigé dans le même sens que les oscillations (modes longitudinaux). Physiquement un plasmon

polariton de surface (PPS) correspond donc à une onde électromagnétique couplée aux oscillations collectives des électrons libres dans un conducteur, habituellement un métal, se propageant le long de l'interface métal-diélectrique, comme représenté sur la figure. **I.3:** Ce champ est maximum à l'interface et décroît exponentiellement dans les directions perpendiculaires. Comme tous les phénomènes résonants, le PPS champ proche est considérablement amplifié avec le champ lumineux incident [6].

5. Conditions d'existence des plasmons de surface :

Pour déterminer les composantes du champ électromagnétique associé au plasmon de surface, nous modélisons le métal comme un milieu diélectrique de constante diélectrique ϵ_m .

Dans le modèle de Drude, la constante diélectrique du métal est donnée par $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ou

ω_p est la pulsation des plasmons de volume (c'est une valeur caractéristique du métal). Cette constante est négative pour une pulsation ω inférieur à ω_p . Cependant, ce modèle ne rend pas compte de toute la complexité du métal, nous avons utilisé pour nos calculs une

constante diélectrique complexe de la forme $\epsilon_m = \epsilon'_m + \epsilon''_m$ où ϵ'_m est négatif

Considérons donc les plasmons de surface comme une onde électromagnétique se propageant à l'interface plane entre un milieu diélectrique et un métal. La pulsation ω de cette onde est liée au vecteur d'onde k par une relation de dispersion caractéristique. Nous allons chercher dans cette partie à trouver les conditions d'existence des plasmons de surface à partir des équations de Maxwell, et des conditions à la limite entre les deux milieux .

Nous considérons deux milieux semi-infinis, l'un constitué d'un milieu diélectrique et l'autre d'un métal. Dans un premier temps nous considérerons un métal parfait non absorbant $\epsilon''_m = 0$.

La figure. I.4 présente le schéma du système, le plan xoy est défini comme celui de l'interface et la direction z est perpendiculaire à celle-ci. Le plasmon se propage selon la direction x , cela signifie que le système est invariant selon y .

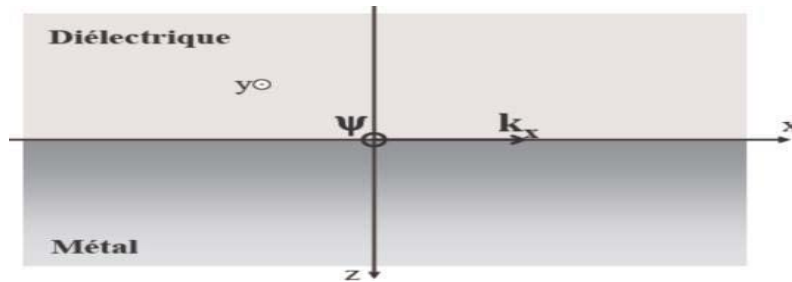


Figure I. 4: Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée, elle correspond à l'équation (1.5)

Dans ces conditions, si l'on considère une onde polarisée linéairement TE ou TM, nous définissons ψ_j comme étant la composante transversale du champ :

$$\psi_j = \begin{cases} \mathbf{E}_{jy} & \text{cas TE} \\ \mathbf{H}_{jy} & \text{cas TM} \end{cases} \quad (1.5)$$

Où $j = d; m$ pour signifier le milieu diélectrique ou le métal. Nous considérerons dans tout le calcul la dépendance des ψ_j avec le temps t en $e^{i\omega t}$, les relations de Maxwell aboutissent alors à l'équation de propagation:

$$\Delta\psi_j + \epsilon_j \frac{\omega^2}{c^2}\psi_j = 0 \quad (1.6)$$

Où ϵ_j est la constante diélectrique du milieu j . Nous savons que le champ ψ_j est évanescent dans la direction z dans les deux milieux, nous cherchons donc une solution qui traduise cette évanescence, sous la forme

- Dans le métal : $z < 0$ $\psi_m = A_m e^{\alpha_m z} e^{i(k_x x - \omega t)}$ (1.7)

- Dans le diélectrique : $z > 0$ $\psi_d = A_d e^{\alpha_d z} e^{i(k_x x - \omega t)}$

Où les α_j sont des constantes positives, pour prendre en compte l'évanescence, et k_x n'est pas un imaginaire pur pour traduire la propagation selon la direction x . Intéressons-nous maintenant aux conditions à la limite entre les deux milieux. Dans le cas de l'onde polarisée TE, ces conditions se traduisent par les relations:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_d}{\partial z}\Big|_{z=0} &= \frac{\partial E_m}{\partial z}\Big|_{z=0} \\ E_d|_{z=0} &= E_m|_{z=0}\end{aligned}\tag{1.8}$$

En remplaçant E_j dans ces relations par les valeurs des relations (1.7) nous obtenons les relations suivantes:

$$\begin{aligned}-\alpha_d A_d &= \alpha_m A_m \\ A_d &= A_m\end{aligned}\tag{1.9}$$

On obtient ainsi $\alpha_m = -\alpha_d$ d ce qui est impossible puisque les α_j sont positifs. Ceci démontre que les plasmons de surface ne peuvent exister en mode TE.

Dans le cas d'une onde polarisée en mode TM, les conditions à l'interface s'expriment comme:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\varepsilon_d} \frac{\partial H_d}{\partial z}\Big|_{z=0} &= \frac{1}{\varepsilon_m} \frac{\partial H_m}{\partial z}\Big|_{z=0} \\ H_d|_{z=0} &= H_m|_{z=0}\end{aligned}\tag{1.10}$$

De même, nous obtenons les relations entre les α_j et A_j :

$$\begin{aligned}-\frac{\alpha_d A_d}{\varepsilon_d} &= \frac{\alpha_m A_m}{\varepsilon_m} \\ A_d &= A_m\end{aligned}\tag{1.11}$$

Il vient donc:

$$\frac{\alpha_d}{\varepsilon_d} = -\frac{\alpha_m}{\varepsilon_m}\tag{1.12}$$

Et puisque α_m et α_d sont positifs, cette relation impose que $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$. Ces ondes électromagnétiques de surface, les plasmons, ne peuvent donc exister qu'à l'interface entre deux milieux de constants diélectriques opposés. Cette condition est vérifiée entre un diélectrique ($\varepsilon_d > 0$) et un métal ($\varepsilon_m < 0$).

Ils existent uniquement en polarisation TM et dans la suite des calculs nous ne prendrons plus en compte que le cas $\psi_j = H_j$.

En remplaçant les H_j obtenus (relation (1.7)) dans l'équation de propagation (1.6), nous obtenons:

$$-\alpha_j^2 k_x^2 = \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2}\tag{1.13}$$

En utilisant dans cette équation le résultat de la relation de continuité (1.12), il vient alors:

$$\mathbf{k}_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right)^{1/2} \quad (1.14)$$

C'est le vecteur d'onde propagatif du plasmon dans la direction x, sur la surface métallique. Nous considérons maintenant une partie dissipative du plasmon de surface en tenant compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal. Le vecteur d'onde \mathbf{K}_x du plasmon de

Surface est alors un nombre complexe, $\mathbf{K}_x = \mathbf{k}'_x + i\mathbf{k}''_x$ (où les \mathbf{k}'_x et \mathbf{k}''_x sont des nombres réels).

En considérant $|\varepsilon'_m| \gg \varepsilon''_m$, nous obtenons alors:

$$\mathbf{k}'_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

$$\mathbf{k}''_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_m}{2(\varepsilon'_m)^2} \quad (1.16)$$

Pour que \mathbf{k}'_x soit réel, il faut que:

$$\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} > 0$$

C'est-à-dire $\varepsilon_d < -\varepsilon'_m$ (avec $\varepsilon'_m < 0$)

Cette condition est plus restrictive que l'inéquation $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$ donnée précédemment, et est également vérifiée dans le cas d'une interface métal-diélectrique. Nous venons ainsi de donner les conditions d'existence du plasmon de surface. À partir des composantes calculées des champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface, nous allons donner des ordres de grandeur des distances associées à ces modes, ainsi que quelques propriétés physiques caractéristiques [7].

6. Propriétés fondamentales:

La partie réelle du vecteur d'onde \mathbf{K}'_{spp} traduit la propagation de l'onde à l'interface. La partie imaginaire traduit elle, la perte, l'énergie dissipée dans les milieux. La longueur de propagation d'un plasmon L_{spp} est définie telle que ce soit la distance au bout de laquelle l'intensité du champ se propageant est divisée par e :

$$L_{spp} = \frac{1}{2\mathbf{K}''_{spp}} \quad (1.17)$$

Le plasmon de surface est guidé à l'interface des deux milieux et évanescence dans les directions perpendiculaires. La profondeur de pénétration \hat{z}_j correspondant à la distance à laquelle les champs sont divisés par e.

$$\alpha_d = k_0 \left(\frac{\epsilon_d^2}{|\epsilon'_m + \epsilon_d|} \right)^{1/2} \quad \alpha_m = k_0 \left(\frac{\epsilon_m'^2}{|\epsilon'_m + \epsilon_d|} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

et les profondeurs de pénétration dans les deux milieux sont:

Dans le diélectrique : $\hat{z}_d = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\epsilon'_m + \epsilon_d|}{\epsilon_d^2} \right)^{1/2}$

Dans le métal: $\hat{z}_m = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\epsilon'_m + \epsilon_d|}{\epsilon_m'^2} \right)^{1/2}$

Pour une interface Ag/air à $\lambda = 600$ nm, ces profondeurs de pénétration sont de $\hat{z}_{Ag} = 39$ nm dans l'argent, et de $\hat{z}_{air} = 260$ nm dans l'air. Ces longueurs donnent les distances auxquelles les plasmons sont susceptibles d'interagir avec leur environnement et en particulier avec les émetteurs placés proches d'une surface métallique [8].

7. Relation de dispersion des plasmons de surface:

Jusqu'alors nous avons considéré que le « gaz » d'électrons était de dimensions infinies. Considérons maintenant que ce « gaz » d'électrons n'occupe qu'un demi-espace, l'autre partie étant occupée par un diélectrique et que les deux milieux semi-infinis ainsi définis sont linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques. Intéressons-nous, en particulier, à une interface plane (Figure I.5). Pour introduire les ondes de surface, nous allons résoudre le problème électromagnétique, ce qui va nous permettre de discuter les conditions d'existence des plasmons de surface.

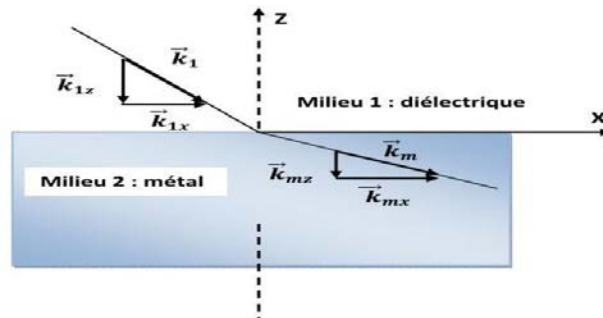


Figure I. 5: Illustration d'une interface métal diélectrique

Dans cette géométrie, nous cherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. Ceci définit un mode du système, appelé « onde de surface ». Les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux 1 et m (diélectrique et métal, respectivement) sont exprimés par (cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM encore notée p):

$$\begin{aligned} \text{Pour } Z < 0 \text{ (dans le métal)} \quad & \begin{cases} \vec{H}_m = (0, \vec{H}_{my}, 0) \exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \\ \vec{E}_m = (\vec{E}_{mx}, 0, \vec{E}_{mz}) \exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \end{cases} \\ \text{Pour } Z > 0 \text{ (dans le diélectrique)} \quad & \begin{cases} \vec{H}_1 = (0, \vec{H}_{1y}, 0) \exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)] \\ \vec{E}_1 = (\vec{E}_{1x}, 0, \vec{E}_{1z}) \exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)] \end{cases} \end{aligned}$$

A partir des équations de Maxwell appliquées dans le cas d'une interface parfaitement plane entre le solide et le vide, en particulier de l'équation de Maxwell Ampère ($\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\partial \vec{D} / \partial t$) et Maxwell-Faraday ($\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\partial \vec{E} / \partial t$) on obtient l'équation de propagation (équation I.15):

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.19)$$

Appliquées aux champs précédents, on obtient directement dans le vide et pour le métal:

$$(k_{1x})^2 + (k_{1z})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \varepsilon_1 \text{ et } (k_{mx})^2 + (k_{mz})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \varepsilon^2(\omega) \quad (1.20)$$

avec les conditions de continuité:

$$E_{mx} = E_{1x}; H_{mx} = H_{1x}; \varepsilon E_{mz} = \varepsilon_1 E_{1z} \text{ et } k_{mx} = k_{1x} = k_x \quad (1.21)$$

En tenant compte de l'équation de Maxwell-Ampère:

$$K_{z1} H_{y1} = \varepsilon_1 E_{x1} \text{ et } K_{zm} H_{ym} = -\tilde{\varepsilon}_m H_{xm} \frac{\varepsilon}{c} \quad (1.22)$$

En combinant ces deux égalités et les propriétés de continuité (équation I.20), il vient la relation suivante:

$$-\frac{k_{zm}}{\varepsilon_m} = \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \quad (1.23)$$

En associant les équations (1.20) et (1.23), on peut alors déterminer successivement K_{z1} , et enfin. On obtient alors la relation de dispersion suivante:

$$\vec{K}_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\epsilon_1 \tilde{\epsilon}_m}{\epsilon_1 + \tilde{\epsilon}_m} \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

Cette relation relie la pulsation w le vecteur d'onde parallèle \vec{K}_x définissant l'onde de surface. Cette relation est appelée la relation de dispersion du plasmon de surface.

Dans le cas du métal parfait, avec $\tilde{\epsilon}_m = \epsilon_{mr} + i\epsilon_{mi}$ nous avons montré que la partie réelle de la fonction diélectrique est négative dans le domaine visible ($\epsilon_{mr} < 0$) et que la partie imaginaire est voisine de zéro $\epsilon_{mi} \approx 0$.

La relation (1.20) montre alors que les modes surfaciques n'existeront que pour $\epsilon_1 + \epsilon_{mr} < 0$ soit pour $\epsilon_{mr} < -\epsilon_1$.

Si l'on se rappelle que pour le plasma idéal $s_m = 1 - \frac{w_p^2}{w^2}$ alors les plasmons de surface n'existeront que pour des pulsations w telle que:

$$w < \frac{w_p}{(1 + \epsilon_1)^{1/2}} \quad (1.25)$$

Pour les grandes valeurs du vecteur d'onde, on peut caractériser les plasmons de surface par $\epsilon_1 + \epsilon_m = 0$, soit par la définition suivante (équation 1.26):

$$W_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{1 + \epsilon_1}} \quad (1.26)$$

Si le diélectrique est l'air, l'équation (1.26) se réduit à la relation bien connue pour les plasmons de surface:

$$w_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{2}} \quad (1.27)$$

Il est alors possible de tracer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le montre la Figure I. 6.

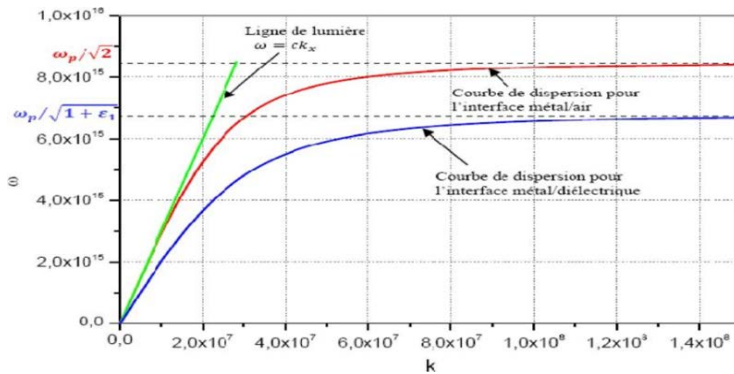


Figure I. 6: Relation de dispersion des plasmons de surface

La relation de dispersion des plasmons de surface est donc toujours strictement inférieure à celle de la ligne de lumière comme nous montre la **Figure I. 6**. Cette absence d'intersection (sauf la solution triviale pour $w = 0$) interdit tout couplage ou résonance entre l'onde électromagnétique et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les PS en éclairant directement le métal avec une onde électromagnétique dite du domaine optique, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé. Nous détaillerons néanmoins les méthodes de couplages dans la suite du chapitre. Signalons que Stern et Ferrel ont montré que le mouvement des électrons des plasmons de surface pouvait acquérir un caractère transverse (TM) à la surface de séparation des deux milieux. Mais des conditions de polarisation de la lumière incidente se présentent. Nous rappelons dans le tableau suivant la polarisation et les champs correspondants.

TM ou pulsations (p)	$E=(E_x, 0, E_z)$ et $H=(0, H_y, 0)$
TE ou pulsations (s)	$E=(E_x, 0, E_z)$ et $H=(0, H_y, 0)$

Tableau. I.1 : résumé des polarisations transverses électrique et magnétique.

Si on considère qu'une onde incidente sur le métal est de polarisation s ou TE (Transverse Electric), il n'y aura pas de composante de son champ électrique dans le plan de polarisation, donc aucune onde de PS ne sera excitée. Nous voyons ainsi que seule une onde polarisée p pourra engendrer dans le gaz d'électrons (plasma) une onde longitudinale de PS, alors qu'une onde slaissera le milieu globalement invariant, pour une surface d'interaction lisse [7].

