

N° d'ordre :

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE & POPULAIRE

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR & DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DJILLALI LIABES
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
SIDI BEL ABBES

THESE DE DOCTORAT

Présentée par

GUERINIK Amine

Spécialité : *Sciences physiques*

Option : *Sciences des matériaux*

Intitulée

*Théorie des plasmons de surface pour la conception
et l'optimisation de biocapteurs*

Soutenue le : 08/07/2021

Devant le jury composé de :

Président : Mme BOUKABRINE Fouzia MCA (UDL SBA)

Examineurs : Mme SAYEH Choukria Pr. (Univ. Aïn Temouchent)

Mr MILOUA Redouane Pr. (Univ. Tiaret)

Mlle BENYAHIA Karima MCA (Univ. Aïn Temouchent)

Mme CHIKHI Malika MCA (UDL SBA)

Directrice de thèse : Mme TAYEBOUN Fatima Pr. (UDL SBA)

Année universitaire : 2020/2021

À ma femme et à mes enfants Ritej et Ahmed qui m'ont beaucoup aidés

et supportés durant ces années de recherches

À mes parents

À mon frère et ma sœur

À ma famille

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements vont à Allah le Tout-Puissant.

J'ai eu l'immense privilège de mener cette thèse sous la direction de Madame la Professeur TAYEBOUN Fatima, je voudrais particulièrement la remercier pour la disponibilité dont elle a fait preuve et pour ses conseils éclairés. Je la remercie pour son soutien permanent et la confiance qu'elle m'a accordée.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Madame la Professeur BENKABOU Fatima Zohra de m'avoir fait entrer dans le monde des plasmons de surface et pour ses entrevues scientifiques.

Ma reconnaissance s'adresse aussi à Madame BOUKABRINE Fouzia, Professeur à l'université Djillali Liabès, d'avoir accepté de présider le jury.

Je désire aussi remercier le Docteur BENYAHIA Karima ainsi que le Docteur CHIKHI Malika, le Professeur SAYEH Choukria et le Docteur MILOUA Redouane qui ont consenti à examiner cette thèse.

Je suis également redevable à toutes les compétences techniques, scientifiques ou humaines qui m'ont aidé dans ce travail. Je tiens à témoigner ma gratitude à ma famille et à tous mes amis. Une mention spéciale à ma femme pour tous les soutiens qu'elle m'a apportés aux moments difficiles. Je voudrais exprimer un grand remerciement à mon père.

Et enfin une pensée particulière à mes regrettées mère, grand-mère et beau père...

RÉSUMÉ

Ces dernières années, des milliers de publications ont été réalisées en physique plasmonique, et spécialement dans le domaine des capteurs, pour leurs miniaturisations et leur haute et précise sensibilité. Ce travail vise à concevoir théoriquement deux biocapteurs plasmoniques basés sur la résonance plasmonique de surface (SPR) dans la configuration de Kretschmann, et un biocapteur basé sur les plasmons de surface de Tamm. Des structures simples à réaliser expérimentalement car elles ne contiennent que des métaux nobles, l'or ou l'argent, déposés sur des prismes en verre. Nous avons étudié l'influence de certains semi-conducteurs comme l'arséniure aluminium de gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$); semi-conducteur ternaire (un des matériaux les plus utilisés en électronique et optoélectronique), le carbure de silicium (SiC) qui est un semi-conducteur largement utilisé en optoélectronique pour ses propriétés remarquables, un cristal photonique unidimensionnel (1D) ($\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{SiO}_2$)⁴, les dichalcogénures de métaux de transition bidimensionnels (TMDC) 2D qui attirent l'attention des chercheurs par leurs propriétés intéressantes et le phosphore noir (BP) ou phosphorène récemment introduit dans la communauté des matériaux bidimensionnels sur les plasmons de surface. En comparaison avec d'autres travaux sur les capteurs SPR, les simulations montrent que les biocapteurs simulés dans ce travail de thèse présentent d'excellentes sensibilités. Le biocapteur contrôlant l'hémoglobine du sang humain a une sensibilité angulaire de $244^\circ/\text{RIU}$, le biocapteur de cellules cancéreuses a une sensibilité angulaire de $208^\circ/\text{RIU}$ dans le visible, et un biocapteur basé sur les plasmons de surface de Tamm d'une ultra-haute sensibilité spectrale $10^5 \text{ nm}/\text{RIU}$ dans le proche infrarouge : d'excellentes valeurs pour des structures simples et économiques. Les résultats numériques ont été réalisés par la méthode de la matrice de transfert (TMM). Ce type de biocapteurs peut être très utile en médecine, en biologie et même dans le domaine agricole.

Mots clés Résonance des plasmons de surface (SPR), plasmons de Tamm (TP), biocapteurs, sensibilité, réflectance.

ABSTRACT

In recent years, thousands of publications have been produced in plasmonic physics, and especially in the field of sensors, for their miniaturizations, and their high and precise sensitivity. This work aims to theoretically design two plasmonic biosensors based on surface plasmon resonance (SPR) in the Kretschmann configuration, and a biosensor based on Tamm surface plasmon, structures that are simple to achieve experimentally because they only contain noble metals, gold (Au) or silver (Ag), deposited on glass prisms. We have studied the influence of certain semiconductors such as aluminum gallium arsenide ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$); ternary semiconductor (one of the most used materials in electronics and optoelectronics), silicon carbide (SiC) which is a semiconductor widely used in optoelectronics for its remarkable properties, a one-dimensional (1D) photonic crystal ($\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As} / \text{SiO}_2$), two-dimensional transition metal dichalcogenides 2D (TMDC) which attract the attention of researchers by their interesting properties and black phosphorus (BP) or phosphorene recently introduced in the community of two-dimensional materials on the surface plasmons. In comparison with other works on SPR sensors, the simulations show that the biosensors simulated in this thesis work exhibit excellent sensitivities. The biosensor controlling hemoglobin in human blood has an angular sensitivity of $244^\circ / \text{RIU}$, the cancer cells biosensor has an angular sensitivity of $208^\circ / \text{RIU}$ in the visible range, and a biosensor based on the surface plasmon of Tamm, with ultra-high spectral sensitivity $10^5 \text{ nm} / \text{RIU}$ in the near infrared. Excellent values for simple and economical structures. Numerical results were obtained by the transfer matrix method (TMM). This type of biosensors can be very useful in medicine, biology and even in agriculture.

Keywords Surface plasmon resonance (SPR), Tamm plasmons (TP), biosensors, sensitivity, reflectance.

في السنوات الأخيرة، تم إنتاج آلاف المنشورات في الفيزياء البلازمية وخاصة في مجال المستشعرات، لتصغيرها وحساسيتها العالية والدقيقة. يهدف هذا العمل إلى تصميم اثنين من أجهزة الاستشعار الحيوية البلازمية نظريًا استنادًا إلى رنين البلازمون السطحي (SPR) وفقًا لتكوين Kretschmann، وجهاز استشعار حيوي يعتمد على البلازمونات السطحية لـ Tamm، وهي هياكل يسهل تحقيقها تجريبيًا لأنها تحتوي فقط على معادن نبيلة: ذهب أو فضة، ترسبت على مناشير زجاجية. لقد درسنا تأثير بعض أنصاف النواقل مثل زرنيخ الألومنيوم الجاليوم ($Al_xGa_{1-x}As$) أشباه الموصلات الثلاثية (واحدة من أكثر المواد استخدامًا في الإلكترونيك والإلكترونيك الضوئية)، وكربيد السيليكون (SiC) وهو نصف ناقل يستخدم على نطاق واسع في الإلكترونيك الضوئية لخصائصه الرائعة، بلورة فوتونية)، و الفوتون البلوري أحادي الأبعاد $(Al_{0.9}Ga_{0.1}As/SiO_2)^4$ (1D)، وثنائي كالكوجينيدات معادن الانتقال ثنائية الأبعاد D2 (TMDC) التي تجذب انتباه الباحثين بخصائصها المثيرة للاهتمام والفسفور الأسود (BP) أو الفوسفورين الذي تم إدراجه مؤخرًا في قائمة المواد ثنائية الأبعاد على البلازمونات السطحية. بالمقارنة مع أعمال أخرى على مستشعرات SPR، تُظهر المحاكاة أن المستشعرات الحيوية التي تمت في هذا البحث حساسيتها ممتازة. جهاز الاستشعار الحيوي الذي يراقب الهيموجلوبين في دم الإنسان لديه حساسية زاوية تبلغ $244^\circ/RIU$ ، والمستشعر الحيوي للخلايا السرطانية لديه حساسية زاوية تبلغ $208^\circ / RIU$ في المجال المرئي، ومستشعر حيوي يعتمد على البلازمون السطحي لـ Tamm، بحساسية طيفية جد عالية 10^5 $^\circ/RIU$ في مجال الأشعة تحت الحمراء القريبة. قيم ممتازة لهياكل بسيطة واقتصادية. تم الحصول على النتائج العددية بطريقة مصفوفة الانتقال (TMM). يمكن أن يكون هذا النوع من أجهزة الاستشعار مفيدًا جدًا في الطب، علم الأحياء وحتى في الزراعة.

الكلمات المفتاحية رنين البلازمونات السطحية (SPR)، بلازمونات Tamm (TP)، المستشعرات الحيوية، الحساسية، الانعكاس.

LISTE DES FIGURES

Figure (I) : Nombre d'articles publiés sur les capteurs basés sur la résonance des plasmons de surface dans PubMed : total 4072. 1990–1995: 38 articles; 1995–2000: 136 articles; 2000–2005: 434 articles; 2005–2010: 941 articles; 2010–2015: 1415 articles ; 2015-2021 : 1804 articles.

Figure I.1	Propagation d'une onde monochromatique plane dans deux milieux homogènes et isotropes.	7
Figure I.2	Propagation d'une onde monochromatique plane dans trois milieux homogènes et isotrope avec des interfaces planes.	11
Figure I.3	Les profondeurs de pénétration dans le métal.....	15
Figure I.4	LRSP et SRSP à 653 nm pour la configuration (SF11/teflon-500 nm/Ag-46.6 nm/analyte-1.33:1.34). Pour la structure conventionnelle, épaisseur du Teflon = 0 nm [12].	16
Figure I.5	Une onde lumineuse incidente avec l'angle polaire θ et azimutal ϕ , les rainures sont parallèles à la direction x.....	20
Figure I.6	La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm [13].....	22
Figure I.7	La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm pour une période du réseau de 1 μm et des rainures d'une profondeur de 70nm [13].....	23
Figure I.8	La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence avec une polarisation TM de la lumière incidente pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm pour une période du réseau de 1 μm et des rainures de profondeur de 90 nm [13].....	24
Figure I.9	La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence avec une polarisation TE de la lumière incidente pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm pour une période du réseau de 1 μm et des rainures de profondeur de 90 nm [13].	24
Figure I.10	Les premiers spectres de réflectances où apparaissent les états de Tamm optiques [14].....	25
Figure I.11	Spectres de réflectance et de transmittance obtenus à 300K, sans et avec une couche d'or d'épaisseur 30nm. Les cercles et les traits pleins correspondent respectivement aux spectres de réflexion et de transmission mesurés; les lignes discontinues et pointillées indiquent respectivement la réflexion et la transmission calculées. La réflexion du miroir de Bragg sans couche d'or est représentée par une fine ligne continue. Δ est la largeur à mi-hauteur du TP. ...	26
Figure I.12	Spèctre de réflectance d'un mode hybride [24].	27
Figure II.1	Guides d'ondes plasmoniques.	31
Figure II.2	LRSP et SRSP d'une couche mince métallique [1].....	31
Figure II.3	Longueur de propagation du LRSP en fonction de l'épaisseur de la couche métallique [1].	32
Figure II.4	(a) Spectre Raman spontané de l'acridinium sous forme de poudre. (b) Spectre Raman spontané de l'acridinium d'une solution diluée d'acridinium (10^{-2} M). (c) Spectre SRES	

d'une solution diluée d'acridinium (10^{-6} M) dans une solution colloïdale de particules d'argent (excitation laser : 514.5 nm) [4].	33
Figure II. 5 Trous dans un réseau périodique dans une couche mince d'argent générant en transmission les lettres 'hv' [12].	34
Figure II. 6 Structure d'une cellule solaire organique à hétérojonction [14].	34
Figure II. 7 Absorption totale de la structure (MEH-PPV:PCBM + NSs (▲), de l'absorption intrinsèque dans le MEH-PPV:PCBM (■), et de l'absorption d'une couche homogène de MEH-PPV:PCBM sans NS (◆) [13].	35
Figure II. 8 Variation du rendement d'absorption intrinsèque au (MEH-PPV: PCBM) en fonction du diamètre de NSs placées en zone « avant » ou en zone arrière, pour la même épaisseur du matériau actif sans NS [13].	36
Figure II. 9 Représentation schématique du transfert de charges photogénérées pour différents types d'hétérojonctions métal/semi-conducteur (a) Barrière de Schottky entre métal/SC (b) résonance des plasmons de surface métal/SC [14].	38
Figure II.10 Conception du spaser (a) Schéma des nanoparticules spaser (b) Image au microscope électronique à transmission du noyau d' Au (c) Image au microscope électronique à balayage des nanoparticules spaser [20].	39
Figure II.11 Les premiers nanolasers plasmoniques, en 2009 (a) spaser de M. T. Hill et al. [18] (b) spaser de R.F. Oulton et al. [19].	39
Figure II.12 Schéma d'un spaser constitué d'une nanocoque d'argent sur un noyau diélectrique et de deux monocouches de boîtes quantiques [23].	39
Figure II.13 Distribution de la fluorescence pour N sillons périodiques [25].	40
Figure II.14 Image et Schéma au microscope électronique d'une nanoantenne plasmonique [26].	40
Figure II.15 Courbes SPR pour deux indices de réfraction de l'analyte.	41
Figure II.16 Spectre SPR pour deux indices de réfraction de l'analyte.	42
Figure II.17 Interrogation de phase pour une configuration de Kretschmann à base d'argent à 633nm.	44
Figure II.18 Réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour différentes concentrations de glucose [35].	45
Figure II.19 Schéma du biocapteur proposé par A. Keshavarz et al.	46
Figure II.20 Schéma du capteur proposé par Zaky A. Zaky et al. Ag/gas/(PSi1/PSi2) ¹² /Si.	46
Figure II.21 Spectre de réflectance pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du gaz.	47
Figure II. 22 Schéma du biocapteur de Formol.	47
Figure II.23 Réflectance pour différentes molarités de la solution.	48
Figure III.1 Model à N couches pour la détermination de la réflectance.	52
Figure III.2 (a) Schéma d'un CP-1D (b) photographie MEB d'un CP-1D [2].	54
Figure III.3 (a) Schéma d'un CP-2D (b) photographie MEB d'un CP 2D [3].	54
Figure III.4 (a) Schéma d'un CP 3D (b) photographie MEB d'un CP-3D [4].	55
Figure III.5 Tétraèdre de base du SiC [10].	56
Figure III.6 Tétraèdre de base du SiO2.	57
Figure III.7 Représentation tridimensionnelle d'un TMDC de formule générale MX2 [20].	58
Figure III.8 Structure cristalline du BP [27].	59
Figure III.9 Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'argent.	64
Figure III.10 Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude avec les données de J&C et celles de Palik.	66

Figure III.11	Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude-Lorentz avec les données de J&C et celles de Palik.	67
Figure IV. 1	Schéma descriptif du capteur proposé.....	73
Figure IV. 2	Courbe de réflectance de la structure (a) conventionnelle (b) celle proposée avec le prisme BK7.	74
Figure IV. 3	Courbe de réflectance de la structure (a) conventionnelle (b) celle proposée avec le prisme BAK1.	75
Figure IV. 4	Courbe de réflectance de la structure (a) conventionnelle (b) celle proposée avec le prisme BAF10.	76
Figure IV. 5	Réflectance du biocapteur proposé pour $n_s=1.33$, $n_s=1.335$, $n_s=1.34$, $n_s=1.345$ et $n_s=1.35$	77
Figure IV.6	Courbes de réflectance de la structure BK7/Au/ $Al_xGa_{1-x}As$ avec (a) $x=30\%$ (b) $x=50\%$	78
Figure IV.7	Courbes de réflectance de la structure BK7/Au/ $Al_xGa_{1-x}As$ avec (a) $x=70\%$ (b) $x=90\%$	79
Figure IV. 8	Schéma du biocapteur proposé.....	83
Figure IV. 9	Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) conventionnel (b) biocapteur avec l'Ag-SiC.	84
Figure IV.10	Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de MoSe2 (b) Ag-SiC- bicouche de MoSe2.	86
Figure IV. 11	Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de WSe2 (b) Ag-SiC- bicouche de WSe2.....	87
Figure IV. 12	Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de MoS2 (b) Ag-SiC- bicouche de MoS2.....	88
Figure IV.13	Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de WS2 (b) Ag-SiC- monocouche de BP.	89
Figure IV. 14	Réflectance du biocapteur Ag-SiC-bicouche de WSe2 pour $n_s=1.33$, $n_s=1.34$, $n_s=1.35$ and $n_s=1.36$	90
Figure IV. 15	Angles de résonance en fonction de l'indice de réfraction des biocapteurs Ag-SiC-TMDC et Ag-SiC-BP.	91
Figure IV. 16	Variation du <i>dip</i> de la réflectance en fonction de l'indice de réfraction des différents échantillons.	93
Figure IV. 17	Schéma du capteur de gaz prisme/Ag/air/($Al_{0.9}Ga_{0.1}As/SiO_2$) $_4$ / $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ proposé.....	95
Figure IV. 18	Spectres de réflectance de la structure proposée, mais sans couche d'argent. .	96
Figure IV. 19	Spectre de réflectance de la structure proposée avec la couche d'argent.	96
Figure IV. 20	Variation de la réflectance en fonction de la longueur d'onde pour un changement de l'indice de réfraction de l'air de 1.00026 à 1.0005.	97
Figure IV.21	Variation du minimum de réflectance en fonction de l'épaisseur d'argent.....	98
Figure IV. 22	La sensibilité du capteur proposé en fonction de l'épaisseur d'air.....	98
Figure A.1	Propagation d'une onde monochromatique plane dans trois milieux homogènes et isotropes avec des interfaces planes.....	110

LISTE DES TABLEAUX

Tableau III.1	Paramètres de la relation de dispersion de chaque verre.	57
Tableau III.2	Indice de réfraction et épaisseur des matériaux 2D utilisés à 632.8nm.	58
Tableau III.3	Paramètres du modèle de Drude-Lorentz.	66
Tableau IV.1	Paramètres de performances du biocapteur SPR basé sur l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et du biocapteur conventionnel pour trois prismes différents :BK7, BAK1 et BAF10.	77
Tableau IV.2	Paramètres de performances du biocapteur SPR basé sur l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour : $x=0.3, 0.5, 0.7$ et 0.9	80
Tableau IV.3	Comparaison du biocapteur proposé avec quelques travaux antérieurs.....	80
Tableau IV.4	Concentration de l'hémoglobine dans le sang [23].....	81
Tableau IV.5	Paramètres de performances du biocapteur SPR Ag-SiC-TMDC/BP.	91
Tableau IV.6	Comparaison de la sensibilité entre différents biocapteurs à base de matériaux bidimensionnels précédemment publiés et les biocapteurs proposés (L :layer en anglais couche).	92
Tableau IV.7	Indice de réfraction des cellules [30].	93
Tableau IV.8	Les performances du capteur proposé.....	99
Tableau IV.9	Comparaison du capteur de gaz proposé avec d'autres capteurs de gaz.....	99

LISTE DES ABRÉVIATIONS

- ATR *Attenuated Total Reflection*, Réflexion Totale Atténuée.
- AZO *Aluminium Zinc Oxide*, oxyde de zinc dopé à l'aluminium.
- BP *Black Phosphorus*, phosphore noir.
- BZ *Back Zone*, zone arrière.
- CP Cristal Photonique.
- DA *Detection Accuracy*, précision de détection.
- FOM *Figure of Merit*, figure de mérite.
- FWHM *Full Width at Half Maximum*, largeur à mi-hauteur.
- FZ *Front Zone*, zone avant.
- ITO *Indium Tin Oxide*, oxyde d'indium dopé à l'étain.
- LECVD *Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*, dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma.
- LRSP *Long-Range Surface Plasmons*, plasmons de surface à longue portée.
- LSP *Localized Surface Plasmons*, Plasmons de Surface Localisés.
- MEB Microscope Electronique à Balayage.
- NS Nanosphères.
- OTC Oxyde Transparent Conducteur.
- PBG *Photonic Band Gap*, bande interdite photonique.
- PLD *Pulsed Laser Deposition*, dépôt par ablation laser.
- PS *Porous Silicon*, Silicium Poreux.
- PSP *Propagating Surface Plasmons*, Plasmons de Surface Propagatifs.
- QF *Quality Factor*, Facteur de Qualité.
- SERS *Surface Enhanced Raman Spectroscopy*, Spectroscopie Raman Exaltée de Surface.
- SPASER *Surface Plasmon Amplification Stimulated Emission of Radiation*, Amplification de Plasmon de Surface par Émission Stimulée de Rayonnement.
- SP *Surface Plasmon*, Plasmon de Surface.
- SPR *Surface Plasmon Resonance*, Résonance des plasmons de Surface.
- SRSP *Short-Range Surface Plasmons*, plasmons de surface à courte portée.
- TE *Transverse Electric*, Transverse Électrique.
- TM *Transverse Magnetic*, Transverse Magnétique.

TMDC *Transition Metal Dichalcogenides*, Dichalcogénures de Métaux de Transition.

TMM *Transfer Matrix Method*, Méthode de la Matrice de Transfert.

TOE Transmission Optique extraordinaire.

TP *Tamm Plasmons*, plasmons de Tamm.

1D Unidimensionnel.

2D Bidimensionnel.

3D Tridimensionnel.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS

RÉSUMÉ

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES ABRÉVIATIONS

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I LES PLASMONS DE SURFACE	5
I.1 Les équations de Maxwell	5
I.2 Les relations constitutives.....	6
I.3 Les conditions aux limites	6
I.4 L'onde évanescente.....	7
I.5 Un peu d'histoire	9
I.6 Théorie électromagnétique des plasmons de surface.....	10
I.6.1 Cas particulier de trois milieux	11
I.6.2 Cas particulier d'une seule interface	12
I.7 Longueur de propagation	14
I.8 Profondeur de pénétration.....	14
I.9 Cas particulier de la structure symétrique.....	15
I.10 Inexistence de plasmons de surface en polarisation (TE).....	16
I.11 La résonance des plasmons de surface	17
I.12 Excitation des plasmons de surface	18
I.12.1 Couplage par prisme	18
a. Configuration de Kretschmann-Raether.....	19
b. Configuration d'Otto	19
I.12.2 Couplage par réseau de diffraction	20
I.13 Plasmons de surface de Tamm.....	25
Conclusion.....	27

CHAPITRE II APPLICATIONS DES PLASMONS DE SURFACE	30
II.1 Guides plasmoniques.....	30
II.2 Spectroscopie Raman exaltée de surface.....	32
II.3 Transmission optique extraordinaire	33
II.4 Energie solaire photovoltaïque	34
II.5 Photosynthèse artificielle.....	36
II.6 SPASERs.....	38
II.7 Nano-antennes plasmoniques	40
II.8 Développement des capteurs	41
II.8.1 Sensibilité d'un capteur	41
a. Interrogation angulaire	41
b. Interrogation spectrale	42
c. Interrogation d'intensité	43
d. Interrogation de phase	43
II.8.2 Figure de mérite	44
II.8.3 Précision de détection	44
II.8.4 Quelques applications des capteurs	45
a. Diagnostique médical	45
b. Capteurs de gaz.....	46
c. Biocapteurs de qualité alimentaire	47
Conclusion.....	48
CHAPITRE III MÉTHODE DE SIMULATION ET MATÉRIAUX.....	52
III.I Méthode de simulation.....	52
III.2 Matériaux	54
III.2.1 Cristaux photoniques	54
a. Cristaux photoniques unidimensionnelles	54
b. Cristaux photoniques bidimensionnelles	54
c. Cristaux photoniques tridimensionnelles	55
III.2.2 Arséniure d'aluminium-gallium.....	55
III.2.3 Carbure de silicium.....	55
III.2.4 Dioxyde de silicium.....	56
III.2.5 Verres	57
III.2.6 Dichalcogénures de métaux de transition bidimensionnels.....	58

III.2.7 Phosphore noir	59
III.2.8 Or et argent	60
a. Propriétés électriques des métaux nobles	60
b. Fonction diélectrique de l'or et l'argent	63
Conclusion.....	68
CHAPITRE IV CONCEPTION ET SIMULATION DE BIOCAPTEURS PLASMONIQUES	72
IV.1 Premier biocapteur : application pour le control de l'hémoglobine dans le sang humain.....	73
IV.1.1 Schéma du biocapteur	73
IV.1.2 Effet du prisme	75
IV.1.3 Influence du pourcentage en aluminium	78
IV.2 Second biocapteur : application pour la détection de cellules cancéreuses	82
IV.2.1 Schéma du biocapteur	83
IV.2.2 Sensibilité angulaire	83
IV.3 Troisième structure : conception d'un capteur de gaz hautement sensible basé sur l'état de Tamm dans un cristal photonique unidimensionnel.....	94
IV.3.1 Model théorique du biocapteur TP proposé	95
a. Description du bicapteur proposé	95
b. Epaisseur des couches	95
IV.3.2 Sensibilité spectrale	96
Conclusion.....	100
CONCLUSION GÉNÉRALE	103
ANNEXE.....	105
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS.....	116

INTRODUCTION

La physique des plasmons de surface est un domaine fascinant qui fait partie intégrante de la nanophotonique. Elle permet d'explorer les champs électromagnétiques confinés sur des dimensions de l'ordre ou inférieurs à la longueur d'onde. Elle est basée sur le processus d'interaction entre le rayonnement électromagnétique et les électrons de conduction aux interfaces métalliques ou dans de petites nanostructures métalliques. Ces ondes ont été beaucoup étudiées au début des années soixante-dix [1,2]. La miniaturisation des matériaux à l'échelle nanométrique a provoqué un saut d'intérêt aux plasmons de surface à la fin des années quatre-vingt-dix [3]. La recherche sur les plasmons de surface se déroule actuellement à un rythme époustouflant (Figure 1).

La grande sensibilité des plasmons de surface au changement d'indice de réfraction du diélectrique permet notamment leurs utilisations dans les capteurs biologiques [4], capteurs de gaz... désormais des capteurs sont commercialisés et permettent la détection avec une haute sensibilité.

Ce travail de thèse s'est attaché à étudier les applications des plasmons de surface et spécialement dans le domaine des capteurs. Une légère modification de l'indice de réfraction de l'analyte (milieu capteur) entraîne à son tour un déplacement de l'angle d'incidence ou de la longueur d'onde à la résonance, selon l'interrogation utilisée et c'est sur cette variation qu'est basé le principe de fonctionnement d'un capteur.

Le premier chapitre vise à donner un aperçu sur les équations de Maxwell, l'onde évanescente, la théorie électromagnétiques des plasmons de surface, la résonance des plasmons de surface, la description des techniques expérimentales pour leur excitation, et enfin une étude sur les plasmons de surface de Tamm, contrairement aux plasmons de surface conventionnels, ils peuvent être produits par excitation optique directe sans

l'intervention de prismes ou de réseaux de diffraction et peuvent exister à la fois dans les polarisations TE et TM et être excités même à une incidence normale, découverts en 2005 [5, 6] par un groupe de chercheurs par analogie avec les états de Tamm pour les électrons [7] et prouvés expérimentalement en 2008 [8].

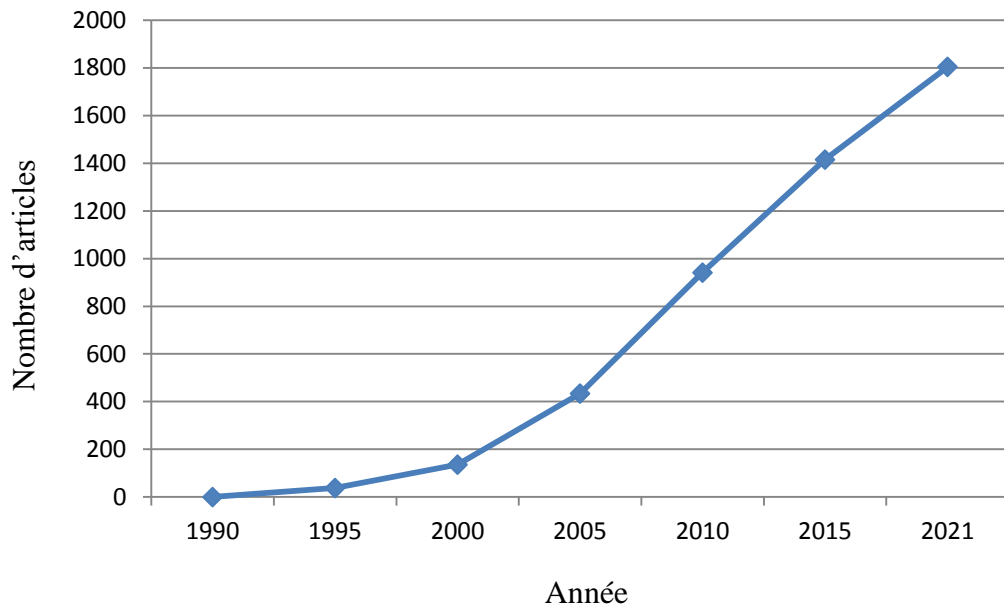


Figure 1 Nombre d'articles publiés sur les capteurs basés sur la résonance des plasmons de surface dans PubMed : total 4072. 1990–1995 : 38 articles; 1995–2000 : 136 articles; 2000–2005 : 434 articles; 2005–2010 : 941 articles; 2010–2015 : 1415 articles ; 2015-2021 : 1804.

Dans le second chapitre, quelques applications des plasmons de surface ont été exposées touchant une variété de domaines : télécommunication, détection, énergie solaire photovoltaïque...

Le troisième chapitre traite la méthode de calcul employée ainsi que les différents matériaux utilisés en incluant les modèles de Drude et Drude-Lorentz pour modéliser les fonctions diélectriques de l'or et de l'argent.

Le quatrième et dernier chapitre décrit le travail le plus important de la thèse, les applications des plasmons de surface spécialement dans le domaine des biocapteurs. Pour cela, trois types différents de biocapteurs ont été présentés : un biocapteur basé sur les SPR pour le contrôle de l'hémoglobine dans le sang humain, allant du schéma du biocapteur vers les paramètres optimaux dans le but d'obtenir la meilleure sensibilité, et enfin comparer les résultats obtenus avec les travaux antérieurs.

Le second biocapteur, basé aussi sur les SPR, est consacré à la détection des cellules cancéreuses. A prime abord, le schéma du capteur a été introduit, suivi d'une étude sur sa sensibilité, puis une comparaison avec des travaux antérieurs et enfin une application sur cinq types de cellules cancéreuses.

Pour l'environnement, un capteur de gaz a été présenté, basé sur les plasmons de surface de Tamm, d'une haute sensibilité pour la détection de la pollution d'air ou de gaz à effet de serre.

Une conclusion générale reprend les différents résultats théoriques obtenus dans le cadre de ce travail de thèse.

Et pour terminer, une annexe comprenant des démonstrations rigoureuses liées à la théorie électromagnétique des plasmons de surface conventionnels.

- [1] A. Otto : Excitation of Nonradiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection. *Zeitschrift für Physik*, **216**:398-410, 1968.
- [2] E. Kretschmann et H. Raether : Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light (Surface plasma waves excitation by light and decay into photons applied to nonradiative modes). *Zeitschrift fuer naturforschung*, **23a**:2135–2136, 1968.
- [3] W. L. Barnes, A. Dereux et T. W. Ebbesen : Surface plasmon subwavelength, optics. *Nature*, **424**(6950):824–30, août 2003.
- [4] J. R. Lakowicz : Plasmonics in Biology and Plasmon-Controlled Fluorescence. *Plasmonics (Norwell, Mass.)*, 1(1):5–33, Mars 2006
- [5] A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Phys. Rev. B* 72, 233102, 2005.
- [6] A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Appl. Phys. Lett.* 87, 261105, 2005.
- [7] I. Tamm, Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen, *Zeitschrift für Physik* 76 (11-12), 849-850, 1932.
- [8] M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kalitseevski, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. Yu. Egorov, A. P. Vasil'ev, V. S. Mikhrin, and A. V. Kavokin, Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light, *Appl. Phys. Lett.* 92, 251112, 2008.

CHAPITRE I

LES PLASMONS DE SURFACE

I.1 Les équations de Maxwell

L'interaction entre les ondes électromagnétiques et la matière est décrite par les équations de Maxwell :

Deux équations vectorielles :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{I.1})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{I.2})$$

\vec{J} : densité de courant électrique.

\vec{D} : déplacement électrique.

\vec{H} : champ magnétique.

\vec{B} : induction magnétique.

\vec{E} : champ électrique.

Deux équations scalaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r, t) = \rho \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(r, t) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.3)} \\ \text{(I.4)} \end{array}$$

I.2 Les relations constitutives

La présence de la matière modifie les champs électromagnétiques qui sont décrits par les trois relations constitutives suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \\ \vec{J} = \sigma \vec{E} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.5)} \\ \text{(I.6)} \\ \text{(I.7)} \end{array}$$

ε_0 et μ_0 : Représentent la permittivité et la perméabilité absolues du vide.

ε et μ : Permittivité (fonction diélectrique) et perméabilité relatives du milieu. La fonction diélectrique est un paramètre qui varie en fonction de la longueur d'onde, c'est ce qu'on appelle le phénomène de dispersion, les milieux ayant cette propriété sont dits dispersifs.

σ et P : désignent successivement la conductivité électrique et la polarisation.

Par la suite, les matériaux considérés sont non-magnétiques, c'est-à-dire $\mu = 1$, linéaire ; la fonction diélectrique ne dépend pas des champs (isotropes) ; la fonction diélectrique est un scalaire, autrement elle serait un tenseur.

I.3 Les conditions aux limites

En plus des quatre équations de Maxwell et des trois relations constitutives, nous avons quatre équations de continuité qui expriment la continuité ou la discontinuité des composantes normales et tangentielles des vecteurs du champ électromagnétique à l'interface de deux milieux différents :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{2t} - \vec{E}_{1t} = \vec{0} , \\ \vec{H}_{2t} - \vec{H}_{1t} = \vec{J}_s \end{array} \right. \quad (\text{I.8}) \quad (\text{I.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_{2n} - D_{1n} = \sigma \end{array} \right. \quad (\text{I.10})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{2n} - B_{1n} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.11})$$

\vec{J}_s est la densité de courant surfacique et σ est la densité de charges surfaciques.

Le plus souvent, on est confronté à la situation où ces deux paramètres sont nuls, ce qui nous conduit à la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique ainsi que la composante normale du déplacement électrique.

I.4 L'onde évanescente

L'onde évanescente est générée dans le processus de la réflexion totale à l'interface entre deux milieux différents. Compte tenu de la Figure I.1, les composantes normales du vecteur d'onde dans chaque milieu (incident, réfléchis et transmis) sont :

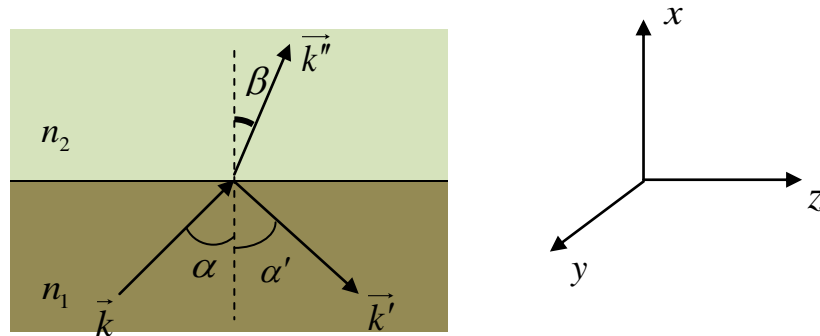


Figure I. 1 Propagation d'une onde monochromatique plane dans deux milieux homogène et isotrope.

$$\left\{ \begin{array}{l} k_x = k \cos \alpha = n \frac{\omega}{c} \cos \alpha \end{array} \right. \quad (\text{I.12})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k'_x = -k \cos \alpha' = -n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha' = -n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha , \text{ car } \alpha = \alpha' \text{ (loi de Snell-Descartes)} \end{array} \right. \quad (\text{I.13})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k''_x = n_2 \frac{\omega}{c} \cos \beta = n_2 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \alpha} \end{array} \right. \quad (\text{I.14})$$

Car $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ (loi de Snell-Descartes).