8. Couplage photons-plasmons de surface:

8.1. Relation d'accord de phase:

Pour qu'une onde électromagnétique puisse se coupler à un mode plasmon, son vecteur d'onde doit couper la relation de dispersion du plasmon. Considérons une onde plane incidente de vecteur d'onde k_0 se propageant dans l'air, comme illustrée sur la **Figure I. 7 (a)**.

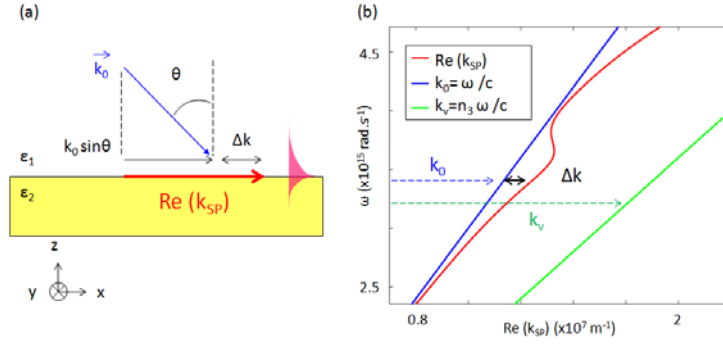


Figure I. 7: – (a) Illustration du désaccord de phase existant entre les modes propagatifs de l'air et les plasmons de surface. (b) Représentation du désaccord de phase sur la relation de dispersion des plasmons de surface.

La relation d'accord de phase impose que sa composante tangentielle vérifie l'égalité suivante : $k_x = k_0 \sin(\theta) = \text{Re}(\mathbf{k}_{SP})$. Par la suite, on notera \mathbf{k}_{SP} pour faire référence à $\text{Re}(\mathbf{k}_{SP})$. Sur la **Figure I. 7 (b)**, nous avons représenté un zoom de la relation de dispersion dans la gamme spectrale du visible. On constate que, même en incidence rasante $\theta = \pi/2$, le critère ci-dessus ne peut pas être satisfait. En effet, pour vérifier l'accord de phase, il est nécessaire d'augmenter le vecteur d'onde d'une quantité Δk telle que:

$$\mathbf{k}_{SP} = k_0 \sin(\theta) + \Delta k. \quad (1.28)$$

Cette condition requiert des méthodes expérimentales spécifiques pour atteindre l'accord de phase. Dans la section qui suit, nous exposons les approches les plus couramment employées pour y parvenir. Nous accorderons une attention particulière aux techniques sur lesquelles se sont appuyées nos expériences : le couplage par diffraction et par ondes évanescentes.

8.2. Couplage par réseau de diffraction :

Du fait de la différence phase entre \mathbf{k}_{SP} et \mathbf{k}_0 , l'observation et l'excitation des plasmons n'est possible que si l'on surpasse ce désaccord. Par exemple, le couplage/découplage des photons en plasmons peut être réalisé au moyen de la diffraction de la lumière sur des réseaux périodiques, comme illustré sur la **Fig. I.8(a)** [9].

Dans l'air, lorsqu'une onde plane illumine un réseau de périodicité a , sous un angle d'incidence θ , celle-ci est soumise au phénomène de diffraction dont les ordres p ($p \in \mathbb{N}$) sont décrits par:

$$\mathbf{k}_{\parallel}^p = \mathbf{k}_0 \sin(\theta) + p \frac{2\pi}{a} \quad (1.29)$$

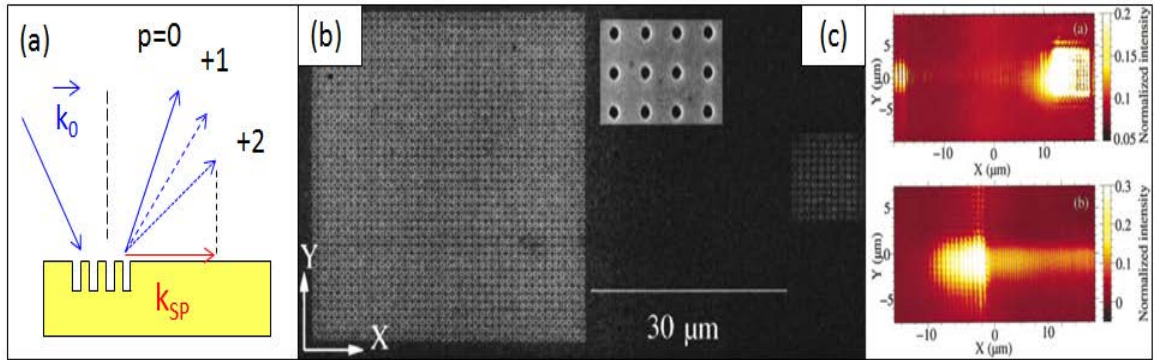


Figure 1.8: – (a) Illustration du principe de couplage photon-plasmon par réseau de diffraction. (b) Images MEB de réseaux plasmoniques tirées de pour lancer (à gauche) et découpler les plasmons de surface (à droite). L’encart central est un zoom sur les réseaux. (c) Images optiques du champ proche montrant le découplage des plasmons en ondes propagatives (image supérieure) et la génération d’un faisceau plasmonique (image inférieure).

Le vecteur d’onde longitudinal de la lumière incidente ($k_0 \sin(\theta)$) peut alors être augmenté par les vecteurs de diffraction $\Delta k = \frac{2\pi}{a}$. Ainsi, le pas a du réseau pourra être judicieusement choisi de manière à ce que la lumière diffractée se couple aux plasmons c’est à dire tel que $k_{\parallel}^p = k_{SP}$. Notons que les réseaux plasmoniques peuvent servir à la fois de sources et de sondes pour produire un faisceau plasmonique ou convertir celui-ci en ondes propagatives, comme illustré sur les **Figure 1.8 (b,c)**. Plus généralement, toute diffraction sur des perturbations à la surface du métal, telles que des trous ou des rugosités, sera susceptible de convertir la lumière propagative en plasmons de surface et réciproquement. Nous allons maintenant voir qu’une alternative au couplage diffractif consiste à exploiter le fait que la relation de dispersion des plasmons se trouve à l’intérieur du cône de lumière dans le verre

8.3. Double interfaces : couplage par prisme et microscopie à fuites radiatives:

- **Configuration Otto** [10]

Cette première configuration, appelée configuration Otto, la surface du métal est séparée du prisme d’indice n par un gap d’air d’une dimension de l’ordre de grandeur de la longueur d’onde d’excitation. Dans cette configuration, c’est le champ évanescent s’étendant dans le gap d’air qui permet l’excitation du plasmon de surface à l’interface air-métal, il y a réflexion à l’interface verre-métal et réflexion totale à l’interface métal-air.

La seconde configuration, appelée :

- **Configuration Kretschmann [11]**

Kretschmann. Une couche fine de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur est directement en contact avec la base du prisme. Lors de la réflexion de la lumière sur la couche métallique à l'intérieur du prisme, l'excitation du plasmon métal-milieu d'indice n n'est pas possible. Le champ évanescent s'étend dans le métal et se couple avec le plasmon de surface sur la deuxième face de la couche métallique, à l'interface entre le métal et l'air.

- **Microscope à fuites radiatives [12]**

Dans notre configuration (excitation par la pointe, collection en transmission, en champ lointain), la technique la plus efficace est la microscopie à fuites radiatives ou LRM. La couche métallique doit être de quelques dizaines de nanomètres, les plasmons peuvent alors être extraits dans le substrat de verre en fuyant à travers le métal. Nous avons également vu qu'ils fuyaient dans le substrat de verre avec un angle donné. Avant d'entrer dans le détail du dispositif expérimental nécessaire, il paraît pertinent d'introduire l'espace de Fourier.

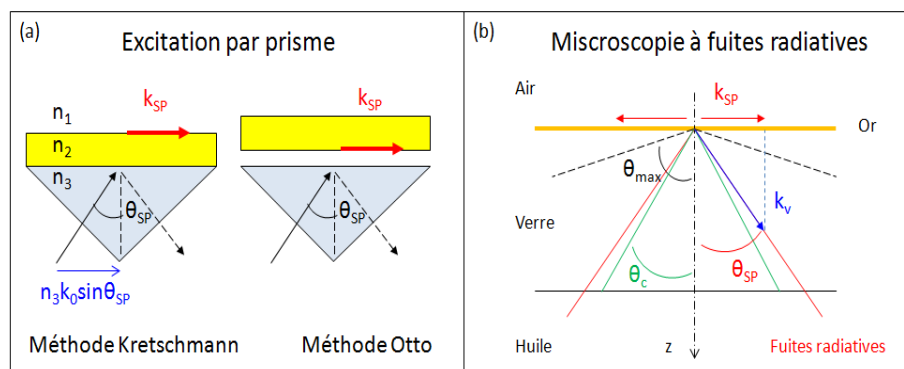


Figure I. 9: – (a) Illustration de la méthode Kretschman et Otto pour l'excitation des plasmons de surface. (b) Illustration du principe de la microscopie à fuites radiatives pour l'observation des plasmons de surface : θ_{max} angle correspondant à l'ouverture numérique maximale de l'objectif de microscope, θ_c angle critique de réflexion totale interne, θ_{sp} angle de fuite des plasmons de surface [13].

9. Modes de plasmons de surface et application des plasmons de surface :

9.1. Guide d'onde plasmonique:

En modifiant localement la surface, la diffusion des plasmons à l'interface, via une rugosité ou un réseau d'éléments nanométriques, peut être gérée. 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.

9.2. 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.2**), 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). Les deux premières étant actuellement les plus utilisées. Le fonctionnement de tels systèmes est assez simple. Un plasmon de surface est excité 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

fige 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	$\lambda=630\text{nm}$	$\lambda=850\text{nm}$	$\lambda=630\text{nm}$	$\lambda=850\text{nm}$
Longueur de propagation(μm)	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

Tableau. I.2 : Principaux paramètres pour un plasmon se propageant à une interface métal-diélectrique [14].

10. Conclusion :

Nous avons montré dans ce chapitre les concepts généraux associées aux plasmoniques et ses différents types et qu'il y a deux classes du plasmons : plasmon de surface et plasmon de volume. Nous avons également discuté des propriétés fondamentales des plasmon de surface, ainsi que la relation de dispersion et de couplage photons-plasmons de surface. Nous verrons dans le chapitre suivant les applications de la SPR dans la détection.

Bibliographie
CHAPITRE 1

- [1] Kretschmann E & Raether H. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch* (1968) **4**: pp. 299-304.
- [2] Liedberg B & Lundstrom I. Principles of bio sensing with an extended coupling matrix and surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B* (1993) **11**: pp. 63-72. des métaux et des plasmons
- [3] Flavien PILLET « Développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la résonance plasmonique de surface (SPRi) » mémoire de doctorat de l'université de toulouse 15 décembre 2010
- [4] P. B. Johnson and R. W. Christy, "Optical Constants of the Noble Metals," *Physical Review B*, vol. 6, p. 4370, 1972.
- [5] Malak Kanso « Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique » thèse de doctorat, 19 juin 2008, université de Nantes.
- [6] Zoubiri Abouelanouar, Bellatrache Mohamed Amine « Conception de nouveaux filtres optiques à base des structures MIM pour des applications en télécoms » 2020 /2021 Mémoire Master
- [7] Touama Dounia « Conception des capteurs optiques à base des structures plasmoniques » Mémoire de Master, université de Msila 2021
- [8] Samuel Abera Guebrou « Influence des plasmons de surface propagatifs sur la cohérence de systèmes optiques » Optique [physics.optics]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2012. Français.
- [9] Eloise Devaux, Thomas W Ebbesen, Jean-Claude Weeber, and Alain Dereux. Launching and decoupling surface plasmons via micro-gratings. *Applied physics letters*, 83(24) :4936–4938, 2003.
- [10] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift für Physik* 216,398(1968)
- [11] E. Kretschmann et H. Raether, *Zeitschrift Naturforsch* 23a, 2135(1968)
- [12] Martin Berthel. Plasmonique classique et quantique sous pointe optique par microscopie en champ proche. *Science des matériaux* [cond-mat.mtrl-sci]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY001. tel-01303740
- [13] Kim Anh, Aline PHAM « Caractérisation de la chiralité optique dans des systèmes plasmoniques » Thèse dirigée par Aurélien DREZET, Chargé de recherche, Institut Néel

(CNRS) et codirigée par Cyriaque Genet, Directeur de recherche, Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires dans l'École Doctorale de Physique de Grenoble

[14] Mekki Abdelhaq, Tahir Tarek «Etude et conception de capteur plasmonique bidimensionnels pour la bio-détection», mémoire de magister ; université de Msila

CHAPITRE 2 :
Application de la
SPR dans la
détection

1. INTRODUCTION:

Dans le but de concevoir des dispositifs de mesures et de contrôles ayant les performances les plus idéale que possible, 'est à dire ayant des sensibilités élevés et constates, des réponses impulsionnels très brefs (très haut facteur de qualité) et très puissantes (de transmission de sortie très grandes), les recherches se sont acharnés dans le but de trouver de nouvelle technologies satisfaisant ce but extrême. La résonance de plasmon de surface (SPR) s'est avéré alors un candidat très prometteurs, du fait qu'elle trouve déjà son utilité dans la conception de très larges dans le domaine des capteurs.

Le présent chapitre sera par conséquent consacré aux applications de la SPR dans la détection de mesurandes et de grandeurs de différents types. En effet dans ce chapitre nous allons faire un tour d'horizon des structures de capteurs à base de SPR développé par différents chercheurs du domaine.

2. Capteurs à résonance des plasmons de surface : principe de fonctionnement et avantages:

Les capteurs haute résolution telques les capteurs a SPR grâce à leurs avantages stupéfiant (miniature, haute résolution, haute sensibilité etc..) par rapport au capteur classiques, sont devenus indispensables dans de nombreux domaines, dont la recherche scientifique (tant fondamentale qu'appliquée), l'observation des processus de production industrielle, la surveillance de l'environnement et, surtout, les sciences de la vie. La biologie, la biochimie, la médecine, l'alimentation et l'écologie sont tous des exemples de vie [1].

3. Applications du principe SPR :

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

4. Application des capteurs RI à plasmons de surface:

4.1 Les capteurs SPR conventionnels :

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 le chapitre précédent 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 I. 10**). Il existe donc deux méthodes de détection d'après la condition de couplage (de résonance) données par l'équation [2] :

$$\sqrt{\epsilon_P} \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}_m(\omega)\epsilon_s}{\tilde{\epsilon}_m(\omega)+\epsilon_s}} \quad (1.30)$$

- 1- l'interrogation angulaire (θ) qui consiste à suivre la position angulaire du minimum de réflectivité SPR à une longueur d'onde λ fixe et
- 2- l'interrogation spectrale qui consiste à suivre la position spectrale (λ) du minimum de réflectivité SPR à un angle d'incidence θ fixe.

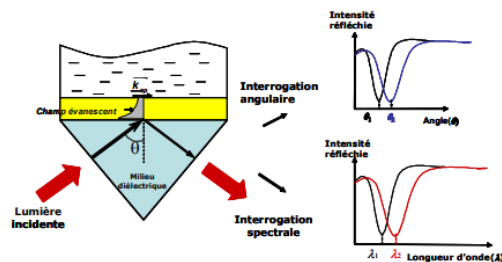


Figure I. 10: Principe du capteur SPR.

Deux méthodes sont utilisées pour traquer la résonance des plasmons : l'interrogation angulaire qui consiste à faire varier θ pour une longueur d'onde fixée, ou l'interrogation spectrale qui consiste à faire varier la longueur d'onde pour un angle θ fixé. Une variation de l'environnement (indice) se traduira par un décalage des pics de résonance. Différentes configurations de capteur SPR ont été développées : à partir de guide d'onde optique, de réseaux ou de prisme (configuration de Raether-Kretschman) qui reste le coupleur le plus usuel [3].

4.2 Capteurs SPR à fibre optique :

Dès la fin des années 70, quelques capteurs simples utilisant l'optique guidée apparaissent sur le marché. Mais ce n'est que vers 1982 que les capteurs à fibres optiques constituent réellement une discipline à part entière. Plusieurs principes de mesure pour différents paramètres physiques et chimiques ont été proposés puis expérimentalement vérifiés mais nous nous limiterons dans la suite de ce chapitre à présenter les diverses configurations utilisées dans le cadre des capteurs SPR à fibre optique [1].

L'utilisation d'une fibre optique comme capteur à plasmons de surface a été proposée en premier (1993) par Jorgen son et Yee. Ils ont simultanément étudié une structure basée sur le prisme de Kretschmann et sur une fibre optique multimodale. Leur première configuration basée sur la réflexion de la lumière (reflection-based fiber-optic RFO) est constituée d'une zone sensible à l'extrémité d'une fibre optique multimodale. Celle-ci a été dénudée puis métallisée symétriquement avec une cinquantaine de nanomètre d'argent ou d'or (**Figure I. 11**). La lumière d'une source blanche est injectée dans la fibre et subit de multiples réflexions sur la zone active où certaines longueurs d'onde sont absorbées par les ondes plasmons de surface. Un miroir disposé sur la face de sortie de la fibre réfléchit la lumière qui est ensuite traitée par un spectromètre [4].

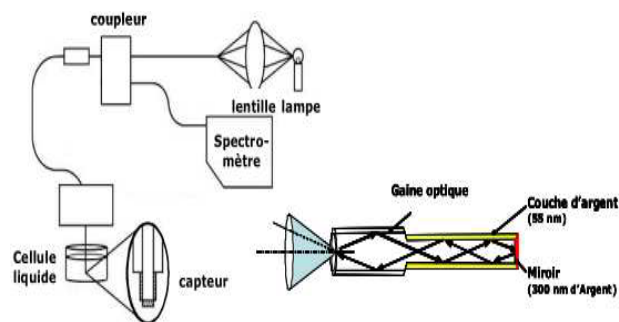


Figure I. 11: Capteur à fibre optique dont la zone sensible est située à l'extrémité de la fibre.

Depuis ces premiers travaux, plusieurs autres études ont été présentées sur des configurations très similaires. Citons par exemple le développement de capteurs SPR à fibre optique utilisant des pointes coniques gravées chimiquement en extrémité (**Figure I. 12**). La fabrication de ce type de CFO est basée sur la technologie des sondes de microscopes optiques en champ proche [1].

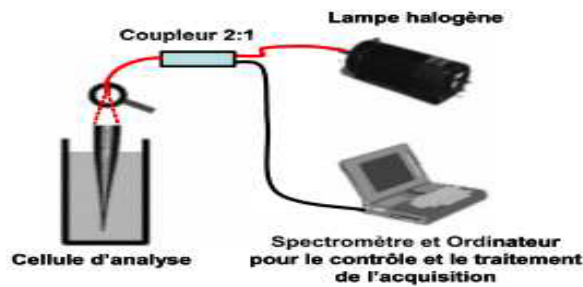


Figure I. 12: Capteur à fibre optique dont la zone sensible est une pointe conique.

Les capteurs dont la zone sensible est située à l'extrémité de la fibre optique, sont très prometteurs mais leur implémentation demeure relativement difficile. Aujourd'hui, les CFO en transmission sont considérés comme les plus efficaces et les plus simples de réalisation. De ce fait, c'est la géométrie que nous avons choisie dans ce travail. Les configurations suivantes sont basées sur la transmission de la lumière. La couche métallique est déposée au milieu de la fibre sur une zone dénudée de 10 mm environ (**Figure I. 13**). Ce capteur est capable de détecter la variation de l'indice du milieu environnant la zone sensible.

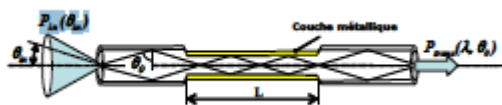


Figure I. 13: Capteur SPR à fibre optique dit en transmission.

Pour tous les capteurs présentés précédemment, la lumière blanche est focalisée sur la face d'entrée de la fibre et une analyse spectrale de l'intensité transmise ou réfléchie dans la fibre donne les informations sur l'indice de réfraction du milieu extérieur.

Ce type de capteur donne des résultats assez fiables.

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

Le microscope optique en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) qui offre la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent [[5] [10]]. Le SNOM constitue une voie particulièrement prometteuse pour l'étude de nano-objets. Le principe de base de cette technique consiste à balayer la surface d'un échantillon avec une pointe optique sub-longueur d'onde portée à quelques nanomètres au-dessus de la surface de l'échantillon.

L'interaction, dans le champ proche électromagnétique, entre la sonde et l'objet fournit une image optique de l'objet. Généralement, la détection en champ proche se fait au moyen d'une fibre optique amincie placée au voisinage (10 à 50 nm) de la surface de l'objet étudié

(**Figure I. 14**). L'utilisation de cette microscopie a trouvé plusieurs domaines d'application, citons par exemple en biologie et biochimie, que ce soit pour l'analyse bio-moléculaire [[6] [10]], l'étude de la fluorescence d'échantillons biologiques [[7] [10]], l'étude de propriétés des protéines [[8] [10]] ou encore la détection de molécule unique [[9] [10]].

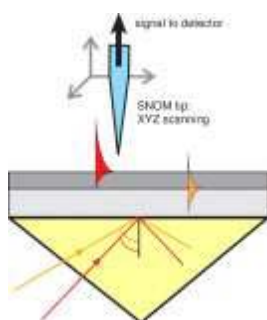


Figure I. 14: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM).

Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter. L'inconvénient de ce type de méthode est qu'il faut déplacer la sonde optique sur l'ensemble de l'objet pour obtenir une image, en gardant un contrôle très précis de la distance sonde-surface. Ce mécanisme qui peut prendre plusieurs minutes rend impossible l'étude de nano-objets en mouvement.

4.4 Photo détection ultrarapide :

Dans le cas d'un réseau de fentes dont la largeur a et la période d sont petites devant la longueur d'onde de la lumière incidente, le couplage de la lumière incidente avec les plasmons de surface peut se faire de deux façons différentes (**Figure I. 15**). Par l'intermédiaire de la résonance de surface horizontale ou de la résonance de surface verticale [[11] [12]].

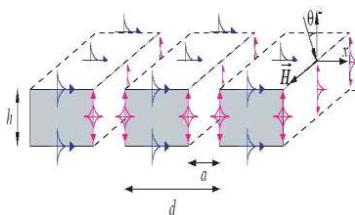


Figure I. 15: Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

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

Nous présentons ici deux types de photo détecteurs récemment développés :

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

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

4.5 Cellules photovoltaïques :

La méthode utilisée consiste à déposer un film d'argent d'environ 10 μm d'épaisseur sur la surface de la cellule solaire et de la chauffer ensuite à 200°C. Sous l'effet de la chaleur, le film se craquelle en domaines d'environ 100 nm de largeur. Les plasmons de surface de ces nanoparticules d'argent augmentent ainsi l'absorption de la lumière. Les taux de conversion de cellules en couches minces sont ainsi améliorés. La capacité d'absorption de la lumière des couches minces a été augmentée d'un facteur 16, pour une lumière de longueur d'onde de 1050 nm. Elle a été également multipliée d'un facteur 7 pour la lumière de longueur d'onde 1200 nm. Cette augmentation du taux d'absorption se traduit par un rendement plus élevé, compris entre 13 et 15%. Cette amélioration est efficace car le silicium absorbe faiblement la lumière dans cette partie du spectre [10].

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

La spectroscopie Raman fournit une analyse détaillée de la structure chimique d'un objet. La section efficace de diffusion Raman d'un petit objet est souvent faible et son signal ne pourra être détecté sans utiliser un processus d'exaltation efficace de la diffusion. L'amplification du champ électrique local, consécutive à la résonance des plasmons de surface localisés est mise à profit pour mener des expériences en diffusion Raman exaltée de surface (SERS) [13, 14]. Cet effet se produit en présence de particules métalliques de rugosité particulière ou pour des petits agrégats métalliques. La rugosité de la couche métallique permet d'exciter les plasmons localisés du métal (exaltation par effet électromagnétique) ainsi que l'excitation par transfert de charges entre le métal et la molécule adsorbée (effet chimique). Le signal Raman des molécules adsorbées sur la couche métallique est alors fortement exalté (cinq à dix ordres de grandeur pour une molécule adsorbée sur une surface rugueuse d'argent, d'or ou d'argent). Cette augmentation permet de détecter spécifiquement des espèces adsorbées avec des concentrations extrêmement faibles.

4.7. SPR pour la détection et mesures en biophysique - biocapteurs :

Le phénomène SPR est utilisé pour la détection, l'identification, et la quantification des molécules d'un côté et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires d'un autre. De nombreux domaines tels que le contrôle de l'environnement, la biotechnologie, l'alimentaire, la sécurité et la médecine sont ainsi couverts. La technologie SPR présente quelques avantages dans le domaine des biocapteurs, en particulier la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel.

Les applications de détection varient de la compréhension des interactions analyte-ligand, antigène anticorps, ou encore de l'analyse des affinités de liaison et des constantes cinétiques de l'adsorption des molécules [10]

Un capteur physique devient un « bio-capteur » en déposant un récepteur chimique ou biologique à sa surface. 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

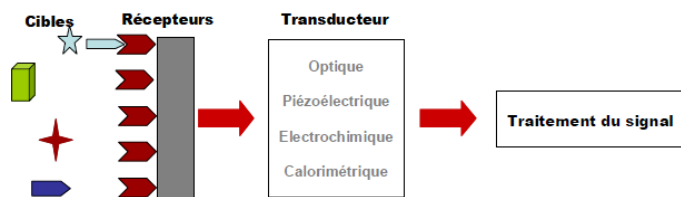


Figure I. 16: principe de fonctionnement d'un biocapteur.

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)].

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. 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 BI Acore International créée en 1990. La configuration des instruments conventionnels tels que le BI Acore et le principe de fonctionnement sont illustrés dans la **Figure I. 17**

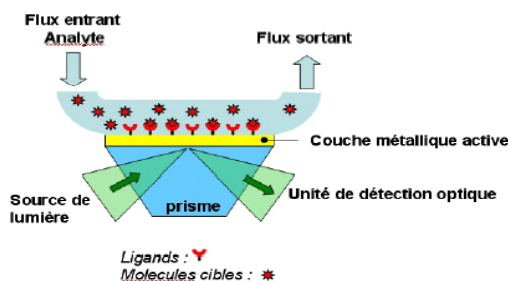


Figure I. 17: Principe de fonctionnement d'un équipement SPR conventionnel.

Ce type d'appareil trouve différentes applications industrielles, en particulier dans l'agroalimentaire, l'immunogénicité, la protéomique et la découverte de médicaments Plus précisément, la technologie SPR permet de détecter les interactions 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 analysés qui sont injectées sur cette interface par un flux continu à l'aide d'un système micro fluïdique. 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 sinogramme. À titre d'exemple, dans la technologie BI Acore, 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 mm² 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 [15].

5. Les Capteurs RI:

Les capteurs RI, sont des capteurs exploitant la variation de l'indice de réfraction de la lumière d'un milieu qui représente en fait le corp du capteur ou l'élément sensible. Cette variation est le provoquée par l'application de la grandeur à mesurée sur le capteur et la réponse de ce dernier dépendra alors du changement de son indice de réfraction. Le principe des capteurs à changement de RI est par conséquent l'application d'une source de lumière à l'entrée du capteur et d'observer les changements qui apparaîtront sur cette lumière (entre autre le

Changement de son intensité ou sa longueur d'onde) au niveau de sa sortie. L'indice de réfraction de lumière d'un milieu donné peut changer avec le changement de l'environnement qui l'entoure. Ce changement peut être une variation de température, de l'humidité, de l'acidité, du niveau de l'NaCl, du niveau de glucose,...etc, ce qui offre une grande variété d'utilisation de ce type de capteur dans les différents domaines de la vie quotidienne [16].

6. Etats de l'art des capteurs RI à base de SPR:

Ces dernières années, de nombreuses conceptions de résonateurs MIM ont été proposées et étudiées pour Applications de détection RI. Un synopsis de ces conceptions est présenté à la **Figure 1.18(a-j)**. Certains montrent les formes de ligne lorentziennes standard et d'autres illustrent les résonances de Fano qui améliorent considérablement FOM. Comparés aux capteurs à fibre [17-18], les capteurs plasmoniques sont relativement petits et faciles à intégrer sur puce. Cependant, leur sensibilité n'est pas aussi élevée que celle des capteurs à fibre. Ainsi, l'amélioration de la sensibilité des capteurs plasmoniques est un sujet de recherche majeur. La sensibilité de Wu et al [20] est supérieure à la plupart des capteurs proposés précédemment par d'autres auteurs. La **Figure 1.18**, donne un aperçu de différents designs de capteurs RI proposés par différents auteurs.

Butt et al. ont proposé un résonateur en anneau carré à couplage latéral (SRR) avec un maximum S et FOM de 1320 nm/RIU et 16,7, respectivement [21]. La plupart des plasmoniques MIM signalés précédemment les dispositifs ont été modélisés à l'aide de simulations 2D pour gagner du temps de calcul, qui traite la hauteur du design comme infini. Cependant, dans la présente étude, la hauteur de conception joue un rôle essentiel dans augmenter la sensibilité du capteur. Une autre conception de capteur plasmonique était basée sur le plasmonique matrices de champignons Au et Swas 1050 nm/RIU [22]. Tang et al. signalé un capteur d'indice de réfraction de guides d'ondes métal-isolant-métal couplés à des résonateurs, et S était de 1125 nm/RIU [23]. Wei et al. a rapporté un résonateur circulaire plasmonique pour les capteurs et filtres RI, et S était de 1010 nm/RIU [24]. Akhavan et al. a démontré un résonateur asymétrique couplé au MIM WG pour la détection et applications de lumière lente Le spectre de transmission du capteur avait induit électro magnétiquement caractéristiques de type transparence (EIT). EIT fait référence à l'effet mécanique quantique qui est lié à la destruction quantique interférence entre les voies d'excitation résonnantes

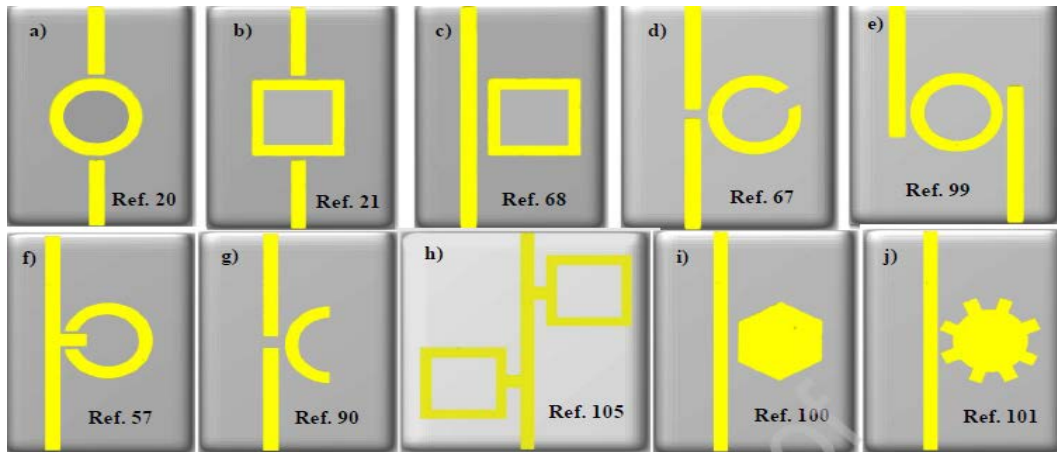


Figure 1.18: Conceptions de résonateurs plasmoniques MIM publiées récemment. a) Résonateur en anneau couplé aux bords. b) Résonateur à anneau carré couplé aux bords. c) Résonateur annulaire à couplage latéral. d) Circulaire fendu à couplage latéral résonateur en anneau. e) Deux résonateurs annulaires circulaires couplés au MIM WG. f) Résonateur en anneau cranté. g) Résonateur semi-annulaire à couplage latéral. h) Résonateur annulaire couplé double face. i) Couplé latéralement résonateur à cavité hexagonale. j) Résonateur à nanocavité en forme d'engrenage.

Vers le niveau atomique supérieur, ce qui pourrait influencer la caractéristique optique d'un système atomique. La sensibilité et le FOM de ce capteur sont respectivement de 806 nm/RIU et 66 [25]. Sur la base de l'effet EIT, nombreuses applications telles que la commutation ultra-rapide, le stockage de données optiques, le filtrage optique et la non-linéarité optique sont dus à une forte dispersion et forte résonance à la fenêtre de transparence [26,27].

Des recherches récentes ont été menées sur les résonateurs plasmoniques à anneau brisé qui peuvent prendre en charge résonances plasmoniques multipolaires meilleures que les anneaux standards. Tenant compte de la spécification d'anneaux fendus, des structures multifonctionnelles fonctionnant dans de larges gammes de fréquences peuvent être atteints. J. Chen et al. ont étudié les résonances accordables dans un résonateur plasmonique à anneau fendu (SRR).

Dans un MIM SRR, des résonances plasmoniques avec des modes impairs peuvent apparaître lorsque la polarisation de la lumière incidente est perpendiculaire à la fente de l'anneau. Cependant, même les modes de résonance sont excités si la polarisation de la lumière incidente est parallèle à la scission. De nombreux résultats intéressants peuvent être obtenus en modifiant l'orientation de la scission vers le champ incident. La résonance Fano du spectre dépend à des degrés divers des paramètres structurels du système [28].

Les SRR sont largement utilisés pour les filtres, les répartiteurs de puissance et les commutateurs [29-32]. Le défaut de symétrie structurelle est causée par la division dans la cavité résonnante circulaire, ce qui se traduit par de nouveaux modes de résonance qui ne peuvent pas être réalisés par un anneau rectangulaire standard. Plusieurs plasmoniques des capteurs basés sur des SRR ont été signalés, comme une cavité de résonance à anneau fendu circulaire (CSRRC) dans laquelle $S = 1114,3 \text{ nm/RIU}$ et $FOM = 55,71$ [33].

J. Yin et al. Ont proposé un résonateur à double anneau couplé au MIM WG plasmonique pour les applications de filtres et de capteurs avec $S = 685 \text{ nm/RIU}$ [34]. Y. Shi et al. a proposé une résonance Fano contrôlable basée sur une cavité SSRR couplée dans laquelle $S = 170 \text{ nm/RIU}$ et $FOM^* = 8,3 \times 10^4$ [35]. Dans [36, 18, 37, 38], des résonances de Fano simples avec S élevé et Les valeurs de FOM ont été étudiées à des fins de détection.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus par plusieurs chercheurs durant la période 2014-2019.