Pour les angles supérieurs à l'angle d'incidence limite (angle critique), on a une réflexion totale, $\alpha > \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$, c'est-à-dire lorsque, $\sin \alpha > \frac{n_2}{n_1}$, aucune onde n'est

transmise, $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \alpha < 0$, k_x'' est un imaginaire pur :

$$k_x'' = in_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \quad (\text{I.15})$$

$$\vec{E}'' = \vec{E}_0'' \exp[i(\vec{k}r - \omega t)] \quad (\text{I.16})$$

$$= \vec{E}_0'' \exp(ik_x x) \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)] \quad (\text{I.17})$$

$$= \vec{E}_0'' \exp\left[-n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} x\right] \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)] \quad (\text{I.18})$$

On constate que dans la région (2), ($x > 0$), contrairement à ce que l'on trouve dans l'optique géométrique, il y a un champ qui pénètre dans ce milieu exponentiellement décroissant, avec une profondeur de pénétration; la distance correspondante décroît d'un facteur de $1/e$:

$$\exp\left[-n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} x\right] = \exp(-1) \quad (\text{I.19})$$

Donc

$$x = \frac{c}{n_1 \omega \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} \quad (\text{I.20})$$

Qui peut être écrite en fonction de l'angle critique [1] :

$$x = \frac{c}{n_1 \omega \sqrt{\sin^2 \alpha - \sin^2 \theta_c}} \quad (\text{I.21})$$

θ_c : Représente l'angle critique.

I.5 Un peu d'histoire

Lorsqu'un champ électromagnétique est appliqué en un point à la surface d'un métal, les électrons vont osciller ; ces oscillations longitudinales des électrons libres sont appelées oscillations plasma. Le plasmon est un quantum de l'oscillation plasma, autrement dit, c'est une quasi-particule.

Les oscillations plasma se produisent à l'interface métal-diélectrique, elles sont alors appelées plasmons de surfaces (SP), ondes SP ou modes SP, plasmon est une abréviation de PLASM-a et électron-ON [2], ce terme a été introduit pour la première fois par D. Pines en 1956 « *We introduce the term "plasmon" to describe the quantum of elementary excitation associated with this high-frequency collective motion.* » [3].

À partir des équations de Maxwell et des conditions aux limites, il est très simple de montrer que les SP n'existent que par une lumière polarisée TM (*Transverse Magnetic*). Ces SP sont associés à un champ électromagnétique confiné au voisinage de l'interface.

Ces ondes électromagnétiques de surface ont été discutées pour la première fois par Zenneck en 1907 [4]. Ritchie, en 1957, fut le premier à introduire le terme "plasmon de surface" [5]. Ils ont été observés pour la première fois en 1959 par Turbadar [6], et leur excitation à la surface d'un métal a été observée par Powell et Swan en 1960 [7].

Peu après, la même année, Stern et Ferrell ont montré que les ondes électromagnétiques donnaient lieu à un rayonnement électromagnétique couplé aux plasmons de surface [8]. C'est en 1968 qu'Otto expliqua les résultats de Turbadar et, qu'en fait, la chute de la réflectivité était due à l'excitation des plasmons de surface dans la réflexion totale atténuée en présentant sa configuration bien connue [9], et qui a été modifiée plus tard par Kretschmann et Raether en 1971 [10].

Sur le plan pratique, le cas qui nous intéresse dans les applications est celui de l'excitation résonante des plasmons de surface SPR (*surface plasmon resonance*) qui se produit lorsqu'une onde évanescente, très intense à l'interface métal-diélectrique mais qui décroît exponentiellement dans la direction normale à l'interface, est créée par couplage optique entre l'onde lumineuse et les SP par : diffraction, guide d'ondes (*waveguide coupling*) ou par la réflexion totale atténuée (ATR) (*Attenuated Total Reflection*) d'une onde lumineuse progressive réalisée par prisme. Pour cela deux configurations sont possibles : la configuration de Kretschmann et celle d'Otto.

La recherche expérimentale sur les plasmons de surface SP a commencé en 1968, par une excitation d'un faisceau d'électrons par Otto et Kretschmann et Ræther [6,7].

On distingue deux types de plasmons de surface : les plasmons de surface propagatifs (*PSP*) (*Propagatif surface plasmon*) qui se propagent le long d'une interface plane et les plasmons de surface localisés (*LSP*) (*Localized surface plasmon*) qui sont des excitations localisées à l'intérieur de structures nanométriques.

I.6 Théorie électromagnétique des plasmons de surface

Considérons le cas d'un milieu linéaire, inhomogène, isotrope et non magnétique.

Dans le cas d'absence de charges et de courants extérieurs, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.22)} \\ \text{(I.23)} \\ \text{(I.24)} \\ \text{(I.25)} \end{array}$$

La perméabilité du milieu est : $\mu = \mu_0$, car il est non magnétique, μ_0 représente la perméabilité du vide.

La permittivité relative du milieu ε dépend de la direction \vec{r} car il est inhomogène, tel que :

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad \varepsilon_0 \text{ représente la permittivité du vide.}$$

Donc

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.26)} \\ \text{(I.27)} \\ \text{(I.28)} \\ \text{(I.29)} \end{array}$$

À partir des équations de Maxwell, dans le cas d'un milieu, linéaire, inhomogène et isotrope, on peut démontrer que les champs électrique et magnétique obéissent aux équations suivantes¹ :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{e}(x, y) = -(\nabla_t + i\beta \vec{z}_0) \vec{e}_t(x, y) \cdot \nabla_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(r)) \\ \Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r) \vec{h}(x, y) = -(\nabla_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(r)) \wedge [(i\beta \vec{z}_0 + \vec{\nabla}_t) \wedge \vec{h}] \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.30)} \\ \text{(I.31)} \end{array}$$

Tel que β représente la constante de propagation ($\beta = k_z$).

I.6.1 Cas particulier de trois milieux

Considérons le cas particulier de trois milieux homogènes, avec des interfaces planes (Figure I.2).

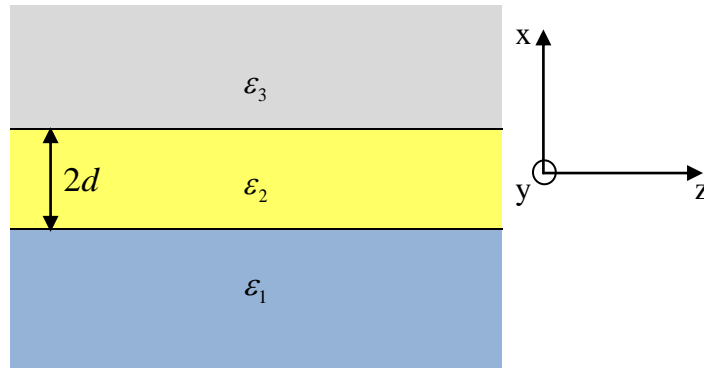


Figure I.2 Propagation d'une onde monochromatique plane dans trois milieux homogènes et isotropes avec des interfaces planes.

Selon la Figure I.2, les vecteurs du champ électromagnétique ne dépendent que de x et de z :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(x) \exp(i(\beta z - \omega t)) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(x) \exp(i(\beta z - \omega t)) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.32)} \\ \text{(I.33)} \end{array}$$

Prenons le cas qui nous intéresse le plus, celui de la polarisation TM.

¹ La démonstration se trouve à l'annexe.

Pour ce système multicouche, la constante de propagation β peut être déterminée à partir de l'équation suivante¹ :

$$\tan 2\kappa_2 d = \frac{\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1 + \gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3}{1 - (\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1)(\gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3)} \quad (\text{I.34})$$

$$\text{Avec } \kappa_i^2 = \omega^2 \varepsilon_i \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2$$

$$\text{Et } \gamma_i = i\kappa_i, \quad i = 1, 3$$

Mais c'est une équation qui ne peut être résolue que numériquement.

Un autre paramètre qui peut être déduit de la constante de propagation β , l'indice effectif est défini comme suit :

$$n_{\text{eff}} = \frac{c}{\omega} \text{Re}(\beta) \quad (\text{I.35})$$

L'équation (67) peut être réécrite ainsi :

$$\tan \kappa_2 D = \frac{\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1 + \gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3}{1 - (\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1)(\gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3)}, \quad (\text{I.36})$$

D : Représente l'épaisseur de la couche (2).

I.6.2 Cas particulier d'une seule interface

Analysons le cas particulier d'une seule interface, c'est-à-dire si comme la couche (2) n'existait plus, il suffit de remplacer dans l'équation (I.36) D par zéro, la couche (1) représente un métal et la couche (3) un diélectrique, par conséquent :

$$\gamma_1 / \varepsilon_1 + \gamma_3 / \varepsilon_3 = 0 \quad (\text{I.37})$$

Donc

$$\kappa_1 / \varepsilon_1 = -\kappa_3 / \varepsilon_3 \quad (\text{I.38})$$

$$\frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_1 \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2}}{\varepsilon_1} = -\frac{\sqrt{\omega^2 \varepsilon_3 \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2}}{\varepsilon_3} \quad (\text{I.39})$$

$$\frac{\omega^2 / c^2 - \beta^2}{\varepsilon_1} = \frac{\omega^2 / c^2 - \beta^2}{\varepsilon_3} \quad (\text{I.40})$$

Enfin

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}} \quad (\text{I.41})$$

Prenons le cas d'un métal dont la partie imaginaire est très inférieure devant sa partie réelle, c'est-à-dire, $|\varepsilon_1'| \gg \varepsilon_1''$, avec $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$:

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}} \quad (\text{I.42})$$

$$= k_0 \sqrt{\frac{(\varepsilon_1' + i\varepsilon_1'') \varepsilon_3}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_3) + i\varepsilon_1''}}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (\text{I.43})$$

$$= k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_3 (\varepsilon_3 \varepsilon_1' + \varepsilon_1'^2 + \varepsilon_1''^2) + i\varepsilon_1'' \varepsilon_3^2}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_3)^2 + \varepsilon_1''^2}} \quad (\text{I.44})$$

$$\simeq k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_3 \varepsilon_1' (\varepsilon_1' + \varepsilon_3) + i\varepsilon_1'' \varepsilon_3^2}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_3)^2}} \quad (\text{I.45})$$

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_3 \varepsilon_1'}{\varepsilon_1' + \varepsilon_3} + i \frac{k_0^2 \varepsilon_1'' \varepsilon_3^2}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_3)^2} = (\beta' + i\beta'')^2 \quad (\text{I.46})$$

C'est une équation très simple à résoudre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta' = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_3}{\varepsilon_1' + \varepsilon_3}} \end{array} \right. \quad (\text{I.47})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta'' = \frac{k_0}{2} \frac{\varepsilon_1''}{\varepsilon_1'^2} \left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_3}{\varepsilon_1' + \varepsilon_3} \right)^{3/2} \end{array} \right. \quad (\text{I.48})$$

Par conséquent, la constante de propagation s'écrit :

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_3}{\varepsilon_1' + \varepsilon_3}} + i \frac{k_0}{2} \frac{\varepsilon_1''}{\varepsilon_1'^2} \left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_3}{\varepsilon_1' + \varepsilon_3} \right)^{3/2} \quad (\text{I.49})$$

I.7 Longueur de propagation

La longueur de propagation L_{spp} est la distance pour laquelle l'intensité décroît de $\frac{1}{e}$:

$$L_{spp} = \frac{1}{2\beta''}, \quad \beta = \beta' + i\beta'' \quad (\text{I.50})$$

En utilisant l'expression (I.48) :

$$L_{spp} = \frac{c}{\omega} \frac{\varepsilon_1'^2}{\varepsilon_1''} \left(\frac{\varepsilon_1' + \varepsilon_3}{\varepsilon_1' \varepsilon_3} \right)^{3/2} \quad (\text{I.51})$$

Cette décroissance peut être exprimée par l'atténuation b en dB.cm⁻¹ lorsque β est exprimée en m⁻¹ :

$$b = \beta'' \frac{0.2}{\ln 10} . \quad (\text{I.52})$$

I.8 Profondeur de pénétration

Le champ électromagnétique atteint son maximum à l'interface ($x=0$), puis il décroît dans le métal et le diélectrique ; la décroissance dans la direction perpendiculaire à l'interface métal-diélectrique, c'est-à-dire dans la direction ($x'x$), est caractérisée par la profondeur de pénétration L_p , définie comme la distance entre l'interface jusqu'à la position où le champ décroît d'un facteur $1/e$ (Figure I. 3).

$$\text{Dans le métal}^1 : x = -\frac{1}{\gamma_1'} \quad (\text{I.53})$$

$$\text{Et dans le diélectrique} : x = \frac{1}{\gamma_3'} \quad (\text{I.54})$$

¹ Démonstration dans l'annexe.

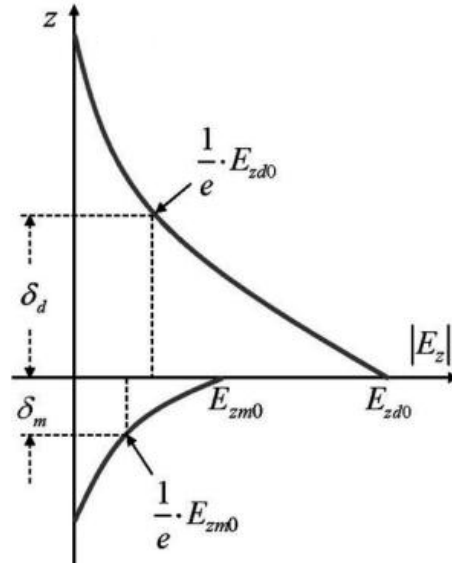


Figure I. 3 Les profondeurs de pénétration dans le métal δ_m et dans le diélectrique δ_d [11].

I.9. Cas particulier de la structure symétrique

Considérons le cas de la Figure I.2, mais avec $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$, l'équation (I.36) s'écrit :

$$\tan 2\kappa_2 d = \frac{2\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1}{1 - (\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1)^2} = \frac{2(-\kappa_2 \varepsilon_1 / \gamma_1 \varepsilon_2)}{1 - (-\kappa_2 \varepsilon_1 / \gamma_1 \varepsilon_2)^2} \quad (\text{I.55})$$

Avec la première égalité de l'équation (I.55), on a :

$$\tan \kappa_2 d = \frac{\gamma_1 \varepsilon_2}{\kappa_2 \varepsilon_1} \quad (\text{I.56})$$

Et avec la seconde égalité de la même équation (I.55), on a :

$$\tan \kappa_2 d = -\frac{\kappa_2 \varepsilon_1}{\gamma_1 \varepsilon_2} \quad (\text{I.57})$$

On est en présence de deux modes de surface : l'un symétrique, plasmon de surface à longue portée (*Long-Range Surface Plasmon LRSP*) pour sa longue longueur de propagation et l'autre antisymétrique plasmon de surface à courte portée (*Short-Range Surface Plasmon SRSP*) du à sa courte longueur de propagation (Figure I.4).

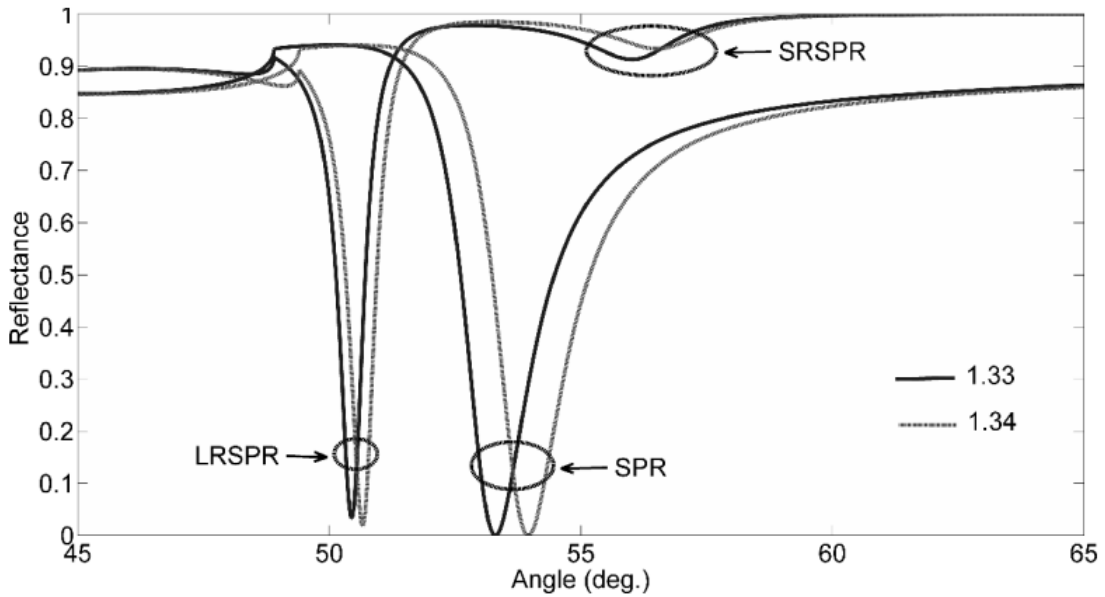


Figure I. 4 LRSP et SRSP à 653 nm pour la configuration (SF11/teflon-500 nm/Ag-46.6 nm/analyte-1.33:1.34). Pour la structure conventionnelle, épaisseur du Teflon = 0 nm [12].

I.10 Inexistence de plasmons de surface en polarisation (TE)

En polarisation (TM), l'équation suivante permet de déterminer la constante de propagation :

$$\tan 2\kappa_2 d = \frac{\gamma_1 \epsilon_2 / \kappa_2 \epsilon_1 + \gamma_3 \epsilon_2 / \kappa_2 \epsilon_3}{1 - (\gamma_1 \epsilon_2 / \kappa_2 \epsilon_1)(\gamma_3 \epsilon_2 / \kappa_2 \epsilon_3)}$$

Mais que devient cette équation en polarisation TE (*Transverse Electric*) ? Il suffit d'utiliser la première équation de Maxwell (I.26), ainsi que l'équation $e_y(x) = A \exp i\kappa x + B \exp -i\kappa x$, et suivre le même protocole de démonstration, mais on ne va pas refaire tous les calculs, il suffit de remplacer dans l'équation précédente $\epsilon_0 \epsilon_i$ par μ_0 , ce qui nous conduit à l'équation suivante :

$$\tan 2\kappa_2 d = \frac{\gamma_1 / \kappa_2 + \gamma_3 / \kappa_2}{1 - (\gamma_1 / \kappa_2)(\gamma_3 / \kappa_2)} \quad (\text{I.58})$$

En posant $d = 0$, cas d'une seule interface :

$$\gamma_1/\kappa_2 = -\gamma_3/\kappa_2 \quad (\text{I.59})$$

Donc

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 \quad (\text{I.60})$$

Le sens physique de la relation (I.60) est l'inexistence de l'interface, on est donc en présence d'un seul milieu.

Nous concluons alors qu'il n'y a pas de modes de surface pour une seule interface en polarisation (TE).

I.11 La résonance des plasmons de surface

La condition de couplage de la lumière avec les plasmons de surface est la conservation de l'impulsion dans la direction ($z'z$), parallèlement à l'interface $\hbar k_z$ (pour un couplage optimal), lorsque l'énergie de la lumière incidente est efficacement transférée aux plasmons de surface, ceci va générer une réponse optique appelée : la résonance des plasmons de surface SPR (*Surface Plasmon Resonance*).

Prenons le cas de l'interface métal/diélectrique, puisque la partie réelle de la permittivité diélectrique d'un métal est toujours négative $\varepsilon' < 0$, et celle du diélectrique positive $\varepsilon_d > 0$:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} > 1 \quad (\text{I.61})$$

Donc

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} > \sqrt{\varepsilon_d} \quad (\text{I.62})$$

Si α est l'angle d'incidence de la lumière :

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} > \sqrt{\varepsilon_d} \sin \alpha \quad (\text{I.63})$$

Enfin

$$k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} > \sqrt{\varepsilon_d} k_0 \sin \alpha \quad (\text{I.66})$$

Ce qui veut dire que :

$$k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} \neq \sqrt{\varepsilon_d} k_0 \sin \alpha \quad (\text{I.67})$$

On conclut que l'excitation directe des plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique par une onde lumineuse progressive sur une surface plane est impossible, par contre cela devient possible avec une onde évanescente, par réflexion totale atténuée, ou par réseau de diffraction. Il faut l'apport d'une constante C pour pouvoir avoir une égalité à la place de l'inégalité (I.67) : $k_0 \sqrt{\varepsilon_d \varepsilon' / (\varepsilon' + \varepsilon_d)} = \sqrt{\varepsilon_d} k_0 \sin \alpha + C$, ou bien l'utilisation d'un prisme avec un indice supérieur à celui du milieu de sortie (le diélectrique) pour compenser la différence ou par réseau de diffraction, ce qu'on va voir dans la section suivante.

I.12 Excitation des plasmons de surface

Comme nous l'avons vu précédemment, les plasmons de surface ne sont excités que s'il y a coïncidence entre le vecteur d'onde de la lumière incidente dans la direction z et la constante de propagation des plasmons de surface en polarisation (TM), nous allons voir les deux types de couplage les plus utilisés : couplage par prisme et par réseau de diffraction; tout cela par le principe de la réflexion totale ATR (*Attenuated Total Reflection*).

I.12.1 Couplage par prisme

L'objectif de ce couplage est d'avoir une onde évanescente par réflexion totale, il existe deux configurations possibles dans le couplage par prisme : la configuration de Kretschmann-Raether et la configuration d'Otto, tel que le prisme possède un indice de réfraction plus élevé ($n_p > n_d$).

a. Configuration de Kretschmann-Raether

Dans cette configuration, une face du métal est en contact direct avec le prisme, l'autre face avec le diélectrique, c'est-à-dire qu'on a le multicouche suivant : prisme-métal-diélectrique. Cette géométrie est utilisée généralement dans les capteurs. L'onde incidente passe d'un milieu plus dense (prisme) vers un milieu moins dense (diélectrique) avec un angle d'incidence plus grand que l'angle critique, réalisant l'égalité :

$$k_0 \sqrt{\varepsilon_d \varepsilon' / (\varepsilon' + \varepsilon_d)} = \sqrt{\varepsilon_p} k_0 \sin \alpha_r \quad (\text{I. 68})$$

L'onde va être totalement transmise pour un angle bien précis α_r , appelé angle de résonance, la lumière incidente se couple et transfère toute son énergie aux plasmons de surface.

De l'égalité précédente :

$$\alpha_r = \sin^{-1} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{(\varepsilon' + \varepsilon_d) \varepsilon_p}} \quad (\text{I. 69})$$

Connaissant l'angle de résonance et la permittivité diélectrique du prisme, la partie réelle de la constante de propagation s'écrit :

$$\beta' = \sqrt{\varepsilon_p} k_0 \sin \alpha_r \quad (\text{I. 70})$$

b. Configuration d'Otto

Dans la configuration d'Otto, un gap d'air infinitésimal est réalisé entre le prisme et la surface du métal, l'autre surface par contre est en contact avec le diélectrique d'indice plus bas que celui du prisme. L'onde évanescente générée à l'interface prisme/diélectrique va exciter les plasmons de surface à l'interface métal/diélectrique, l'excitation atteint le maximum (résonance) lorsque la composante tangentielle du vecteur d'onde de la lumière incidente dans le prisme est égale à la constante de propagation des plasmons de surface. Cette configuration n'est pas trop utilisée, car il est difficile sur le plan expérimental de réaliser un gap d'air nanométrique entre le

prisme et le métal. Sur le plan pratique, la configuration d'Otto est généralement utilisée pour calculer la rugosité d'une couche mince métallique.

Que ce soit dans la configuration de Kretschmann-Raether ou celle d'Otto, il y a un ensemble de paramètres qui influent dans la nature de la résonance et de son efficacité : la longueur d'onde de la lumière incidente, l'angle d'incidence, la constante diélectrique du milieu diélectrique, la nature du métal, l'épaisseur de la couche métallique (géométrie de Kretschmann-Raether) et la largeur du diélectrique (géométrie d'Otto).

I.12.2 Couplage par réseau de diffraction

Considérons la structure périodique unidimensionnelle de la Figure I.5, une lumière incidente monochromatique en polarisation TM va traverser le milieu diélectrique pour atteindre la surface métallique du réseau.

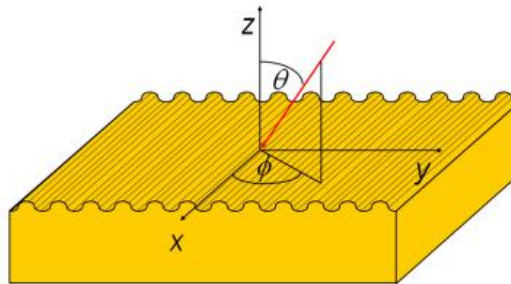


Figure I. 5 Une onde lumineuse incidente avec l'angle polaire θ et azimutal ϕ , les rainures sont parallèles à la direction x [13].

Pour que la condition de résonance soit satisfaite, on a besoin d'une impulsion supplémentaire à celle du photon incident, qui n'est autre que l'impulsion du vecteur d'onde de diffraction.

Le vecteur d'onde de diffraction est :

$$\vec{K} = \frac{2\pi m}{d} \vec{j} \quad (\text{I.71})$$

\vec{j} est le vecteur unitaire de l'axe ($y'y$), d représente la période du réseau, m un entier représentant l'ordre de la diffraction.

La composante tangentielle du vecteur d'onde de la lumière incidente est :

$$\vec{k}_i = n_d k_0 (\sin \theta \cos \phi \vec{i} + \sin \theta \sin \phi \vec{j}) \quad (\text{I.72})$$

n_d représente l'indice de réfraction du diélectrique.

La constante de propagation des plasmons de surface est :

$$\vec{k} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} \vec{k}_{sp} \quad (\text{I.73})$$

\vec{k}_{sp} est le vecteur unitaire dans la direction des plasmons de surface.

D'après le principe de conservation de l'impulsion :

$$\vec{k} = \vec{k}_i + \vec{K} \quad (\text{I.74})$$

Donc

$$k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} \vec{k}_{sp} = n_d k_0 (\sin \theta \cos \phi \vec{i} + \sin \theta \sin \phi \vec{j}) + \frac{2\pi}{d} \vec{j} \quad (\text{I.75})$$

D'où

$$\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d} = (n_d \sin \theta)^2 + \left(\frac{2m n_d \lambda}{d} \sin \theta \sin \phi \right) + \left(\frac{m \lambda}{d} \right)^2 \quad (\text{I.76})$$

Trois cas sont très intéressants à étudier : $\phi = 90^\circ, 0^\circ, 45^\circ$.

Lorsque $\phi = 90^\circ$:

C'est le cas où le plan d'incidence est perpendiculaire aux rainures du réseau, les solutions de l'équation (I.76) sont :

$$\sin \theta = -\frac{m \lambda}{n_d d} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d}} \quad (\text{I.77})$$

Il y a bien sûr l'effet de la forme du réseau, pour une forme sinusoïdale, seul le terme pour $m=1$ va générer une bonne résonance qui est en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

La Figure I.6 représente la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm.

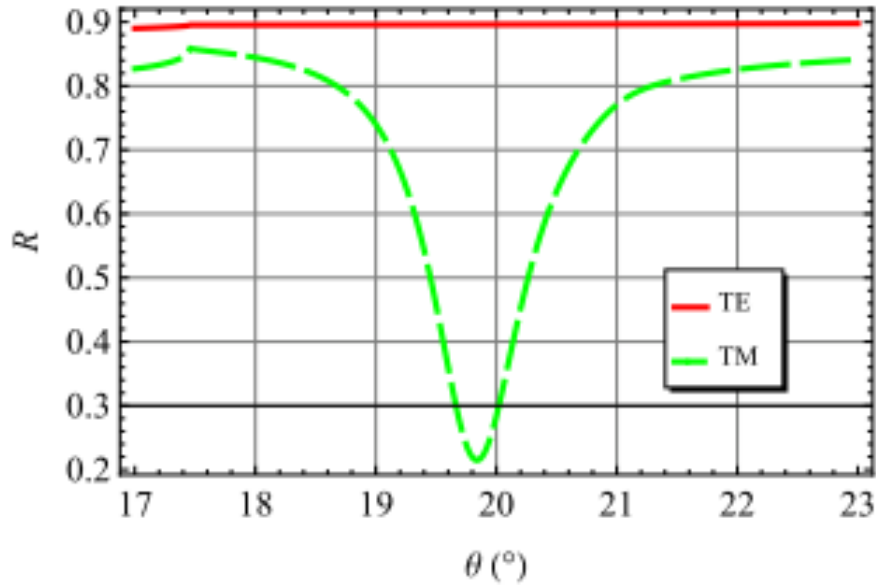


Figure I. 6 La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700 nm [13].

Pour $\phi = 0^\circ$:

Le plan d'incidence est parallèle aux rainures du réseau, l'équation (I.76) devient :

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d} - \left(\frac{m\lambda}{n_d d}\right)^2} \quad (\text{I.78})$$

Ce qui est étonnant, c'est qu'on va avoir une résonance des plasmons de surface en polarisation TE (Figure I.7), non en polarisation TM, vers un angle de résonance plus grand que le cas précédent qui est en très bon accord avec le résultat théorique de l'équation (I.76). La résonance est plus profonde et plus étroite, ce qui est bon pour un capteur.

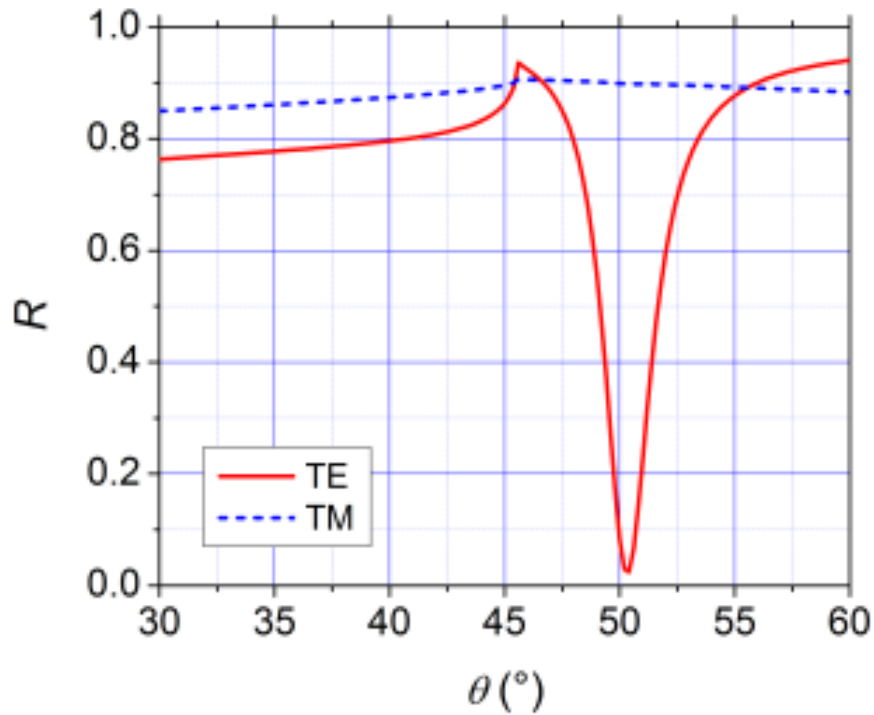


Figure I. 7 La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700 nm pour une période du réseau de 1 μm et des rainures d'une profondeur de 70 nm [13].

Voyons à présent le cas où l'angle azimutal ϕ est compris entre 0° et 90° , soit par exemple 45° . Le plan d'incidence fait un angle 45° avec les rainures du réseau. La résolution de l'équation (I.76) nous fournit les solutions suivantes :

$$\sin \theta = -\frac{m\lambda}{\sqrt{2n_d d}} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon'}{\varepsilon' + \varepsilon_d} - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{n_d d} \right)^2} \quad (\text{I.79})$$

Pour une polarisation TM de la lumière incidente, un résultat très surprenant est observé ! (Figure I.8), à l'angle de résonance, une partie de la polarisation TM est convertie en polarisation TE par le réseau de diffraction. De même pour une polarisation TE de la lumière incidente (Figure I.9), à l'angle de résonance, une partie de la polarisation TE est convertie en polarisation TM par le réseau de diffraction.

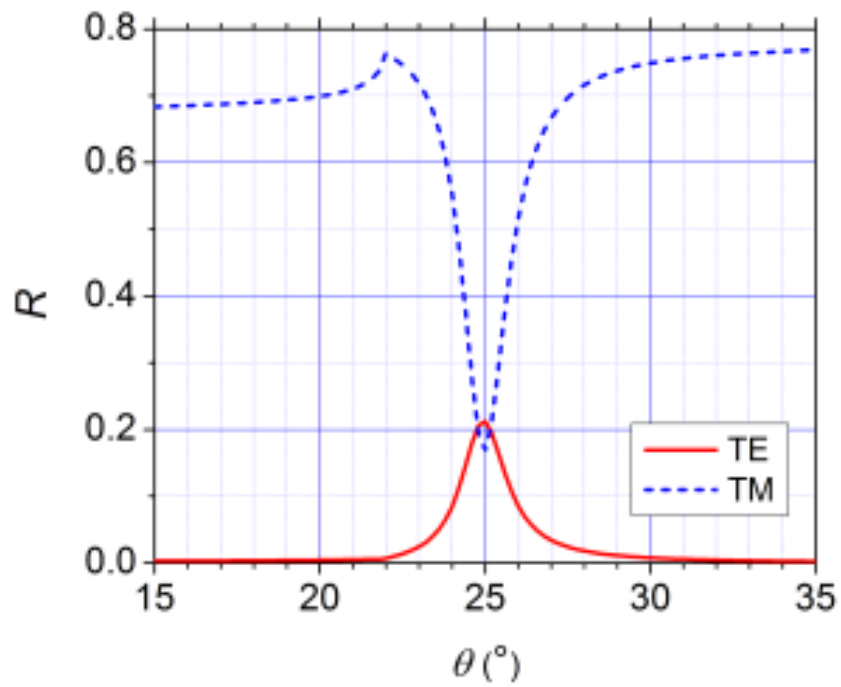


Figure I. 8 La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence avec une polarisation TM de la lumière incidente pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700 nm pour une période du réseau de $1 \mu\text{m}$ et des rainures d'une profondeur de 90 nm [13].

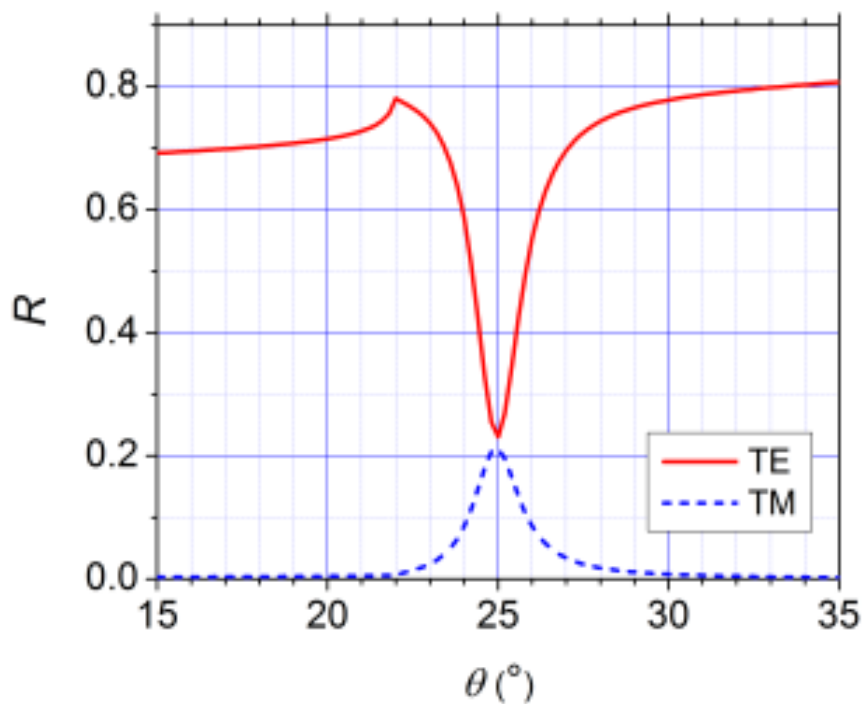


Figure I.9 La réflectivité en fonction de l'angle d'incidence avec une polarisation TE de la lumière incidente pour un réseau d'or à la longueur d'onde 700nm pour une période du réseau de $1 \mu\text{m}$ et des rainures d'une profondeur de 90 nm [13].

La déduction qu'on peut faire, tout comme pour le cas du couplage par prisme, c'est qu'il y a un ensemble de paramètres qui influent sur la résonance de plasmons de surface: la nature du métal, la polarisation de la lumière incidente, l'angle que fait le plan d'incidence avec les rainures du réseau (angle polaire et angle azimutal), la période du réseau, la profondeur des rainures. Il faut ajuster tous ces paramètres pour avoir un couplage optimal et efficace. Un autre paramètre aussi important que les autres a un effet sur la réponse plasmonique du système : la forme du réseau qui peut être sinusoïdale ou trapézoïdale par exemple.

I.13 Plasmons de surface de Tamm

Les ondes de surface les plus populaires sont les plasmons de surface formés à la frontière entre un métal et un diélectrique avec une polarisation TM, la caractéristique essentielle des plasmon de surface est qu'ils ont un vecteur d'onde supérieur au vecteur d'onde de la lumière dans le vide, c'est-à-dire il se trouve à l'extérieur du cône de lumière, la raison pour laquelle leur excitation directe est impossible.

En 2005, A.V. Kavokin et al. [14-15] ont démontré qu'il était possible de générer des plasmons de surface à l'intérieur du cône de lumière (déterminé par le vecteur d'onde dans le vide) avec une structure multicouche simple, à l'interface entre deux miroirs de Bragg (cristaux photoniques unidimensionnels). Ces états obtenus ont été appelés par les auteurs : états optiques de Tamm (OTS) par analogie avec les états de Tamm bien connu pour les électrons [16]. L'OTS se situe dans la bande interdite photonique PBG (Figure I.10).