Auteur	S (nm/RIU)	FOM (RIU-1)	Année	Design	Reference
Chen et al.	820	3.2×10^5 (*)	2014	Deux rainures	[39]
Wu et al.	3460		2014	Anneau circulaire	[20]
Wei et al.	1010		2015	Anneau circulaire	[24]
Zafar et al.	1060	176.7	2015	Résonateurs stub chargés de fentes métalliques	[36]
Zhang et al.	596	7.5	2016	Double cavité rectangulaire	[37]
Yun et al.	938	1.35×10^4 (*)	2016	Anneau carré	[40]
Zhao et al.	718	4354 (*)	2017	Anneau circulaire	[41]
Yan et al.	1071.4	12.5	2017	Anneau fendu	[42]
Shi et al.	1700	8.3×10^4 (*)	2017	Anneau fendu carré	[35]
Butt et al.	800	37	2018	Anneau circulaire	[43]
Rakhshani et al.	892	3.5×10^6 (*)	2018	Nanotiges dans un résonateur carré	[44]
Wang et al.	680		2018	Forme en T	[45]

Butt et al.	1200	19.7	2018	Anneau carré	[46]
Zhang et al.	1060	203.8	2018	Anneaux concentriques	[47]
Akhavan et al.	806	66	2018	Carré à double face anneaux	[48]
Chen et al.	1120	2.68x105 (*)	2019	Résonateur à anneau convexe carré	[49]
Fang et al.	1260.5	41.67	2019	Résonateur semi-anneau	[50]
Asgari et al.	1900		2019	Double graphène asymétrique couches	[51]
Yu et al.	2000	4.05x104 (*)	2019	Anneau circulaire	[52]
Wang et al.	1114 .3	55.71	2019	Anneau fendu circulaire	[33]
Butt et al.	1367	25	2019	Résonateur à anneau carré	[54]
Butt et al.	1320	16.7	2019	Résonateur à anneau carré	[21]
Danaie et al.	636	211.3	2019	Résonateur annulaire circulaire	[53]

Tableau. I.3: Caractéristiques spectrales des résonateurs basés sur MIM pour les applications de détection RI rapportées de 2014 à 2019.

7. Conclusion :

L'étude que nous avons muni dans ce chapitre montre que le principe de la résonance de surface SPR entre dans la conception de différents types de capteurs entre autres on trouve les capteurs de grandeurs physiques, de grandeurs chimique ou même d'entité organique et biologiques. L'importance donnée à cette technique est renforcé par les études munis par différents chercheurs et qui ont montrés la fiabilité de cette technique, du fait qu'elle améliore considérablement la sensibilité de détection, la puissance de sortie, et aussi réduit à des dimensions nanométriques la taille des capteurs, ce qui les rend très facilement intégrable dans des circuits intégrés.

Bibliographie

CHAPITRE II

- [1] Tahereh Makiabadi « Etude de surfaces nanostructures : applications à la spectroscopie Raman exaltée de surface et à la résonance de plasmons localisés » thèse de doctorat, 29 /01/ 2010, université de Nantes.
- [2] X. Liu, D. Song, Q. Zhang, Y. Tian, L. Ding and H. Zhang, Wavelength- modulation surface plasmon resonance sensor, *Analytical Chemistry*, (2005), 24(10), 887.
- [3] J.Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz, Surface plasmon resonance sensors: Review, *Sensors and Actuators B*, 54 (1999) 3-15.
- [4] Karla Balaa « Capteur à fibre optique basé sur le principe de Résonance de Plasmons de Surface : optimisation pour la détection d'espèces chimiques » thèse de doctorat, 16 février 2007, Université de Nantes.
- [5] Daniel Courjon et Claudine Bainier, *Le Champ proche optique : Théorie et applications*, édité chez Springer (2001).
- [6] J.M. Kim, T. Ohtani, S. Sugiyama, T. Hirose and H. Muramatsu, Simultaneous topographic and fluorescence imaging of single DNA Molecules for DNA analysis with a Scanning Near-Field Optical/Atomic Force Microscope, *Anal. Chem.* 73 (2001) 598.
- [7] A. Kelch, S. Wessel, T. Will, U. Hintze, R. Wepf and R. Wiesendanger , Penetration pathways of fluorescent dyes in human hair fibres investigated by scanning near-field, *journal of microscopy* 200 (2000)179–186.
- [8] N.F. van Hulst, J.A. Veerman, M.F. Garcia-Parajo and L. Kuipers, Analysis of individual (macro) molecules and proteins using near-field optics, *J. Chem. Phys.* 112 (2000), 7799.
- [9] R.X.Bian, R .C .Dunn, X. S. Xie, P. T Leung, Single Molecule Emission Characteristics in Near-Field Microscopy, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4772.
- [10] CHABIRA Chaima, BEN MESROUK fatima «Application des plasmons de surface en vue de concevoir un détecteur de température» Université Mohamed Boudiaf - M'sila , 2020 /2021, mémoire de Master .
- [11] S.Collin, F. Pardo, J.L.Pelouard, Nanostructures métalliques pour applications photoniques, *CNTS/LPN*, 2003-2004.
- [12] Melle AMRANI Asmaa «PLASMON POLARITON DE SURFACE ET LEURS UTILISATION EN OPTIQUE SUB-LONGUEUR D'ONDE .APPLICATION AU CAS DU CUIVRE ARGENT» Soutenu le 2010, Université Abou - Bekr Belkaïd – Tlemcen, mémoire de magister
- [13] *Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy*, by Ricardo Aroca, Wiley, Chichester,

(2006).

[14] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp, *Surface-enhanced Raman Scattering: Physics And Applications*, Springer-Verlag (août 2006).

[15] 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 micro fluide* (2008).

[16] Bouzidi Nafissa ' *Etude et conception d'un capteur d'indice de réfraction (RI) à base de cristaux photoniques bidimensionnels à usage multiple* ' Mémoire de master Université Mohamed Boudiaf - M'Sila 2016

[17]. Qi, L.; Zhao, C.L.; Yuan, J.Y.; Ye, M.P.; Wang, J.; Zhang, Z.; Jin, S. Highly reflective long period fibre grating sensor and its application in refractive index sensing. *Sens. Actuators B Chem.* 2014, 193, 185-189.

[18]. Wu, D.K.C.; Kuhlmeier, B.T.; Eggleton, B.J. Ultrasensitive photonic crystal fibre refractive index sensor. *Opt. Lett.* 2009, 34 (3), 322-324.

[19]. Nicolaou, C.; Lau, W.T.; Gad, R.; Akhavan, H.; Schilling, R.; Levi, O. Enhanced detection limit by dark mode perturbation in 2 D photonic crystal slab refractive index sensors. *Opt. Express.* 2013, 21 (25), 31698-31712.

[20]. Wu, T.; Liu, Y.; Yu, Z.; Peng, Y.; Shu, C.; Ye, H. The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator, *Opt. Express.* 2014, 22, 7669-7677.

[21]. Butt, M.A.; Khonina, S.N.; Kazanskiy, N.L. Metal-Insulator-Metal nano square ring resonator for gas sensing applications. *Waves in Random and Complex Media*. DOI.org/10.1080/17455030.2019.1568609.

[22]. Shen, Y.; Zhou, J.H.; Liu, T.R.; Tao, Y.T.; Jiang, R.B.; Liu, M.X. et al. Plasmonic gold mushroom arrays with refractive index sensing figures of merit approaching the theoretical limit. *Nature Communications.* 2013, 4(4), 3381-1-3381-9.

[23]. Tang, Y.; Zhang, Z.; Wang, R.; Hai, Z.; Xue, C.; Zhang, W.; Yan, S. Refractive index sensor based on Fano resonances in metal-insulator-metal waveguides coupled with resonators. *Sensors.* 2017, 17, 784.

[24]. Wei, W.; Zhang, X.; Ren, X. Plasmonic circular resonators for refractive index sensors and filters, *Nanoscale Res. Lett.* 2015, 10, 211.

[25]. Akhavan, A.; Ghafoorifard, H.; Abdolhosseini, S.; Habibiyan, H. Metal-insulator-metal waveguide-coupled asymmetric resonators for sensing and slow light applications. *IET Optoelectron.* 2018, 12(5), 220-227.

- [26]. Lu, H.; Liu, X.; Mao, D. Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in multinaresonator-coupled waveguide systems. *Phy. Rev. A*. 2012, 85(5), 053803.
- [27]. Boller, K.; Imamoglu, A.; Harris, S.E. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phy. Rev. Lett.* 1991, 66(20), 2593-2596.
- [28]. Chen, J.; Li, Y.; Chen, Z.; Peng, J.; Qian, J.; Xu, J.; Sun, Q. Tunable resonances in the plasmonic split-ring resonator. *IEEE Photonics Journal*. 2014, 6(3), 4800706.
- [29]. Negahdari, R.; Rafiee, E.; Emami, F. Realization of all-optical plasmonic MIM split square ring resonator switch. *Optical and Quantum Electronics*. 2019, 51(7), 235.
- [30]. Rafiee, E.; Negahdari, R.; Emami, F. Design and analysis of the novel plasmonic split ring resonator power splitter appropriate for photonic integrated circuits. *Journal of Optoelectronics and advanced materials*. 2019, 21(3-4), 163-170.
- [31]. Osman, P.; P.V. Sridevi, P.V.; Raju, K.V.S.N. Dual-band band-pass filters using plasmonic split-mode ring resonator. *International journal of innovative technology and exploring engineering*. 2019, 8(4), 563-565.
- [32]. Zhang, H.; Shen, D.; Zhang, Y. Circular split-ring core resonators used in nanoscale metal-insulator-metal band-stop filters. *Laser Physics Letters*. 2014, 11(11), 115902.
- [33]. Wang, M.; Zhang, M.; Wang, Y.; Zhao, R.; Yan, S. Fano Resonance in an Asymmetric MIM waveguide structure and its application in a refractive index nanosensor. *Sensors*. 2019, 19, 791.
- [34]. Yin, J.; Tian, J.; Yang, R. Investigation of the transmission properties of a plasmonic MIM waveguide coupled with two ring resonators. *Materials Research Express*. 2019, 6(3), Article number 035018.
- [35]. Shi, Y.; Zhang, G.-M.; An, H.-L.; Hu, N.; Gu, M.-Q. Controllable fano resonance based on coupled square split ring resonance cavity. *Acta Photonica Sinica*. 2017, 46(4), Article number 0413002.
- [36]. Zafar, R.; Salim, M. Enhanced figure of merit in fano resonance-based plasmonic. *IEEE Sensors journal*. 2015, 15(11), 6313- 6317.
- [37]. Zhang, Z.; Luo, L.; Xue, C.; Zhang, W.; Yan, S. Fano resonance based on metal-insulator-metal waveguide-coupled double rectangular cavities for plasmonic nanosensors. *Sensors*. 2016, 16, 642.
- [38]. Chen, Z.; Chen, J.; Yu, L.; Xiao, J. Sharp trapped resonances by exciting the anti-

symmetric waveguide mode in a metal- insulator-metal resonator. *Plasmonic*. 2015, 10,131-137.

[39]. Chen, Z.; Yu, L. Multiple fano resonances based on different waveguide modes in a symmetry breaking plasmonic system, *IEEE Photonics J.* 2014, 6, 1-8.

[40]. Yun, B.F.; Hu, G.H.; Zhang, R.H.; Cui, Y.P. Fano resonances in a plasmonic waveguide system composed of stub coupled with a square cavity resonator. *J. Opt.* 2016, 18,055002.

[41]. Zhao, X.; Zhang,Z.; Yan, S. Tunable Fano resonance in asymmetric MIM waveguide structure. *Sensors*. 2017, 17(7), 1494.

[42]. Yan, S.; Zhang, M.; Zhao, X.; Zhang, Y.; Wang, J.; Jin, W. Refractive index sensor based on a metal-insulator-metal waveguide coupled with a symmetric structure. *Sensors* 17(12), 2879, 2017.

[43]. Butt, M.A.; Khonina, S.N.; Kazanskiy, N.L. Hybrid plasmonic waveguide-assisted Metal-Insulator-Metal ring resonator for refractive index sensing. *Journal of Modern Optics*. 2018, 65 (9), 1135-1140.

[44]. Rakhshani, M.R.; Tavousi, A.; M-Birjandi.M.A. Design of a plasmonic sensor based on a square array of nanorods and two slot cavities with a high figure of merit for glucose concentration monitoring. *Applied Optics*. 2018, 57(27), 7798.

[45]. Wang, L.; Zeng, Y-P.; Wang, Z-Y.; Xia, X-P.; Liang, Q-Q. A refractive index sensor based on an analogy T shaped metal- insulator-metal waveguide. *Optik*. 2018, 172, 1199-1204.

[46]. Butt, M.A.; Khonina, S.N.; Kazanskiy, N.L. Plasmonic refractive index sensor based on MIM square ring resonator, International conference on computing, electronic and electrical engineering (ICE Cube), Quetta, Pakistan. DOI. 10.1109/ICECUBE.2018.8610998.

[47]. Zhang, Z.; Yang, J.; He, X.; Zhang, J.; Huang, J.; Chen, D.; Han, Y. Plasmonic refractive index sensor with high figure of merit based on concentric-rings resonator. *Sensors*. 2018, 18, 116.

[48]. Binfeng, Y.; Hu, G.; Zhang, R.; Yiping, C. Fano resonances in a plasmonic waveguide system composed of stub coupled with a square cavity resonator. *Journal of Optics*. 2016, 18, 055002.

[49]. Chen, Y.; Xu, Y.; Cao, J. Fano resonance sensing characteristics of MIM waveguide coupled square convex ring resonator with metallic baffle. *Results in Physics*. 2019, 14, 102420.

[50]. Fang, Y.; Wen, K.; Li, Z.; Wu,B.; Chen,L.; Zhou, J.; Zhou, D. et al. Multiple Fano

resonances based on end-coupled semi-ring rectangular resonator. *IEEE Photonics journal*. 2019, 11(4), 4801308.

[51]. Asgari, S.; Granpayeh, N. Tunable Mid-Infrared refractive index sensor composed of asymmetric double graphene layers. *IEEE Sensors journal*. 2019, 19(14), 5686-5691.

[52]. Yu, S.; Zhao, T.; Yu, J.; Pan, D. Tuning multiple fano resonances for on-chip sensors in a plasmonic system. *Sensors*. 2019, 19(7), 1559.

[53]. Danaie, M.; Shahzadi, A. Design of a high resolution metal-insulator-metal plasmonic refractive index sensor based on a ring shaped Si resonator. *Plasmonics*. 2019. DOI. 10.1007/s11468-019-00926-9.

[54]. Butt, M.A.; Khonina, S.N.; Kazanskiy, N.L. Plasmonic refractive index sensor based on metal-insulator-metal waveguides with high sensitivity, *Journal of Modern Optics*. 2019, 66 (9), 1038-1043.

CHAPITRE III :
Structure proposé-
synthèse et analyse

1. INTRODUCTION:

Dans cette partie du mémoire, nous commencerons par exposé les propriétés générales relatifs à ce domaine de recherche. Puis nous allons abordés en bref, le logiciel de simulation Rsoft CAD qu'on utilisera à la suite pour la synthèse et l'analyse de la structure du capteur que nous avons proposé. L'objectif de ce travail donc est de faire la synthèse et l'optimisation d'un capteur de changement d'indice de réfraction à base de résonance de plasmon de surface (SPR) de haute sensibilité qui pourra servir de plateforme pour une grande variété d'applications.

2. Propriétés essentiels du capteur :

2.1. Sensibilité du capteur :

Le capteur que nous allons proposer détecte la variation de l'indice de réfraction d'un milieu et la traduit en une variation de la position de la longueur d'onde de résonance. La sensibilité S du capteur aura par conséquent la forme suivante :

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \quad (1.31)$$

Avec : $\Delta\lambda = \lambda_{cut-off(i+1)} - \lambda_{cut-off(i)}$

et

$$\Delta n = n_{i+1} - n_i$$

i correspond à l'ordre de la variation de l'indice de réfraction n [1]

2.2. Longueur d'onde :

La longueur d'onde peut être définie comme la distance séparant deux crêtes successives d'une onde périodique. Elle est communément notée par la lettre grecque λ (lambda) et représente l'équivalent spatial de la période temporelle. Ainsi pour une onde périodique de fréquence ν , se propageant dans le vide avec une vitesse correspondant à la célérité c en m/s (valeur approximative $c \sim 3.108\text{m/s}$), sa longueur d'onde dans le vide est définie par [2] :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.32)$$

2.3. Facteur de qualité :

Le facteur de qualité (Q) est une grandeur utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur. Plus la lumière demeure dans le résonateur (avant d'en sortir), plus le facteur de qualité est élevé, et meilleur est le résonateur. Peut être défini en fonction de celle-ci par la relation [3] [4] :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (1.33)$$

Avec λ_r le rapport entre la longueur d'onde centrale résonance et de sa largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ Full Width at Half Maximum, FWHM) et ω_r La fréquence à la résonance. Le facteur de qualité est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

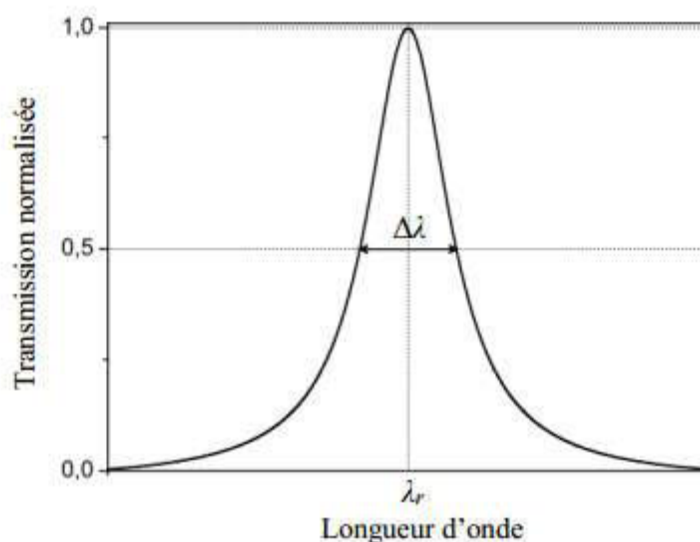


Figure I. 19: Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.

2.4. La linéarité :

Un capteur est dit linéaire s'il présente la même sensibilité sur toute l'étendue de sa plage d'emploi, cela veut dire que sa sortie (La longueur d'onde de résonance) varie linéairement avec L'indice de réfraction. Le caractère linéaire du capteur est bénéfique du faite qu'il facilite beaucoup la prédiction de la réponse du capteur en fonction de la variation de n (l'indice de réfraction du milieu).

2.5. Le capteur proposé- synthèse et analyse :

Dans ce qui suivra nous allons fournir la structure du capteur que nous avons proposé dans notre travail. Mais avant cela nous allons donner un petit aperçu sur le logiciel de simulation RSoft que nous avons utilisé pour la simulation.

3. Introduction au logiciel Rsoft CAD :

3.1. Préface :

Le RSoft CAD est le programme de base de RSoft Component Design Suite, et s'agit d'un programme comportant plusieurs modules (RSoft BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM et ModePROP) de simulation de dispositifs optique passifs et actif de. Rsoft utilise la méthode des différences finis comme méthodes numérique de base pour la simulation de divers composants optiques. En général toute simulation par RSoft commence par le dessin d'un design grâce à son interface utilisateur, puis cette étape doit être suivie par l'introduction des paramètres essentiels à la simulation tel que ; les matériaux utilisé ainsi que les longueurs d'ondes de travail.

3.2. Modules de simulation associés :

Comme nous avons dit précédemment, RSoft CAD, dispose de plusieurs modules de simulation tous intégré dans son interface utilisateur principal. Chaque module de RSoft est dédié à des simulations bien précises. Dans notre cas on utilisera exclusivement le module Fullwave compatible avec la nature de notre projet.

3.2.1. Le module de simulation FullWAVE :

FullWAVE est idéal pour la conception de dispositifs photoniques complexes. Le logiciel utilise la méthode du domaine temporel à différence finie FDTD pour la simulation, qui permet l'analyse d'appareils, tels que les bandes interdites photoniques et les résonateurs en anneau, qui ne peuvent pas être modélisés avec des techniques telles que la méthode de propagation efficace du faisceau (BPM) [5].

4. Les étapes de simulation

La fenêtre de programme de Rsoft CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils qui porte plusieurs icônes et la ligne d'état

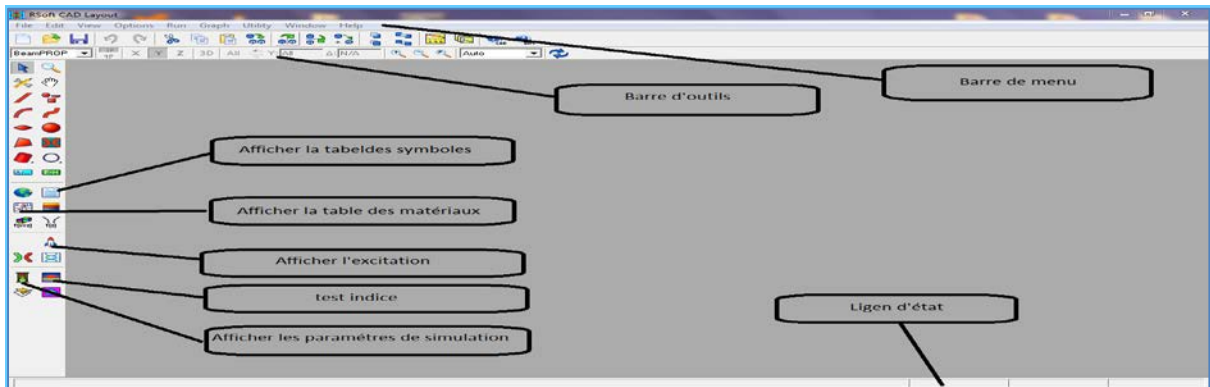


Figure I. 20: Fenêtre principale du programme R-Soft CAD

4.1. Créer un nouveau circuit :

Pour créer un nouveau circuit, cliquez sur l'icône Nouveau circuit dans la barre d'outils supérieure. Vous pouvez également choisir « Fichier / Nouveau » dans le menu. La boîte de dialogue de démarrage apparaît comme indiqué sur la **Figure I. 21**. Cette boîte de dialogue demande informations de base sur le circuit à modéliser et le module de simulation à utiliser.

Il faut remplir la différence d'indice (Index différence), qui est la différence d'indice par défaut entre la couche guidant 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 band SOLVE, Full Wave , Beam PROP/BPM ou Grating MOD. 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 **Figure I. 2**.

4.2. Générer la structure :

Généralement, il existe plusieurs manières .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 I. 20**).

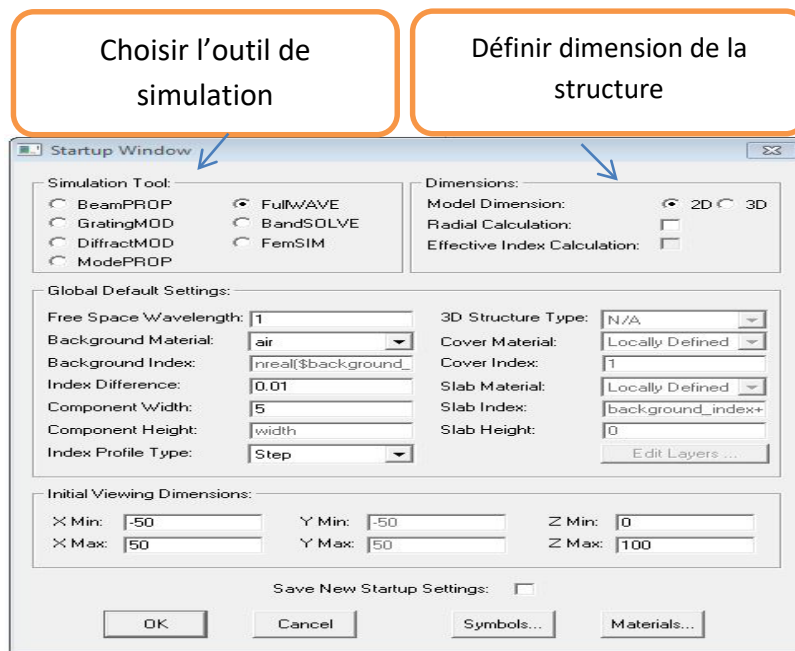


Figure I. 21: La fenêtre de démarrage (startup Window).

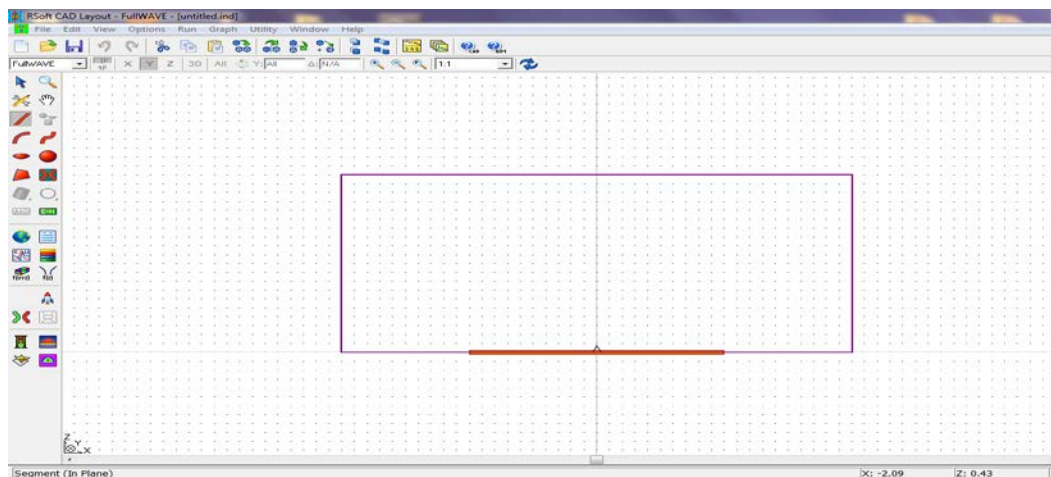


Figure I. 22: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit

4.3. Détermination des variables :

Pour déterminer les variables on va cliquer sur l'icône (Edit symboles) dans la fenêtre de R-soft CAD. Ceci ouvrira le tableau de symbole (Table editor) (**Figure I. 23**). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier le variable, pour créer une variable cliquez sur l'icône modifier les symboles Nous pouvons de changer, supprimer et ajouter autant de variables qu'on veut. Si on veut supprimer quelque chose, il suffit de cliquer sur la variable et

choisir soit delete symbol, new symbole si on veut ajouter et confirmer en cliquant sur accept symbol. Une fois tout est fait cliquer sur Ok.

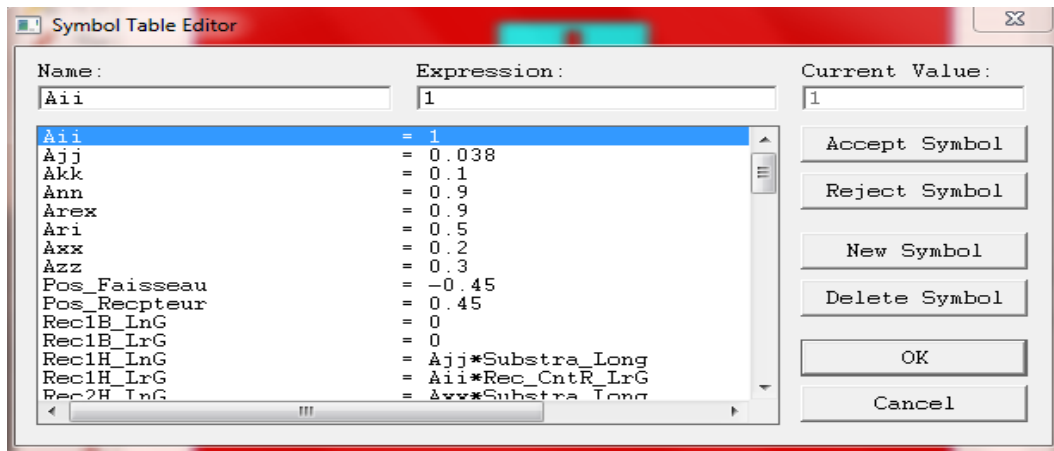


Figure I. 23: l'éditeur du Tableau de symboles.

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 I. 24).

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 I. 26.

4.4. 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

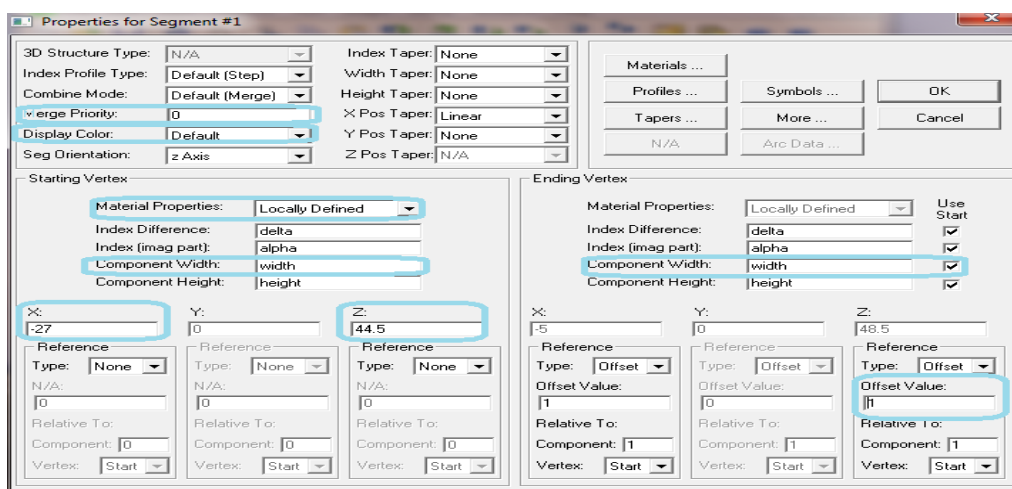


Figure I. 24: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure

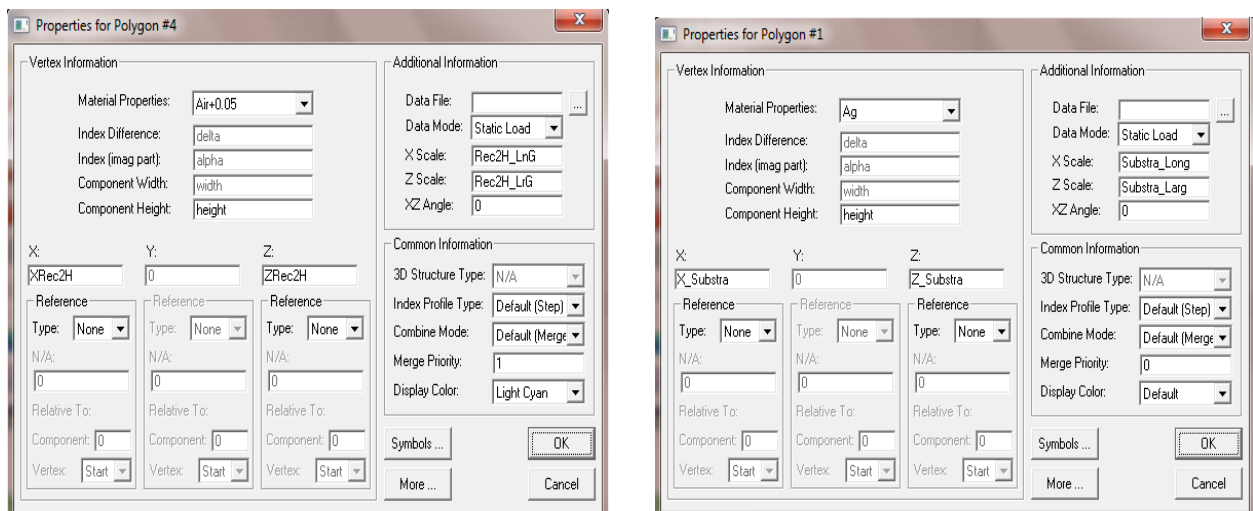


Figure I. 25:La boîte de dialogue propriétés du composant pour le composant

La figure **Figure I. 25** définit les dimensions et les matériaux utilisés pour la conception de l’anneau de la structure, il est très important de modifier **Merge priority** afin qu’obtenir la structure souhaitée.

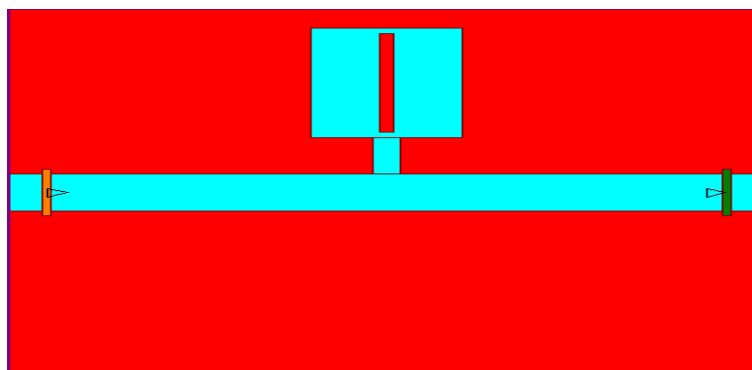


Figure I. 26:la structure de forme 1

4.5. Réglage Lancer «EditLaunchField» :

Dans la fenêtre de Rsoft CAD on va cliquer sur l’icône (Edit Launch Field). Apparaître l’éditeur de lancer s’ouvre (**Figure I. 27**). Cette fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, le angle, largeur, la position suivent x et y,....).