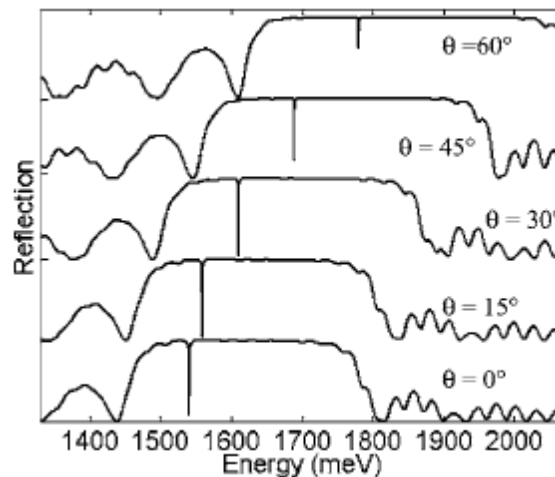


Figure I. 10 Les premiers spectres de réflectances où apparaissent les états de Tamm optiques [14].

M. E. Sasin et al., en 2008, ont pu réaliser la première observation expérimentale des plasmons de surface de Tamm [17] à l'interface entre une couche d'or et un miroir de Bragg, la Figure I.11 représente les spectres de réflectance et de transmittance obtenus à 300K, sans et avec une couche d'or d'épaisseur 30nm.

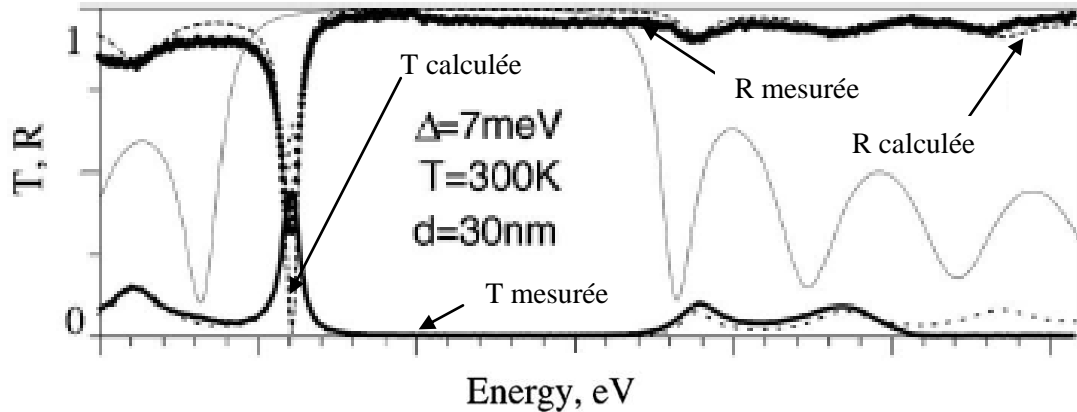


Figure I.4 Spectres de réflectance et de transmittance obtenus à 300K, sans et avec une couche d'or d'épaisseur 30nm. Les cercles et les traits pleins correspondent respectivement aux spectres de réflexion et de transmission mesurés; les lignes discontinues et pointillées indiquent respectivement la réflexion et la transmission calculées. La réflexion du miroir de Bragg sans couche d'or est représentée par une fine ligne continue. Δ est la largeur à mi-hauteur du TP.

Donc contrairement aux plasmons de surface conventionnels, les plasmons de Tamm peuvent être produits par excitation optique directe sans l'intervention de prismes ou de réseaux de diffraction et peuvent exister à la fois dans les polarisations TE et TM et être excités même à une incidence normale.

Le couplage de la lumière avec les plasmons de surface de Tamm dépend donc essentiellement des paramètres du miroir de Bragg [18], de l'épaisseur du métal [19], de sa fonction diélectrique [20-21], ainsi que de l'angle d'incidence [22-23], même la position de la longueur d'onde de Tamm (à la résonance) dépend de l'épaisseur de la couche supérieure du cristal photonique.

D'autres auteurs ont étudié l'apparition d'un mode hybride TP-SP (Figure I.12), c'est-à-dire la formation des plasmons de surface conventionnels à l'interface métal-diélectrique et les plasmons de surface de Tamm à l'interface métal-cristal photonique : la première étude a été menée en 2012 par A. V. Baryshev et al. [24], et après, d'autres travaux suivirent [25].

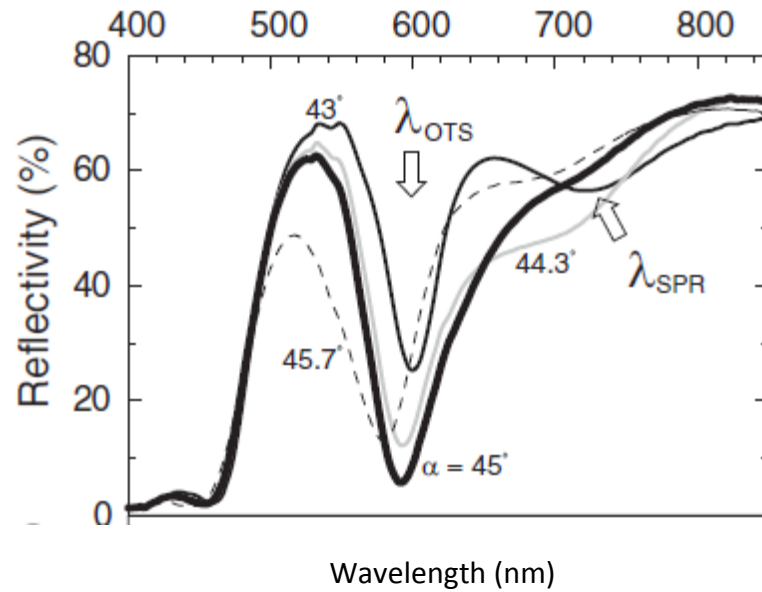


Figure I.12 Spectre de réflectance d'un mode hybride [24].

Conclusion

Les notions préliminaires nécessaires à la compréhension du sujet de la thèse ont été réunies dans ce chapitre, commençant par les équations de Maxwell, les conditions aux limites aux interfaces, jusqu'à l'onde évanescente et les conditions de son apparition puis les plasmons de surface de l'historique à leur théorie électromagnétique passant à la résonance des plasmons de surface et la condition de couplage entre la lumière incidente et les plasmons de surface, en introduisant le couplage par prisme et le couplage par réseau de diffraction. Le chapitre s'est terminé par un autre type de plasmons de surface : les plasmons de Tamm.

-
- [1] J.P. Pérez, R. Fleckinger, R. Carles, *Électromagnétisme : fondements et applications : avec 300 exercices et problèmes résolus*, Masson, 1997.
- [2] Richard B. M. Schasfoort, *Handbook of Surface Plasmon Resonance*, 2nd Edition, The Royal Society of Chemistry 2017.
- [3] Pines, D., "Collective energy losses in solids", *Rev. Mod. Phys.* 28(3), 184-199, 1956.
- [4] J.Zenneck. *Über die Fortflanzung ebener electromagnetischer Wellen Längs einer ebenen Leiterfläche and ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie.* *Ann. der Physik* **23**, 846-866, 1907.
- [5] R.H. Ritchie. *Plasma losses by fast electrons in thin films.* *Phy.Rev.*106, 874-881, 1957.
- [6] T. Turbadar, *Complete absorption of light by thin metal films*, *Proc. Phys.Soc.* 73, 40-44, 1959.
- [7] C.J. Powell and J.B. Swan, *Effect of oxidation on the characteristic loss spectra of aluminum and magnesium.* *Physical Review* 118, 640–64, 1960 .
- [8] E.A. Stern and R.A. Ferrell, *Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas.* *Physical Review* **120** 130–136, 1960.
- [9] A. Otto, *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*, *Zeitschrift für Physik* 216, 398–410, 1968.
- [10] E. Kretschmann, *The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons.* *Z. Physik* 241, 313–324, 1971.
- [11] *Introduction to Plasmonics Advances and Applications*, Sabine Szunerits and Rabah Boukherroub © 2015 by Taylor & Francis Group, LLC, CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business.
- [12] *Fiber Optic Sensors Based on Plasmonics*, Banshi D. Gupta, Sachin K. Srivastava and Roli Verma Copyright © 2015 by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [13] D. Sarid, W.A. Challener, *Modern introduction to surface plasmons : theory, Mathematica modeling, and applications*, Published in the United States of America by Cambridge University Press, New York, First published 2010.
- [14] V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Phys. Rev. B* 72, 233102, 2005.
- [15] A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, *Appl. Phys. Lett.* 87, 261105 2005.
- [16] I. Tamm, *Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen*, *Zeitschrift für Physik* 76 (11-12), 849-850, 1932.
- [17] M. E. Sasin,¹ R. P. Seisyan,¹ M. A. Kalitseevski, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. Yu. Egorov, A. P. Vasil'ev, V. S. Mikhlin, and A. V. Kavokin, *Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light*, *Appl. Phys. Lett.* 92, 251112, 2008.
- [18] G.-q. Du, H.-t. Jiang, Z.-s.Wang, Y.-p. Yang, Z.-l.Wang, H.-q. Lin, and H. Chen, "Heterostructure-based optical absorbers," *J. Opt. Soc. Am. B* 27, 1757–1762, 2010.

- [19] D. Zhang, Y. Chen, L. Zhu, Q. Fu, R. Wang, p. wang, H. Ming, J. R. Lakowicz, and R. Badugu, “Effect of metal, film thickness on Tamm plasmon-coupled emission,” *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 2014.
- [20] S. Y. Vetrov, R. G. Bikbaev, and I. V. Timofeev, “Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite with resonance dispersion,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 117, 988–998, 2013.
- [21] S. Brand, M. Kaliteevski, and R. Abram, “Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface,” *Phys. Rev. B* 79, 2009.
- [22] R. Badugu, E. Descrovi, and J. R. Lakowicz, “Radiative decay engineering 7: Tamm state-coupled emission using a hybrid plasmonic–photonic structure,” *Anal. Biochem.* 445, 1–13, 2014.
- [23] R. Badugu and J. R. Lakowicz, “Tamm state-coupled emission: Effect of probe location and emission wavelength,” *The Journal of Physical Chemistry C* p. 140829102309004, 2014.
- [24] A. V. Baryshev, K. Kawasaki, P. B. Lim, and M. Inoue, *Phys. Rev. B* 85, 205130, 2012.
- [25] R. Das, T. Srivastava, and R. Jha, Tamm-plasmon and surface-plasmon hybrid-mode based refractometry in photonic bandgap structures, *Optics Letters*, 39(4), 2014.

CHAPITRE II

APPLICATIONS DES PLASMONS DE SURFACE

La résonance des plasmons de surface (SPR) est utilisée dans une large variété d'applications telle que : les capteurs, les guides plasmoniques, le diagnostic médical, les applications pour le traitement du cancer, laser, la spectroscopie Raman exaltée de surface SERS (*Surface Enhanced Raman Spectroscopy*), énergie solaire, l'environnement, la transmission optique extraordinaire (TOE), etc.

II-1 Guides plasmoniques

Les guides plasmoniques les plus simples et les plus utilisés dans la littérature sont constitués d'une couche mince métallique mise en sandwich entre deux diélectriques permettant ainsi la propagation des plasmons de surface (Figure II.1).

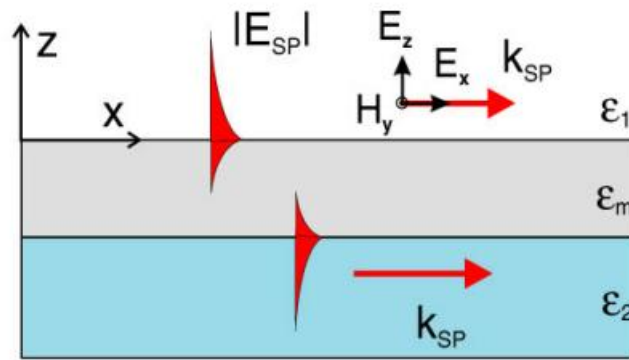


Figure II. 1 Guides d'ondes plasmoniques.

Si l'épaisseur du métal est supérieure à la profondeur de pénétration des plasmons de surface dans le métal, il n'y aura pas de chevauchement, et chaque plasmon se propage indépendamment. Dans le cas contraire, les deux plasmons de surface se couplent ; à ce moment-là, pour une structure symétrique, c'est-à-dire une structure avec des diélectriques similaires, il y aura apparition de deux modes : l'un symétrique (*Long-Range Surface Plasmons* LRSP) et l'autre antisymétrique (*Short-Range Surface Plasmons* SRSP) (Figure II.2). À la longueur d'onde télécom ($1.55 \mu\text{m}$), le LRSP peut atteindre une longueur de propagation de plusieurs centaines de mètres avec une épaisseur de métal de 10nm (Figure II.3) [1].

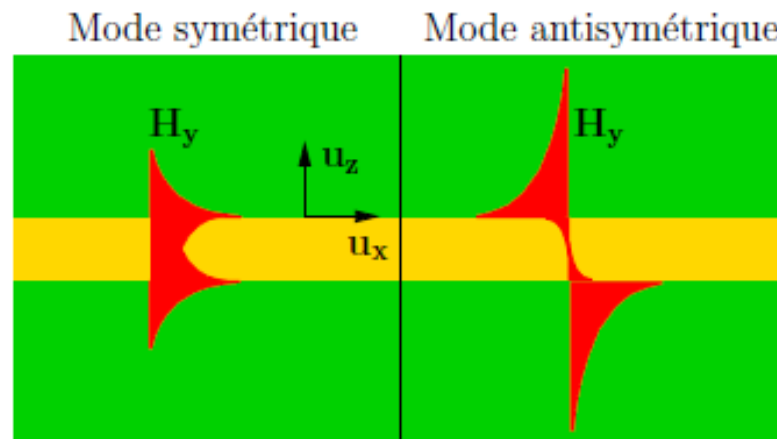


Figure II. 2 LRSP et SRSP d'une couche mince métallique [1].

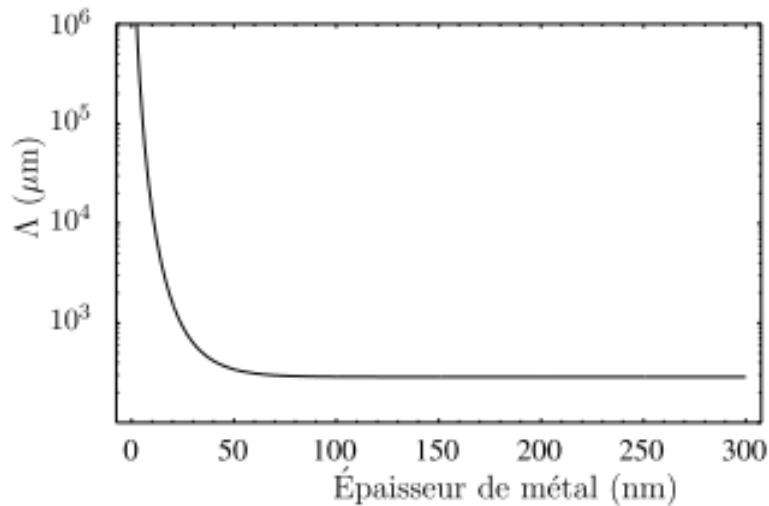


Figure II. 3 Longueur de propagation du LRSP en fonction de l'épaisseur de la couche métallique [1].

II.2 Spectroscopie Raman exaltée de surface

La spectroscopie Raman a été mise en évidence pour la première fois en 1928 par Sir Raman, ce qui lui valut le prix Nobel en 1930 [2]. Lorsqu'une lumière monochromatique éclaire une substance, une partie de ces photons est transmise à la même fréquence de la lumière incidente, cette diffusion élastique est appelée diffusion Rayleigh. Par contre, une autre partie de photons est transmise sans conservation de fréquence, cette diffusion inélastique est appelée diffusion Raman. Si la fréquence de la diffusion Raman est plus petite que celle de la lumière incidente, c'est la diffusion Raman Stokes, et dans le cas contraire où la fréquence de la diffusion Raman est plus petite que celle de la lumière incidente, on parle alors de la diffusion Raman anti-Stokes.

On ce qui concerne la spectroscopie Raman exaltée de surface, découverte en 1974 par Fleischman et ses collaborateurs[3], c'est une technique qui consiste à mesurer les spectres Raman de molécules pour pouvoir accéder à la structure chimique des composés, et grâce à la résonance des plasmons de surface localisés, ce spectre va être amélioré en présence bien sûr de nanostructures métalliques qui adsorbent les molécules même pour de très faibles concentrations de la substance, où il est impossible d'avoir une signature Raman bien claire (Figure II.4).

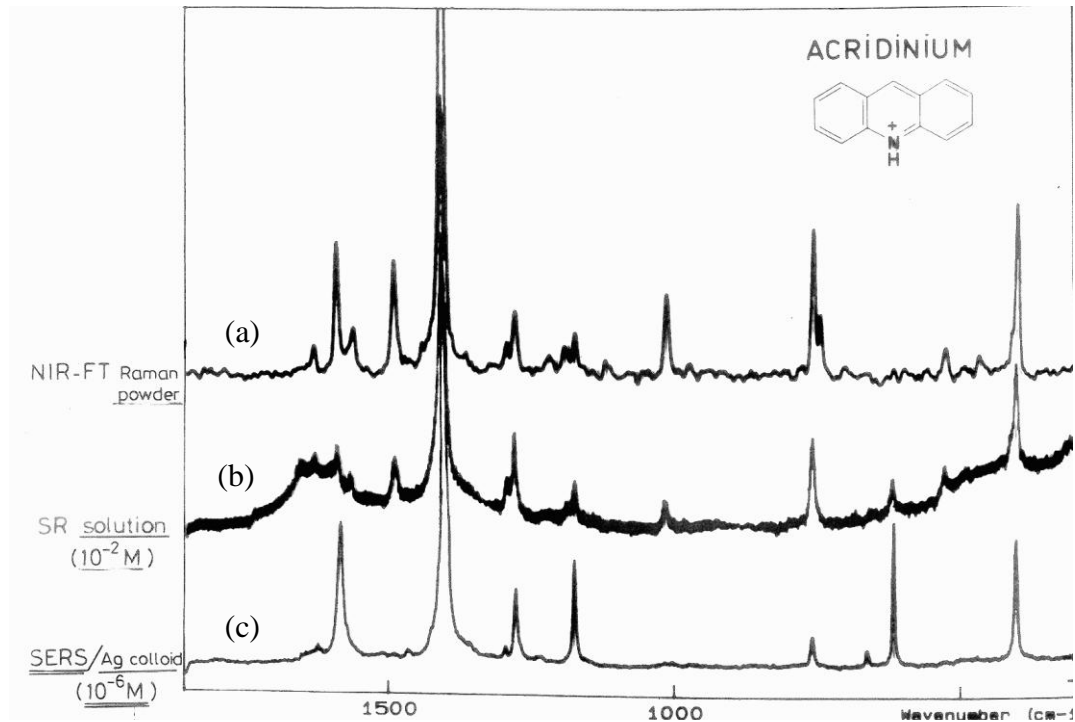


Figure II. 4 (a) Spectre Raman spontané de l’acridinium sous forme de poudre. (b) Spectre Raman spontané de l’acridinium d’une solution diluée d’acridinium (10^{-2} M). (c) Spectre SRES d’une solution diluée d’acridinium (10^{-6} M) dans une solution colloïdale de particules d’argent (excitation laser : 514.5 nm) [4].

La spectroscopie Raman exaltée de surface est utilisée dans le domaine de l’art pour la restauration des tableaux après identification des pigments utilisés par les peintres, en biomédical dans la détection de maladies telles que l’Alzheimer, Parkinson, cancer...et bien d’autres domaines.

II.3 Transmission optique extraordinaire

C’est grâce aux plasmons de surface que les chercheurs [5-9] ont pu expliquer le phénomène de la (TOE) découvert par Thomas Ebbesen et ses collaborateurs en 1998 [10,11], il s’agit d’une transmission exaltée de la lumière incidente à travers un réseau périodique de trous percés dans une couche mince conductrice tel que l’or ou l’argent, d’une épaisseur suffisante pour être opaque à la lumière incidente, chaque trou cylindrique a un diamètre inférieur à la longueur d’onde, il agit comme un entonnoir de photons. La période du réseau influe sur la sélectivité de la lumière transmise, d’où la possibilité de filtrer la lumière en changeant uniquement la période du réseau (Figure II.5).

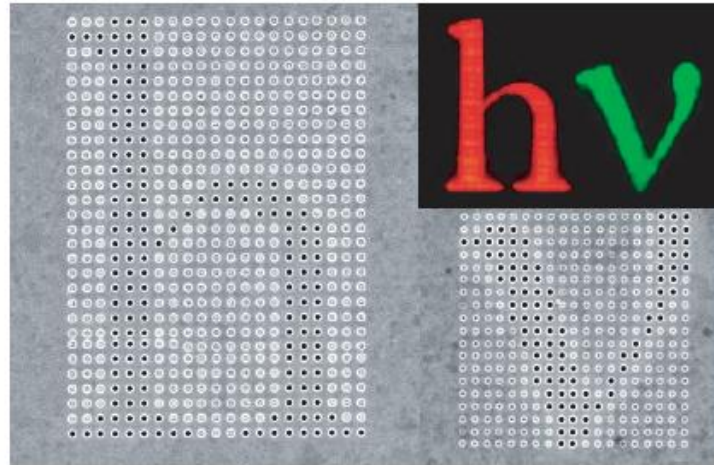


Figure II. 5 Trous dans un réseau périodique dans une couche mince d'argent générant en transmission les lettres 'hv' [12].

II.4 Énergie solaire photovoltaïque

L'objectif de la réalisation d'une cellule solaire photovoltaïque est la production de l'électricité à partir du rayonnement solaire, mais un autre objectif très important concerne la réalisation de cellules solaires sans silicium et plus performantes, d'où le passage aux cellules solaires organiques.

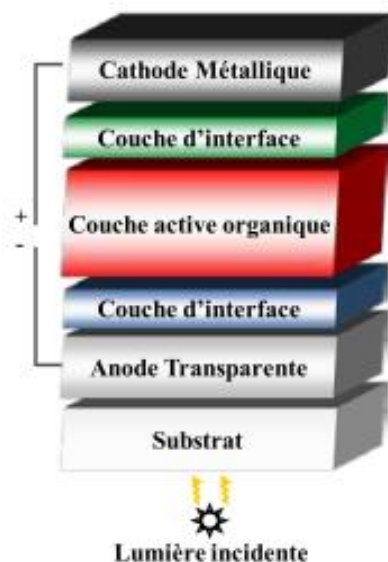


Figure II. 6 Structure d'une cellule solaire organique à hétérojonction [14].

La Figure II.6 montre la structure typique d'une cellule solaire organique constituée d'un empilement de couches minces : Le substrat utilisé est en verre, il existe une variété de verres : SF11, SF2, SiO₂, BAK1, FK51A ; l'anode transparente utilisée est généralement l'ITO, l'oxyde d'étain dopé à l'indium, pour son double aspect : très bon conducteur électrique et transparent à la lumière, ou des électrodes multifeuilles de types OTC-métal-OTC (les OTC utilisés sont l'AZO, l'oxyde de zinc dopé à l'aluminium, le trioxyde de molybdène MoO₃ et bien d'autres oxydes, le métal peut être de l'argent) ; la couche d'interface pour protéger la couche active d'une éventuelle dégradation ; la couche active organique où se réalise la génération de charges vaut mieux qu'elle soit d'un matériau avec un large spectre d'absorption ; une couche d'interface et la cathode métallique.

La meilleure cellule solaire est celle dont la couche active absorbe le plus de lumière, alors que les autres couches absorbent moins de lumière. Pour cela des nanoparticules d'argent sont insérées dans la couche active qui peuvent être des nanosphères (Figure II.7).

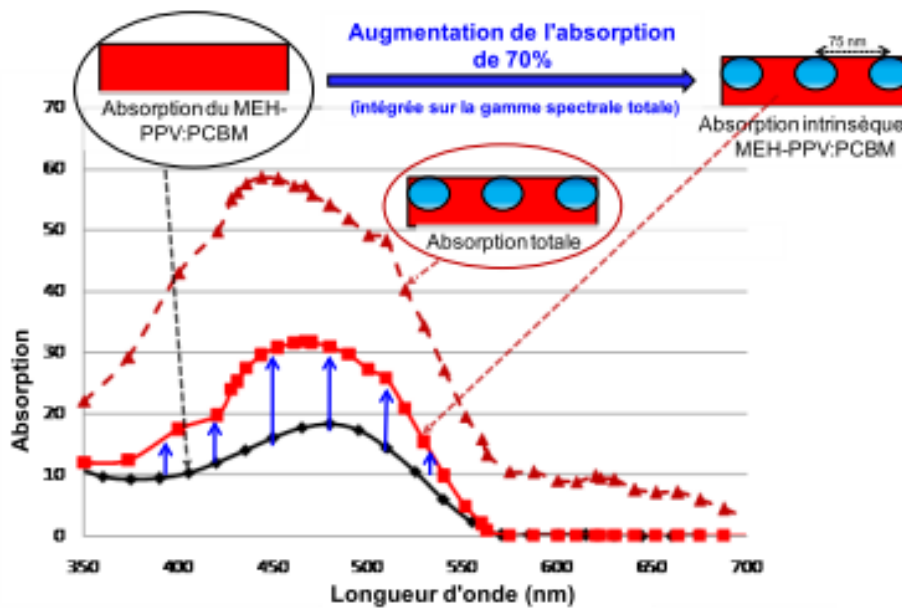


Figure II. 7 Absorption totale de la structure (MEH-PPV:PCBM + NSs (▲), de l'absorption intrinsèque dans le MEH-PPV:PCBM (■), et de l'absorption d'une couche homogène de MEH-PPV:PCBM sans NS (◆) [13].

Pour éviter les courts-circuits dans les cellules solaires plasmoniques lors de leur élaboration, les nanosphères doivent être placées près de l'une des deux interfaces mais pas au milieu, on distingue alors deux structures possibles : la structure zone avant FZ

Front Zone du côté du rayonnement et la structure zone arrière BZ Back Zone du côté opposé au rayonnement (Figure II.8). En plus de la position des nanosphères, il y a d'autres paramètres qui influent sur le rendement d'une cellule solaire plasmonique: la période, c'est-à-dire la distance entre deux nanosphères, il y a une période optimale pour laquelle le rendement de la cellule solaire plasmonique atteint son maximum ; le diamètre, l'augmentation du diamètre des nanosphères implique une augmentation de l'épaisseur de la couche active donc une augmentation du rendement.

Par conséquent, l'introduction de nanoparticules plasmoniques dans la couche active améliore remarquablement le rendement d'une cellule solaire.

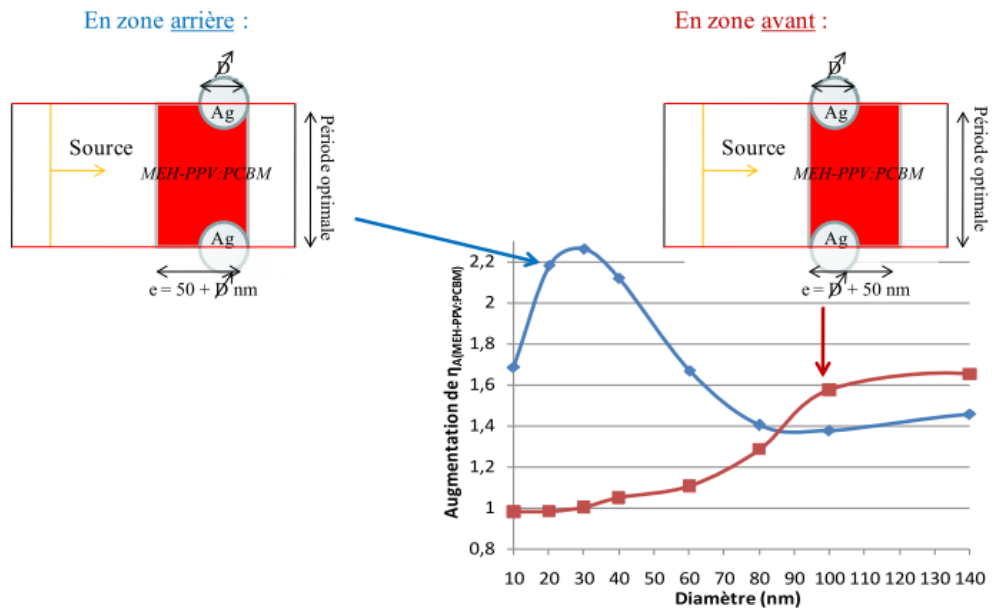


Figure II. 8 Variation du rendement d'absorption intrinsèque au (MEH-PPV:PCBM) en fonction du diamètre des NSs placées en zone "avant" ou en zone "arrière", pour la même épaisseur du matériau actif sans NS [13].

II.5 Photosynthèse artificielle

Ce concept est inspiré d'un processus naturel : la photosynthèse naturelle qui permet la conversion du dioxyde de carbone avec de l'eau en présence de la lumière du soleil en dioxygène et d'autres composés hydrogénocarbonés dans les chloroplastes des plantes et des algues.

L'intérêt de la photosynthèse artificielle est la production de l'hydrogène (H_2) de manière propre par la photolyse de l'eau, c'est-à-dire la photodissociation de l'eau (*water splitting*) à partir d'énergies renouvelables (énergie solaire) sans avoir recours à l'énergie nucléaire ou à l'énergie fossile.



Grâce aux trous photogénérés, l'eau s'oxyde selon la demi-réaction :



Et il y a réduction des protons par les électrons photogénérés selon la demi-réaction :



Un autre intérêt d'une très grande importance : la diminution du CO₂, second gaz à effet de serre responsable du réchauffement climatique présent dans l'atmosphère après la vapeur d'eau, ce gaz possède une densité énergétique massique plus grande (120 MJ/kg) que d'autres combustibles : méthane, propane, essence et gaz naturel.

La photosynthèse artificielle n'est autre que la valorisation photocatalytique du dioxyde de carbone en présence de la lumière et d'un catalyseur qui est un semi-conducteur capable d'adsorber les réactifs et d'absorber les photons suffisant aux électrons pour passer de la bande de valence à la bande de conduction, c'est-à-dire des électrons d'énergie supérieure à la largeur de la bande interdite.

Les photocatalyseurs les plus utilisés sont à base de dioxyde de titane TiO₂, mais il n'absorbe que dans les UV du fait de la largeur de sa bande interdite 3.2 eV pour la phase anatase. Pour augmenter son activité photocatalytique jusqu'à la lumière visible, le dopage est l'une des techniques utilisées, ou l'utiliser dans un composite tel que (Au-gC₃N₄-TiO₂). L'oxyde de tungstène est un autre oxyde transparent conducteur très utilisé, car il a l'avantage d'avoir une bande interdite moins large (2.6 eV) augmentant ainsi l'absorption lumineuse jusqu'au visible et qui peut être joint au gC₃N₄ formant un photocatalyseur composite dans le but d'améliorer les performances photocatalytiques dans le domaine du visible.

Il y a aussi l'ajout de nanoparticules métalliques ayant pour conséquence la résonance des plasmons de surface qui va améliorer la réponse photocatalytique du semi-conducteur et l'accélération de la génération des excitons (paires électron/trou) ainsi que leur transfert. Dans ce contact métal-semiconducteur, lorsque le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur (contact Schottky), on distingue deux mécanismes différents, ou bien le transfert d'électrons se fait de la bande de conduction du semiconducteur vers le métal, ou bien absorption lumineuse lors de la résonance des plasmons de surface (Figure II.9).

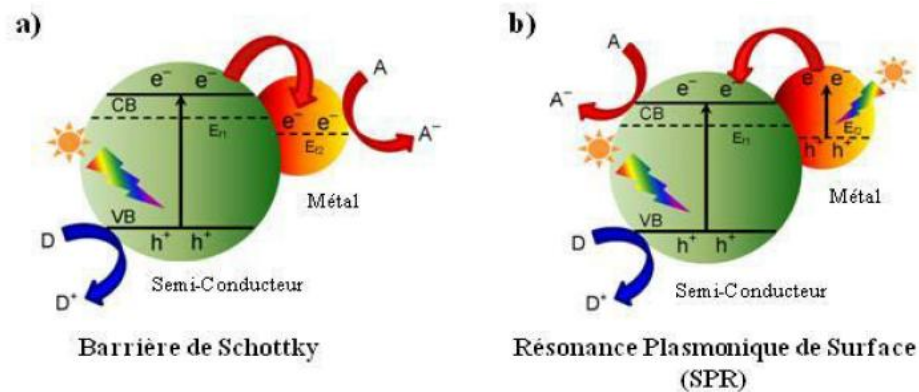


Figure II. 9 Représentation schématique du transfert de charges photogénérées pour différents types d'hétérojonctions métal/semi-conducteur (a) Barrière de Schottky entre métal/SC (b) résonance plasmonique de surface métal/SC [14].

II-6 SPASERs

La miniaturisation était toujours un sujet d'une grande importance pour les chercheurs. Au tournant du millénaire, les nanolasers à cristaux photoniques sont apparus, et ils étaient les plus petits [15], mais en 2003, c'était une révolution avec la naissance du SPASER acronyme de *Surface Plasmon Amplification Stimulated Emission of Radiation*, c'est-à-dire amplification de plasmon de surface par émission stimulée de rayonnement, une théorie décrite par D.J. Bergman et M.I. Stockman [16]. Jusqu'à présent, les chercheurs travaillent dessus en présentant leurs dernières idées. Le spaser est l'analogie du laser conventionnel, sauf que dans un spaser, les photons sont remplacés par des SP. Comme pour un laser, un spaser possède une source d'énergie qui est un milieu amplificateur excité extérieurement par une pompe. Un laser génère une émission stimulée de photons ; par contre dans un spaser, on a l'émission stimulée des SP [17]. Parmi les raisons pour lesquelles un spaser fonctionne comme un laser, c'est que les SP sont des bosons tout comme les photons avec un spin égal à 1.

En 2009, trois équipes ont élaboré indépendamment les premiers nanolasers plasmoniques ou spasers [18-20] (Figure II.10). Avec la croissance du nombre de recherches sur les nanolasers plasmoniques, d'autres spasers sont apparus [21-22]. On s'attend à ce que les spasers feront pour la nano-optique ce que les lasers ont fait pour l'optique conventionnelle.

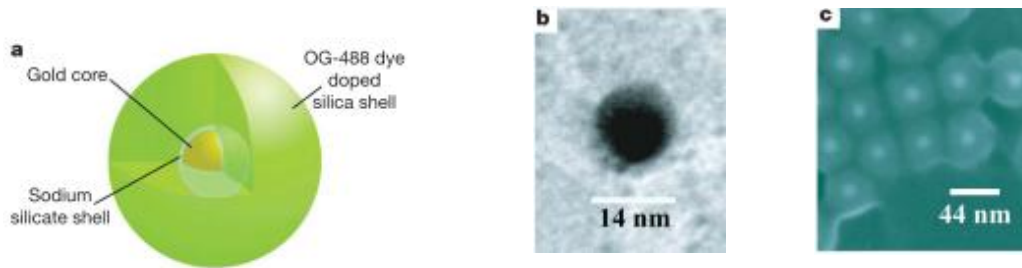


Figure II.10 Conception du spaser (a) Schéma des nanoparticules spaser (b) Image au microscope électronique à transmission du noyau d'Or (c) Image au microscope électronique à balayage des nanoparticules spaser [20].

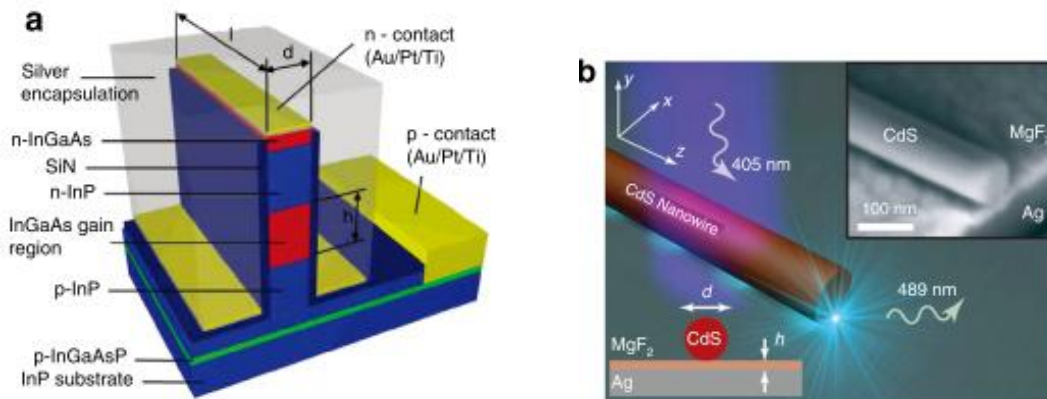


Figure II.11 Les premiers nanolasers plasmoniques, en 2009 (a) spaser de M. T. Hill et al. [18] (b) spaser de R.F. Oulton et al. [19].