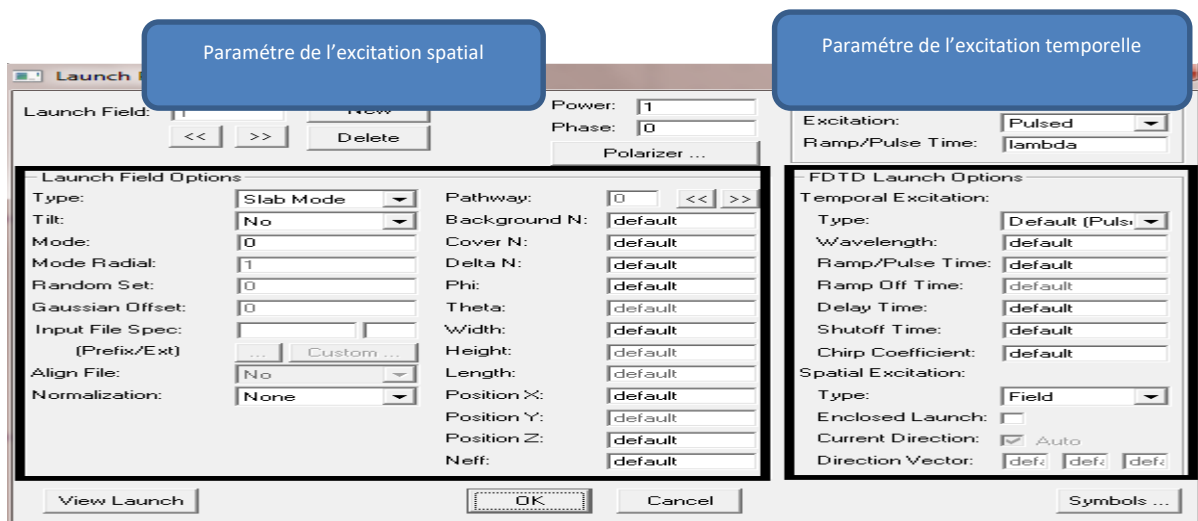


Figure I. 27: Boite de lancer «Editlanuchfield»

4.6. Vérification de la structure :

Il est très utile de simuler réellement la distribution d'index souhaitée. Ceci est accompli via le Compute Icône de profil d'index dans la barre d'outils. Pour vérifier la structure, simuler le profil de l'indice de réfraction dans le plan XZ. S'ouvre **Figure I. 28**.

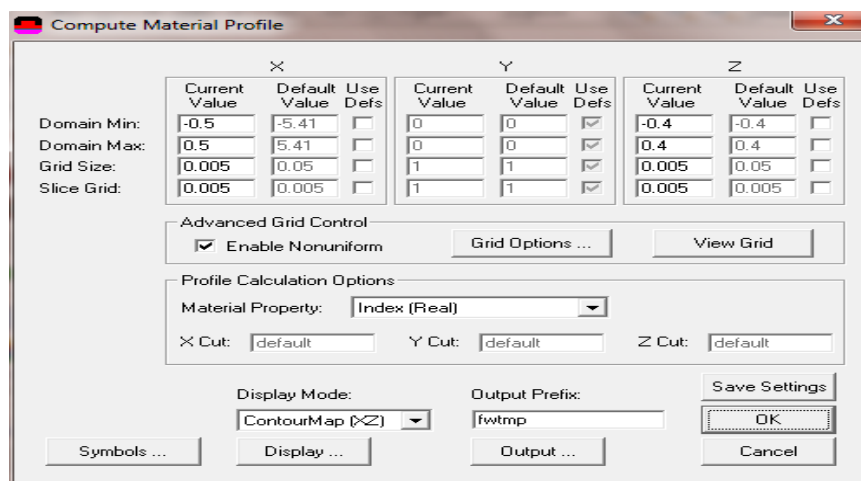


Figure I. 28: fenêtre de compute material Profil

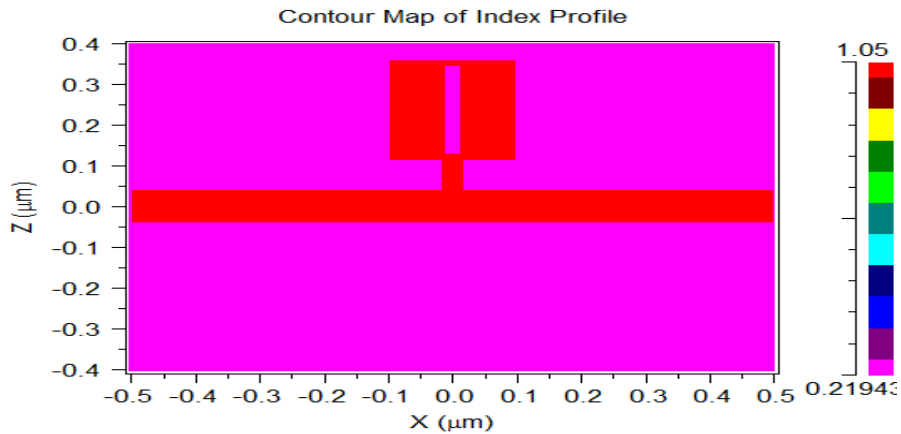


Figure I. 29: Le profil des matériaux de la structure 1.

La **Figure I. 29** montre que le guide est gravé par un matériel isolant (**air**, dont son indice de réfraction est bien connu $n = 1$), la cavité est gravé par un rectangle en argent **Ag** à l'intérieur d'un rectangle en **air**.

5.7. Réglages des paramètres de simulation :

Lorsque la structure est bien définie. On clique sur le bouton Perform Simulation pour définir le champ, plus de sa on peut indiquer des paramètres de simulation avant de l'effectuer On va choisir Pulsed et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier **Figure I. 30**.

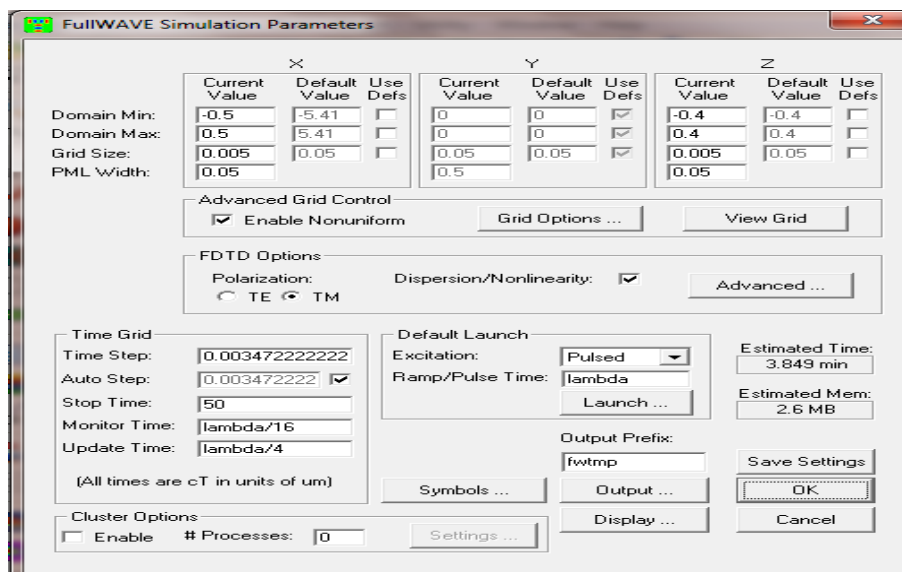


Figure I. 30:La fenêtre de paramètres de simulation

- **Lancement de la simulation**

Après avoir entré et accepté les informations, cliquez sur Ok pour commencer la simulation.

- **Lecture des résultats**

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

6. Définition de la structure final du capteur :

La forme finale du capteur a été obtenue après un long processus d'optimisation. Cette optimisation concernait les paramètres géométriques de la structure comme on le montrera dans les paragraphes qui suivent. Ce processus sera réalisé en trois étapes principales :

- La première étape portera sur l'optimisation de la longueur T_1
- La deuxième étape portera sur l'optimisation de la longueur T_2
- La troisième étape portera sur l'optimisation de la longueur T_3

T_1 , T_2 , T_3 , sont présenté en figure suivante.

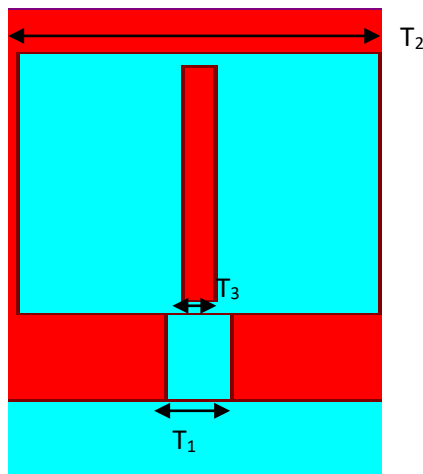


Figure I. 31: les dimensions T_1 , T_2 , T_3 optimisé.

Dans ce qui suivra nous allons abordés ces trois étapes en détail.

6. 1Optimisation de T1:

Pour obtenir la valeur optimale de T_1 , nous avons tracés la transmission du capteur pour des valeurs de T_1 comprise entre $0.01 \mu\text{m}$ à $0.04\mu\text{m}$, les résultats que nous avons obtenus sont montrés sur la figure suivante.

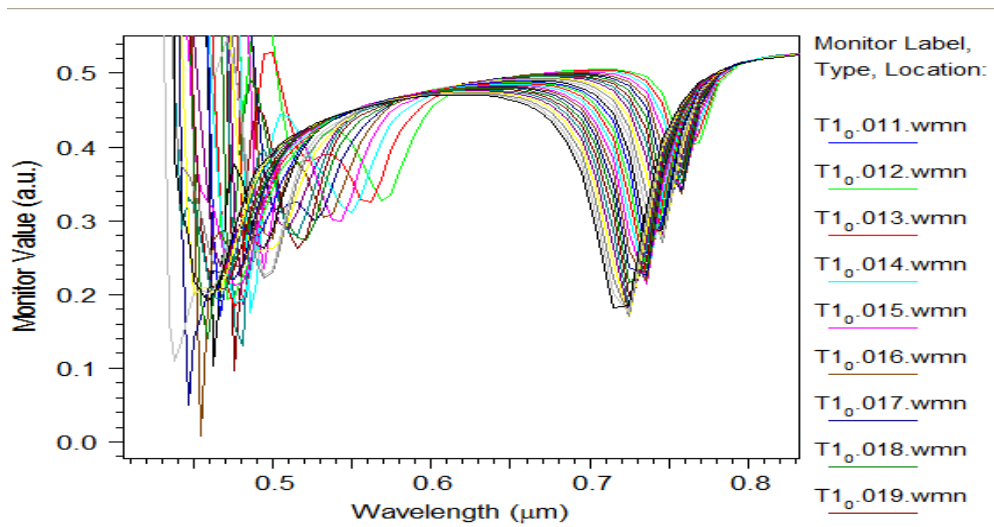


Figure I. 32: Processus d'optimisation de T_1

D'après cette figure on peut aisément constater que la valeur $0.038\mu\text{m}$ de T_1 est la valeur optimale recherche car elle correspond au peak le plus claire.

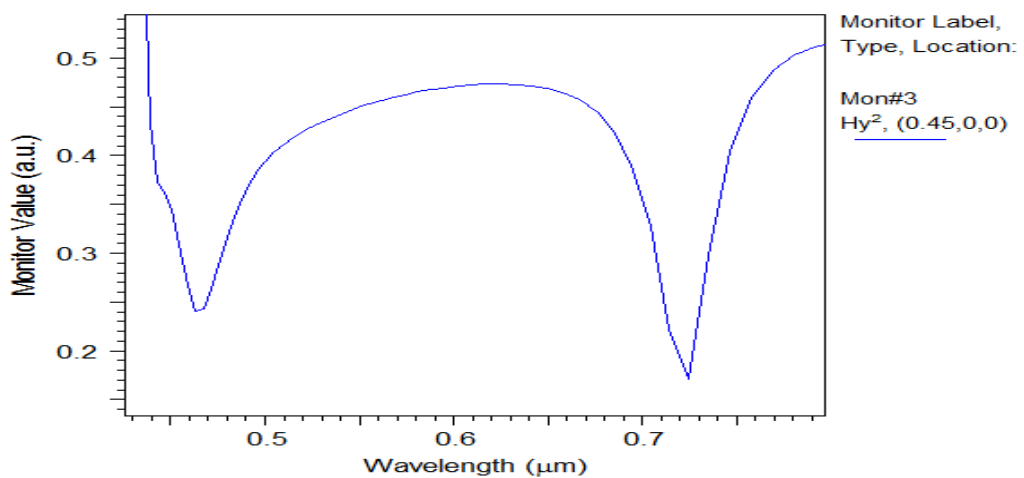


Figure I. 33: Transmission correspondante à la valeur de T_2 optimale

6. 2Optimisation de T2:

Pour optimiser T_2 on base sur la valeur de T_1 , nous avons tracés la transmission du capteur pour des valeurs de T_2 comprise entre $0.11\mu\text{m}$ à $0.41\mu\text{m}$, les résultats que nous avons obtenus sont montrés sur la figure suivante

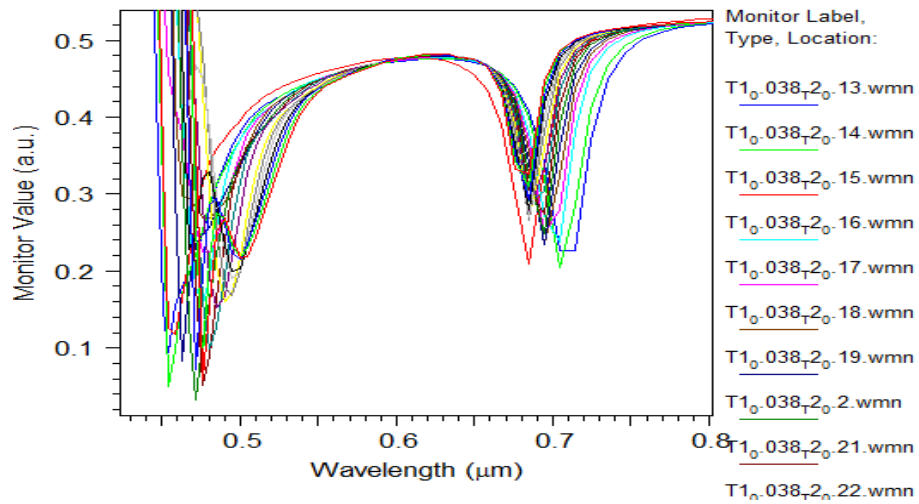


Figure I. 34: Processus d'optimisation de T_2

D'après cette figure on peut aisément constater que la valeur $0.11\mu\text{m}$ de T_2 est la valeur optimale recherche car elle correspond au peak le plus parfait.

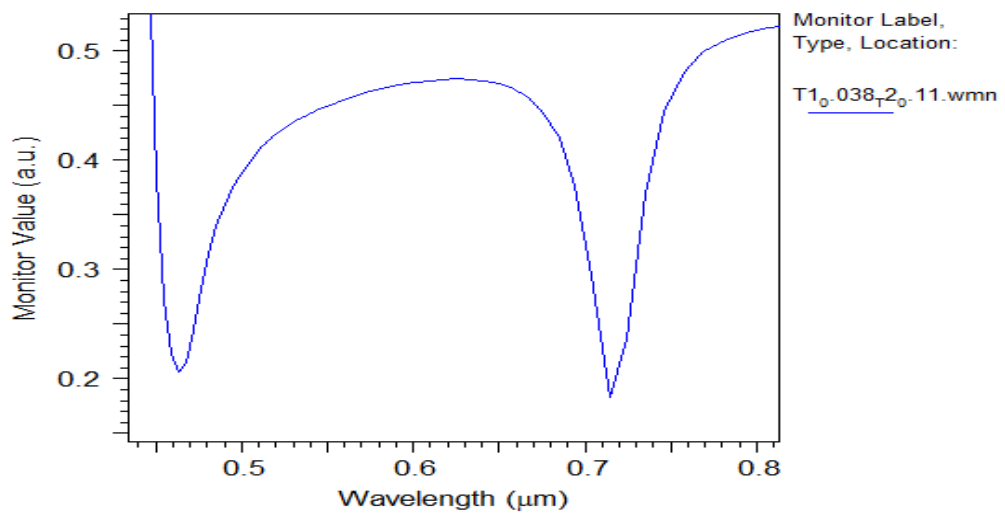


Figure I. 35: Transmission correspondante à la valeur de T_2 optimale

6.3 Optimisation de T3:

A partir de valeurs T_1 et T_2 nous améliorons la valeur T_3 , nous avons tracés la transmission du capteur pour des valeurs de T_3 comprise entre $0.11 \mu\text{m}$ à $0.22 \mu\text{m}$, les résultats que nous avons obtenus sont montrés sur la figure suivante.