Le principe de fonctionnement d'un spaser est montré dans la Figure II.12 : un noyau diélectrique entouré d'une couche mince d'argent, le tout entouré de deux monocouches de monocristaux de boîtes quantiques, le rayonnement externe pompe les électrons du milieu amplificateur créant ainsi une inversion de population, l'électron en revenant à un niveau plus bas transfère son énergie au plasmon de surface de la nanoparticule métallique, et ces SP stimulent l'émission de plus de SP.

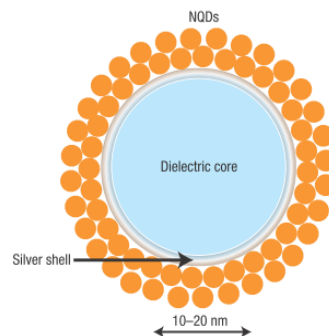


Figure II.12 Schéma d'un spaser constitué d'une nanocoque d'argent sur un noyau diélectrique et de deux monocouches de boîtes quantiques [23].

II-7 Nanoantennes plasmoniques

Une antenne est un moyen d'émettre ou de recevoir des ondes radio. Les antennes radio permettent de résoudre les problèmes de communication, alors que les antennes optiques sont utilisées en microscopie. Selon Bharadwaj et al., une antenne optique est un dispositif conçu pour convertir efficacement un rayonnement en propagation libre en énergie localisée, et vice versa [24], c'est-à-dire qu'une antenne optique permet de concentrer le rayonnement laser externe à des dimensions inférieures à la limite de diffraction, elle a donc remplacé la lentille et tout autre dispositif de focalisation.

Une nanoantenne optique peut être utilisée pour la détection de molécules individuelles, et pour cela, deux structures plasmoniques de base sont utilisées : les nanoantennes formées d'une ouverture percée dans une couche mince métallique comme l'or, l'argent ou l'aluminium, et des nanoantennes formées d'une ouverture percée dans une couche mince métallique et entourée de sillons concentriques dans chacune des interfaces (Figure II.13).

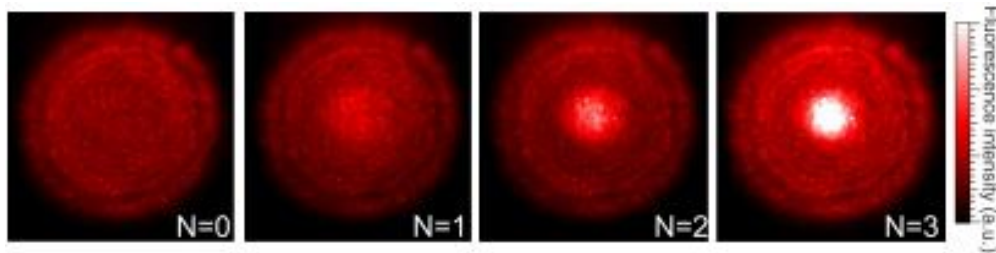


Figure II.13 Distribution de la fluorescence pour N sillons périodiques [25].

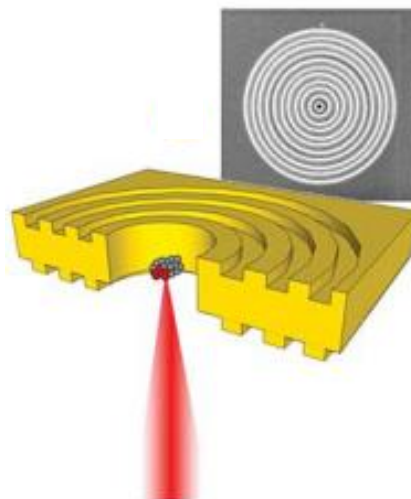


Figure II.14 Image et Schéma au microscope électronique d'une nanoantenne plasmonique [26].

II-8 Développement des capteurs

Les capteurs SPR dépendent essentiellement du changement d'indice de réfraction du milieu extérieur appelé analyte mis en contact avec la surface du capteur. Les performances d'un capteur sont analysées grâce à trois paramètres : la sensibilité, la précision de détection et la figure de mérite [27-30].

Pour l'excitation des SP, quatre types d'interrogations sont possibles : l'interrogation angulaire [31], l'interrogation spectrale [32], l'interrogation d'intensité [33] et l'interrogation de phase [34]. La sensibilité du capteur est calculée selon le type d'interrogation.

II.8.1 Sensibilité d'un capteur

a. Interrogation angulaire

Dans un capteur à interrogation angulaire, on s'intéresse à la réflectance en fonction de l'angle de résonance θ pour une longueur d'onde fixe de la lumière incidente, le moindre changement de l'indice de réfraction de l'analyte provoquera un shifting de l'angle de résonance vers des valeurs plus grandes, ce qui est traduit par la sensibilité angulaire définie comme étant le ratio de la variation de l'angle de résonance par rapport à la variation de l'indice de réfraction du milieu extérieur [35] (Figure II.15).

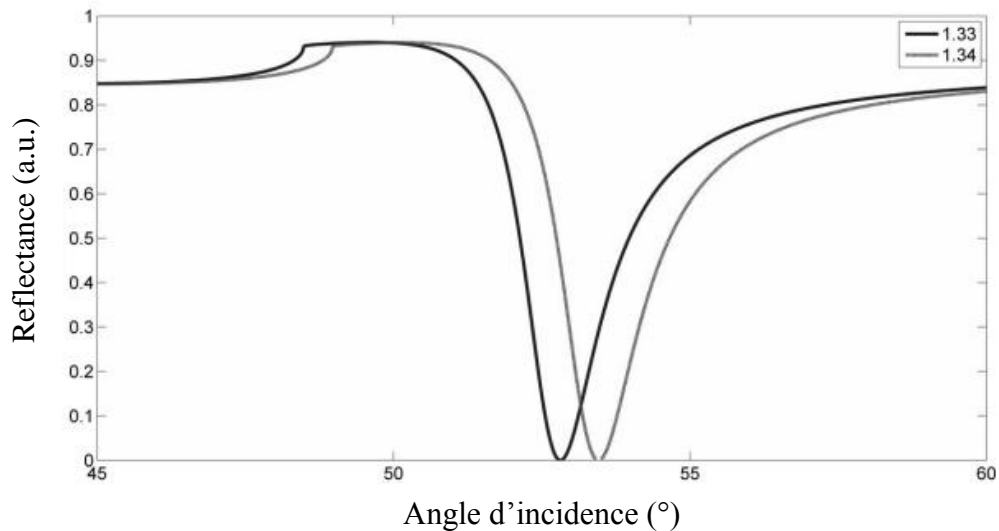


Figure II.15 Courbes SPR pour deux indices de réfraction de l'analyte.

La sensibilité angulaire est définie par :

$$S_{\theta} = \frac{\Delta\theta}{\Delta n} \quad (\text{II.4})$$

b. Interrogation spectrale

Dans l'interrogation spectrale, c'est l'angle d'incidence qui est maintenu fixe mais plus grand que l'angle critique, c'est la longueur d'onde de la lumière incidente qui varie par l'utilisation d'une source polychromatique, contrairement à l'interrogation angulaire où on utilisait une source monochromatique. L'avantage de cette technique d'interrogation est la suppression du mouvement mécanique pour faire varier l'angle d'incidence (Figure II.16).

La condition de résonance (I.67) est réalisée pour une valeur bien précise de la longueur d'onde appelée longueur d'onde de résonance, où le maximum d'énergie est transféré de l'onde évanescente au plasmon de surface, ce qui correspond au minimum de réflectance. Dans ce type d'interrogation, c'est la longueur d'onde de résonance qui croît avec l'augmentation de l'indice de réfraction de l'analyte.

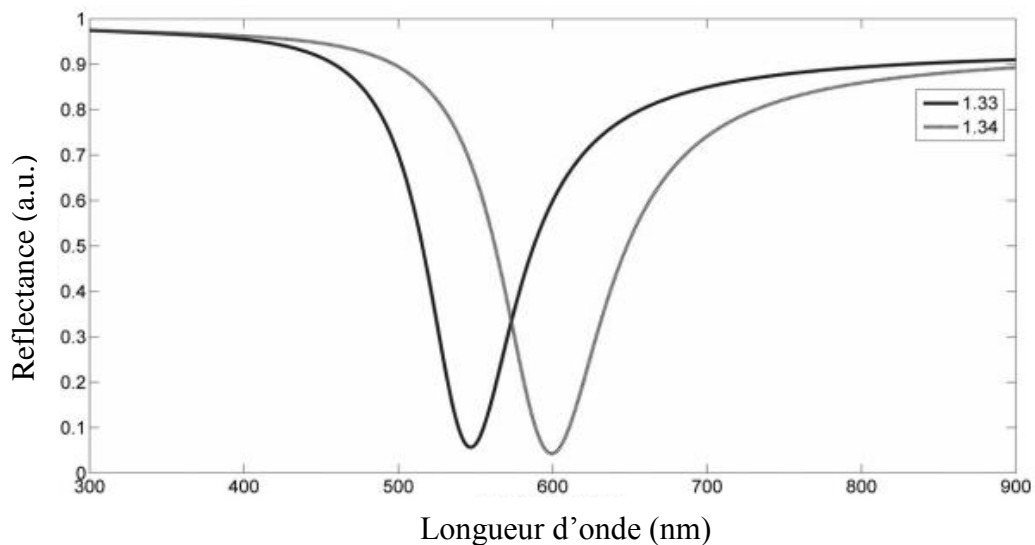


Figure II.16 Spectre SPR pour deux indices de réfraction de l'analyte.

La sensibilité spectrale est définie par :

$$S_{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \quad (\text{II.5})$$

c. Interrogation d'intensité

Cette méthode est semblable à l'interrogation angulaire, sauf qu'on s'intéresse à la variation de la réflectance avec l'indice de réfraction de l'analyte pour une valeur fixe de l'angle d'incidence plus grande que celle de l'angle critique (Figure II.16). Une source polychromatique peut être utilisée, on se trouve alors dans le cas de l'interrogation spectrale, le même procédé est alors utilisé, seulement c'est la longueur d'onde d'incidence qui est fixe.

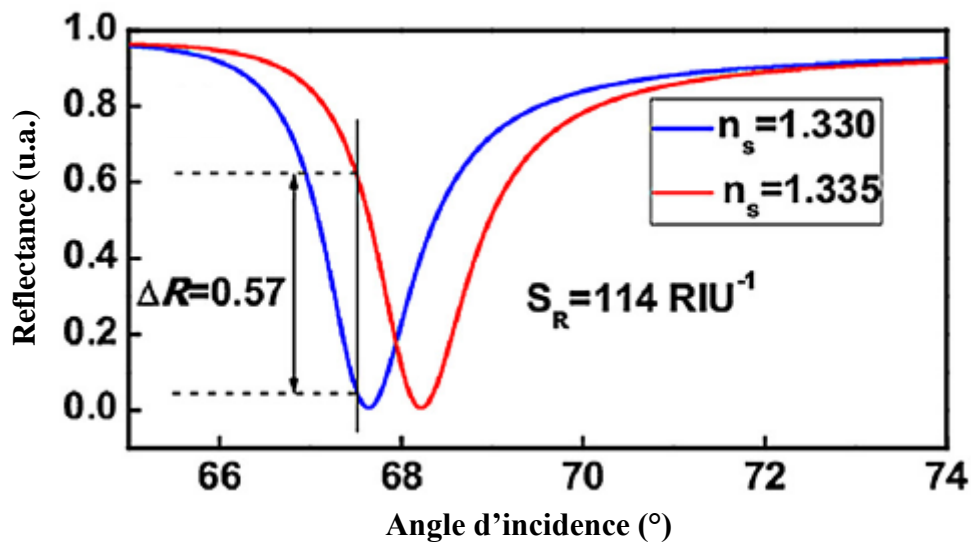


Figure II.16. Interrogation d'intensité pour une configuration de Kretschmann à base d'argent à 633nm.

La sensibilité d'intensité est définie par :

$$S_I = \frac{\Delta R}{\Delta n} \quad (\text{II.6})$$

d. Interrogation de phase

Dans les interrogations vues précédemment, la lumière était en polarisation TM, par contre dans l'interrogation de phase, les deux polarisations de la lumière interviennent : TM et TE d'une longueur d'onde fixe (Figure II.17).

La phase ϕ_p de la lumière en polarisation TM est obtenue par la relation :

$$\phi_p = \arg(r_p) \quad (\text{II.7})$$

La différence de phase entre la polarisation TM et TE est obtenue par :

$$\phi_d = |\phi_p - \phi_s| \quad (\text{II.8})$$

La sensibilité de phase S_ϕ est définie par :

$$S_\phi = \frac{\Delta\phi_d}{\Delta n} \quad (\text{II.9})$$

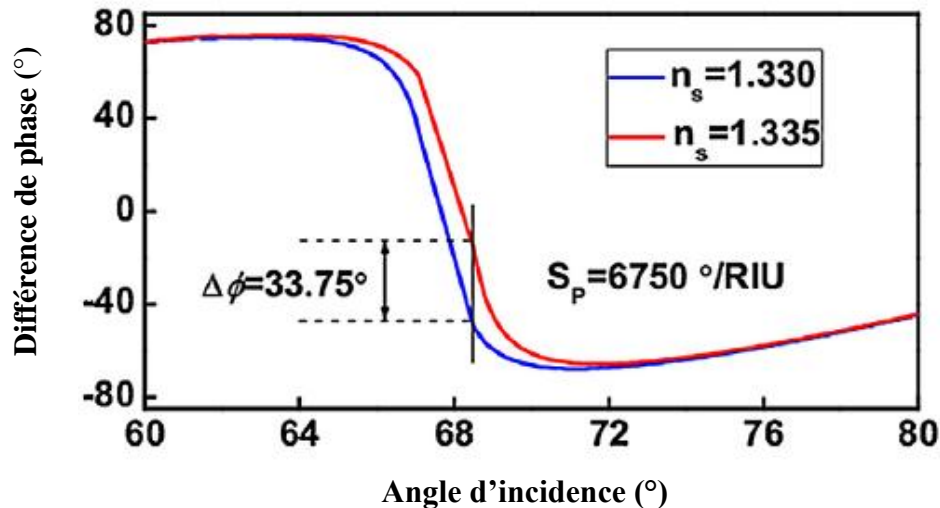


Figure II.17 Interrogation de phase pour une configuration de Kretschmann à base d'argent à 633nm.

II.8.2 Figure de mérite

Un autre facteur très important est nécessaire pour déterminer les performances d'un capteur, c'est la figure de mérite, elle est définie comme étant le ratio de la sensibilité par la largeur à mi-hauteur de la courbe SPR.

$$FOM = \frac{S}{FWHM} \quad (\text{II.10})$$

FWHM : largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*).

II.8.3 Précision de détection

La précision de détection (*DA*) est utilisée pour déterminer la précision d'un capteur SPR, elle est définie comme l'inverse de la largeur à mi-hauteur de la courbe SPR :

$$DA = \frac{1}{FWHM} \quad (\text{II.11})$$

II.8.4 Quelques applications des capteurs

a. Diagnostic médical

Les biocapteurs SPR ont fait l'objet d'une attention particulière ces dernières années pour leur haute sensibilité, ils ont permis le diagnostic en temps réel de plusieurs maladies.

Par exemple, en 2020, A. Panda et al. ont simulé un biocapteur pour la surveillance du glucose dans le sang [36]. Le capteur qu'ils ont proposé est basé sur la configuration de Kretschman comportant un prisme en verre FK51A, une couche d'or d'épaisseur 55nm est déposée sur la base du prisme, et enfin une monocouche de graphène d'épaisseur 0.34nm pour une lumière incidente monochromatique de longueur d'onde 589nm. Le moindre changement sur l'indice de réfraction du sang entraîne un déplacement de l'angle de résonance vers des angles supérieurs (Figure II.18).

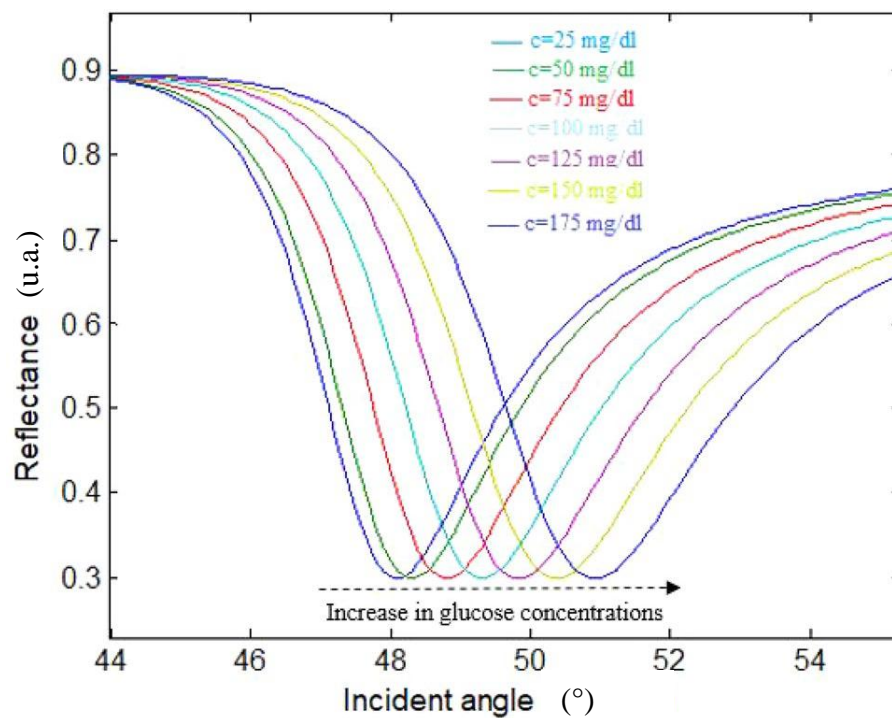


Figure II.18 Réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour différentes concentrations de glucose [35].

D'autres biocapteurs ont été réalisés pour la détection de molécules liées à la maladie d'Alzheimer [37].

Toujours dans le domaine médical, A. Keshavarz et al. [38] ont simulé un biocapteur SPR afin de surveiller la concentration de l'hémoglobine dans le sang humain ; ce biocapteur est basé sur la configuration de Kretschmann constituée d'un

prisme en verre SF10, une couche mince d'or, deux couches de disulfure de tungstène, deux couches de graphène (Figure II.19). Ils ont étudié l'effet du graphène ainsi que celui du dichalcogénure métallique sur la sensibilité angulaire des biocapteurs. La source de lumière était un laser He-Ne d'une longueur d'onde de 632.8 nm. Ce biocapteur a été d'abord optimisé pour la sensibilité en utilisant l'eau comme échantillon, ensuite utilisé pour enquêter sur le sang humain.

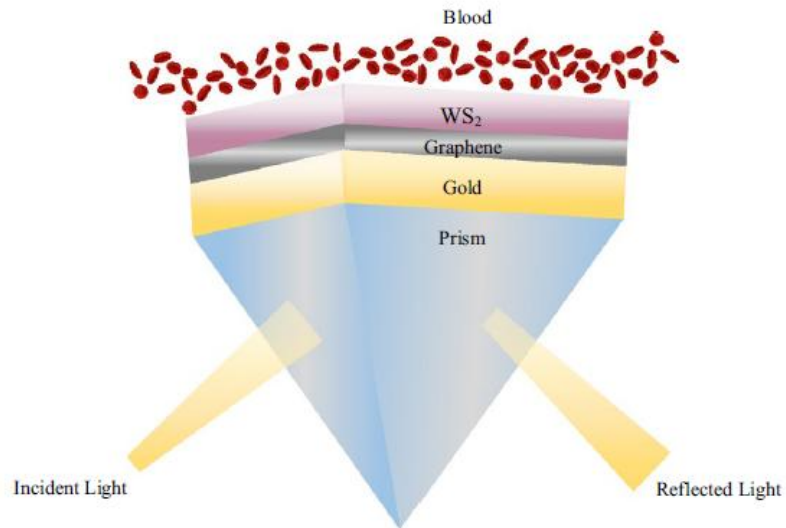


Figure II.19 Schéma du biocapteur proposé par A. Keshavarz et al.

b. Capteurs de gaz

Les capteurs de gaz sont très importants dans de nombreux domaines tels que la surveillance de l'environnement, la production agricole, le diagnostic médical. Récemment, (2020) Zaky A. Zaky et al. [39] ont conçu un capteur de gaz basé sur les plasmons de surface de Tamm ; la structure du capteur proposé comprenait une cavité de gaz prise en sandwich entre un cristal photonique de silicium poreux unidimensionnel et une couche d'argent déposée sur un prisme (Figure II.20).

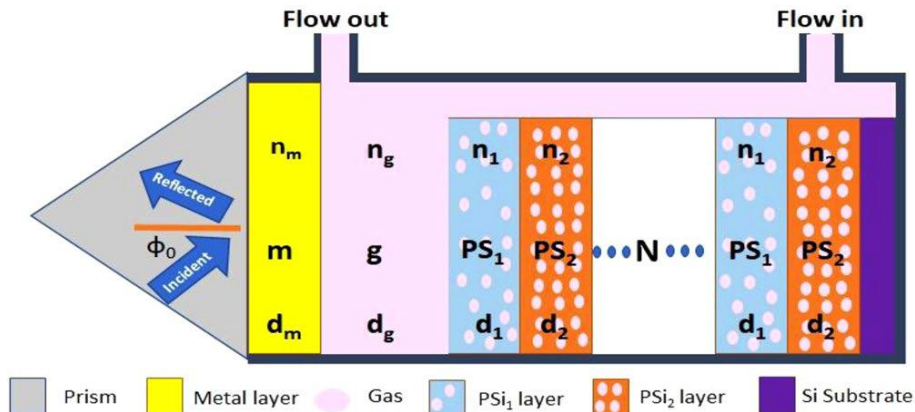


Figure II.20 Schéma du capteur proposé par Zaky A. Zaky et al. $Ag/gas/(PSi1/PSi2)^{12}/Si$.

Ils ont utilisé dans leur structure du silicium poreux à 32% (PS1) et à 74% (PS2), le spectre de réflectance pour différents indices de réfraction du gaz est représenté dans la Figure II.21.

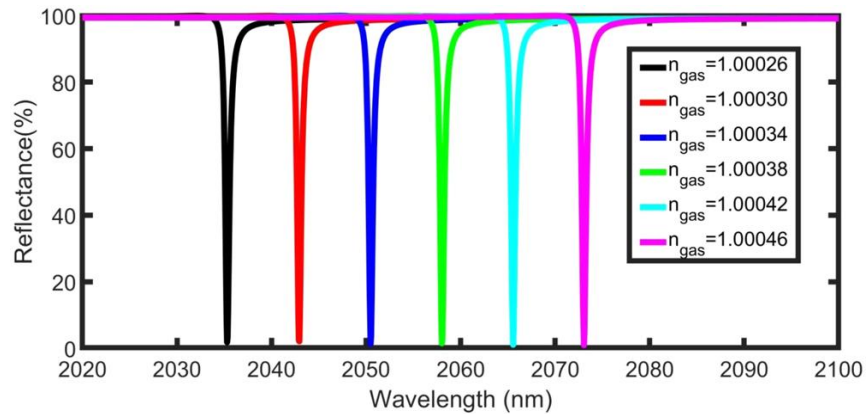


Figure II.21 Spectre de réflectance pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du gaz.

c. Biocapteurs de qualité alimentaire

Le formol ou aldéhyde formique de formule chimique CH_2O , substance cancérigène est utilisé par certains producteurs dans les aliments (jus, biscuits, sucettes, légumes, poisson, viande...) comme agent conservateur, c'est un liquide au goût sucré. Md. Moznuzzaman et al., ont utilisé une sonde de chitosane pour détecter le formol en solution aqueuse [40- 43], ce dernier est adsorbé efficacement par le groupe amino polymère du chitosane [44]. Il s'agit d'un polymère naturel non toxique, biocompatible et biodégradable [44]. En outre, la propriété la plus intéressante et la plus significative du chitosane est sa haute sélectivité vis-à-vis du formol. La structure qu'ils ont proposé (ZnO-Ag-PtSe₂-graphene) est montrée à la Figure II.22.

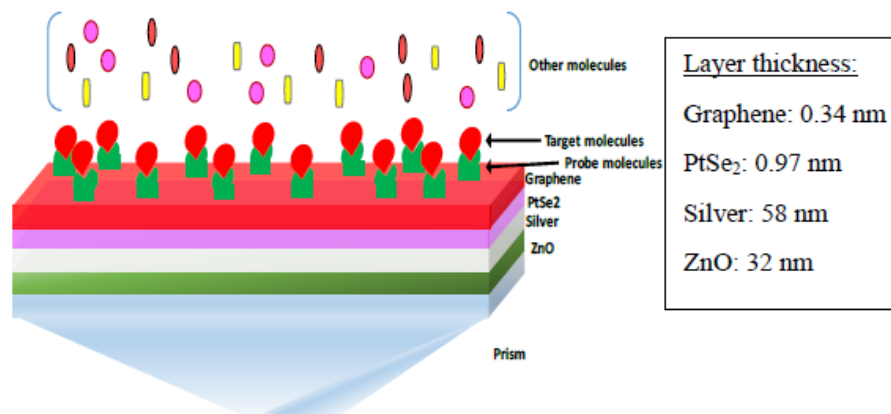


Figure II. 22 Schéma du biocapteur de Formol.

La réflectance pour différentes molarités de la solution est rapportée à la Figure.II.23.

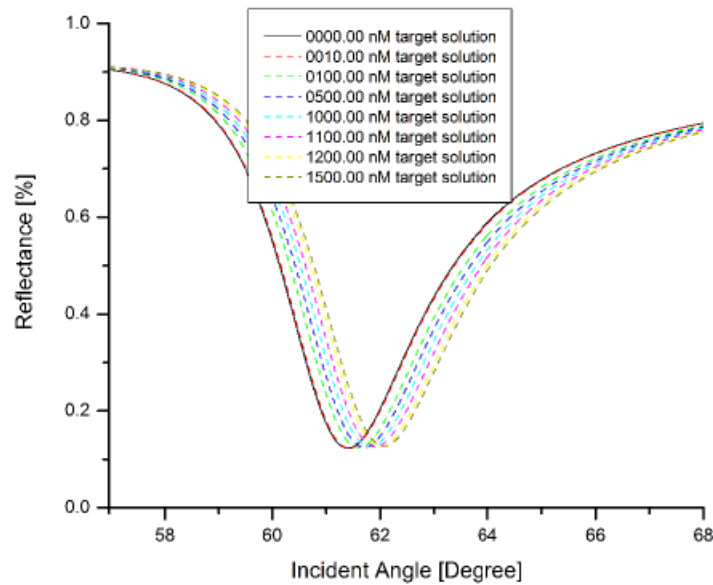


Figure II.23 Réflectance pour différentes molarités de la solution.

Conclusion

Ce chapitre a traité différentes applications des plasmons de surface, telles que la spectroscopie Raman exaltée de surface (*SERS*), où la signature Raman des molécules devient plus claire et plus intense surtout dans le cas des molécules à faible concentration. C'est grâce aussi aux plasmons de surface que les chercheurs ont pu expliquer le phénomène de la transmission optique extraordinaire (TOE) découvert par Thomas Ebbesen et ses collaborateurs en 1998. L'énergie solaire photovoltaïque aussi a profité des avantages des (SP), l'introduction de nanoparticules plasmoniques dans la couche active améliore remarquablement le rendement d'une cellule solaire. La réalisation de capteurs basés sur les plasmons de surface d'une haute sensibilité et bien d'autres applications très intéressantes ont été discutées dans ce chapitre.

- [1] C. Billaudeau, Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D, thèse de doctorat, Université Paris-Sud Paris XI, 2007.
- [2] C.V. Raman, The molecular scattering of light, Nobel Lectures : Physics, 1922-1941, 267-275, 1930.
- [3] M. Fleischmann, P.J. Hendra, A.J. McQuillan, Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode, Chemical Physics Letters 26 (2), 163–166, 1974.
- [4] N. Felidj, Introduction à la spectroscopie Raman classique et à la diffusion Raman exaltée de surface, Photoniques, 39-42, 2019
- [5] J. Park, H.Lee, A. Gliserin, K.Kim, Spectral Shifting in Extraordinary Optical Transmission by Polarization-Dependent Surface Plasmon Coupling, Plasmonics 15 (2), 489-494, 2020.
- [6] M. Tavakoli, Y.S. Jalili, S.M. Elahi, Rayleigh-Wood anomaly approximation with FDTD simulation of plasmonic gold nanohole array for determination of optimum extraordinary optical transmission characteristics, Superlattices and Microstructures 130, 454-471, 2019.
- [7] T. Shaziye, Z. Atlasbaf, Investigating extraordinary optical transmission and sensing performance through periodic bilayer magneto-plasmonic structure, Journal of Applied Physics 127 (2), 023102, 2020
- [8] Z. Chen, P. Li, S. Zhang, Y. Chen, P. Liu, H. Duan, Enhanced extraordinary optical transmission and refractive-index sensing sensitivity in tapered plasmonic nanohole arrays, Nanotechnology, 30(33):335201, 23 Apr 2019.
- [9] J. Jung, Plasmonic Multiplexing Extraordinary Optical Transmission Sensor With Enhanced Sensitivity Through Grooves in Metal Film, IEEE Sensors Journal, 19 (16), 6705-6710, 2019.
- [10] T.W. Ebbesen, H.J. Ghaemi, T. Thio and P.A. Wolff, Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays, Nature, 391, 667-669, 1998.
- [11] H.T. Liu and P. Lalanne, Microscopic model for the extraordinary optical transmission, Nature, 452, 728-731, 2008.
- [12] C. Genet, T.W. Ebbesen, Light in tiny holes, Nature 445, 39-46, 2007.
- [13] Sylvain Vedraïne, Intégration de nanostructures plasmoniques au sein de dispositifs photovoltaïques organiques : étude numérique et expérimentale, thèse 26/10/2012, Aix-Marseille.
- [14] W.J. Ong, L.L. Tan, S.P. Yong, S.P. Chai, Graphitic Carbon Nitride (g-C₃N₄)-Based Photocatalysts for Artificial Photosynthesis and Environmental Remediation : Are We Step Closer To Achieving, Chemical reviews 116 (12), 7159-7329, 2016.
- [15] Painter, O. et al. Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser. Science 284, 1819 – 1821, 1999.
- [16] D.J. Bergman et M.I. Stockman , Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation : Quantum Generation of Coherent Surface Plasmons in Nanosystems, Physical review letters 90 (2), 027402, 2003.

- [17] Seidel, J., Grafstroem, S. & Eng, L. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 177401, 2005.
- [18] M. T. Hill, et al. Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides. *Opt. Express* 17, 11107 – 11112, 2009.
- [19] Oulton, R. F. et al. Plasmon lasers at deep subwavelength scale. *Nature* 461, 629 – 632, 2009.
- [20] Noginov, M. A. et al. Demonstration of a spaser-based nanolaser. *Nature* 460, 1110 – 1112, 2009.
- [21] Galanzha, E. I. et al. Spaser as a biological probe. *Nat. Commun.* 8, 15528, 2017.
- [22] Gao, Z. S. et al. Spaser nanoparticles for ultranarrow bandwidth STED super-resolution imaging. *Adv. Mater.* 32, 1907233, 2020.
- [23] M.I. Stockman, Spasers explained, *Nature Photonics* 2 (6), 327-329, 2008.
- [24] P. Bharadwaj, B. Deutsch, L. Novotny, *Advances in Optics and Photonics* 1 (3), 438-483, 2009.
- [25] H. Aouani, O. Mahboub, E. Devaux, H. Rigneault, T. W. Ebbesen, J. Wenger, Large molecular fluorescence enhancement by a nanoaperture with plasmonic corrugations, *Optics express* 19, (14), 13056-13062, 2011.
- [26] Nanoantennes plasmoniques pour la biophotonique, J.De Torres, P. Ghenuche, E. Grinerval, M. Brennan G. Baffou, H. Rigneault, J. Xenger, *Photoniques*, 37-41, 2013.
- [27] Q. Ouyang, S. Zeng, L. Jiang, et al. Sensitivity Enhancement of Transition Metal Dichalcogenides/Silicon Nanostructure-based Surface Plasmon Resonance Biosensor, *Scientific reports* 6, 28190, 2016.
- [28] F.A. Said, P.S. Menon, V. Rajendran, S. Shaari, B.Y. Majlis, *IET nanobiotechnology* 11 (8), pp. 981-986, 2017.
- [29] L. Wu, J. Guo, Q. Wang, S. Lu, X. Dai, et al. Sensitivity enhancement by using few-layer black phosphorus-graphene/TMDCs heterostructure in surface plasmon resonance biochemical sensor, *Sensors and Actuators B: Chemical* 249, pp. 542-548, 2017.
- [30] K. Bhavsar, R. Prabhu, Investigations on sensitivity enhancement of SPR biosensor using tunable wavelength and grapheme layers, *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* 499 (1), 012008, 2019.
- [31] R. Kumar, A.S. Kushwaha, M. Srivastava, H. Mishra, S.K. Srivastava, Enhancement in sensitivity of grapheme-based zinc oxide assisted bimetallic surface plasmon resonance (SPR) biosensor, *Applied Physics A* 124 (3), 235, 2018.
- [32] J. P.S.S dos Santos, P.A.S. Jorge, J.M.M.M. de Almeida, L. Cœlho, A Simple Spectral Interrogation System for Optical Fiber Sensors, *Multidisciplinary Digital Publishing Institute Proceedings* 15 (1), 6 (2019).
- [33] H. Jiang, G. Zheng, W.F. Rao, Ultra-sensitive biosensor with hybrid coupling between molybdenum disulfide thin film and photonic waveguide mode, *Results in Physics* 13, 102173 (2019).
- [34] L. Han, C. Wu, A Phase Sensitivity-Enhancement Surface Plasmon Resonance Biosensor Based on ITO-Graphene Hybrid Structure, *Plasmonics* 14 (4), pp. 91-96, 2019.

- [35] S. Chen, C. Lin, Sensitivity analysis of grapheme multilayer based surface plasmon resonance biosensor in the ultraviolet, visible and infrared regions, *Applied Physics A*, pp. 125–230, 2019.
- [36] A. Panda, P.D. Pukhrambam, G. Keiser, Performance analysis of graphene-based surface plasmon resonance biosensor for blood glucose and gas detection. *Appl. Phys. A* **126**, 153, 2020.
- [37] T. Špringer, E. Hemmerová, G. Finocchiaro, Z. Krištofiková, M. Vyhnálek, J. Homola, Surface plasmon resonance biosensor for the detection of tau-amyloid β complex, *Sensors and Actuators B: Chemical* 316, 128146, 2020.
- [38] A. Keshavarz, S. Zangenehzadeh, A. Hatef, Optimization of surface plasmon resonance-based biosensors for monitoring hemoglobin levels in human blood. *Appl Nanosci* 10, 1465–1474, 2020.
- [39] Z. A. Zaky, A. M. Ahmed, A. S. Shalaby, A. H. Arafa, Refractive index gas sensor based on the Tamm state in a onedimensional photonic crystal: Theoretical optimization, *Scientifics reports* 10 (1), 1-9, 2020.
- [40] M. B. Hossain, M. M. Rana, L. F. Abdulrazak, S. Mitra, and M. Rahman, "Graphene-MoS₂ with TiO₂SiO₂ layers based surface plasmon resonance biosensor: Numerical development for formalin detection," *Biochemistry and biophysics reports*, vol. 18, p.100639, 2019.
- [41] M. B. Hossain, M. Hassan, L. F. Abdulrazak, M. M. Rana, M. M. Islam, and M. S. Rahman, "Graphene-MoS₂-Au-TiO₂-SiO₂ hybrid SPR biosensor for formalin detection : numerical analysis and development," *Advanced Materials Letters*, vol. 10, pp. 656-662, 2019.
- [42] S. Nuasaen, P. Opaprakasit, and P. Tangboriboonrat, "Hollow latex particles functionalized with chitosan for the removal of formaldehyde from indoor air Carbohydrate polymers", vol. 101, pp. 179-187, 2014.
- [43] D. Kukkar, K. Vellingiri, R. Kaur, S. K. Bhardwaj, A. Deep, and K.-H. Kim, "Nanomaterials for sensing of formaldehyde in air: Principles, applications, and performance evaluation," *Nano Research*, vol. 12, pp. 225-246, 2019.
- [44] Y. W. Fen, W. Yunus, and N. A. Yusof, "Optical properties of cross-linked chitosan thin film for copper ion detection using surface plasmon resonance technique," *Opt.Appl.*, vol. 41, pp. 999-1013, 2011.

CHAPITRE III

MÉTHODE DE SIMULATION ET MATÉRIAUX

III.I Méthode de simulation

La réflectance de la lumière incidente a été calculée par la méthode de la matrice de transfert (TMM) [1]. Considérons le cas de $N-1$ interfaces, c'est-à-dire N régions Figure III.1.

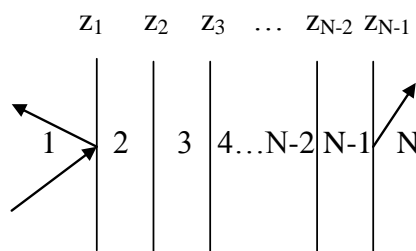


Figure III.1 Model à N couches pour la détermination de la réflectance.

Les amplitudes des champs électrique et magnétique à la première interface (E_1 et H_1) de ce modèle à N couches sont reliées à celles de la dernière interface (E_{N-1} et H_{N-1}) par :

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_{N-1} \\ H_{N-1} \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

M représente la matrice caractéristique qui peut être calculée par :

$$M_{ij} = \left(\prod_{k=2}^{N-1} M_k \right)_{ij}, \quad i, j = 1, 2 \quad (\text{III.2})$$

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos \beta_k & -i \sin \beta_k / q_k \\ -i q_k \sin \beta_k & \cos \beta_k \end{bmatrix} \quad (\text{III.3})$$

Où

$$q_k = \left(\frac{\mu_k}{\varepsilon_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k = \frac{(\varepsilon_k - n_{pr}^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2}}{\varepsilon_k} \quad (\text{III.4})$$

Et

$$\beta_k = d_k \frac{2\pi}{\lambda} (\varepsilon_k - n_{pr}^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2} \quad (\text{III.5})$$

Tel que ε_k et d_k représentent successivement la constante diélectrique et l'épaisseur de chaque couche de la structure à N couches, θ_k l'angle dans chaque couche et n_{pr} l'indice de réfraction du prisme.

Le coefficient de réflexion de Fresnel est exprimé par :

$$r_p = \frac{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_N)}{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_N)} \quad (\text{III.6})$$

La réflectance R_p est :

$$R_p = |r_p|^2 \quad (\text{III.7})$$

Dans le cas de la polarisation (TE), les équations ci-dessus sont valables pour :

$$q_k = \left(\frac{\varepsilon_k}{\mu_k} \right)^{1/2} \cos \theta_k \quad (\text{III.8})$$

III.2 Matériaux

Une brève description des matériaux utilisés au chapitre IV est introduite ci-dessous.

III.2.1 Cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice optique est périodique : la périodicité peut être unidimensionnelle, bidimensionnelle ou tridimensionnelle.

a. Cristaux photoniques unidimensionnels

Dans un cristal photonique (CP) unidimensionnel (1D), la périodicité est réalisée dans une seule direction de l'espace, et chaque couche obéit à la condition de Bragg $n.d=\lambda/4$ tel que n , d et λ représentent successivement l'indice, l'épaisseur de la couche et la longueur d'onde de la lumière incidente.

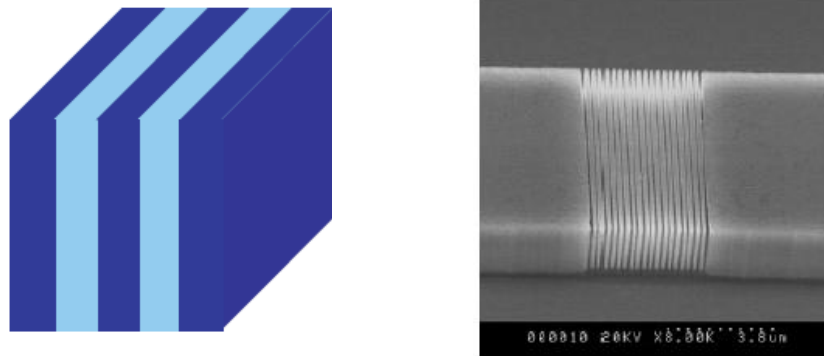


Figure III.2 (a) Schéma d'un CP-1D (b) photographie MEB d'un CP-1D [2].

b. Cristaux photoniques bidimensionnels

Dans un cristal photonique bidimensionnel (2D), la périodicité est réalisée dans deux directions de l'espace comme celui de la Figure III.3, constitué d'un réseau de cylindres.

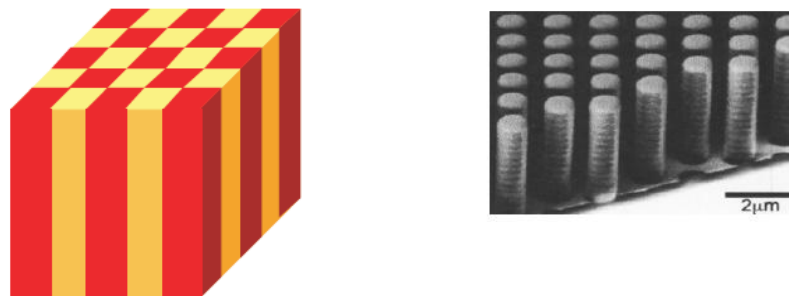


Figure III.3 (a) Schéma d'un CP-2D (b) photographie MEB d'un CP 2D [3].

c. Cristaux photoniques tridimensionnels

Dans un cristal photonique tridimensionnel (3D), la périodicité est réalisée dans les trois directions de l'espace, comme la structure tas de bois de la Figure III.4. (b).

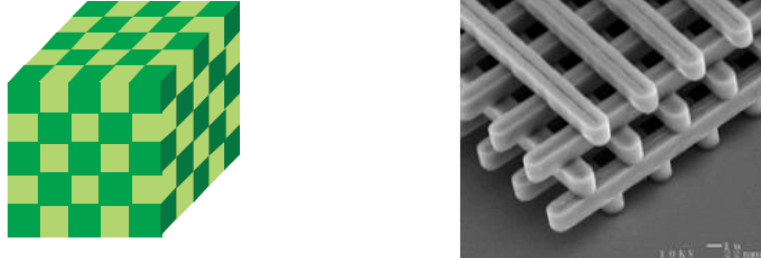


Figure III.4 (a) Schéma d'un CP 3D (b) photographie MEB d'un CP-3D [4].

III.2.2 Arséniure d'aluminium-gallium

L'arséniure d'aluminium-gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) est un semi-conducteur ternaire, un des matériaux les plus utilisés en électronique et optoélectronique [5-6]. En faisant varier la composition en aluminium x , on peut optimiser l'indice de réfraction à des fins de conception. Il est donné par la relation de Sellmeier [7] :

$$n^2(x, \lambda) = 10.906 - 2.92x + \frac{0.97501}{\lambda^2 - C} - 0.002467(1.41x + 1)\lambda^2 \quad (\text{III.9})$$

Où, $C = (0.52886 - 0.735x)^2$ pour $x \leq 0.36$, $C = (0.30386 - 0.105x)^2$ pour $x \geq 0.36$.

λ représente la longueur d'onde. Pour $x \geq 0.36$ le gap est direct, et lorsque $x \leq 0.36$ le gap est indirect.

En couches minces, l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a été préparé par différentes méthodes sur plusieurs types de substrats : par ablation laser sur des substrats en Si [8] et par dépôt chimique en phase vapeur [9].

III.2.3 Carbure de silicium

Le carbure de silicium (SiC) est un matériau semi-conducteur à large bande interdite, ses propriétés remarquables comparées aux semi-conducteurs classiques

comme le Si font de lui un bon candidat pour des applications en optoélectronique dans des conditions extrêmement difficiles telles que les hautes températures.

Le carbure de silicium est un semi-conducteur artificiel qui se cristallise dans plusieurs structures cristallines nommées polytypes, les plus courantes sont : SiC-3C dont la structure est cubique, SiC-4H et SiC-6H dont les structures sont hexagonales. Le silicium et le carbone forment entre eux des liaisons covalentes (Figure III.5).

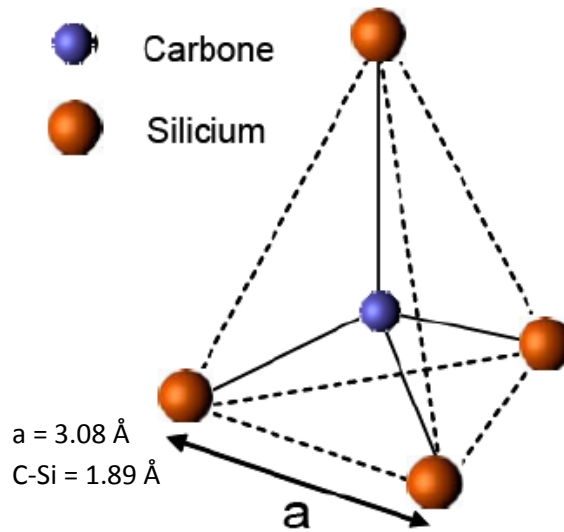


Figure III.5 Tétraèdre de base du SiC [10].

En couches minces, le SiC a été déposé par plusieurs techniques. Récemment, un dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) a été réalisé par S. Kwon et al. [11], E. Paneerselvam et al. ont déposé du carbure de silicium par ablation laser (PLD) sur des substrats en silicium [12].

L'indice de réfraction du SiC en couche mince a été déterminé expérimentalement par J. I. Larruquert et al. [13-14], par exemple avec un rayon laser He-Ne de longueur d'onde 632.8 nm, l'indice de réfraction vaut $3.3901 + 0.27384i$.

III.2.4 Dioxyde de silicium

Le dioxyde de silicium (SiO_2) appelé aussi silice, très abondant dans l'écorce terrestre, il peut se trouver sous forme cristalline (Figure III.6) ou amorphe.

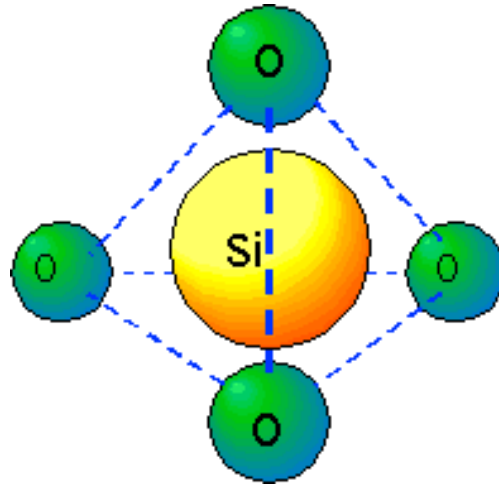


Figure III.6 Tétraèdre de base du SiO₂.

L'indice de réfraction du SiO₂ est donné par la relation de dispersion [15] :

$$n^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2} \quad (\text{III.10})$$

III.2.5 Verres

Les verres utilisés dans l'étude sont : BK7, BAK1, BAF10.

$$n^2(\lambda) = \frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2 - b_1} + \frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2 - b_2} + \frac{a_3\lambda^2}{\lambda^2 - b_3} + 1 \quad (\text{III.11})$$

Les paramètres a_1 , a_2 , a_3 , b_1 , b_2 et b_3 sont donnés au tableau III.1.

Tableau III.1 Paramètres de la relation de dispersion de chaque verre.

Verre	BK7	BAK1	BAF10
a_1	1.03961212	1.12365662	1.5851495
a_2	0.231792344	0.309276848	0.143559385
a_3	1.01046945	0.881511957	1.08521269
b_1	0.00600069867	0.00644742752	0.00926681282
b_2	0.0200179144	0.0222284402	0.0424489805
b_3	103.560653	107.297751	105.613573

III.2.6 Dichalcogénures de métaux de transition bidimensionnels

Autre que le graphène, premier matériau monocouche [16], il y a d'autres matériaux bidimensionnels qui rivalisent la recherche dans le domaine des matériaux et attire l'attention de la communauté scientifique par leurs propriétés intéressantes, ce sont les dichalcogénures de métaux de transition d'épaisseur à l'échelle atomique (TMDC). Par rapport aux nanofils et les nanotubes, il est plus facile de fabriquer des feuilles de TMDC et de contrôler leurs propriétés électroniques et optiques en ajustant le nombre de couches [17]. La première démonstration expérimentale basée sur un matériau TMDC 2D autre que graphène était la réalisation d'un transistor à effet de champs d'une haute qualité basé sur une monocouche de disulfure de molybdène MoS₂ [18]. On peut obtenir des hétérostructures avec un empilement de différentes monocouches de TMDC [19]. Grâce aux TMDC, on a pu réaliser des capteurs d'une haute sensibilité et même passer à une nouvelle génération de l'électronique : l'électronique 2D. Malgré les recherches intenses, un grand nombre de TMDC n'a même pas été synthétisé.

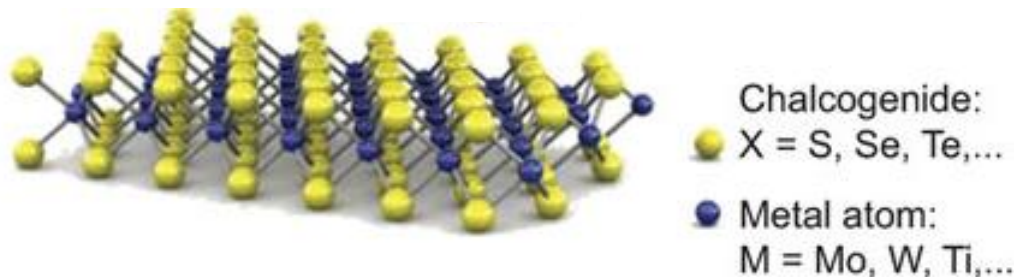


Figure III.7 Représentation tridimensionnelle d'un TMDC de formule générale MX₂ [20].

L'indice de réfraction ainsi que l'épaisseur des TMDC utilisés dans le prochain chapitre à 632.8nm sont donnés au tableau III.2 [21-22].

Tableau III.2 Indice de réfraction et épaisseur des matériaux 2D utilisés à 632.8nm.

TMDC	Épaisseur (nm)	Indice de réfraction
MoSe ₂	0.70	4.6226+1.0063i
WSe ₂	0.70	4.5501+0.4332i
MoS ₂	0.65	5.0805+1.1723i
WS ₂	0.80	4.8937+0.3124i

III.2.7 Phosphore noir

Un autre matériau 2D a été récemment introduit dans la communauté des matériaux bidimensionnels montrant d'excellentes propriétés : le phosphore noir (BP) ou phosphorène (Figure III.7), il se classe 11^e dans le classement des éléments de l'écorce terrestre. En 2014, deux groupes, l'un dirigé par Peide Ye de Purdue Université de West Lafayette, Indiana, et l'autre par Yuanbo Zhang de Fudan Université de Shanghai et Xianhui Chen de l'Université des sciences et Technologie de la Chine à Hefei, ont rapporté qu'ils avaient extrait le phosphore noir et ainsi obtenu deux ou trois couches atomiques[23,24]. Depuis, le phosphore noir a attiré les scientifiques pour ses propriétés électriques telles que sa bande interdite directe qui dépend du nombre de couches allant de 2.0 eV en monocouche jusqu'à 0.3eV à l'état massif, et depuis, des capteurs à base de phosphore noir ont été réalisés [25,26].

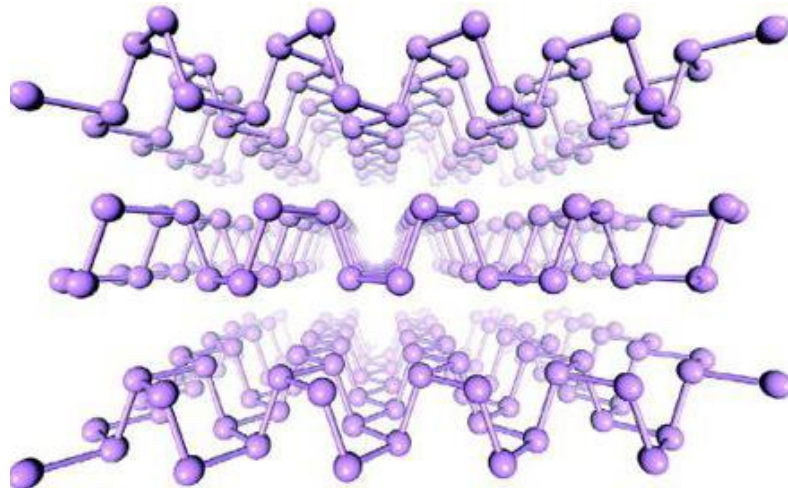


Figure III.8 Structure cristalline du BP [27].

L'indice de réfraction et l'épaisseur du phosphore noir à 632.8 nm sont successivement :
3.5+0.01i et 0.53nm [26].

III.2.8 Or et argent

a. Propriétés électriques des métaux nobles

La permittivité diélectrique est une propriété électrique d'un matériau. Puisque les métaux sont dispersifs, leur permittivité complexe dépend de la fréquence, cette dépendance peut être formulée à l'aide de modèles microscopiques. Dans cette étude, deux de ces modèles nous intéressent : modèle de Drude et celui de Drude-Lorentz (DL).

❖ Modèle de Drude

Appelé aussi modèle des électrons libres, les électrons faiblement liés et appartenant à la couche externe quittent l'atome pour former un gaz d'électrons libre de se mouvoir, alors que les ions restent immobiles.

D'après le principe fondamental de la dynamique (seconde loi de Newton) appliqué à un électron de masse m_e soumis à deux forces : la force due aux collisions modélisées comme une force de frottement à l'entrave du mouvement et la force de Lorentz :

$$-m_e \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} - e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) = m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \quad (\text{III.12})$$

Tel que \vec{r} est le vecteur position de l'électron, $\gamma = 1/\tau$ est le coefficient d'amortissement égal à l'inverse du temps de relaxation appelé aussi temps de collision, c'est le temps du libre parcours moyen.

La force de Laplace est négligeable devant la force électrique, car :

$$\frac{E}{B} = c \text{ donc } \frac{eE}{evB} = \frac{c}{v} \gg 1 \quad [28]$$

L'équation (III.12) devient :

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} \quad (\text{III.13})$$

Si nous supposons une dépendance temporelle du champ électrique : $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$,

les solutions sont de la forme :

$$\vec{r} = \vec{r}_0 \exp(-i\omega t) \quad (\text{III.14})$$

En substituant dans (III.13) :

$$\vec{r} = \frac{e/m_e}{\omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E} \quad (\text{III.15})$$

La polarisation volumique des électrons libres induite par le champ électromagnétique s'écrit :

$$\vec{P}_c = -N_c e \vec{r} = -\frac{N_c e^2 / m_e}{\omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E} \quad (\text{III.16})$$

N_c désignant la densité volumique des électrons de conduction.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_c = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{N_c e^2 / m_e \varepsilon_0}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right) \vec{E} \quad (\text{III.17})$$

Enfin la permittivité relative complexe en fonction de la pulsation ω s'écrit :

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_c e^2 / m_e \varepsilon_0}{\omega^2 + i\omega\gamma} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (\text{III.18})$$

Où

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_c e^2}{m_e \varepsilon_0}} \text{ est la fréquence plasma.}$$

Les parties réelle et imaginaire de la permittivité relative complexe sont :

$$\begin{cases} \text{Re}(\varepsilon) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} & (\text{III.19}) \\ \text{Im}(\varepsilon) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} & (\text{III.20}) \end{cases}$$

❖ Modèle de Drude-Lorentz

Le modèle de Drude ne prend en considération que l'effet des électrons libres, c'est-à-dire, les transitions intrabandes, par contre dans le métal, il y a aussi l'effet des électrons liés, c'est-à-dire les transitions interbandes, l'électron de valence est considéré comme un oscillateur harmonique. Donc en plus de la force d'amortissement et celle de Lorentz, il y a la force de rappel élastique de constante de raideur K . Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron de valence s'écrit :

$$-m_e \gamma_L \frac{d\vec{r}}{dt} - e\vec{E} - K\vec{r} = m_e \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \quad (\text{III.21})$$

γ_L est le coefficient d'amortissement de l'électron de valence.

En substituant l'expression (III.3) et celle du champ électrique dans l'équation (III.9), on trouve :

$$\vec{r} = \frac{e/m_e}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} \vec{E} \quad (\text{III.22})$$

Tel que ω_L représente la pulsation de l'oscillateur égale à :

$$\omega_L = \sqrt{\frac{K}{m_e}} \quad (\text{III.23})$$

La polarisation des électrons de valence induite par le champ électromagnétique s'écrit :

$$\vec{P}_v = -N_v e \vec{r} = -\frac{N_v e^2 / m_e}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} \vec{E} \quad (\text{III.24})$$

Où N_v est la densité volumique des électrons de valence du métal.

La polarisation induite totale dans le métal est due aux électrons libres et liés :

$$\vec{P} = \vec{P}_c + \vec{P}_v \quad (\text{III.25})$$

Donc

$$\vec{P} = -\frac{N_c e^2 / m_e}{\omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E} - \frac{N_v e^2 / m_e}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} \vec{E} \quad (\text{III.26})$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{N_c e^2 / m_e \epsilon_0}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{N_v e^2 / m_e}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} \right) \vec{E} \quad (\text{III.27})$$

Finalement :

$$\epsilon = 1 - \frac{N_c e^2 / m_e \epsilon_0}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{N_v e^2 / m_e \epsilon_0}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{\Omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_L^2) + i\omega\gamma_L} \quad (\text{III.28})$$

Ω_p est la pulsation plasma associée aux transitions interbandes.

D'une manière générale, selon le modèle de Lorentz, dans un métal, il y a f_j transitions

interbandes à la fréquence ω_j , la relation (III.28) devient alors :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \sum_{j=1}^G \frac{f_j \Omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_j^2) + i\omega\gamma_j} \quad (\text{III.29})$$

f_j est appelé force de l'oscillateur. [29]

Posons :

$$\omega_p^2 = f_0 \Omega_p^2 \quad (\text{III.30})$$

f_0 est la force de l'oscillateur des électrons contribuant aux transitions interbandes.

On obtient enfin l'expression suivante [30] :

$$\varepsilon = 1 - \sum_{j=0}^G \frac{f_j \Omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_j^2) + i\omega\gamma_j} \quad (\text{III.31})$$

Avec

$$\omega_0 = 0 \text{ s}^{-1} \text{ et } \gamma_0 = \gamma$$

Les résultats expérimentaux sont un peu différents des résultats de l'expression (III.31), ce qui signifie que la réponse optique du métal a été affectée, cela peut facilement être incorporé dans le modèle de Drude-Lorentz et conduire à une expression légèrement modifiée de la permittivité relative [31] :

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \sum_{j=0}^G \frac{f_j \Omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_j^2) + i\omega\gamma_j} \quad (\text{III.32})$$

b. Fonction diélectrique de l'or et l'argent

L'or et l'argent sont les matériaux les plus utilisés en plasmonique et leurs propriétés optiques sont nécessaires pour la prédiction des résultats expérimentaux, d'où la nécessité d'un modèle qui soit en très bonne concordance avec les données expérimentales. Nous allons voir pour chaque métal le modèle adéquat pour les différentes applications en plasmonique. Bien que beaucoup d'expériences ont été utilisées pour la détermination des fonctions diélectriques de l'Or et de l'argent en couche mince comme celles de Ciesielski et al, Choi et al, McPeak et al, Babar et al, Yang et al, Wu et coll. [32-37], la comparaison a été faite avec les données expérimentales de Johnson et Christy [38] ainsi que celles rapportées par Palik [39] largement utilisées en littérature. Yajie et al ont présenté une étude détaillée sur les données optiques de l'argent de Johnson et Christy et celles fournies par Palik [40]. Il y a aussi l'étude faite par Badar et Weaver qui ont revu les constantes optiques du cuivre, l'argent et l'or [41].

❖ Model de la fonction diélectrique de l'argent

Si on compare la courbe de la partie réelle de la fonction diélectrique de l'argent du modèle de Drude avec celle de Johnson et Christy et avec celle de Palik (Figure III.9-a), on constate que la concordance dans le proche-UV, visible et proche-IR est bonne, surtout avec les données de Palik. Concernant la partie imaginaire (Figure III.9-b), il y a une très bonne concordance entre le modèle de Drude et les données de Palik dans le visible et le proche-IR. Dans le proche-UV, la divergence apparaît clairement. Le modèle de Drude est donc suffisant pour décrire la fonction diélectrique de l'argent dans le visible et le proche-IR.

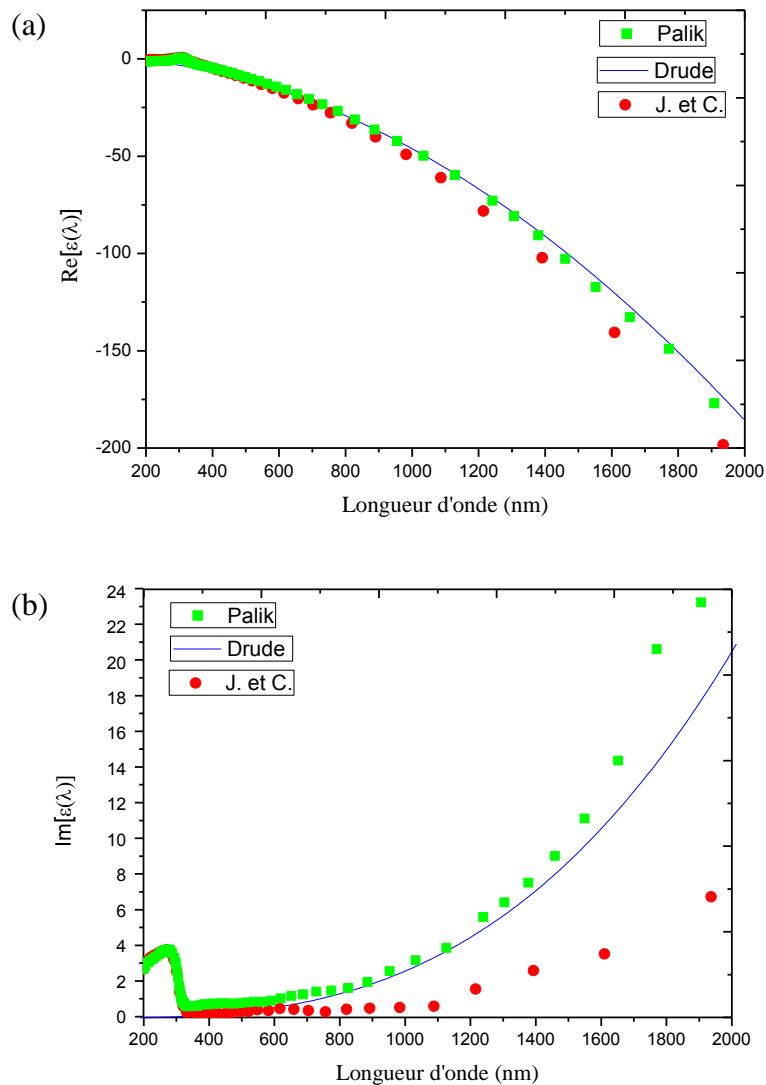


Figure III.9 Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'argent.

Il est plus commode et très simple d'écrire l'expression (III.6) en termes de longueurs d'ondes, il suffit de remplacer ω par $\frac{2\pi c}{\lambda}$, ω_p par $\frac{2\pi c}{\lambda_p}$ et γ par $\frac{2\pi c}{\lambda_c}$, on obtient ainsi

l'expression suivante :

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \frac{\lambda^2 \lambda_c}{\lambda_p^2 (\lambda_c + i\lambda)} \quad (\text{III.33})$$

Où λ_p est la longueur d'onde plasma, λ_c exprime l'amortissement en longueur d'onde. Leurs valeurs sont respectivement : 1.4541×10^{-7} m et 1.7614×10^{-5} m [42].

❖ Model de la fonction diélectrique de l'or

Comme on peut le constater à la Figure III.10-a, à partir d'environ 700 nm, la courbe représentant la partie réelle du modèle de Drude commence à diverger, alors que la partie imaginaire de la fonction diélectrique (Figure III.10-b) ne converge qu'entre environ la limite du visible jusqu'à environ 1240 nm, c'est parce qu'on n'a pas pris en considération l'effet des transitions interbandes des électrons de valence. D'où la nécessité pour l'or du modèle de Drude-Lorentz qui a été très bien décrit par P.G. Etchegoin et al. [43] avec la contribution de deux transitions interbandes l'une à 325 nm et l'autre à 470 nm :

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{1}{\lambda_p^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{i}{\gamma_p \lambda} \right)} \right) + \sum_{n=1,2} \frac{A_n}{\lambda_n} \left(\frac{e^{i\phi_n}}{\frac{1}{\lambda_n} - \frac{1}{\lambda} - \frac{i}{\gamma_n}} + \frac{e^{-i\phi_n}}{\frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{\lambda} + \frac{i}{\gamma_n}} \right) \quad (\text{III.34})$$

Tel que, A_n représente l'amplitude sans dimension, λ_p la longueur d'onde plasma, λ_n la longueur d'onde de la transition interbande, ϕ_n la phase, γ_p l'amortissement exprimé en longueur d'onde et γ_n l'amortissement de l'électron de valence exprimé en longueur d'onde.

Tableau III. 3 Paramètres du modèle de Drude-Lorentz.

Paramètres (unités)	Valeurs
ϵ_∞	1.54
A_1	1.27
A_2	1.10
λ_p (nm)	177.5
λ_1 (nm)	470
λ_2 (nm)	325
ϕ_1, ϕ_2 (rad)	$-\pi/4$
γ_p (nm)	14500
γ_1 (nm)	1900
γ_2 (nm)	1060

Avec ces paramètres, P. G. Etchegoin et al. ont obtenu un excellent *fitting* des courbes expérimentales de Johnson et Christy (J. et C.) jusqu'à environ 1600 nm (Figure III.11).

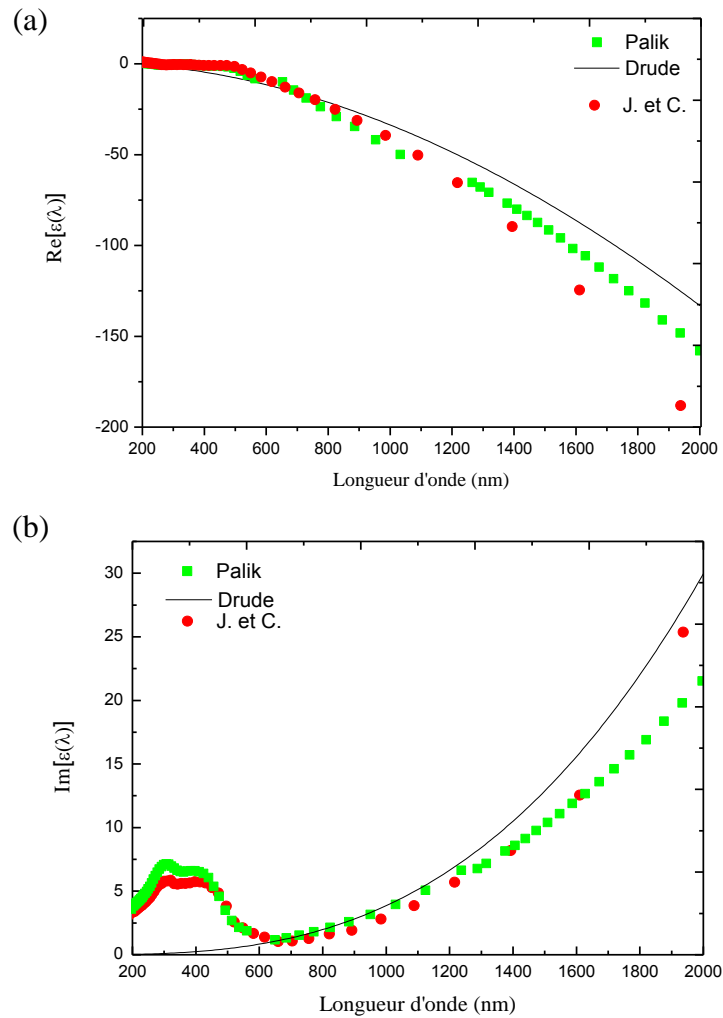
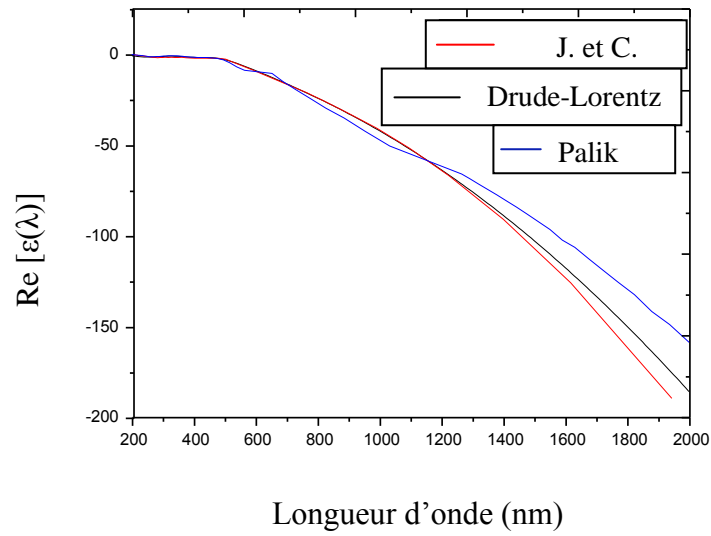


Figure III.10 Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude avec les données de J&C et celles de Palik.

(a)



(b)

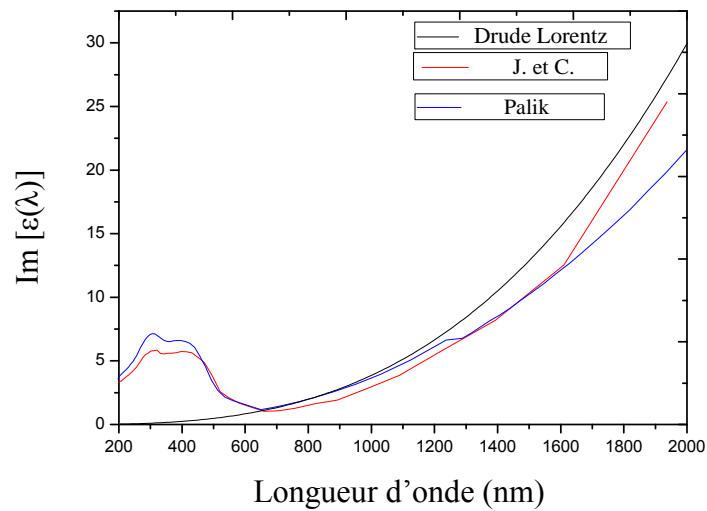


Figure III.11 Parties : (a) réelle et (b) imaginaire de la fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude-Lorentz avec les données de J&C et celles de Palik.

Notons que tant qu'on est loin de la région des transitions interbandes, l'or suit de près le comportement d'un métal à électrons libres et est également bien décrit par un modèle de Drude simple.

Conclusion

Dans ce chapitre, le modèle de simulation utilisé pour la conception des biocapteurs SPR a été présenté, c'est la méthode de la matrice de transfert (TMM) où les amplitudes des champs électrique et magnétique à la première interface de ce modèle à N couches sont reliées à celles de la dernière interface par la matrice de transfert. Une brève description de chaque matériau utilisé dans nos structures a été introduite dans ce chapitre telle que les cristaux photoniques, quelques dichalcogénures de métaux de transition bidimensionnels (2D-TMDC) ainsi que les modèles de Drude et Drude-Lorentz pour la détermination des fonctions diélectriques de l'or et l'argent.

Références

-
- [1] Yamamoto, Surface plasmon resonance (SPR) theory: tutorial, *Review of Polarography* 48 (3), 209–237, 2002.
- [2] F.Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V", thèse doctorat, université Paris XI Orsay, 2004.
- [3] T. Kondo, S. Matsuo, S. Juodkazis, V. Mizeikis, H. Misawa, Multiphoton fabrication of periodic structures by multibeam interference of femtosecond pulses, *Applied Physics Letters*, 82 (17), 2758-2760, 2003.
- [4] F. Mèriche, Structuration 1D et 2D de matériaux diélectriques par ablation laser nanoseconde : applications aux couches minces et monocristaux de LiNbO₃ et couches minces de TiO₂ Thèse de Doctorat, 2008.
- [5] K. Wang, R. Fu, G. Wang, H.C. Tran, B.K. Chang, L. Yang, High-performance Photon-enhanced thermionic emission solar energy converters with Al_xGa_{1-x}As/GaAs cathode under multilevel built-in electric field, *Optics Communications*, 402, pp. 85-90, 2017.
- [6] L. Chen, Y. Shen, S. Zhang, Y. Qian, S. XU, Comparative research on reflection-mode GaAs photocathode with graded Al_xGa_{1-x}As buffer layer, *Optics Communications*, 355, pp. 186–190, 2015.
- [7] J.P. Kim, A. M. Sarangan, Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of Al_xGa_{1-x}As, *Optics Letters*. 32 (5), pp. 536-538, 2007
- [8] L. S. Lunin, M. L. Lunina, O. V. Devitsky, and I. A. Sysoev, Pulsed laser deposition of Al_xGa_{1-x}As and GaP thin films onto Si substrates for photoelectricconverters, *Semiconductors*, 51 (3), pp. 387–391, 2017.
- [9] T. Maitra, A. Pradhan, S. Mukherjee, et al, Evaluation of spontaneous superlattice ordering in MOCVD grown Al_xGa_{1-x}As epilayer on GaAs (100) using X-ray reflectivity and rocking curve analysis, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 106, pp. 357–362, 2019.
- [10] H.T. Liu and P. Lalanne, Microscopic model for the extraordinary optical transmission, *Nature*, 452, 728-731, 2008.
- [11] S. Kwon, Y. Park, W. Ban, C. Youn, S. Lee, J. Yang, D. Jung, T. Choi, Effect of plasma power on properties of hydrogenated amorphous silicon carbide hardmask films deposited by PECVD, *Vacuum* 174, 109187, 2020.
- [12] E. Paneerselvam, D. Nakamura, I.A. Palani, M. Higashihata, M.S. Ramachandra Rao, T. Thomas, Pulsed laser deposition of SiC thin films and influence of laser-assisted annealing, *Materials Today: Proceedings*, 2020.
- [13] J. I. Larruquert, A. P. Pérez-Marín, S. García-Cortés, L. Rodríguez-de Marcos, J. A. Aznárez, J. A. Méndez. Self-consistent optical constants of SiC thin films, *J. Opt. Soc. Am. A* 28, 2340-2345, 2011.
- [14] M.N. Polyansky, Refractive index database. Available at <http://refractiveindex.info/?shelf=main&book=SiC&page=Larruquert>.
- [15] I. A Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica, *J. Opt. Soc. Am.* 55, 1205-1208, 1965.