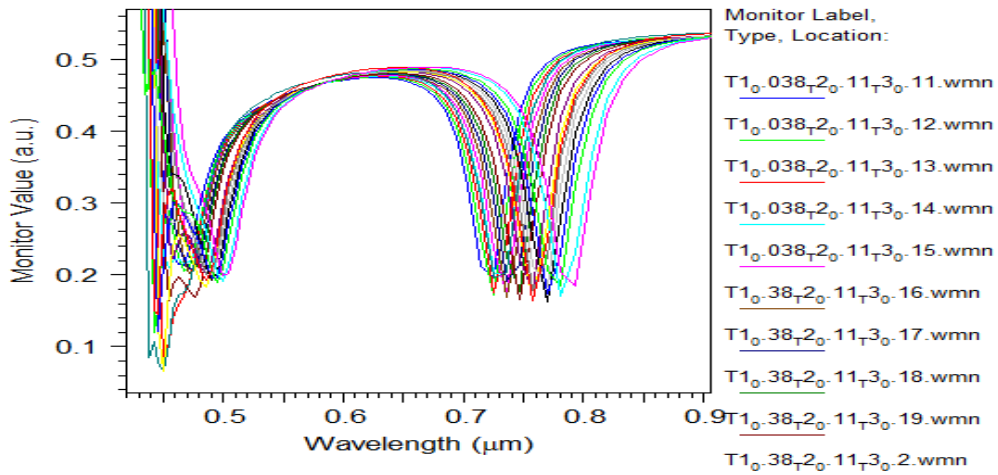


Figure I. 36: Processus d'optimisation de T_3

D'après cette figure on peut aisément constaté que la valeur $0.2 \mu\text{m}$ de T_3 est la valeur optimale recherche car elle correspond au peak le plus parfait

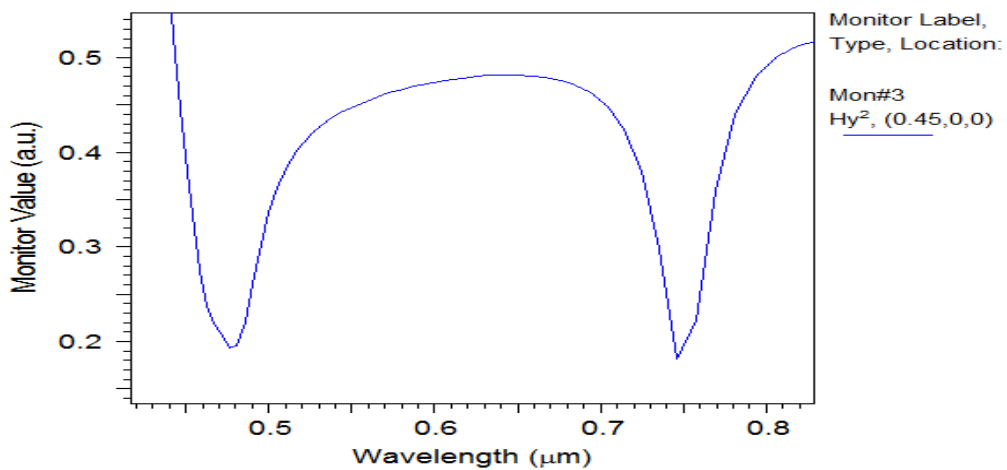


Figure I. 37: Transmission correspondante à la valeur de T_3 optimale

7. Structure finales du capteur :

La structure finale du capteur que nous allons adopter pour la suite de l'étude est la suivante.

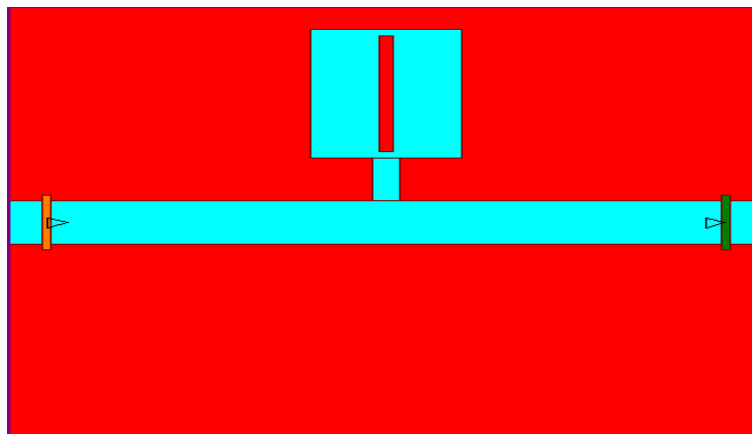


Figure I. 38: la structure finale du capteur.

Cette structure possédant les dimensions issues du processus d'optimisation de la partie précédente.

8. Réponse du capteur :

La réponse du capteur RI obtenue pour une variation d'indice de réfraction de 0 à 0.05 par pas de 0.01 est donnée en figure suivante.

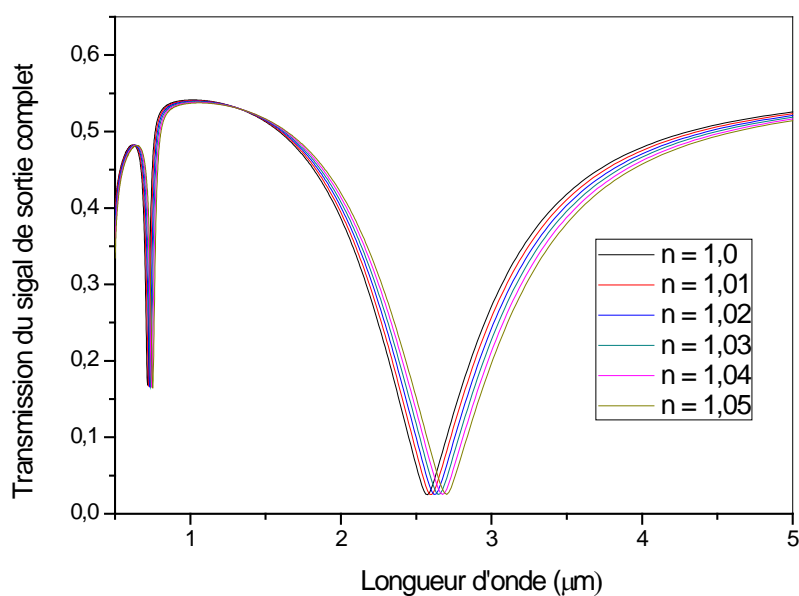


Figure I. 39: Réponse globale du capteur

Cette réponse contient deux groupes d'impulsion, ou chacun des deux correspond à un mode de résonance bien distinct. Le premier mode correspond à des longueurs d'onde de résonance situées entre $0.71 \mu\text{m}$ et $0.75 \mu\text{m}$. Le second à son tour correspond à des longueurs d'onde de résonance situées entre $2.57 \mu\text{m}$ et $2.70 \mu\text{m}$. Dans l'étude qui suivra nous allons analyser les deux modes résonants séparément en montrant les propriétés essentielles de chacun indépendamment de l'autre.

8.1 Etude du premier mode résonant :

Les courbes suivantes (**Figure I. 40**) donnent respectivement la réponse du capteur pour les valeurs de l'indice de réfraction données précédemment, suivies de la représentation de ces longueurs d'onde de résonance en fonction de la variation de l'indice de réfraction considérées (**Figure I. 41**). De ces courbes on peut déjà voir qu'il présente un comportement très satisfaisant du point de vue linéarité dans cette gamme de longueur d'ondes et pour les valeurs de n utilisées.

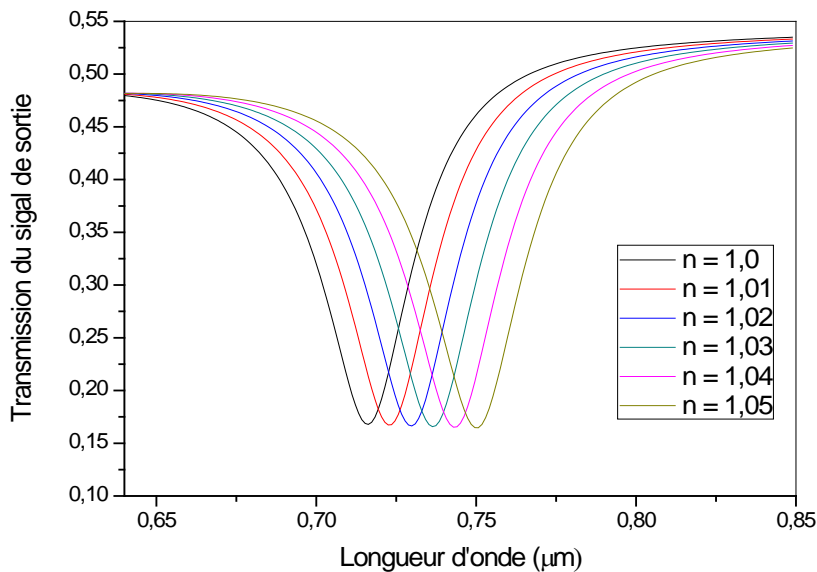


Figure I. 40: Réponse du capteur pour le premier mode de propagation

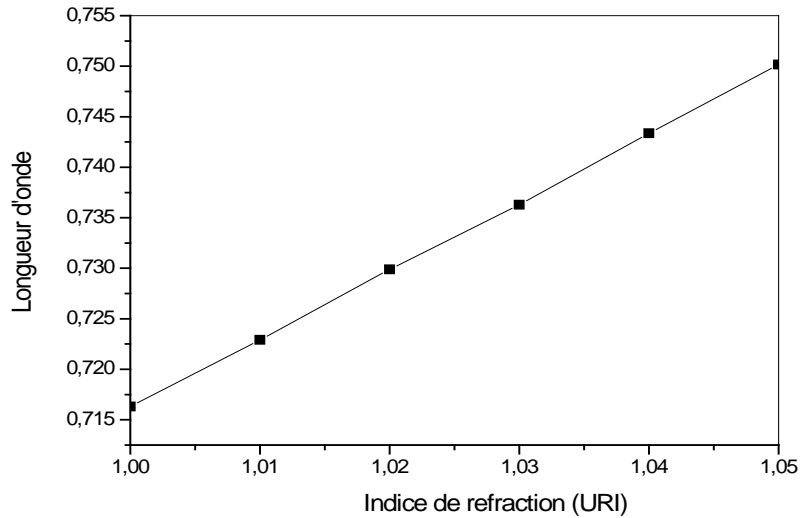


Figure I. 41: Variation des longueurs d'onde de sorties en fonction de la variation d'indice de réfraction pour le premier mode de propagation

De cette dernière courbe on peut affirmer le caractère linéaire de la réponse du capteur pour cette gamme d'indice de réfraction. de cette courbe on peut calculer la sensibilité du capteur, cette dernière étant la pente de la fonction $\Delta\lambda = f(\Delta n)$. Les valeurs de la sensibilité obtenue sont groupées dans le tableau 3.1 suivant

8. 1.1 Sensibilité du premier mode résonant :

La sensibilité à la variation de l'indice de réfraction du capteur proposé est calculée à partir de la relation (1.31). Les résultats que nous avons obtenus sont regroupés dans le tableau 3. Suivant. Il est à noter que les valeurs des longueurs d'ondes et des transmissions correspondantes aux valeurs de n sont relevées directement des courbes de réponses correspondantes à ce mode.

Indice N	Longueur d'onde de résonance (μm)	Transmission	$\Delta\lambda$	Sensibilité s $s = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$
1	0,71632	0,16744		
1,01	0,72291	0,16699	6,59	659
1,02	0,72989	0,16609	6,98	698
1,03	0,73629	0,16563	6,4	640
1,04	0,74337	0,16416	7,08	708
1,05	0,75015	0,16473	6,78	678

Tableau. I.4: Calcul des sensibilités du capteur pour le premier mode de propagation.

8. 1.2 Tracé de la sensibilité correspondance à ce mode :

Les sensibilités calculés dans le tableau précédent sont représentés graphiquement sur la figure 3. Suivante.

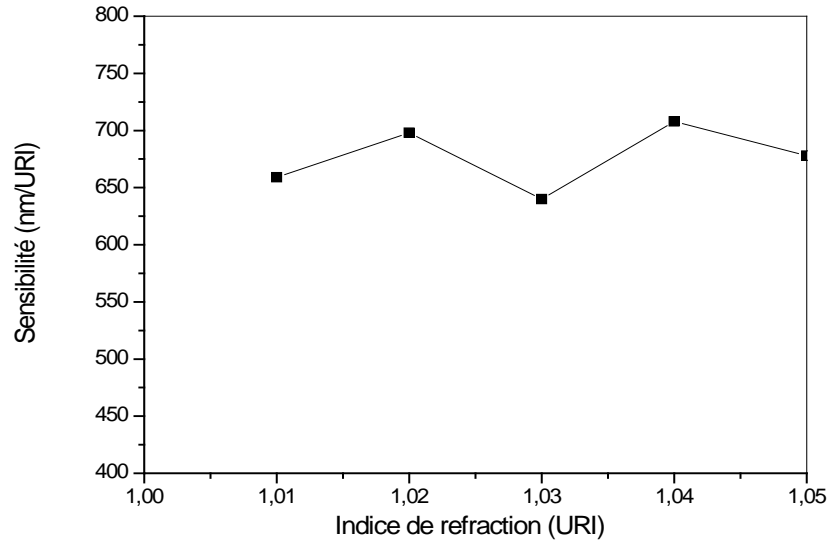


Figure I. 42: Sensibilité du capteur pour le premier mode de propagation

De cette figure on constate que la sensibilité se propage dans un intervalle situé entre 640 et 708 nm/URI aux erreurs de calculs près. Du point de vue technologique cette sensibilité est relativement satisfaisante car présente déjà une très grande amélioration par rapport à d'autres technologies comme celle des cristaux photoniques.

8. 2 Etude du second mode résonant :

Les courbes suivantes (**Figure I. 43**) donnent respectivement la réponse du capteur pour les valeurs de l'indice de refraction données précédemment suivies de la représentation de ces longueurs d'onde de résonance en fonction de la variation de l'indice de refraction considérés (**Figure I. 44**). De ces courbes on peut déjà voire qu'il présente un comportement très satisfaisant du point de vue linéarité dans cette gamme de longueur d'ondes et pour les valeurs de n utilisé.

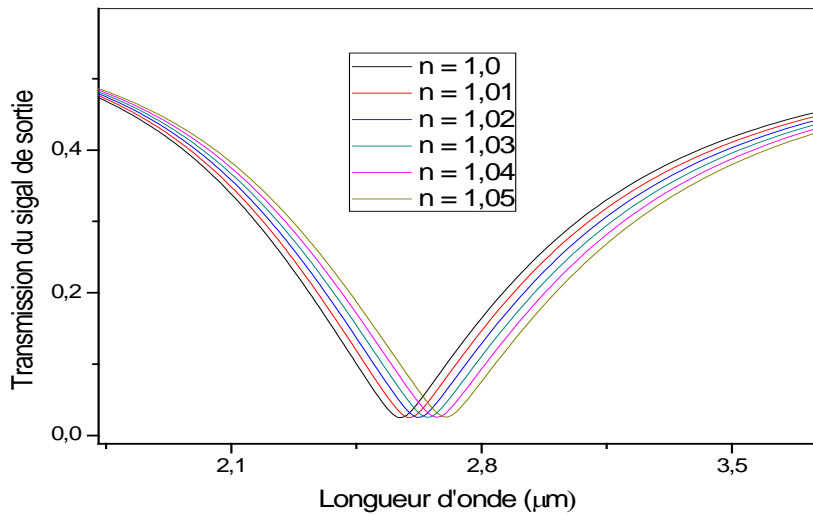


Figure I. 43: Réponse du capteur pour le second mode de propagation

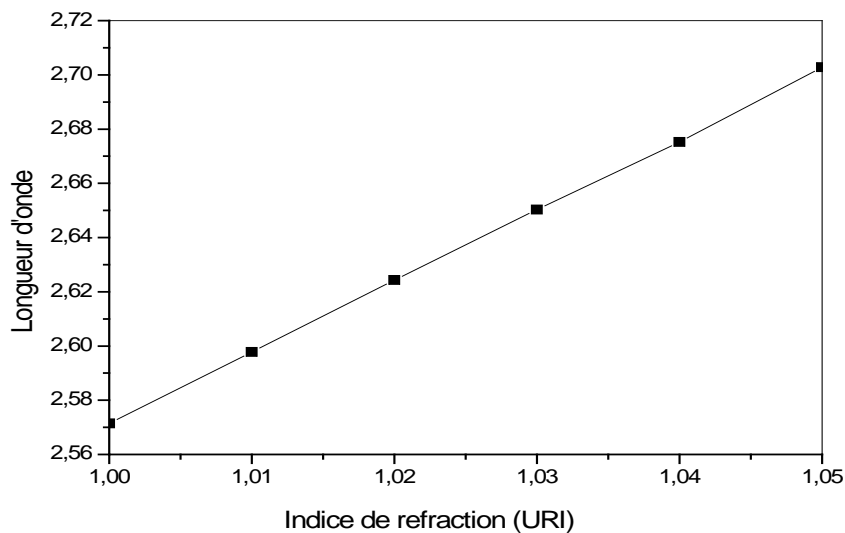


Figure I. 44: Variation des longueurs d'onde de sorties en fonction de la variation d'indice de réfraction pour le second mode de propagation

8. 2.1 Sensibilité du deuxième mode résonant

La sensibilité à la variation de l'indice de réfraction pour ce mode aussi est calculée à partir de la relation (1.31). Les résultats que nous avons obtenus sont regroupés dans la tableau 5. Suivant. De la même façon, les valeurs des longueurs d'ondes et des transmissions

Correspondantes aux valeurs de n sont relevées directement des courbes de réponses correspondantes à ce mode.

Indice N	longueur d'onde de résonance (μm)	Transmission	Δλ	sensibilité $s = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$
1	2,5714	0,025021		
1,01	2,5978	0,020982	26,4	2640
1,02	2,6243	0,02547	26,5	2650
1,03	2,6503	0,025021	26	2600
1,04	2,6752	0,02547	24,9	2490
1,05	2,7028	0,020085	27,6	2760

Tableau. I.5: Calcul des sensibilités du capteur pour le deuxième mode de propagation.