- [16] K.S. Novoselov , A.K. Geim , S.V. Morozov , D. Jiang , Y. Zhang , S.V. Dubonos ,I.V. Grigorieva , A.A. Firsov , Science 306 , 666, 2004.
- [17] A. Kuc , T. Heine , Chem. Soc. Rev. 2014.
- [18] B. Radisavljevic , A. Radenovic , J. Brivio , V. Giacometti , A. Kis , *Nat. Nanotechnol.* 6 , 147, 2011.
- [19] AB Patel, P Chauhan, K Patel, CK Sumesh, S. Narayan, K. D. Patel, G. K. Solanki, V.M.Pathak, P.K. Jha, and V.Patel, Solution-Processed Uniform MoSe₂–WSe₂ Heterojunction Thin Film on Silicon Substrate for Superior and Tunable Photodetection, ACS Sustainable Chemistry & Engineering 8 (12), 4809-4817, 2020.
- [20] Kuc, A., Heine, T. & Kis, A. Electronic properties of transition-metal dichalcogenides. *MRS Bulletin* 40, 577–584, 2015.
- [21] L. Han, X. He, L. Ge, T. Huang, H. Ding, C. Wu, Comprehensive study of SPR biosensor performance based on metal-ITO-Graphene/TMDC hybrid multilayer, *Plasmonics*, 14 (6), 2021-2030, 2019.
- [22] L. Han, Z. Chen, T. Huang, H. Ding, C. Wu, Sensitivity enhancement of Ag-ITO-TMDCs-Graphene nanostructure based on surface Plasmon resonance biosensors, *Plasmonics*, 1-9, 2019.
- [23] E. S. Reich, Phosphorene excites materials scientists, *Nature News*, 506 (7486), 19, 2014.
- [24] R. Cheng, D. Li, H. Zhou, C. Wang, A. Yin, S. Jiang, Y. Liu, Y. Chen, Y. Huang and X. Duan, *NanoLett.*, 14, 5590-5597, 2014.
- [25] T Srivastava, R Jha, Black Phosphorus: A New Platform for Gaseous Sensing Based on Surface Plasmon Resonance, *IEEE Photonics Technology Letters* (30) (4), 319-322, 2018.
- [26] A Srivastava, A Verma, R Das, YK Prajapati, A theoretical approach to improve the performance of SPR biosensor using MXene and black phosphorus, *Optik*, 203, 163430, 2020 .
- [27] X Chen, JS Ponraj, D Fan, H Zhang, An overview of the optical properties and applications of black phosphorus, *Nanoscale*, 2020,12, 3513-3534.
- [28] J-P. Pérez, R. Fleckinger, *Électromagnétisme, Fondements et Applications* R. Carles, Masson, 1997.
- [29] A.D. Rakić, J.M. Elazar, A.B. Djurišić, Acceptance-probability-controlled simulated annealing : a method for modeling the optical constants of solids, *Physical Review E* 52 (6), 6862, 1995.
- [30] A.D. Rakić, Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films : application to aluminium, *Applied optics* 34 (22), 4755-4767, 1995.
- [31] E. Le Ru, P. Etchegoin, *Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy : and related plasmonic effects*, Elsevier, 2008.
- [32] A. Ciesielski, L. Skowronski, M. Trzinski, T. Szoplik, Controlling the optical parameters of self-assembled silver films with wetting layers and annealing, *Applied Surface Science* 421, 349-356, 2017.

- [33] J. Choi, F. Cheng, J.W. Cleary, L. Sun, C.K. Dass, J. Hendickson, C-Y. Wang, S. Gwo, C.K. Shih, X. Li, optical dielectric constants of single crystalline silver films in the long wavelength range, *Optical Materials Express* 10(2), 693-703, 2020.
- [34] K.M. Mc Peak, S.V. Jayanti, S.J.P. Kress, S. Meyer, S. Lotti, A. Rossinelli, and D.J. Norris, Plasmonic films can easily be better : Rules and recipes, *ACS Photonics* 2, 326-333, 2015.
- [35] S. Babar, J.H. Weaver, Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited, *Applied Optics* 54 (3), 477-481, 2015
- [36] H.U. Yang, J.D'Archangel, M.L. Sundheimer, E. Tucker, G.D. Boreman, M.B. Raschke, Optical dielectric function of silver, *Physical Review B* 91 (23), 235137, 2015.
- [37] Y. Wu, C. Zhang, N.M. Estakhri, Y. Zhao, J. Kim, M. Zhang, X.X. Liu, G.K. Pribil, A. Alù, C-K. Shih, X. Li, *Advanced Materials* 26 (35), 6106-6110, 2014.
- [38] P.B. Johnson and R.W. Christy, Optical constants of the noble metals, *Physical Review B* 6, 4370-4379, 1972.
- [39] E.D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Academic press, 1998.
- [40] Y. Jiang, S. Pillai, M. A. Green, Re-evaluation of literature values of silver optical constants, *Optics express* 23 (3), 2133-2144, 2015.
- [41] S. Badar, J.H. Weaver, Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited, *Applied Optics* 54 (3), 477-481, 2015.
- [42] B.D. Gupta,; Sharma, A.K. Sensitivity evaluation of a multi-layered surface Plasmon resonance-based fiber optic sensor: A theoretical study, *Sensors and Actuators B: Chemical* 107, 40-46, 2005.
- [43] P. G. Etchegoin, E. C. Le Ru, M. Meyer. An analytic model for the optical properties of gold. *The journal of chemical physics* 125 (16), 164705, 2006.

CHAPITRE IV

CONCEPTION ET SIMULATION DE BIOCAPTEURS PLASMONIQUES

Les capteurs biologiques basés sur la résonance des plasmons de surface (SPR) sont largement utilisés dans plusieurs domaines.

En raison du grand nombre de paramètres influençant le comportement de ces nanostructures, il est primordial de pouvoir mettre en œuvre des modèles précis, permettant de prédire les propriétés optiques de différentes sondes basées sur la résonance des plasmons de surface propagatifs (PSPR).

IV.1 Premier biocapteur : application pour le control de l'hémoglobine dans le sang humain

IV.1.1 Schéma du biocapteur

Le schéma du capteur proposé est montré à la Figure IV.1. Dans cette structure, différents prismes ont été utilisés comme coupleur pour pouvoir ainsi déterminer l'influence du prisme dans le but d'avoir une configuration optimale : une couche mince d'or (Au) déposée sur le prisme, puis une très fine couche d'arséniure aluminium de gallium, à 30% d'aluminium d'une épaisseur de 4nm, et l'eau comme milieu environnant.

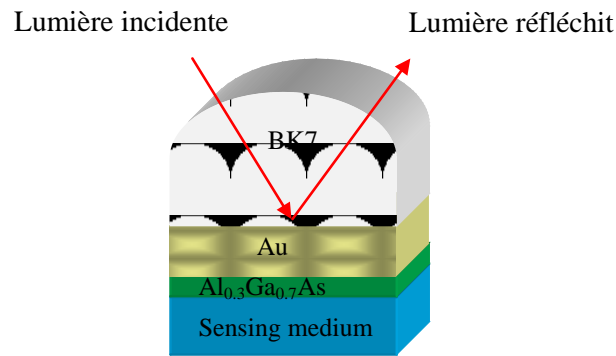
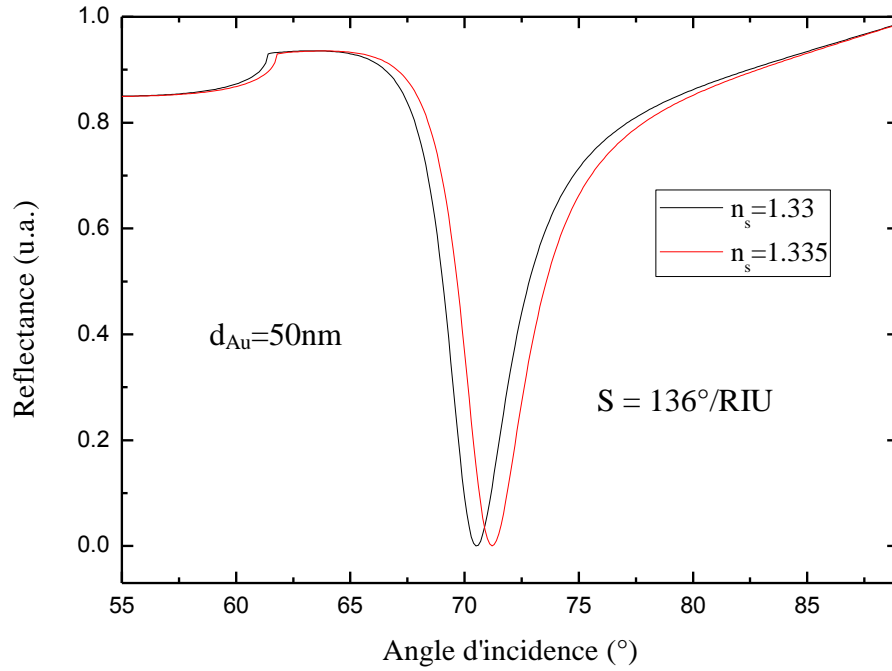


Figure IV. 1 Schéma descriptif du capteur proposé.

L'ajout de la couche mince d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ entre l'or et le milieu capteur a amélioré la sensibilité angulaire de la structure proposée de ~60% (Figure IV.2-b) avec le BK7 comme prisme comparée à la structure conventionnelle (Figure IV.2-a).

(a)



(b)

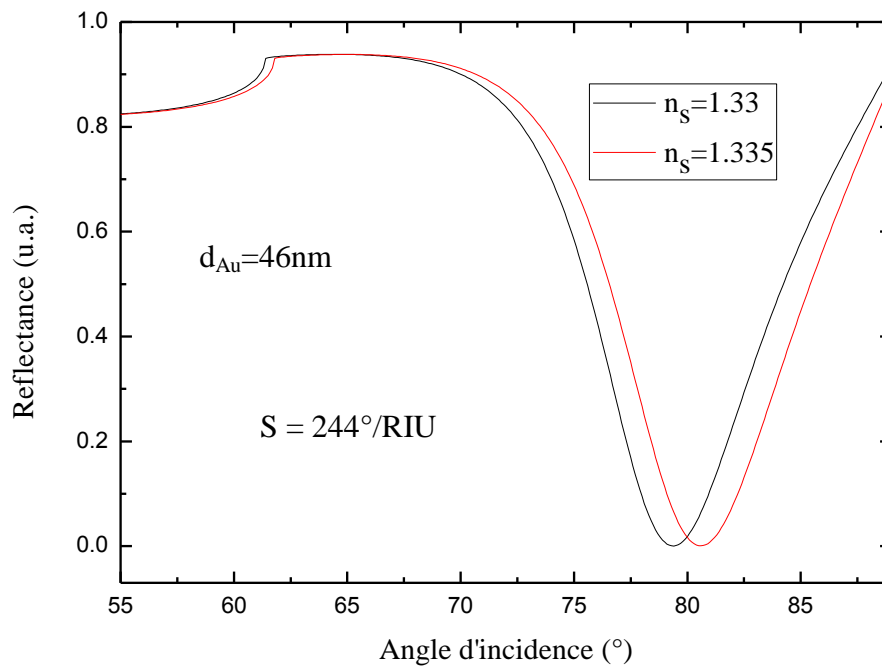


Figure IV. 2 Courbes de réflectance de la structure (a) conventionnelle (b) proposée.

IV.1.2 Effet du prisme¹

Le prisme influe beaucoup sur la réponse plasmonique du système, voyons l'effet de trois différents prismes : BK7 vu précédemment à la Figure IV.2, BK1 (Figure IV. 3) et le BAF10 (Figure IV.3).

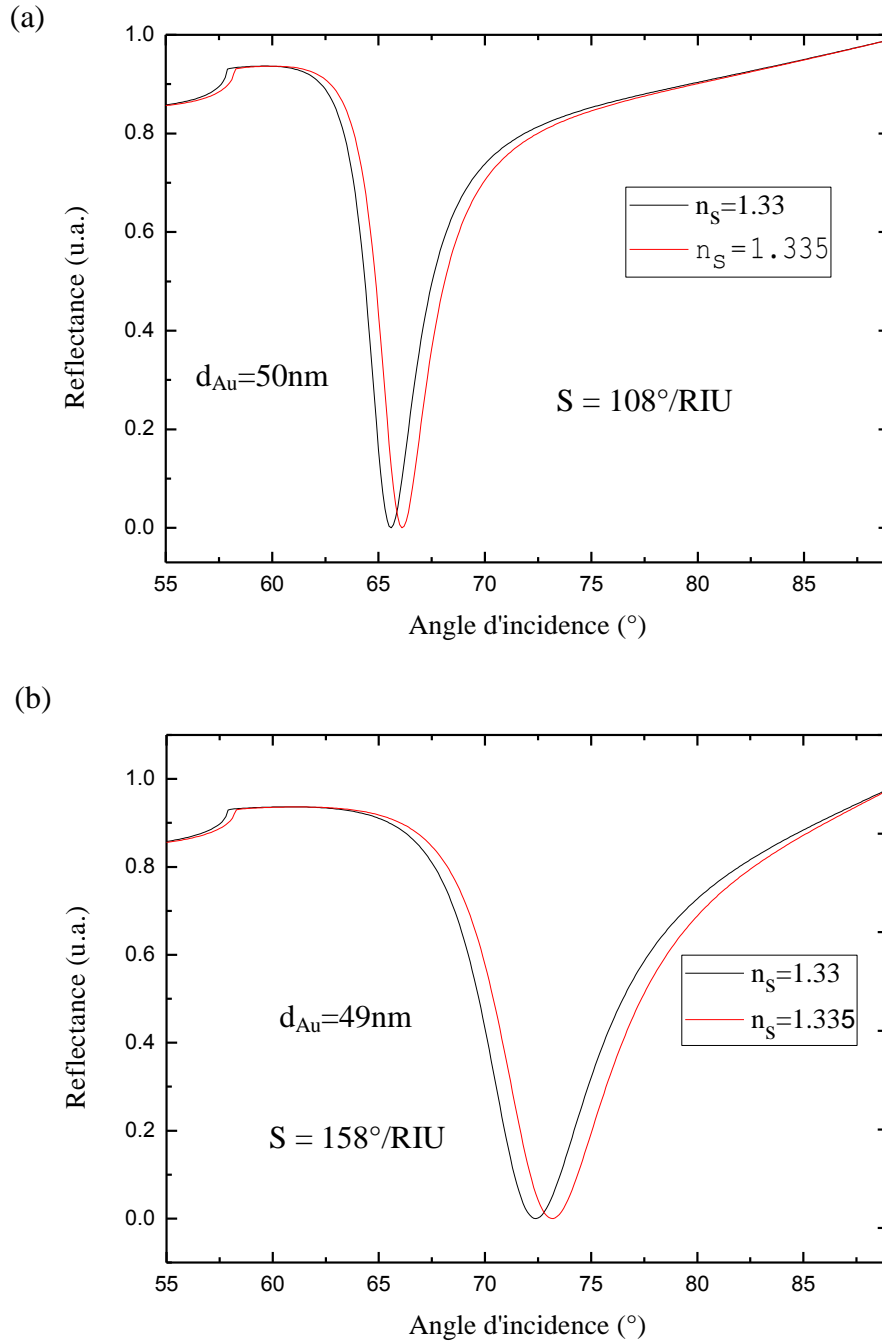
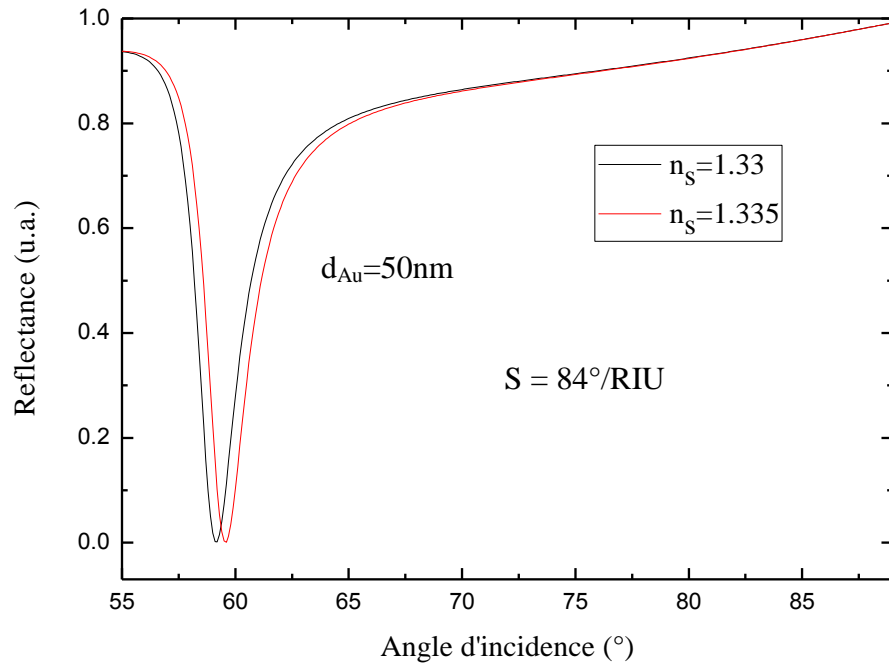


Figure IV. 3 Courbes de réflectance de la structure avec le prisme BAK1 (a) conventionnelle (b) proposée.

¹ A. Guerinik, F. Tayebou, Theoretical study of a biosensor with high sensitivity using surface plasmon resonance, 3rd international conference on innovative studies of contemporary sciences, February 19-21, 2021, Tokyo, Japan.

(a)



(b)

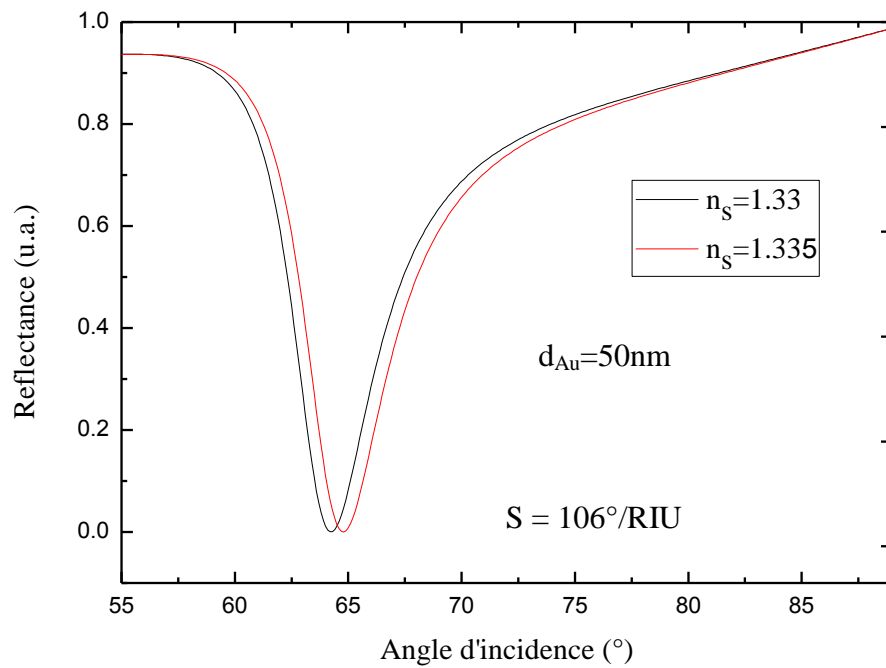


Figure IV. 4 Courbes de réflectance de la structure avec le prisme BAF10 (a) conventionnelle (b) celle proposée.

Le tableau IV.1 présente l'angle de résonance (θ_r), la réflectance minimale (R_r), la sensibilité angulaire (S_θ), la largeur à mi-hauteur de la courbe de réflectance (FWHM), *full width at half-maximum*, la précision de détection (DA) *detection accuracy* et la figure de mérite (FOM) *figure of merit* pour les trois différents prismes, tel que d_{Au} représente l'épaisseur de l'or.

Tableau IV.1 Paramètres de performances du biocapteur SPR basé sur l' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ et du biocapteur conventionnel pour trois prismes différents :BK7, BAK1 et BAF10.

Biocapteur	Glass prism	d_{Au} (nm)	θ_r (°)	R_r (a.u.)	S_θ (°/RIU)	FWHM (degree)	DA (degree ⁻¹)	FOM (RIU ⁻¹)
Conventionnel	BK7	50	70.53	2.379×10^{-6}	136	3.73	0,268	37,533
	BAK1	50	65.58	5.998×10^{-5}	108	3.14	0,3184	31,847
	BAF10	50	59.2	9.73×10^{-6}	84	2.47	0,4048	32,388
Proposé	BK7	46	79.37	3.176×10^{-5}	244	7.656	0.1306	31.348
	BAK1	49	72.38	2.666×10^{-5}	158	6.58	0,1519	24,316
	BAF10	50	64.25	1.191×10^{-4}	106	5.026	0,1989	23,875

D'après les figures présentées (IV.2, IV.3 et IV.4) et le tableau IV.1, on constate que la structure proposée avec la couche mince d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ offre les meilleures valeurs de la sensibilité et de la figure de mérite.

L'angle de résonance se déplace vers des valeurs plus grandes lorsque l'indice de réfraction du milieu environnant devient plus grand (Figure IV.5).

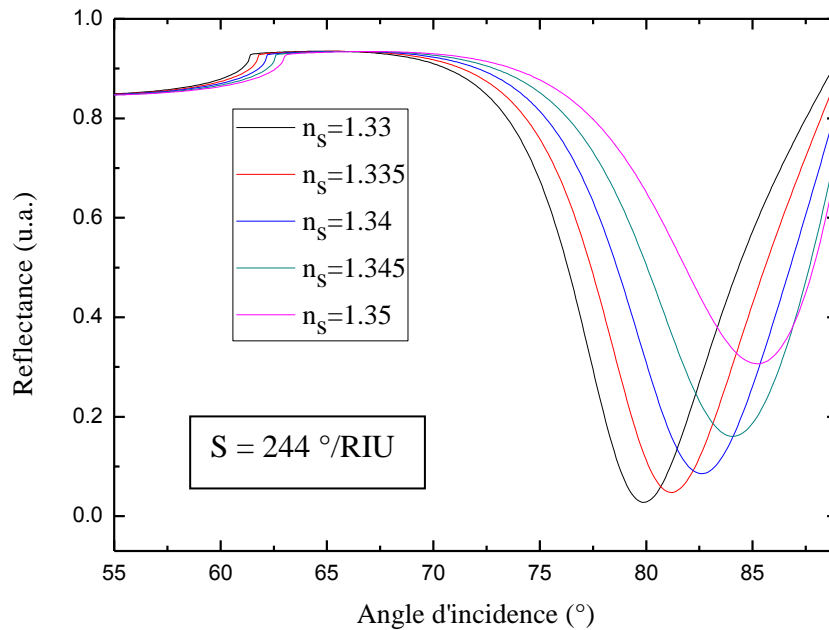


Figure IV. 5 Réflectance du biocapteur proposé pour $n_s=1.33$, $n_s=1.335$, $n_s=1.34$, $n_s=1.345$ et $n_s=1.35$.

IV.1.3 Influence du pourcentage en aluminium

Avec le prisme BK7 comme coupleur, on maintient la même structure, mais à présent en faisant varier le pourcentage en aluminium : 30, 50, 70 et 90% (Figures IV.6 et IV.7).

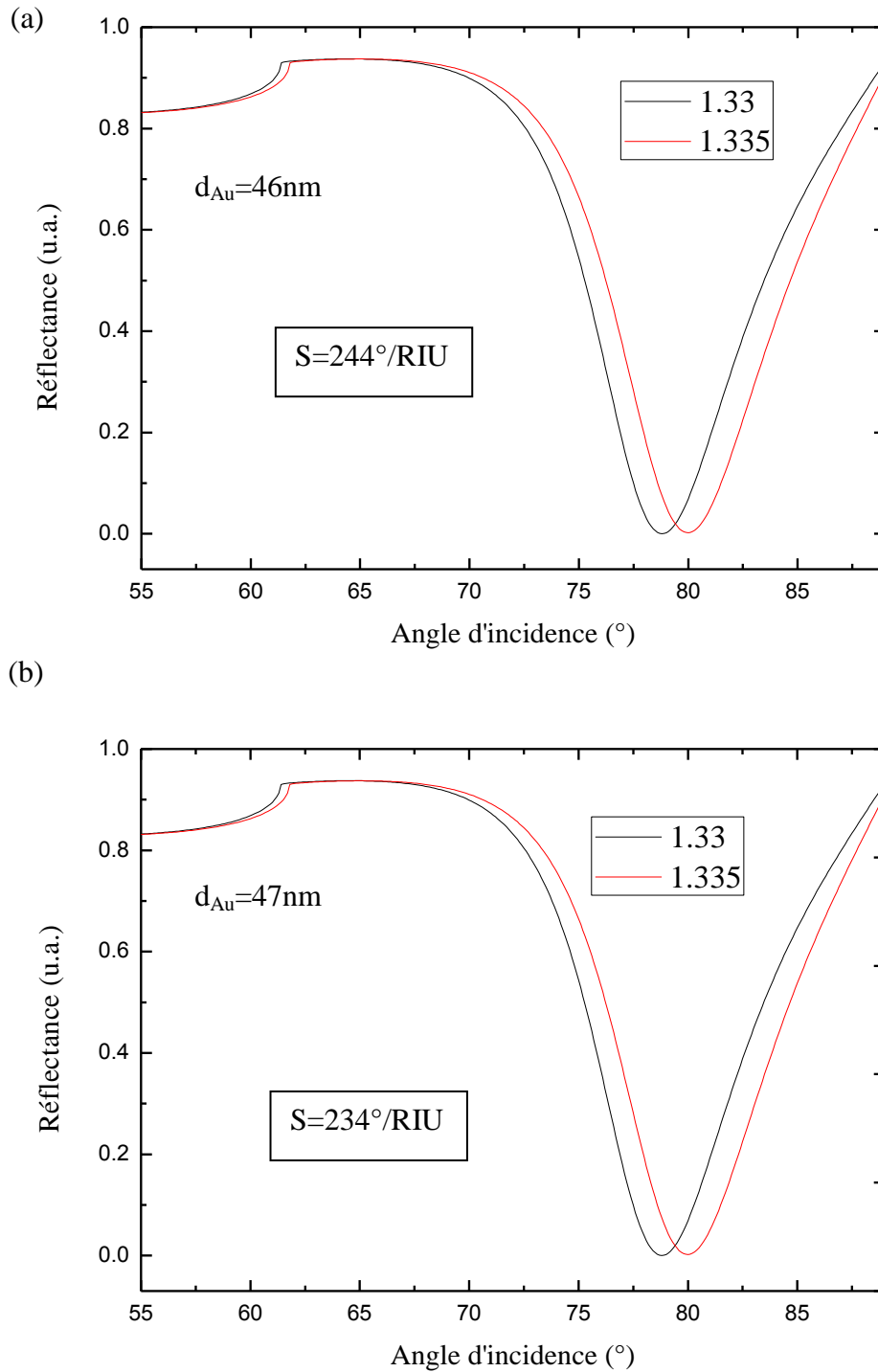
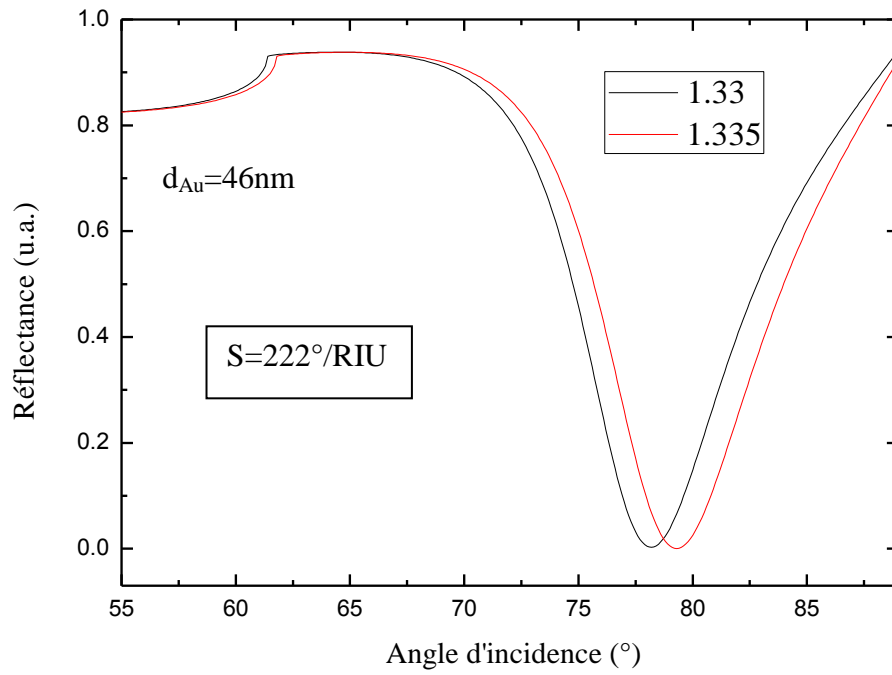


Figure IV.6 Courbes de réflectance de la structure BK7/Au/Al_xGa_{1-x}As avec (a) x=30% (b) x=50%.

(a)



(b)

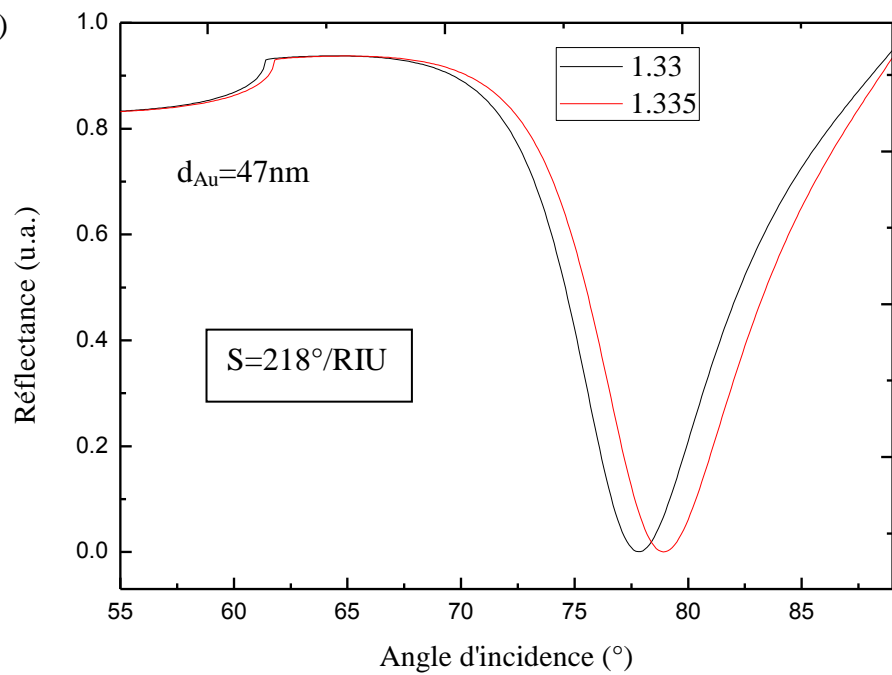


Figure IV.7 Courbes de réflectance de la structure BK7/Au/Al_xGa_{1-x}As avec (a) x=70% (b) x=90%.

Tableau IV.2 Paramètres de performances du biocapteur SPR basé sur l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour : $x=0.3, 0.5, 0.7$ et 0.9 .

Al (%)	d_{Au} (nm)	θ_r (°)	R_r (a.u.)	S_θ (°/RIU)	FWHM (degree)	DA (degree ⁻¹)	FOM (RIU ⁻¹)
30	46	79.37	3.176×10^{-4}	244	7.656	0.1306	31.348
50	47	78.81	5.305×10^{-5}	234	7.671	0.1303	31.286
70	46	78.19	2.704×10^{-3}	222	7.544	0.1325	29.162
90	47	77.83	3.606×10^{-4}	218	7.203	0.1388	30.542

Selon le tableau IV.2, on constate que la structure proposée avec une concentration de 30% en aluminium offre les meilleures valeurs de la sensibilité et de la figure de mérite.

Le tableau IV.3 nous montre la sensibilité (S_θ) de quelques travaux antérieurs sur les biocapteurs SPR, il est clair que la structure proposée est plus simple à réaliser et présente une plus grande sensibilité.

Tableau IV.3 Comparaison du biocapteur proposé avec quelques travaux antérieurs.

Configuration	S_θ (°/RIU)	Référence
BK7-Au-12L PtSe ₂	165	[1]
BK7-ZnO-Ag-Au-1L graphène	76	[2]
BK7-Au-PtSe ₂ -2L WS ₂	187	[3]
SF10- Au-1L graphène -2L WS ₂	235.24	[4]
BK7-Au- Al _{0.3} Ga _{0.7} As	244	Biocapteur proposé

On constate très bien, d'après les courbes et les valeurs des tableaux IV.2 et IV.3, que le meilleur résultat est obtenu avec le prisme BK7 avec un pourcentage en aluminium de 30%, c'est-à-dire la structure suivante : BK7/Au/ Al_{0,3}Ga_{0,7}As, donc l'ajout de 4 nm seulement d'arséniure aluminium-gallium avec 30% d'aluminium améliore considérablement la sensibilité du biocapteur comparé à la structure conventionnelle. Mais pour des valeurs plus grandes, elle commence à diminuer (tableau IV.2) tout en restant plus grande que la sensibilité du biocapteur conventionnel.

La même structure peut être utilisée, mais avec du sang humain comme milieu environnant à la place de l'eau puisqu'ils ont presque le même indice de réfraction. L'étude se poursuivra exactement avec l'hémoglobine dont la concentration dépend de l'âge et du sexe de l'être humain comme le montre le tableau IV.4, l'indice de réfraction du sang est déterminé par la relation suivante :

$$n=n_0+\alpha C \quad (IV.1)$$

Dans cette équation, n_0 est l'indice de réfraction à zéro concentration de l'hémoglobine dans le sang et α et C représentent successivement l'incrément de réfraction spécifique et la concentration de l'hémoglobine. α et n_0 prennent les valeurs 0.144 ml/g et 1.334 [5].

Tableau IV.4 Concentration de l'hémoglobine dans le sang [4].

Âge (ans)	Concentration de l'hémoglobine chez l'homme (g/l)	Indice de réfraction	Énergie réfléchie (u.a.)	Concentration de l'hémoglobine chez la femme (g/l)	Indice de réfraction	Énergie réfléchie (u.a.)
20-29	154.3	1.356176	0.3115	134.1	1.3533104	0.1939
30-39	152.4	1.355945	0.3012	135.9	1.3535696	0.2033
40-49	152.0	1.355888	0.2987	135.8	1.3535552	0.2028
50-59	151.0	1.355744	0.2923	136.2	1.3536128	0.2049
60-69	150.2	1.355628	0.2872	136.3	1.3536272	0.2055
70-79	147.5	1.35524	0.2704	136.6	1.3536704	0.2071
+80	143.6	1.354678	0.2468	135.4	1.3534976	0.2007

Le tableau IV.4 rapporte la plage saine du taux d'hémoglobine dans le sang humain et son indice de réfraction ainsi que la réflectance minimale déterminée à partir des

courbes de réflectance de la structure proposée qui représente la proportion de l'énergie incidente réfléchi à l'interface et à la résonance.

Donc à partir de cette structure à base de résonance plasmonique de surface, on a pu mesurer la santé du sang humain en termes d'énergie réfléchi, le tableau IV.4 peut donc servir de référence pour mesurer des échantillons de sang chez l'homme et la femme pour différentes tranches d'âge. Une énergie inférieure ou supérieure pour chaque tranche peut indiquer l'hémoglobine pauvre ou saturée dans l'échantillon sanguin. Par exemple, si une femme âgée entre 60 et 69 ans, testée par ce dispositif basé sur la résonance plasmonique de surface, indique une énergie de réflexion minimale de l'échantillon sanguin inférieure ou supérieure à 0.2055 a.u. alors il y a un déficit ou une saturation d'hémoglobine dans le sang de la personne testée. Cette étude a fait preuve d'une publication par *Progress in Electromagnetics Research Letters*¹ et d'une communication à la 3^{ème} conférence internationale sur les études innovantes et les sciences contemporaines organisée à Tokyo, Japan².

IV.2 Second biocapteur : application pour la détection de cellules cancéreuses

Dans cette partie, en utilisant une démonstration numérique et graphique, une nouvelle configuration de biocapteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) basée sur l'argent (Ag)-carbure de silicium (SiC) -phosphore noir (BP) / dichalcogénure de métal de transition bidimensionnel (TMDC) a été proposée³. Les résultats de la simulation indiquent que le biocapteur proposé est plus efficace pour la détection des cellules cancéreuses qu'au biocapteur conventionnel à base d'argent, le SiC-WSe₂ a un effet important sur l'amélioration de la sensibilité du biocapteur SPR. Nous pensons que les détecteurs proposés sont simples à réaliser et ouvriront une nouvelle fenêtre dans les applications de détection biomédicale.

¹ **Amine Guerinik**, Fatima Tayeboun, Enhancement in Sensitivity of a Surface Plasmon Resonance Sensor with Al_xGa_{1-x}As, 70% Al, *Progress in Electromagnetics Research Letters*, 92, 125-132, 2020.

² **A. Guerinik**, F. Tayebou, Theoretical study of a biosensor with high sensitivity using surface plasmon resonance, 3rd international conference on innovative studies of contemporary sciences, February 19-21, 2021, Tokyo, Japan.

³ **A. Guerinik**, F. Tayeboun, F.Z. Benkabou, Sensitivity Enhancement of SPR Biosensor using Silicon Carbide-2D Materials (submitted article).

IV.2.1 Schéma du biocapteur

Le diagramme schématique de la configuration proposée du biocapteur pour le SPR est illustré à la Figure IV.8. Dans la structure, nous utilisons le verre FK51A comme prisme de couplage, une couche mince d'argent Ag comme métal noble pour exciter le SPR qui est recouvert d'une couche mince de carbure de silicium SiC d'une épaisseur de 3 nm puis le dichalcogénure de métal de transition / phosphore noir et l'eau comme milieu de détection. La longueur d'onde de la lumière incidente choisie dans cette section est de 632,8 nm.

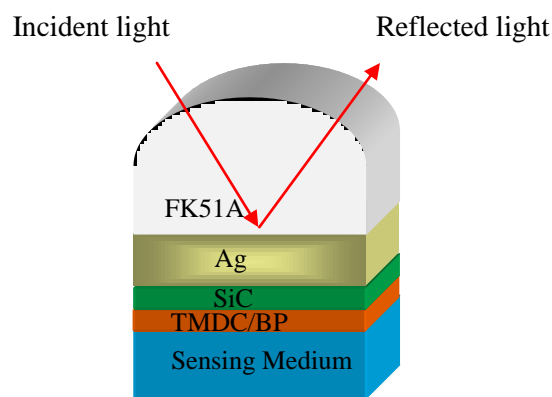


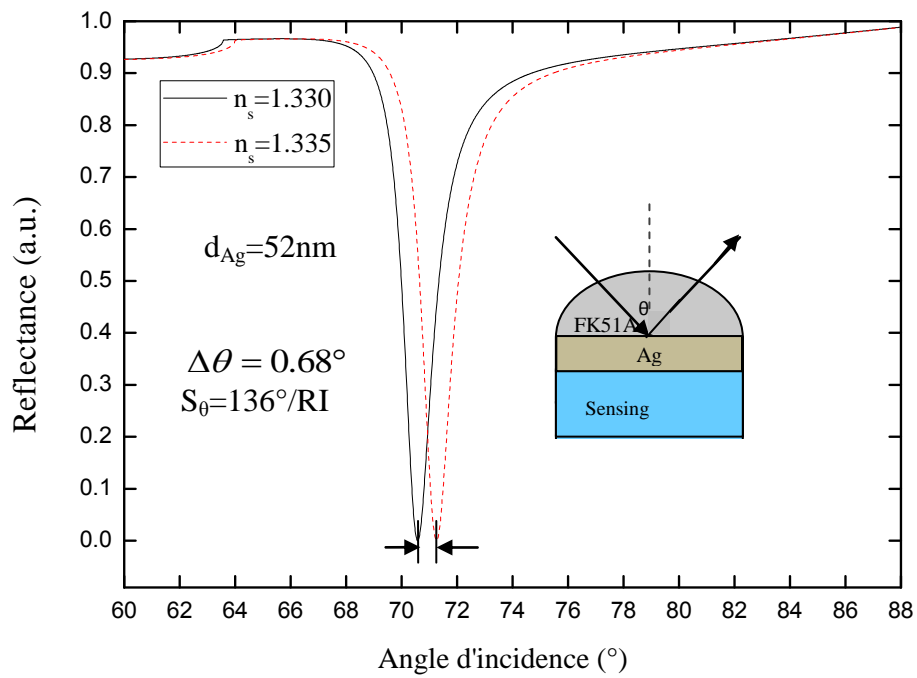
Figure IV. 8 Schéma du biocapteur proposé.

IV.2.2 Sensibilité angulaire

La réflectance de la lumière incidente en polarisation TM a été analysée par la méthode de la matrice de transfert (TMM) pour un système de cinq couches. La longueur d'onde choisie pour l'étude est 632.8nm.

Selon des recherches antérieures, il a été démontré qu'une sensibilité plus élevée est obtenue par un prisme à faible indice de réfraction [6], le FK51A a été donc utilisé comme prisme de couplage dans le biocapteur proposé. La sensibilité angulaire du biocapteur SPR conventionnel basé sur l'Ag est $136^\circ / \text{RIU}$ (Figure IV.8-a). La Figure IV.8-b montre que la sensibilité avec 3 nm de SiC déposé sur la couche d'argent est $168^\circ / \text{RIU}$. Dans cette partie du chapitre, des biocapteurs SPR ont été conçus en utilisant deux types de matériaux bidimensionnels : un TMDC et le BP entre le SiC et le milieu de détection pour améliorer encore plus les sensibilités des biocapteurs.

(a)



(b)

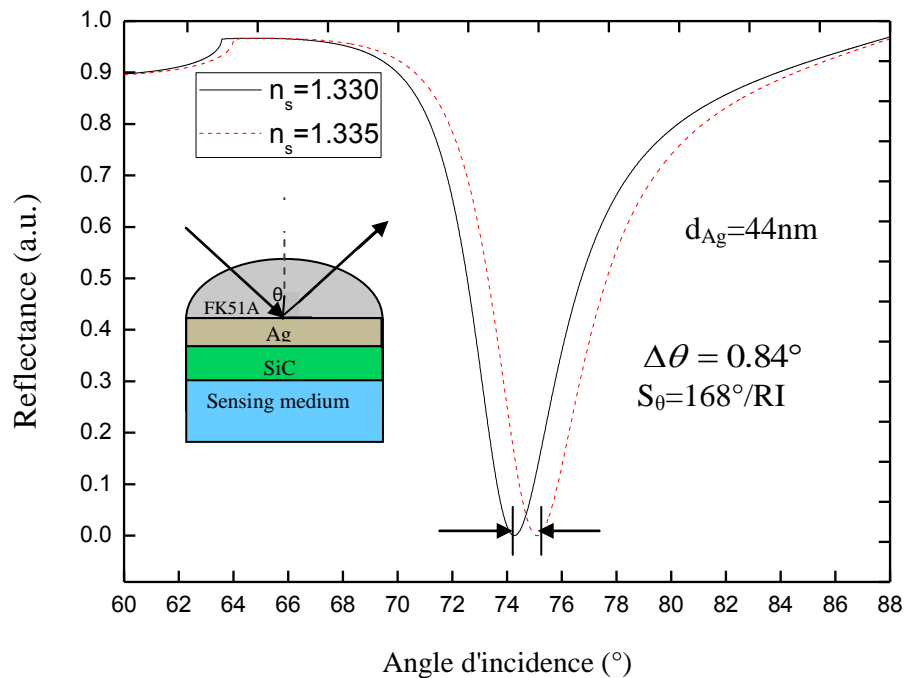


Figure IV. 9 Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) conventionnel (b) biocapteur avec l'Ag-SiC.

L'ajout du SiC et du TMDC / BP entre la couche mince d'Ag et le milieu de détection dans les biocapteurs augmente la sensibilité et protège le métal Ag de l'oxydation (Figures IV.10, IV.11, IV.12 et IV.13). D'après la Figure IV. 15, illustrant l'angle de résonance pour différents types de matériaux 2D en fonction de l'indice de réfraction du milieu de détection de $n_s = 1,33$ jusqu'à $n_s = 1,36$, on peut voir que les angles de résonance des biocapteurs proposés se sont déplacés vers des angles d'incidence plus grands avec l'augmentation de l'indice de réfraction du milieu de détection. Les angles de résonance sont 78.04° , 80.19° , 82.7° et 85.27° lorsque $n_s = 1.33$, 1.34 , 1.35 et 1.36 , respectivement, pour la structure Ag-SiC- bicouche de WSe2 (Figure IV.15); les structures Ag-SiC-MoS₂ / MoSe₂ / WS₂ / BP ont également la même tendance, les structures Ag-SiC-monocouche de MoSe₂ et Ag-SiC-monocouche de MoS₂ ont approximativement les mêmes angles de résonance 75.86° , 77.71° , 79.79° , 82.24° et 75.92° , 77.75° , 79.81° , 82.22° successivement, pour $n_s = 1.33$, 1.34 , 1.35 et 1.36 (Figure IV.15).

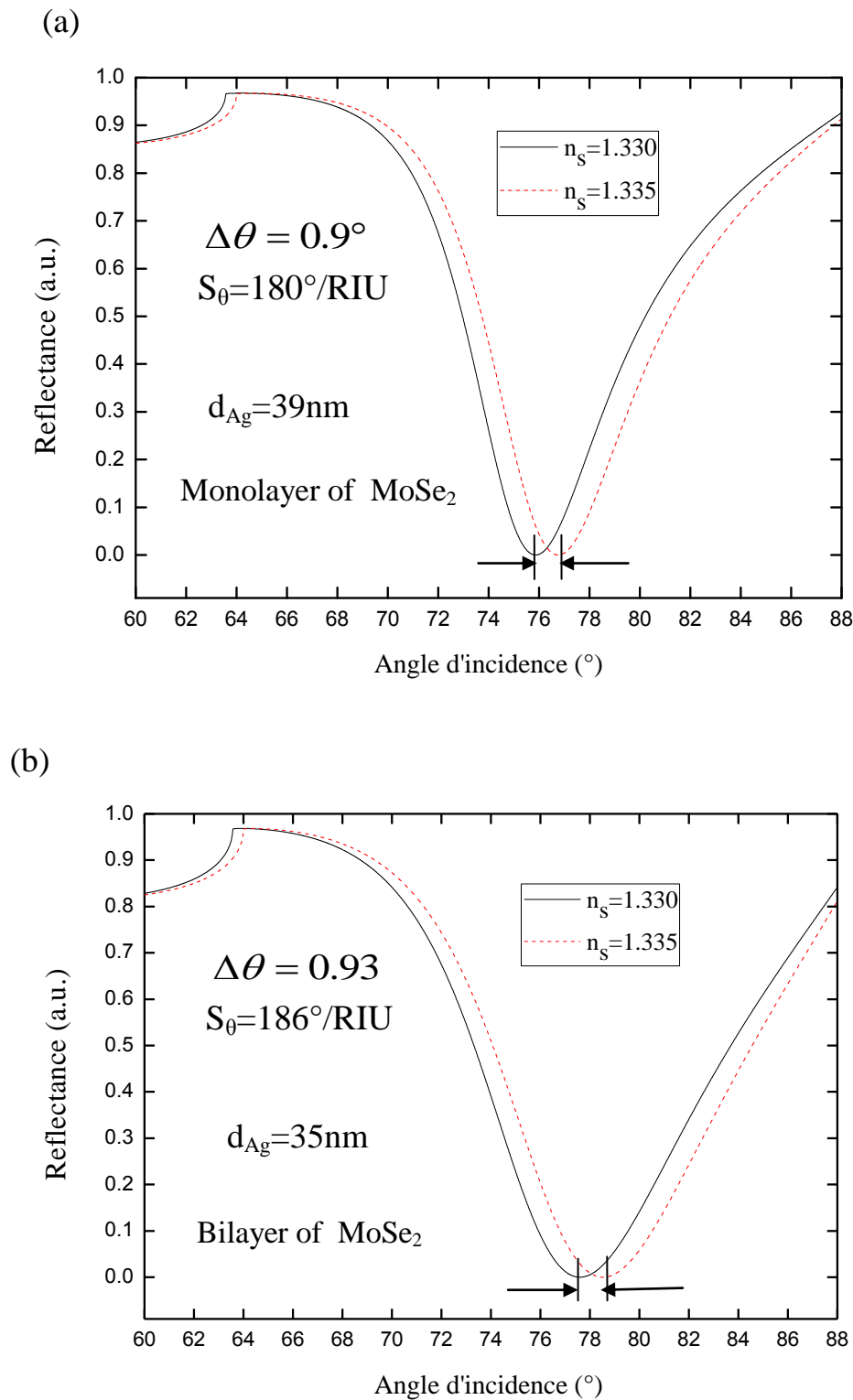


Figure IV.10 Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de MoSe_2 (b) Ag-SiC- bicouche de MoSe_2 .

(a)

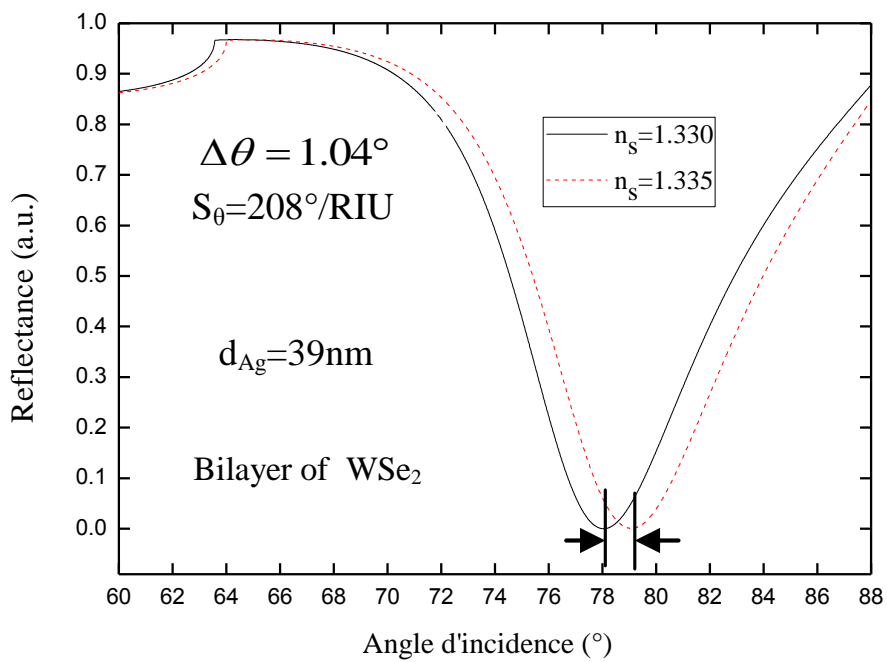
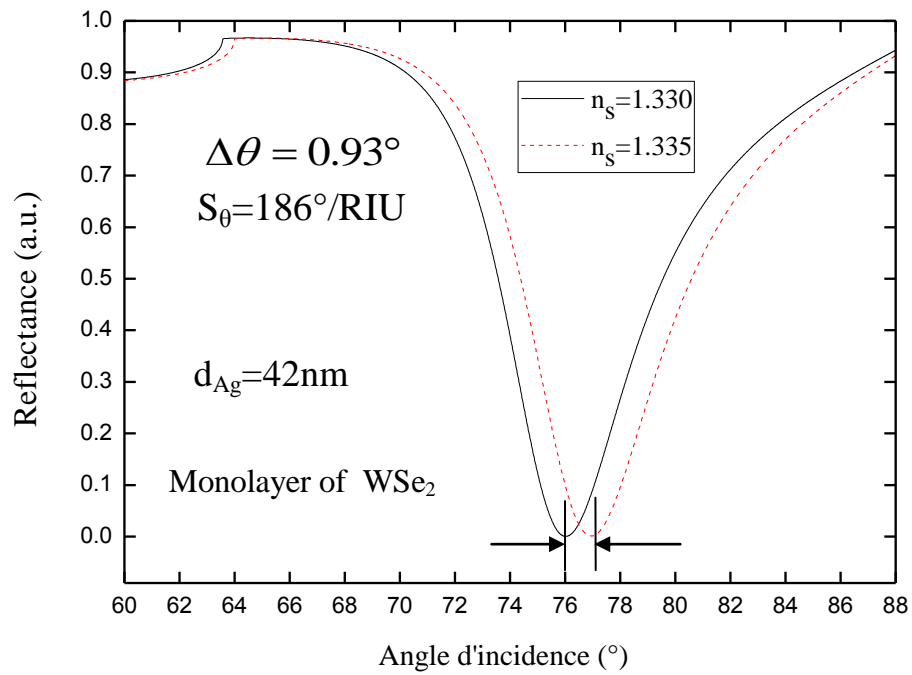


Figure IV. 11 Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC- monocouche de WSe_2 (b) Ag-SiC- bicouche de WSe_2 .

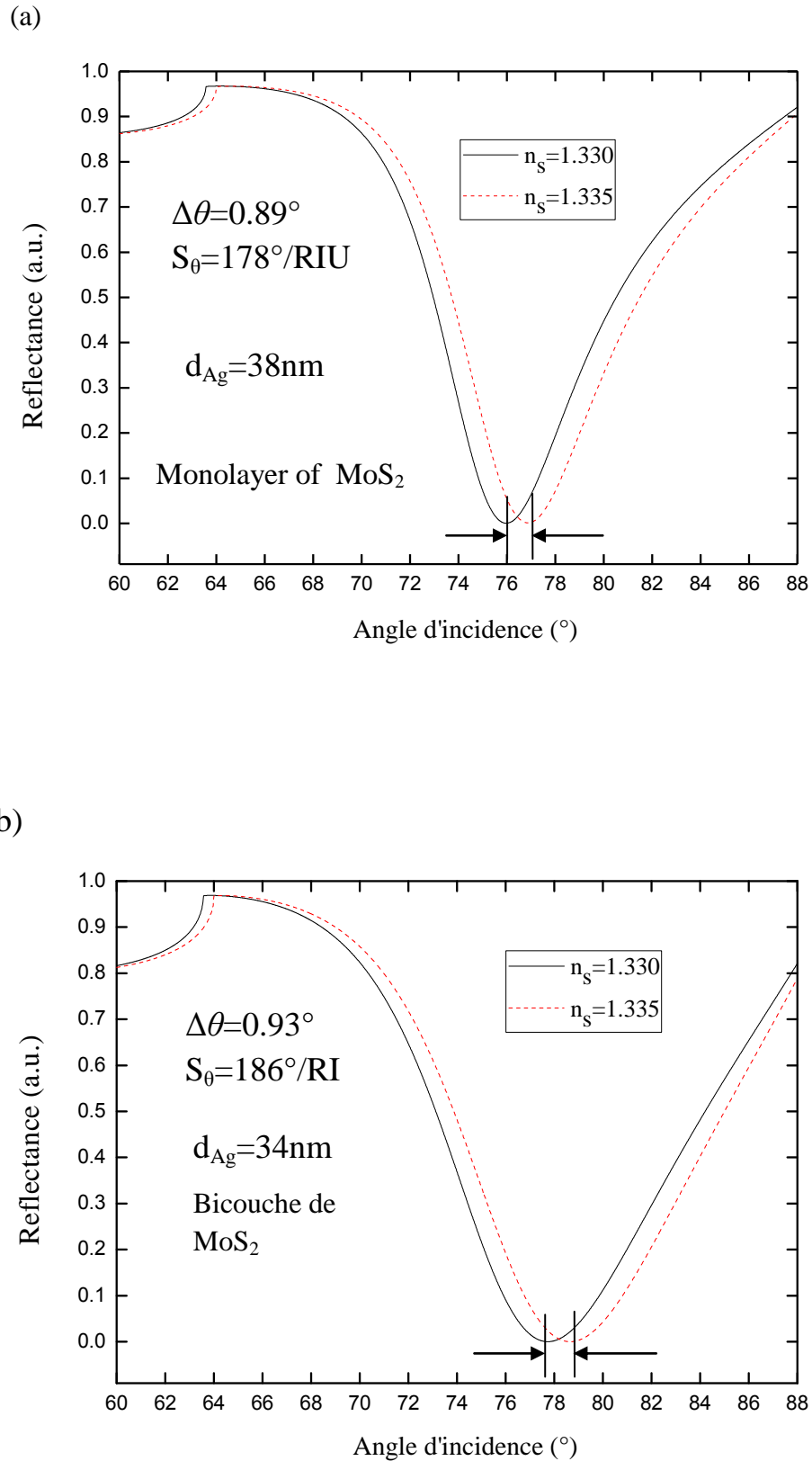


Figure IV. 12 Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC-monocouche de MoS_2 (b) Ag-SiC- bicouche de MoS_2 .

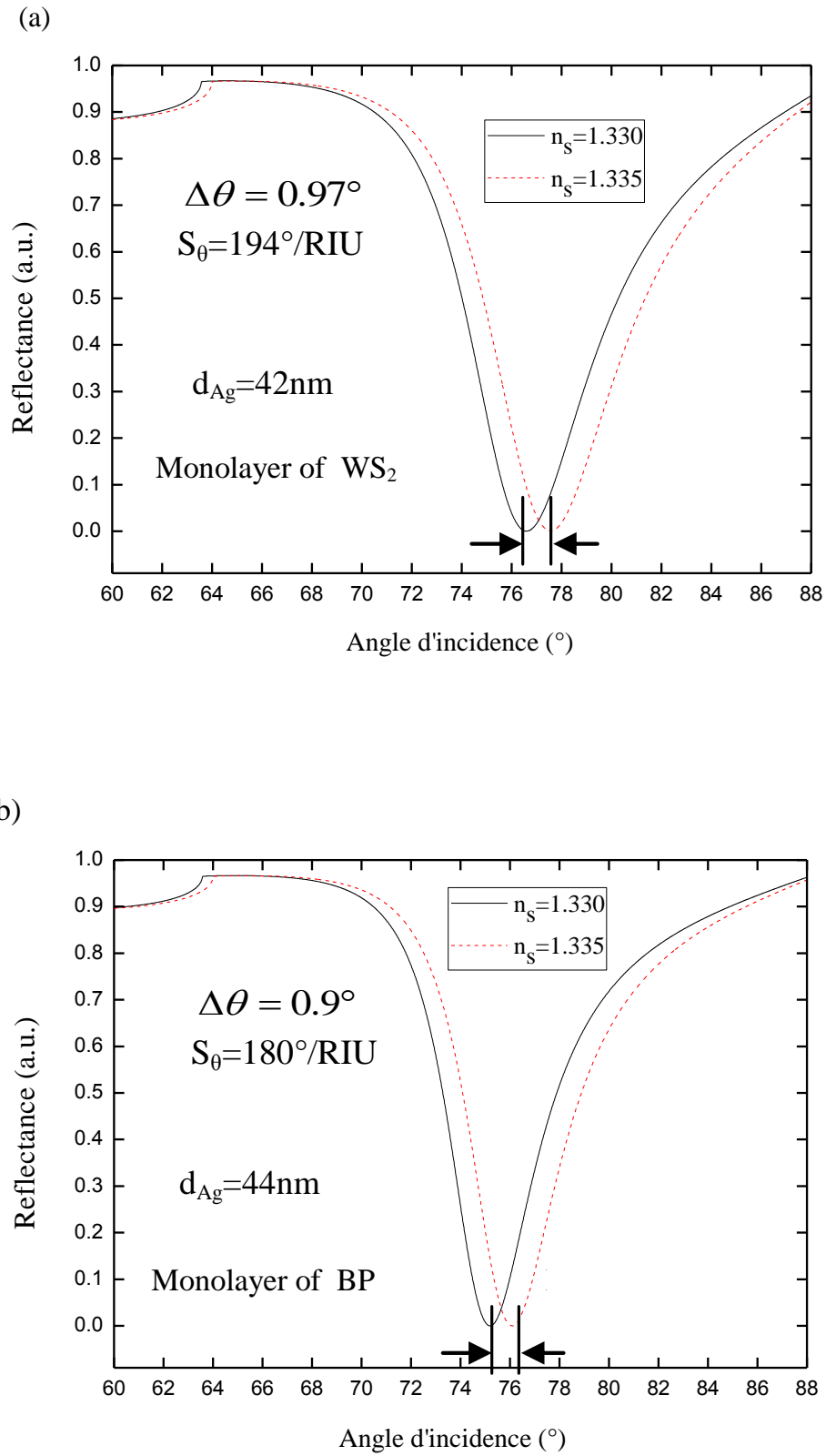


Figure IV.13 Variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour le biocapteur (a) Ag-SiC- monocouche de WS_2 (b) Ag-SiC- monocouche de BP.

Le nombre de couches est un facteur important qui affecte la sensibilité angulaire; les résultats montrent que la sensibilité la plus élevée est obtenue avec deux couches, pour les TMDC et le BP la sensibilité angulaire est améliorée, mais la valeur la plus élevée $208^\circ / \text{RIU}$ est obtenue avec la bicouche de WSe_2 . La Figure IV.14 illustre la variation de la réflectance en fonction de l'angle d'incidence pour deux couches de WSe_2 . Les courbes SPR s'élargissent en raison de la perte d'énergie électronique des couches de TMDC [7], le FWHM pour les TMDC est compris entre $\sim 6^\circ$ et 11° , mais pour le BP, il est compris entre $\sim 4^\circ$ et 5° .

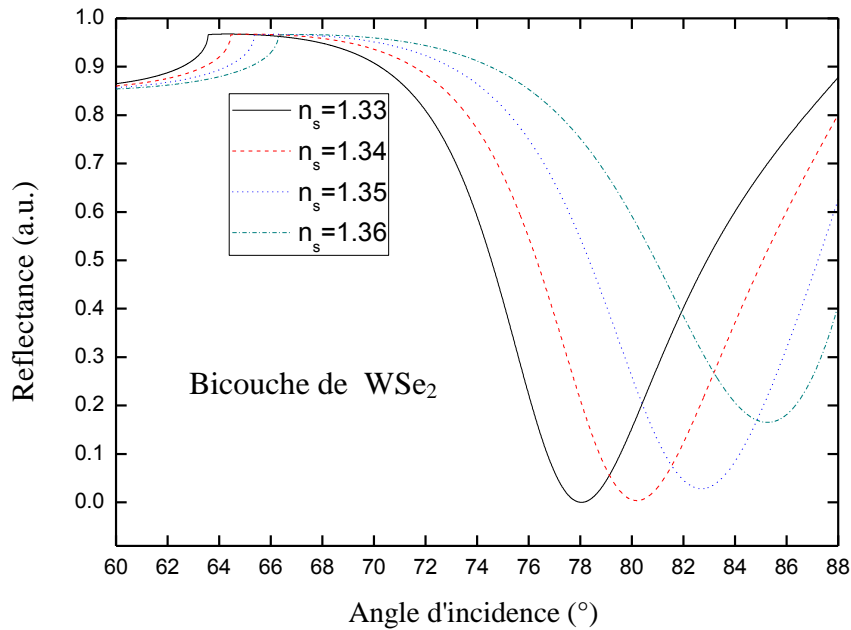


Figure IV. 14 Reflectance du biocapteur Ag-SiC-bicouche de WSe_2 pour $n_s=1.33$, $n_s=1.34$, $n_s=1.35$ et $n_s=1.36$.

La Figure IV.15 représente l'angle de résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu capteur pour chaque structure, les angles de résonances les plus élevés correspondent au biocapteur ayant la plus grande sensibilité Ag-SiC-bicouche de WSe_2 , contrairement à la structure conventionnelle ou à la structure Ag-SiC.

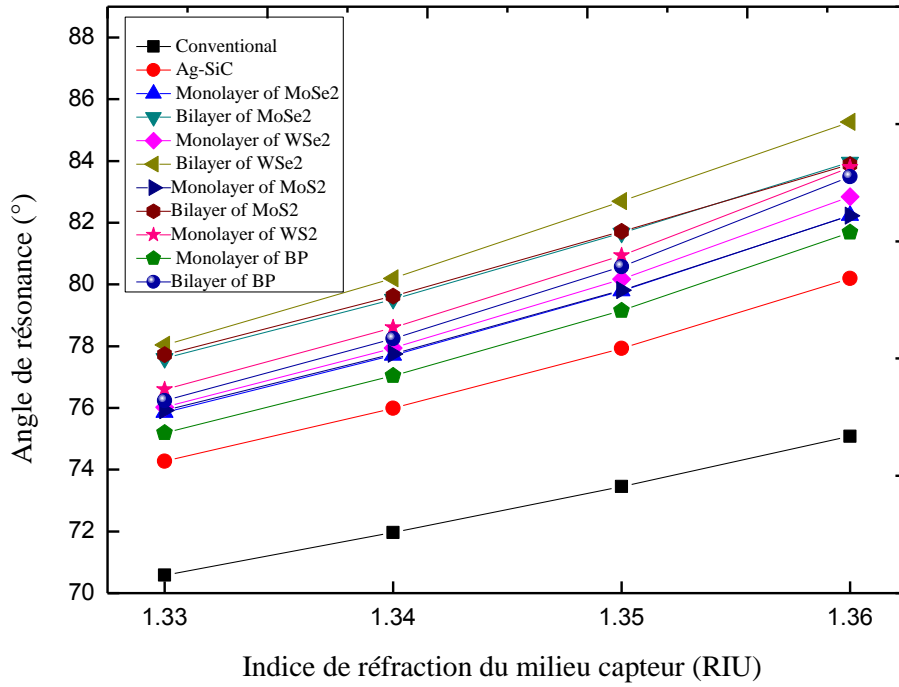


Figure IV. 15 Angle de résonance en fonction de l'indice de réfraction index des biocapteurs Ag-SiC-TMDC et Ag-SiC-BP.

Le tableau IV.5 présente l'épaisseur de l'argent, l'angle de résonance (θ_r), le minimum de réflectance (R_r), la sensibilité angulaire (S_θ), la largeur à mi-hauteur (FWHM), la précision de détection (DA) et la figure de mérite (FOM) du biocapteur SPR : Ag-SiC-TMDC/BP.

Tableau IV.5 Paramètres de performances du biocapteur SPR Ag-SiC-TMDC/BP.

Type of 2D materials	Number of layers	Thickness of silver (nm)	θ_r (°)	R_r (a.u.)	S_θ (°/RIU)	FWHM (degree)	DA (degree ⁻¹)	FOM (RIU ⁻¹)
Conventional	-	52	70.58	9.654×10^{-5}	136	1.34	0.7462	101.492
Ag-SiC	-	44	74.27	1.405×10^{-4}	168	4.02	0.248	41.791
MoSe ₂	1	39	75.86	5.077×10^{-5}	180	6.99	0.1430	25.751
	2	35	77.6	8.648×10^{-5}	186	10.08	0.0992	21.825
WSe ₂	1	42	76.02	3.887×10^{-4}	186	5.774	0.1731	34.638
	2	39	78.04	2.132×10^{-5}	208	8.155	0.1226	26.977
MoS ₂	1	38	75.92	5.274×10^{-4}	178	7.44	0.1344	24.193
	2	34	77.73	1.419×10^{-4}	186	10.761	0.0929	18.585
WS ₂	1	42	76.59	2.71×10^{-4}	194	6.006	0.1665	33.300
BP	1	44	75.19	3.776×10^{-6}	180	4.406	0.2269	40.853
	2	44	76.24	2.044×10^{-4}	192	4.963	0.2014	40.298

Une augmentation de la sensibilité angulaire du biocapteur SPR s'accompagne généralement d'une augmentation de la FWHM et d'une réduction de la figure de mérite (FOM) [8], mais avec l'Ag-SiC-bicouche de BP, la sensibilité angulaire a atteint $192^\circ / \text{RIU}$, cependant la figure de mérite (FOM) a atteint une valeur plus élevée $\sim 40 \text{ RIU}^{-1}$ (tableau IV.5).

Le tableau IV.6 montre le changement dans l'angle de résonance ($\Delta\theta$), la sensibilité angulaire (S_θ) des biocapteurs SPR à base de matériaux bidimensionnels précédemment publiés. En comparant avec ces données, il est clair que le biocapteur proposé FK51A-Ag-SiC-2L WSe₂ a la sensibilité la plus élevée et possède une structure simple et facile à élaborer le favorisant pour une éventuelle production commerciale.

Tableau IV.6 Comparaison de la sensibilité entre différents biocapteurs à base de matériaux bidimensionnels précédemment publiés et les biocapteurs proposés (L :layer en anglais couche).

Configuration	$\Delta\theta$ (°)	S_θ (°/RIU)	Reference
BK7-Ag-13L α -SnSe	0.89	178	[9]
BK7-Ag-16L PtSe ₂	0.81	162	[1]
BK7-ZnO-Ag-Au-1L graphene	0.38	76	[2]
SF11-Ag-5 nm BP	0.9	181	[10]
BK7-Ag-PtSe ₂ -4L WS ₂	0.97	194	[3]
FK51A-Ag-SiC	0.84	168	Biocapteur proposé
FK51A-Ag-SiC-2L WSe ₂	1.04	208	Biocapteur proposé
FK51A-Ag-SiC-2L BP	0.96	192	Biocapteur proposé

La structure FK51A-Ag-SiC-2L WSe₂ peut être utilisée mais avec des cellules cancéreuses comme milieu environnant ; l'étude se poursuivra exactement en comparant l'énergie réfléchie à la résonance pour cinq types de cellules cancéreuses avec celle d'une cellule normale (tableau IV.7).

Tableau IV.7 Indice de réfraction des cellules [11].

Cellules	n_s	Énergie réfléchie (u.a.)
Cellule saine	1.35	0.02818
Jurkat	1.39	0.849
HeLa	1.392	0.8488
PC12	1.395	0.8485
MDA-MB-231	1.399	0.848
MCF-7	1.401	0.8479

Avec des cellules saines, l'énergie est presque totalement transmise, contrairement aux cellules cancéreuses où l'énergie est presque totalement réfléchie. Le *dip* de la réflectance se déplace vers des énergies plus petites avec l'augmentation de l'indice de réfraction des différents échantillons de cellules. L'énergie réfléchie à la résonance est de 0.849, 0.8488, 0.8485, 0.848, 0.8479 u.a. pour Jurkat, HeLa, PC12, MDA-MB-231 et MCF-7, respectivement. Un tracé de courbe montre clairement ce déplacement (Figure IV. 16).

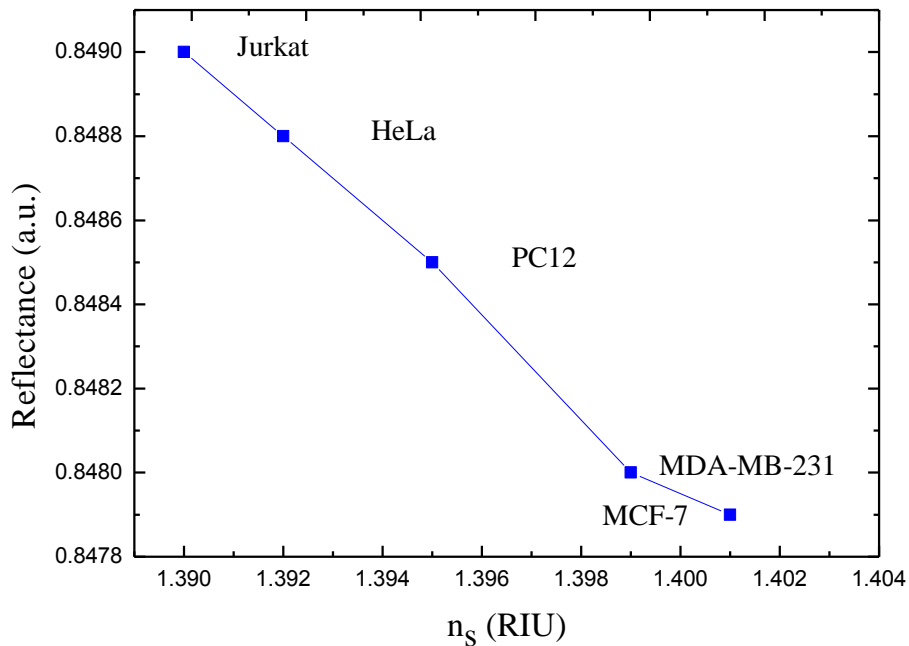


Figure IV. 16 Variation du *dip* de la réflectance en fonction de l'indice de réfraction des différents échantillons.

Cette étude a fait preuve d'un article en cours de publication¹.

¹ A. Guerinik, F. Tayeboun, K.A. Meradi, F.Z. Benkabou, and A. Aly, Sensitivity Enhancement of SPR Biosensor using Silicon Carbide-2D Materials, (Submitted article).

IV.3 Troisième structure : conception d'un capteur de gaz hautement sensible basé sur l'état de Tamm dans un cristal photonique unidimensionnel¹

Les capteurs de gaz sont d'une grande importance dans plusieurs domaines tels que la surveillance de l'environnement, l'agriculture, la médecine, la détection de composés organiques volatils comme l'acétone et le toluène ainsi que la détection de gaz nocifs comme le CO, CO₂ et le NO₂.

Actuellement, il existe un intérêt particulier pour l'utilisation des cristaux photoniques dans le domaine des capteurs tels que la détection chimique, biologique, de gaz et de température. L'amélioration de la sensibilité des capteurs de gaz dans les cristaux photoniques unidimensionnels a toujours été un sujet captivant pour de nombreux chercheurs.