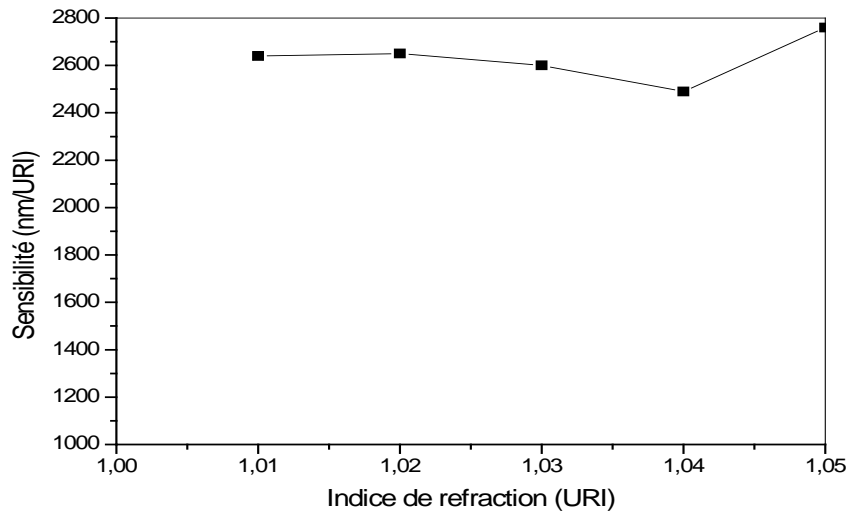


Figure I. 45: Sensibilité du capteur pour le second mode de propagation

De cette figure on constate que la sensibilité pour ce cas aussi n'est pas vraiment constantes mais ; se propage dans un intervalle situé entre 2490 et 2760 nm/URI aux erreurs de calculs près. On peut aisément constater que la sensibilité s'est améliorée d'une façon très considérable par rapport au premier cas et elle a atteint un ordre de 2760nm/URI. Cette valeurs est très

Satisfaisante et est très comparable et compétitives par rapport aux grandeurs obtenues en littératures du domaine

9. Calcul des facteurs de Qualités de chaque mode :

Nous calculons le facteur de qualité de la relation (1.33)

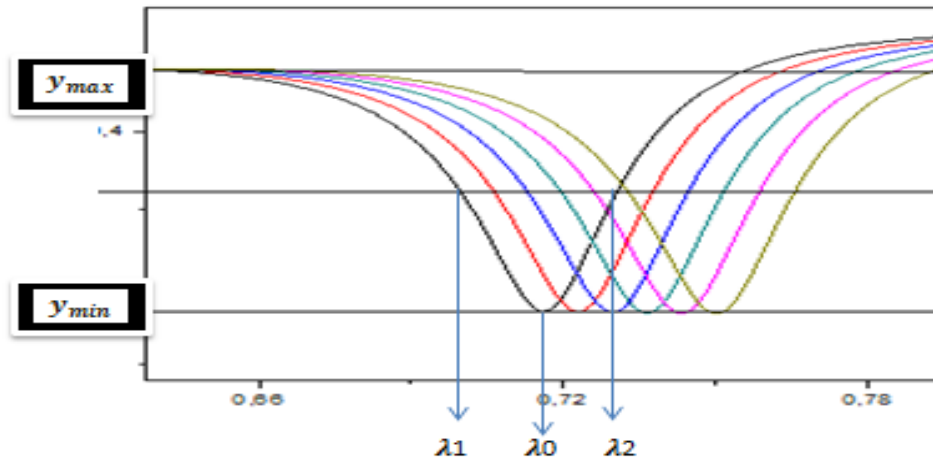


Figure 1.46 : Principe de calcul du facteur de qualité

$$\left. \begin{aligned}
 Q &= \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \\
 y' &= \frac{(y_{max}-y_{min})}{2} + y_{min} \\
 \Delta\lambda &= \text{FWHM} = \lambda_2 - \lambda_1
 \end{aligned} \right\}$$

- **Le facteur de qualité du MODE1 :**

Les valeurs de Q sont données en tableau

	$n_1=1$	$n_2=1.01$	$n_3=1.02$	$n_4 =1.03$	$n_5 =1.04$	$n_6 = 1.05$
λ_0	0.7158	0.7228	0.7296	0.7368	0.7433	0.7501
Q	22.869	23.166	23.088	23.29	23.15	23.08

Tableau 1.6 : Facteur de qualité du premier mode de propagation

Et la figure 1.47 donne l'allure de la variation de Q pour les valeurs de n (pris en compte).

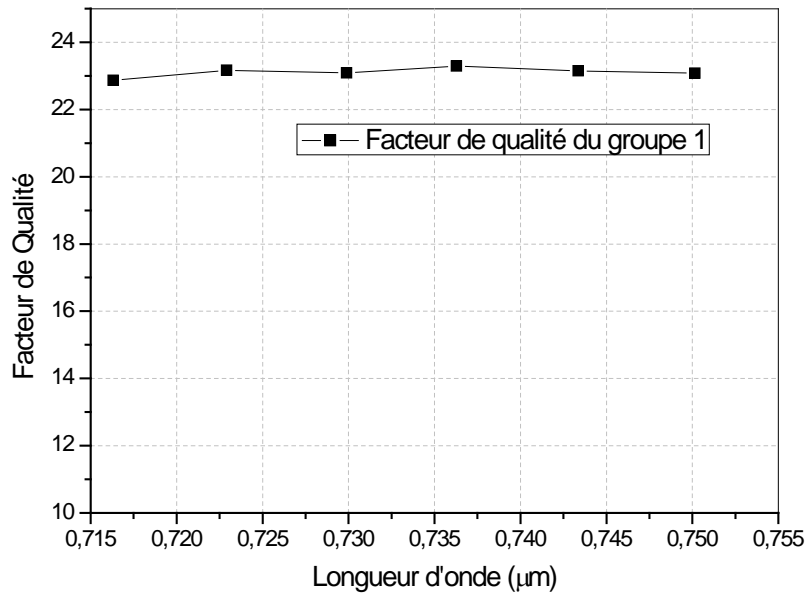


Figure 1.47 : les facteurs de qualités en fonction des longueurs d'onde

- **Le facteur de qualité du MODE2 :**

Les valeurs de Q sont données en tableau

	$n_1=1$	$n_2=1.01$	$n_3=1.02$	$n_4 =1.03$	$n_5 =1.04$	$n_6 = 1.05$
λ_0	2.5747	2.5974	2.6258	2.6542	2.6769	2.6996
Q	3.8752	3.8434	3.886	3.927	3.994	4.02

Tableau 1.7 : Facteur de qualité du deuxième mode de propagation

Et la figure 1.48 donne l'allure de la variation de Q pour les valeurs de n (pris en compte)

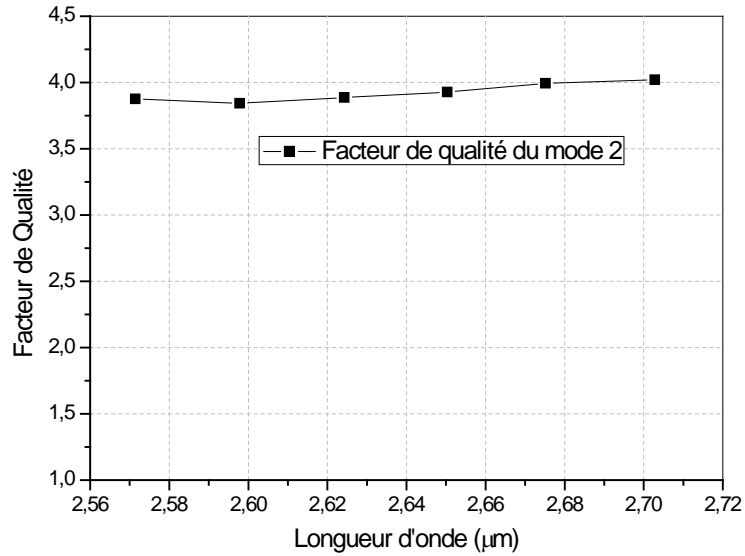


Figure 1.48 : les facteurs de qualités en fonction des longueurs d'onde

De ces résultats on peut conclure que les facteurs de qualité correspondant au spectre de sortie du premier mode de propagation est de loin plus important que ceux correspondants au second mode.

10. Conclusion :

Dans ce dernier chapitre, nous avons fait en premier lieu la synthèse d'un capteur de changement d'indice de réfraction, puis et en second lieu nous avons fait son analyse ce qui nous a permis de trouver une forme optimale de ce dernier grâce à un processus d'optimisation efficace. La forme optimale trouvé nous a permis d'avoir une très bonne sensibilité (entre 640 et 708 nm/URI pour les longueurs d'ondes entre 0.7 µm et 0.77µm et 2490 et 2760 nm/URI pour les longueurs d'ondes entre 2.35 µm et 3.15µm) et linéarité ce qui la rend une plateforme efficace pour la réalisation de capteurs de différents types.

Bibliographie

CHAPITRE

III

- [1] BOUZIDI Nafissa « Etude et conception d'un capteur d'indice de réfraction (RI) à base de cristaux photoniques bidimensionnels à usage multiple » MEMOIRE DE MASTER UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA JUIN 2016.
- [2] CHABIRA Chaima, BEN MESROUK fatima « *Application des plasmons de surface en vue de concevoir un détecteur de température* » Université Mohamed Boudiaf - M'sila , 2020 /2021, mémoire de Master .
- [3] L. Ghisa, "Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal". Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, Rennes, (2008).
- [4] G. Lenz et al. "Optical Delay Lines Based on Optical Filters," IEEE J. Quantum Electron. Vol. 37, no. 4, pp. 525-532, (April 2001).
- [5] AMROUCHE Amin , TEBANI Choayb « Conception d'un filtre optique à base plasmonique » Master Académique 2019 /2020

Conclusion

Général

Dans ce travail nous avons proposé une structure MIM à base de résonance plasmonique dans le but de l'utiliser pour la réalisation de capteurs de différentes grandeurs physique et/ou chimique de haute sensibilité. Après avoir donné la forme initiale de la structure nous avons à la suite et grâce à processus d'optimisation efficace (grâce au module FullWave du logiciel RSoft) fourni sa forme finale optimisée. L'analyse de la structure optimale nous permis d'obtenir des résultats très satisfaisons et très compétitifs par rapport à la littérature du domaine.

En effet, cette structure optimale nous a permis d'avoir une très bonne sensibilité (entre 640 et 708 nm/URI pour les longueurs d'ondes entre 0.7 μm et 0.77 μm et 2490 et 2760 nm/URI pour les longueurs d'ondes entre 2.35 μm et 3.15 μm).

En ce qui concerne le comportement du capteur vis-à-vis du changement de l'indice de réfraction, on peut dire que cette structure a assuré un comportement linéaire au capteur ce qui très favorables dans le domaine des capteurs et de la mesure.

En fin, et en prenant en compte les résultats cité plus haut, on peut dire que nous avons réalisé une très bonne plateforme qui peut être utilisé pour l'élaboration de capteurs de différents types de mesurandes (physique, chimique, organique.. etc) ayant de très bonne performances.

En perspective, nous encourageant les étudiants des promotions à venir à améliorer les résultats que nous avons obtenus dans ce modeste travail par la proposition de structure plus performantes et aussi par utilisation d'algorithmes d'optimisations plus puissants.

Résumé

Les plasmons de surface sont une oscillation collective des électrons libres à la surface d'un métal due à un couplage avec des photons incidents. Plusieurs conditions sont à respecter pour que ce couplage puisse avoir lieu entre autre, la partie réelle de la permittivité du métal à la longueur d'onde d'excitation doit être négative. C'est le cas pour l'or, l'argent ou l'aluminium dans le visible et le proche infrarouge. La finesse de la résonance et le caractère évanescent des plasmons de surface sont les deux propriétés clefs pour l'utilisation de la SPR dans le domaine des capteurs, avec la mise sur le marché des premiers appareils commerciaux au début des années 80.

Le vrais succès de la résonance des plasmons de surface (SPR) est due à capacité à mesurer des variations d'indice de réfraction et d'épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception de capteurs capables de détecter les interactions entre surfaces et différents types d'entité physique chimique biologiques.....etc.

D'autre part, les capteurs SPR sont basés sur le décalage du pic de résonance des SP en raison du changement de l'indice de réfraction du milieu environnant. Bien que la différence soit minime, il est toujours possible de contrôler cette variation d'indice par le décalage des positions des pics SPR.

Mots clé :

La résonance des plasmons de surface (RPS), d'indice de réfraction, Capteur RI, Structure MIM, Sensibilité RI.

ملخص

البلازمونات السطحية هي تذبذب جماعي للإلكترونات الحرة على سطح المعدن بسبب الاقتران بالفوتونات الساقطة. يجب استيفاء عدة شروط لحدوث هذا الاقتران ، من بين أمور أخرى، يجب أن يكون الجزء الحقيقي من سماحية المعدن عند الطول الموجي للإثارة سالبًا. هذا هو الحال بالنسبة للذهب أو الفضة أو الألومنيوم في الأشعة تحت الحمراء المرئية والقريبة. دقة الرنين والطبيعة الزائلة للبلازمونات السطحية هما خاصيتان رئيسيتان لاستخدام SPR في مجال المستشعرات ، مع تسويق الأجهزة التجارية الأولى في أوائل الثمانينيات.

يرجع النجاح الحقيقي لرنين المأكل بالسطح (SPR) إلى قدرته على قياس الاختلافات في معامل الانكسار وسمك الطبقات العضوية بدقة كبيرة ، ومن ثم تصميم أجهزة الاستشعار القادرة على اكتشاف التفاعلات بين الأسطح وأنواع مختلفة من الكيانات الفيزيائية الكيميائية البيولوجية ... إلخ. من ناحية أخرى ، تعتمد مستشعرات SPR على تحويل ذروة الرنين لـ SP بسبب التغيير في معامل الانكسار للوسط المحيط. على الرغم من أن الاختلاف ضئيل ، إلا أنه من الممكن دائما التحكم في تباين المؤشر هذا عن طريق تغيير مواضع قمم SPR.

الكلمات المفتاحية:

رنين البلازمونات السطحي (SPR) ، مؤشر الانكسار ، مستشعر الأشعة تحت الحمراء ، هيكل معدن عازل معدن ، حساسية الأشعة تحت الحمراء .

Abstract

Surface plasmons are a collective oscillation of free electrons on the surface of a metal due to coupling to incident photons. Several conditions must be met for this coupling to take place, among other things, the real part of the permittivity of the metal at the excitation wavelength must be negative, and the real part of the permittivity of the metal at the excitation wavelength must be negative. This is the case for gold, silver or aluminum in the visible and near infrared. The finesse of the resonance and the evanescent character of the surface plasmons are the two key properties for the use of SPR in the capture domain, with the marketing of the first commercial devices in the early 80s.

The real success of surface plasmon resonance (SPR) is due to the ability to measure variations in refractive index and thicknesses of organic layers with great precision, hence the design of sensors capable of detecting interactions between surfaces and different types of physical entities chemical biological ...etc.

On the other hand, SPR sensors are based on shifting the resonance peak of SPs due to the change in refractive index of the surrounding medium. Although the difference is minimal, it is still possible to control this index variation by shifting the positions of the SPR peaks.

Keywords:

Surface Plasmon Resonance (SPR), Refractive Index, IR Sensor, MIM Structure, IR Sensitivity.

ملخص

البلازمونات السطحية هي تذبذب جماعي للإلكترونات الحرة على سطح المعدن بسبب الاقتران بالفوتونات الساقطة. يجب استيفاء عدة شروط لحدوث هذا الاقتران ، من بين أمور أخرى، يجب أن يكون الجزء الحقيقي من مساحية المعدن عند الطول الموجي للإثارة سالبًا. هذا هو الحال بالنسبة للذهب أو الفضة أو الألومنيوم في الأشعة تحت الحمراء المرئية والقريبة. دقة الرنين والطبيعة الزائلة للبلازمونات السطحية هما خاصيتان رئيسيتان لاستخدام SPR في مجال المستشعرات، مع تسويق الأجهزة التجارية الأولى في أوائل الثمانينيات.

يرجع النجاح الحقيقي لرنين المأكل بالسطح (SPR) إلى قدرته على قياس الاختلافات في معامل الانكسار وسمك الطبقات العضوية بدقة كبيرة ، ومن ثم تصميم أجهزة الاستشعار القادرة على اكتشاف التفاعلات بين الأسطح وأنواع مختلفة من الكيانات الفيزيائية الكيميائية البيولوجية ... إلخ.

من ناحية أخرى، تعتمد مستشعرات SPR على تحويل ذروة الرنين لـ SP بسبب التغيير في معامل الانكسار للوسط المحيط. على الرغم من أن الاختلاف ضئيل، إلا أنه من الممكن دائما التحكم في تباين المؤشر هذا عن طريق تغيير مواضع قمع SPR.

الكلمات المفتاحية:

رنين البلازمونات السطحي (SPR) ، مؤشر الانكسار ، مستشعر الأشعة تحت الحمراء ، هيكل معدن عازل معدن ، حساسية الأشعة تحت الحمراء.

Abstract

Surface plasmons are a collective oscillation of free electrons on the surface of a metal due to coupling to incident photons. Several conditions must be met for this coupling to take place, among other things, the real part of the permittivity of the metal at the excitation wavelength must be negative, and the real part of the permittivity of the metal at the excitation wavelength must be negative. This is the case for gold, silver or aluminum in the visible and near infrared. The finesse of the resonance and the evanescent character of the surface plasmons are the two key properties for the use of SPR in the capture domain, with the marketing of the first commercial devices in the early 80s.

The real success of surface plasmon resonance (SPR) is due to the ability to measure variations in refractive index and thicknesses of organic layers with great precision, hence the design of sensors capable of detecting interactions between surfaces and different types of physical entities chemical biological ...etc.

On the other hand, SPR sensors are based on shifting the resonance peak of SPs due to the change in refractive index of the surrounding medium. Although the difference is minimal, it is still possible to control this index variation by shifting the positions of the SPR peaks.

Keywords:

Surface Plasmon Resonance (SPR), Refractive Index, IR Sensor, MIM Structure, IR Sensitivity.