D'autre part, les résonances de plasmons de Tamm (TP) et de plasmons de surface conventionnels (SP) peuvent améliorer la sensibilité des capteurs optiques avec un haut facteur de qualité. Cette partie vise à concevoir un nouveau capteur de gaz de taille compacte facile à fabriquer et rentable, basé sur la résonance optique de Tamm (TP) par l'introduction d'un cristal photonique unidimensionnel 1D-PC, contenant un semi-conducteur l'arséniure d'aluminium-gallium Al_xGa_{1-x}As pour son faible cout et la facilité d'être élaboré par plusieurs techniques de dépôt physique et chimique en phase vapeur [12,13], avec le SiO₂ comme diélectrique. L'Al_xGa_{1-x}As a été utilisé dans le domaine des détecteurs pour l'amélioration de la sensibilité angulaire des biocapteurs à base de plasmons de surface propagatifs par A. Guerinik et F. Tayeboun [14].

Le processus de détection est basé sur le déplacement de la résonance optique de l'état de Tamm dans la région du proche infrarouge. Tous les paramètres ont été optimisés pour obtenir les meilleures performances. Les résultats numériques ont été réalisés par la méthode de la matrice de transfert. Une sensibilité hautement élevée 10⁵ nm/RIU a été obtenue. La conception du capteur proposé peut être d'un grand intérêt dans le domaine environnemental et même médical, car avec cette sensibilité, une pollution même infiniment petite dans l'air est détectable, sachant que la pollution

¹ A. Guerinik, F. Tayeboun et K.A. Meradi, Conception d'un capteur de gaz hautement sensible basé sur l'état de Tamm dans un cristal photonique unidimensionnel, 3rd international ICONTECH symposium on innovative surveys in positive sciences, Oujda, Morocco at Mohammed First University, January, 28-29, 2021 (submitted article).

d'air serait la cause de 8800 morts par an et aggrave l'effet des virus comme la COVID-19.

IV.3.1 Modèle théorique du biocapteur TP proposé

a. Description du biocapteur proposé

Le schéma du capteur proposé est montré sur la Figure-IV.17, il se compose d'une structure multicouche prisme/Ag/air/(Al_{0,9}Ga_{0,1}As/SiO₂)⁴/Al_{0,1}Ga_{0,9}As, le prisme est en verre d'indice de réfraction 1.42, l'Al_{0,1}Ga_{0,9}As représente le substrat du capteur.

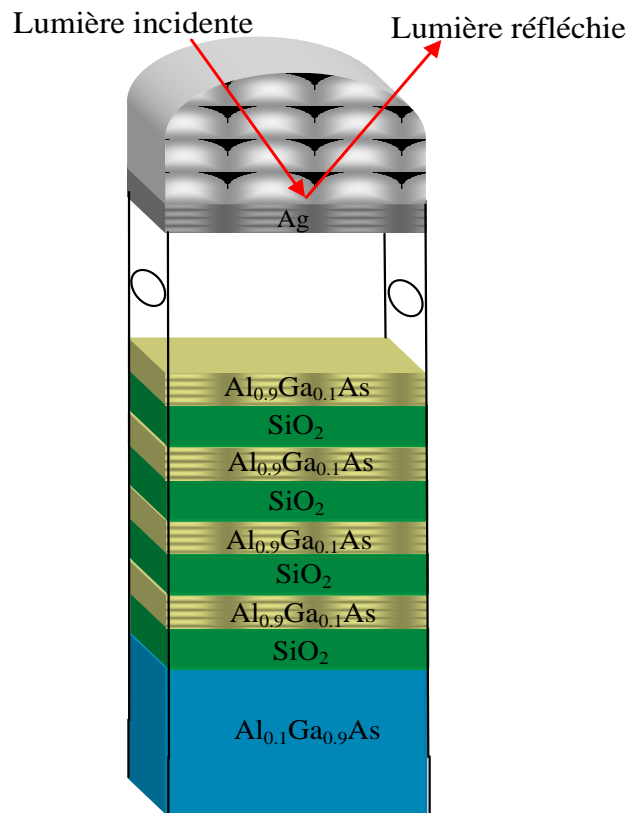


Figure IV. 17 Schéma du capteur de gaz : prisme/Ag/air/(Al_{0,9}Ga_{0,1}As/SiO₂)⁴/Al_{0,1}Ga_{0,9}As proposé.

b. Épaisseur des couches

Soient n_H et d_H l'indice et l'épaisseur de l'Al_{0,9}Ga_{0,1}As, et n_L et d_L l'indice et l'épaisseur de SiO₂, la condition de Bragg, $n_H \cdot d_H = n_L \cdot d_L = \lambda/4$ permet de déterminer l'épaisseur de chaque couche, 169 et 342 nm successivement, l'épaisseur optimale de la couche d'argent est 13 nm.

IV.3.2 Sensibilité spectrale

Les Figures IV. 17 et IV. 18 représentent successivement les spectres de réflectance des structures sans et avec la couche d'argent. La résonance de Tamm du capteur proposé apparaît clairement à 1966 nm.

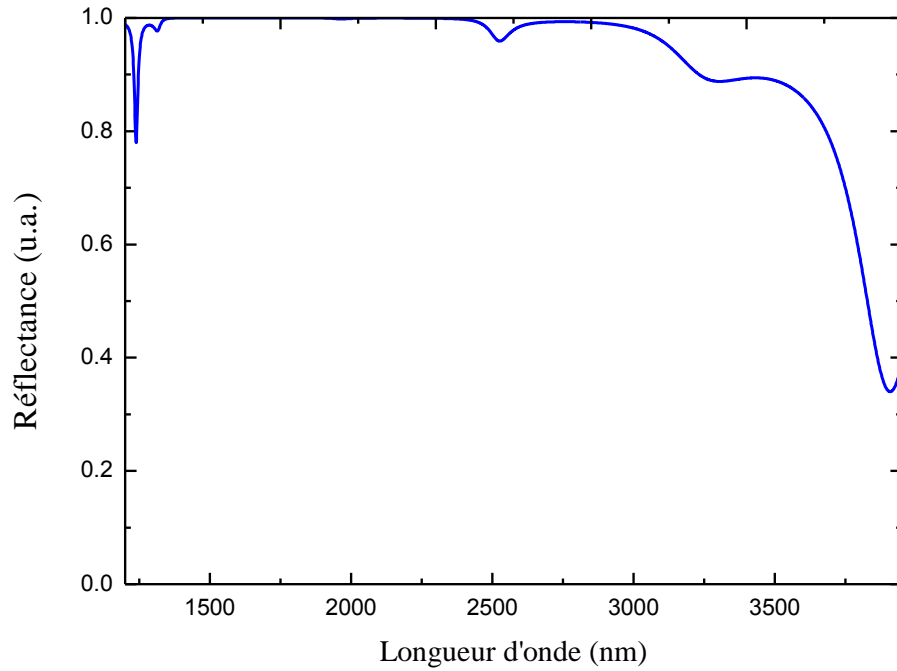


Figure IV. 18 Spectres de réflectance de la structure proposée sans couche d'argent.

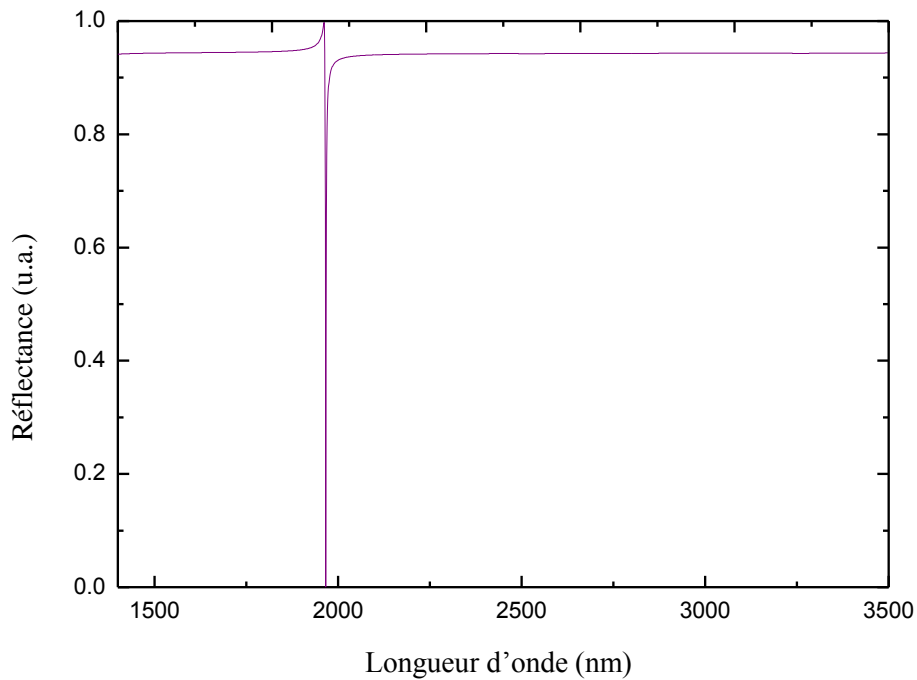


Figure IV. 19 Spèctre de réflectance de la structure proposée avec la couche d'argent.

La sensibilité du biocapteur a été calculée de 1.00026 jusqu'à 1.0005, on constate que la longueur d'onde de Tamm passe de 1966 à 1989.8 nm (Figure IV. 19), elle a atteint 10^5 nm et est définie par la relation suivante [15] :

$$S_{\lambda} = \frac{\Delta\lambda_T}{\Delta n} \quad (\text{IV.1})$$

Lorsque l'indice de réfraction de l'air augmente, la réflectance minimale se déplace vers des longueurs d'onde plus grandes (Figure IV. 19).

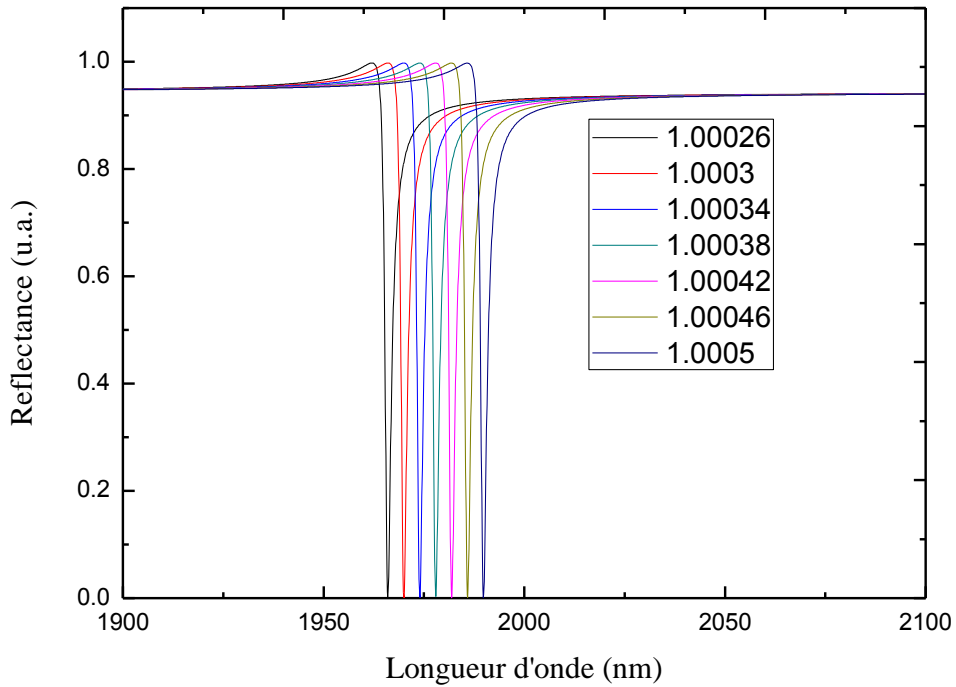


Figure IV. 20 Variation de la réflectance en fonction de la longueur d'onde pour un changement de l'indice de réfraction de l'air de 1.00026 à 1.0005.

La couche d'argent déposée à la base du prisme excite l'état de Tamm dont l'épaisseur représente un paramètre très important et influant sur celui-ci, l'Ag a été choisi pour sa faible partie imaginaire de la constante diélectrique comparée à l'or et la platine. Selon la Figure IV.20, on constate que la réflectance a atteint sa valeur minimale pour $d_{Ag}=13$ nm, ce qui est une épaisseur économique et optimale pour cette structure. Ceci pour un angle d'incidence $\theta_0 = 44.5^\circ$ inférieur à l'angle critique $\theta_c = 44.78^\circ$ déterminé par la loi de Snell-Descartes :

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_{air}}{n_{pr}} \right) \quad (\text{IV.2})$$

n_{air} : indice de réfraction de l'air.

n_{pr} : indice de réfraction du prisme.

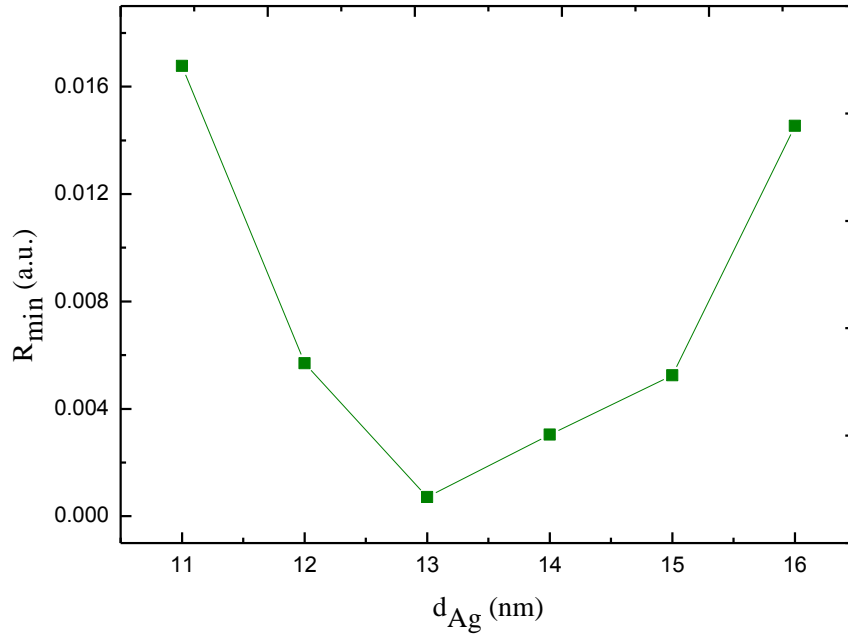


Figure IV.21 Variation du minimum de réflectance en fonction de l'épaisseur d'argent.

En faisant varier l'épaisseur d'air de 5000 nm à 30000 nm, on constate que la sensibilité spectrale a atteint 10^5 °/RIU pour une épaisseur d'air $d_{\text{air}} = 20000$ nm (Figure IV.21).

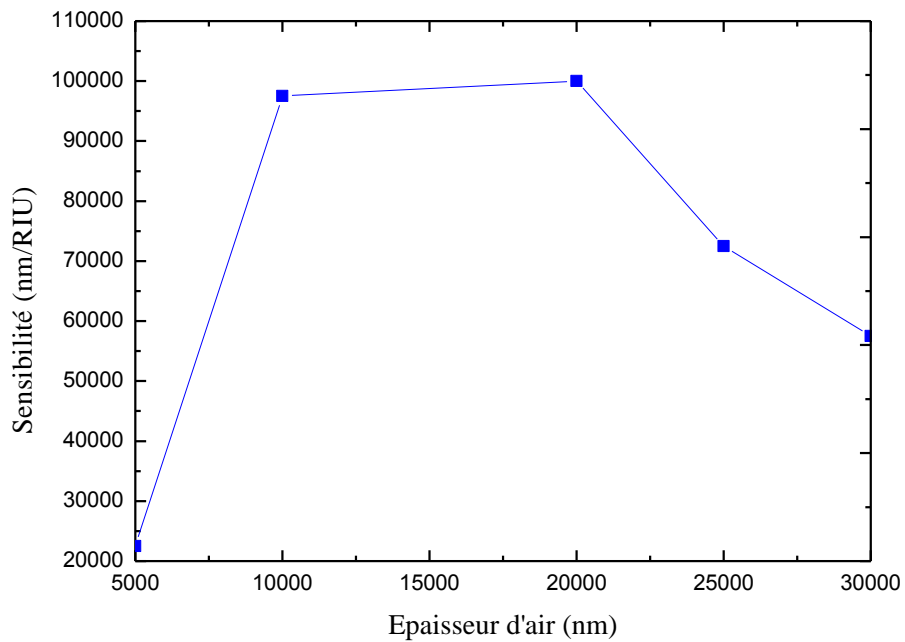


Figure IV. 22 La sensibilité du capteur proposé en fonction de l'épaisseur d'air.

Il y a un autre paramètre important qui permet de déterminer l'efficacité et les performances d'un capteur basé sur l'état de Tamm, c'est le facteur de qualité (QF) calculé par l'expression :

$$QF = \frac{\lambda_T}{FWHM} \quad (IV.3)$$

Le tableau IV.8 nous donne la longueur d'onde de Tamm (λ_T), l'angle de résonance (θ_r), le minimum de réflectance (R_r), la sensibilité spectrale (S), la largeur à mi-hauteur (FWHM), la précision de détection (DA), la figure de mérite (FOM) et le facteur de qualité (QF).

Tableau IV.8 Les performances du capteur proposé.

n (RIU)	λ_T	R_{min}	S (nm/RIU)	FWHM	DA	FOM	QF
1.00026	1966	7.17×10^{-4}	-	2.07	0.48	-	0.95×10^3
1.0003	1970	1.405×10^{-4}	10^5	2.01	0.49	0.49×10^5	0.98×10^3
1.00034	1974	1.405×10^{-4}	10^5	2.15	0.46	0.46×10^5	0.92×10^3
1.00038	1978	1.405×10^{-4}	10^5	2.01	0.49	0.49×10^5	0.98×10^3
1.00042	1981.9	1.405×10^{-4}	0.975×10^5	2.07	0.48	0.48×10^5	0.95×10^3
1.00046	1985.9	1.405×10^{-4}	10^5	2.01	0.49	0.49×10^5	0.98×10^3
1.0005	1989.8	1.405×10^{-4}	0.975×10^5	2.07	0.48	0.48×10^5	0.96×10^3

Dans le tableau IV.9, on trouve une comparaison de la sensibilité de la présente étude avec d'autres travaux et montre à quel point la sensibilité a été améliorée.

Tableau IV.9 Comparaison du capteur de gaz proposé avec d'autres capteurs de gaz.

Réf.	[16]	[17]	Présent travail
S (nm/RIU)	2.1688×10^4	1.2×10^4	10^5

Nous pensons que ces résultats numériques peuvent être utiles dans l'élaboration d'un capteur de gaz basé sur les plasmons de Tamm efficace, économique et d'une haute performance indispensable dans le domaine biologique et environnemental pour mesurer et détecter la pollution d'air. Cette étude a fait preuve d'une communication au Symposium international ICONTECH-3 sur les études innovantes en sciences positives, tenue à l'université Mohammed Premier d'Oujda.

Conclusion

Nous avons conçu et optimisé trois différents biocapteurs : un biocapteur basé sur les SPR pour le contrôle de l'hémoglobine dans le sang humain, avec une structure simple et économique BK7-Au- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ et présentant une grande sensibilité comparée aux travaux antérieurs. Le rôle du second biocapteur est la détection des cellules cancéreuses, dont la structure est FK51A-Ag-SiC-2L WSe_2 , il présentait une sensibilité de $208^\circ/\text{RIU}$, il a été constaté que la majeure partie de la lumière incidente était réfléchiée face aux cellules cancéreuses, et que cette énergie diminuait avec l'augmentation de l'indice de réfraction des cellules cancéreuses, contrairement aux cellules saines où la plus grande partie de la lumière était transmise. Après la santé de l'être humain, un troisième et dernier biocapteur était conçu pour l'environnement, mais cette fois-ci, basé sur les plasmons de surface de Tamm avec la structure suivante : prisme en verre d'indice 1.42 puis Ag-air- $(\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{SiO}_2)^4$ - $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$, il présentait une très grande sensibilité spectrale $10^5\text{nm}/\text{RIU}$, le rendant extrêmement sensible aux gaz nocifs comme le CO , CO_2 et le NO_2 et bien d'autres polluants.

-
- [1] Y. Jia, Z. Li, H. Wang, M. Saeed, H. Cai, Sensitivity Enhancement of a Surface Plasmon Resonance Sensor with Platinum Diselenide, *Sensors* 20 (1), 131, 2020.
- [2] R. Kumar, A. S. Kushwaha, M. Srivastava, H. Mishra, S. K. Srivastava, Enhancement in sensitivity of graphene-based zinc oxide assisted bimetallic surface plasmon resonance (SPR) biosensor, *Applied Physics A* 124 (3), 235, 2018.
- [3] Md Mahabubur Rahman, Md Masud Rana, Md Saifur Rahman, M.S. Anower, Md Aslam Mollah, Alok Kumar Paul, Sensitivity enhancement of SPR biosensors employing heterostructure of PtSe₂ and 2D materials, *Optical Materials* 107, 110123, 2020.
- [4] A. Keshavarz, S. Zangenehzadeh, A. Hatef, Optimization of surface Plasmon resonance-based biosensors for monitoring hemoglobin levels in human blood, *Applied Nanoscience*, 2020.
- [5] O. Zhernovaya, O. Sydoruk, V. Tuchin, A. Douplac, The refractive index of human hemoglobin in the visible range. *Phys.Med.Biol* 56:4013, 2011.
- [6] L. Wu, Y. Jia, L. Jiang, J. Guo, X. Dai, Y. Xiang, D. Fan, Sensitivity improved SPR biosensor based on the MoS₂/graphene-aluminum hybrid structure, *Journal of Lightwave Technology* 35 (1), 82-87, 2016.
- [7] S. Zeng, S. Hu, J. Xia, T. Anderson, X. Q. Dinh, X. M. Meng, P. Coquet, K. T. Yong, Graphene-MoS₂ hybrid nanostructures enhanced surface plasmon resonance biosensors, *Sensors and Actuators B: Chemical* 207, 801-810, 2015.
- [8] A. Srivastava, A. Verma, R. Das, Y.K. Prajapati, A Theoretical Approach to Improve the Performance of SPR Biosensor using MXene and Black Phosphorus, *Optik* 203, 163430, 2020.
- [9] X. Dai, Y. Liang, Y. Zhao, S. Gan, Y. Jia, Y. Xiang, Sensitivity enhancement of a surface plasmon resonance with Tin Selenide (SnSe) allotropes, *Sensors* 19 (1), 173, 2019.
- [10] L. Wu, J. Guo, Q. Wang, S. Lu, X. Dai, Y. Xiang, D. Fan, Sensitivity enhancement by using few-layer black phosphorus-graphene/TMDCs heterostructure in surface plasmon resonance biochemical sensor, *Sensors and Actuators B: Chemical* 249, 542-548, 2017.
- [11] A. Bijalwan, B.K. Singh, V. Rastogi, Analysis of one-dimensional photonic crystal based sensor for detection of blood plasma and cancer cells *Optik*, 165994, 2021.
- [12] L.S. Lunin, M. L. Lunina, O.V. Devitsky, and I. A. Sysoev, Pulsed laser deposition of Al_xGa_{1-x}As and GaP thin films onto Si substrates for photoelectric converters, *Semiconductors*, 51 (3), pp. 387–391 (2017).
- [13] T. Maitra, A. Pradhan, S. Mukherjee, et al, Evaluation of spontaneous superlattice ordering in MOCVD grown Al_xGa_{1-x}As epilayer on GaAs (100) using X-ray

- reflectivity and rocking curve analysis, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 106, pp. 357–362 (2019).
- [14] A. Guerini, F. Tayeboun, Enhancement in Sensitivity of a Surface Plasmon Resonance Sensor with $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 70% Al, *Progress In Electromagnetics Research* 92, 125-132, 2021.
- [15] J.P. Kim, A. M. Sarangan, Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, *Optics Letters*. 32 (5), pp. 536–538, 2007.
- [16] O. Habli, Y. Bouazzi, M. Kanzari, Gas Sensing Using One-Dimensional Photonic Crystal Nanoresonators, *Progress In Electromagnetic Research* 92, 251-263, 2019.
- [17] A. Afsari, M.J. Sarraf, Design of a hydrogen sulfide gas sensor based on a photonic crystal cavity using graphene, *Superlattices and Microstructures* 138, 106362, 2020.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans ce sujet de thèse, avant d'entamer les applications des plasmons de surface que ce soit dans le domaine médical ou environnemental, il s'avérait nécessaire d'aborder le thème en traitant l'électromagnétisme dans la matière : les équations de Maxwell, les relations constitutives et les conditions aux limites essentielles pour construire la matrice de transfert d'un système multicouche introduite dans le troisième chapitre qui constitue le cœur des biocapteurs simulés au dernier chapitre. Un bref historique sur les plasmons de surface a été discuté après pour se familiariser avec le sujet et ainsi aboutir à la théorie électromagnétique des plasmons de surface avec des démonstrations rigoureuses présentes dans l'annexe. Cette partie a permis de déterminer la longueur de propagation et la profondeur de pénétration des plasmons de surface, puis la preuve de l'inexistence des plasmons de surface en polarisation T.E et enfin d'aborder la condition de résonance : coïncidence du vecteur d'onde de la lumière incidente avec celui des plasmons de surface, d'où la nécessité du couplage par prisme dans les deux configurations de Kretschmann et d'Otto et le couplage par réseau de diffraction, tout ceci dans le but d'exciter les plasmons de surface dits propagatifs, sinon les plasmons de surface localisés qui interviennent dans les nanoparticules métalliques n'ont pas été entamés dans la thèse vue leur absence dans la conception des biocapteurs du chapitre IV.

Un autre type de plasmons de surface, découvert en 2005, a été inséré au thème de la thèse et employé au dernier chapitre dans la conception d'un capteur de gaz ultrasensible, ce sont les plasmons de surface de Tamm qui n'ont aucune contrainte à se produire même avec une incidence normale, sous une lumière en polarisation TM ou TE et ils ne nécessitent pas de couplage contrairement aux plasmons de surface conventionnels et offrent des résultats stupéfiants.

Quelques applications suivirent ces notions préliminaires pour voir l'intérêt pratique des plasmons de surface.

Ensuite, la conception des biocapteurs sujets de la thèse a été entamée, mais avant cela, un chapitre introduisait la méthode de calcul utilisée : la matrice de transfert (TMM) qui permet de déterminer le coefficient de réflexion d'un système multicouche. Le chapitre incluait aussi tous les matériaux utilisés dans les biocapteurs simulés.

La problématique qu'il fallait surmonter tout au long de la simulation était la structure, le choix des matériaux et la sensibilité, c'est-à-dire, qu'il valait mieux utiliser des structures simples avec des matériaux moins coûteux, économiques et faciles à élaborer avec une haute sensibilité.

Le rôle du premier biocapteur SPR simulé était le contrôle de l'hémoglobine dans le sang humain, ayant la structure suivante : prisme en verre-Au- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et l'eau comme analyte.

L'effet du prisme et celui du pourcentage en aluminium ont été étudiés pour pouvoir déterminer la structure optimale. Trois prismes en verre ont été testés : BK7, BAF1 et BAK10, la meilleure structure était : BK7-Au- $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Grâce à ce biocapteur simple, économique et possédant une excellente sensibilité, il est possible d'indiquer l'hémoglobine pauvre ou saturée dans le sang d'une personne testée.

Le rôle du second biocapteur SPR a pour objectif la détection des cellules cancéreuses, constitué d'un prisme en verre FK51A, une couche mince d'argent Ag recouverte d'une couche mince de carbure de silicium SiC puis le dichalcogénure de métal de transition / phosphore noir. La structure optimale obtenue était avec le WSe_2 comme TMDC 2D.

Le troisième et dernier biocapteur était un capteur de gaz basé sur les plasmons de surface de Tamm, d'une haute sensibilité ; sa structure est la suivante : prisme/Ag/air/ $(\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}/\text{SiO}_2)^4/\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$, avec une sensibilité de 10^5 nm/RIU. Avec cette valeur, il peut détecter n'importe quel gaz même à très faible quantité dans l'air.

L'une des perspectives est de simuler des biocapteurs basés sur des modes hybrides SP-TP d'une haute sensibilité pour la détection des virus voire même la COVID-19.

1. Théorie électromagnétique des plasmons de surface :

1.1 Constante de propagation

Considérons le cas d'un milieu linéaire, inhomogène, isotrope et non magnétique. Dans le cas d'absence de charges et de courants extérieurs, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(A.1)} \\ \text{(A.2)} \\ \text{(A.3)} \\ \text{(A.4)} \end{array}$$

La perméabilité du milieu est : $\mu = \mu_0$, car il est non magnétique, μ_0 représente la perméabilité du vide.

La permittivité relative du milieu ε dépend de la direction \vec{r} car il est inhomogène, tel que :

$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)$, ε_0 représente la permittivité du vide.

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(A.5)} \\ \text{(A.6)} \\ \text{(A.7)} \\ \text{(A.8)} \end{array}$$

$$(1) \Rightarrow \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t)), \quad \text{(A.9)}$$

D'après (A.7), cette équation devient :

$$\bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{E}(\vec{r}, t)) - \Delta \bar{E}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{A.10})$$

Donc

$$\bar{\nabla} \left(\bar{\nabla} \left(\frac{\bar{D}(\vec{r}, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \right) \right) - \Delta \bar{E}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{A.11})$$

Cette équation devient :

$$\bar{\nabla} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \bar{\nabla} \bar{D} - \bar{D} \bar{\nabla} \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})}{(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))^2} \right) - \Delta \bar{E}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{A.12})$$

Donc

$$\bar{\nabla} \left(\frac{\bar{\nabla} \cdot \bar{D}(\vec{r}, t)}{\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \right) - \bar{\nabla} \left(\frac{\bar{E}(\vec{r}, t) \cdot \bar{\nabla} \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \right) - \Delta \bar{E}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{A.13})$$

On obtient alors :

$$\bar{\nabla}(\bar{E}(\vec{r}, t) \cdot \bar{\nabla} \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) - \Delta \bar{E}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{A.14})$$

Car, $\bar{\nabla} \cdot \bar{D} = 0$ et $\bar{\nabla} \ln f(x) = \frac{\bar{\nabla} f(x)}{f(x)}$, pour une fonction f .

On obtient finalement :

$$\Delta \bar{E}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\bar{\nabla}(\bar{E}(\vec{r}, t) \cdot \bar{\nabla} \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))), \quad (\text{A.15})$$

Passons à présent à l'équation (A.7) :

$$(\text{A.3}) \Rightarrow \bar{\nabla} \wedge (\bar{\nabla} \wedge \bar{H}(\vec{r}, t)) = \bar{\nabla} \wedge \left(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \bar{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \right)$$

Donc

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\cdot\vec{H}(\vec{r},t)) - \Delta\vec{H}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla}\wedge\vec{E}(\vec{r},t)) + \left((\vec{\nabla}(\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r}))) \wedge \frac{\partial\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} \right), \quad (\text{A.16})$$

D'où

$$-\Delta\vec{H}(\vec{r},t) = \varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla}\wedge\vec{E}(\vec{r},t)) + \left((\vec{\nabla}(\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r}))) \wedge \frac{\partial\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} \right), \quad (\text{A.17})$$

En substituant les équations (5) et (7) dans l'équation (16), on obtient :

$$-\Delta\vec{H}(\vec{r},t) = -\varepsilon_0\mu_0\varepsilon(\vec{r})\frac{\partial^2\vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t^2} + \left(\frac{\vec{\nabla}\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})}{\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})} \right) \wedge (\vec{\nabla}\wedge\vec{H}(\vec{r},t)), \quad (\text{A.18})$$

Finalement :

$$\Delta\vec{H}(\vec{r},t) - \varepsilon_0\mu_0\varepsilon(\vec{r})\frac{\partial^2\vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = (\vec{\nabla}\wedge\vec{H}(\vec{r},t)) \wedge (\vec{\nabla}\ln\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})), \quad (\text{A.19})$$

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t))$$

Donc

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \exp(i(k_x x + k_y y)) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.20})$$

Tel que β représente la constante de propagation ($\beta = k_z$).

D'où

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{e}(x,y) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.21})$$

On a

$$\begin{aligned} \Delta\vec{E}(\vec{r},t) &= \Delta(\vec{e}(x,y) \exp(i(\beta z - \omega t))) \\ &= \Delta(\vec{e}(x,y)) \exp(i(\beta z - \omega t)) + \vec{e}(x,y) \Delta \exp(i(\beta z - \omega t)), \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Et

$$\begin{aligned} \Delta\vec{e}(x,y) &= \Delta_x \vec{e}(x,y) + \Delta_z \vec{e}(x,y) \\ &= \Delta_x \vec{e}(x,y) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Avec

$$\Delta_t = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad \text{et} \quad \Delta_z = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{A.24})$$

L'équation (A.21) devient :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) = (\Delta_t - \beta^2) \vec{e}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t))$$

Donc

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = (\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r})) \vec{e}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.25})$$

$\vec{\nabla}(\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla} \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) = \vec{\nabla}(\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})))$, car $\varepsilon(\vec{r})$ est invariant dans la direction z

$$= \vec{\nabla}(\vec{e}(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) \exp(i(\beta z - \omega t)))$$

$$= \vec{\nabla}(\vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) \exp(i(\beta z - \omega t))), \quad \text{car} \quad \vec{e} = \vec{e}_t + \vec{e}_z$$

$$= \left[\vec{\nabla}(\vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) + i\beta \vec{z}_0 \cdot \vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) \right] \exp(i(\beta z - \omega t))$$

$$= \left[(\vec{\nabla}_t + \vec{\nabla}_z)(\vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) + i\beta \vec{z}_0 \cdot \vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) \right] \exp(i(\beta z - \omega t))$$

$$= \left[\vec{\nabla}_t(\vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) + i\beta \vec{z}_0 \cdot \vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) \right] \exp(i(\beta z - \omega t))$$

Car $\vec{\nabla}_z(\vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) = 0$ puisque $\vec{e}_t(x, y)$ et $\vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))$ ne dépendent pas de z .

Enfin,

$$\vec{\nabla}(\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla} \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}))) = \left(\vec{\nabla}_t + i\beta \vec{z}_0 \right) \vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.26})$$

Tel que, \vec{z}_0 représente le vecteur unitaire dans la direction z .

À partir, des équations (A.25) et (A.26), l'équation (A.14) devient :

$$(\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r})) \vec{e}(x, y) = - \left(\vec{\nabla}_t + i\beta \vec{z}_0 \right) \vec{e}_t(x, y) \cdot \vec{\nabla}_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) \quad (\text{A.27})$$

Passons à présent au champ magnétique :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \exp(i(\vec{k} \vec{r} - \omega t))$$

Donc

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \exp(i(k_x x + k_y y)) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.28})$$

D'où

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.29})$$

On a

$$\begin{aligned} \Delta \vec{H}(\vec{r}, t) &= \Delta(\vec{h}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t))) \\ &= \Delta(\vec{h}(x, y)) \exp(i(\beta z - \omega t)) + \vec{h}(x, y) \Delta \exp(i(\beta z - \omega t)), \\ &= (\Delta_t - \beta^2) \vec{h}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t)) \end{aligned}$$

Donc

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = (\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r})) \vec{h}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.30})$$

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t)) \wedge (\vec{\nabla} \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) &= (\vec{\nabla} \wedge \vec{h}(\vec{r}, t) \exp(i(\beta z - \omega t))) \wedge \vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \\ &= \left[(\vec{\nabla} \exp(i(\beta z - \omega t))) \wedge \vec{h} + (\exp(i(\beta z - \omega t))) (\vec{\nabla} \wedge \vec{h}) \right] \wedge \vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t)) \wedge (\vec{\nabla} \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})) &= \left(\left[(i\beta \vec{z}_0 + \vec{\nabla}_t) \wedge \vec{h} \right] \wedge \vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \right) \exp(i(\beta z - \omega t)) \quad (\text{A.31}) \\ &= \left[(i\beta \vec{z}_0 \exp(i(\beta z - \omega t)) \wedge \vec{h}) + (\vec{\nabla} \wedge \vec{h}) \exp(i(\beta z - \omega t)) \right] \wedge \vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \end{aligned}$$

À partir de (A.30) et (A.31), l'équation (19) devient :

$$(\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(\vec{r})) \vec{h}(x, y) \exp(i(\beta z - \omega t)) = \left(\left[(i\beta \vec{z}_0 + \vec{\nabla}_t) \wedge \vec{h} \right] \wedge \vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \right) \exp(i(\beta z - \omega t))$$

Et enfin,

$$(\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{h}(x, y) = - \left(\vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(r) \right) \wedge \left[(i\beta \vec{z}_0 + \vec{\nabla}_t) \wedge h \right] \quad (\text{A.32})$$

Finalement, dans le cas d'un milieu, linéaire, inhomogène et isotrope, les champs électrique et magnétique obéissent aux équations suivantes :

$$(\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{e}(x, y) = - \left(\vec{\nabla}_t + i\beta \vec{z}_0 \right) \vec{e}_t(x, y) \cdot \nabla_t \ln(\varepsilon_0 \varepsilon(r)) \quad (\text{A.33})$$

$$(\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{h}(x, y) = - \left(\vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(r) \right) \wedge \left[(i\beta \vec{z}_0 + \vec{\nabla}_t) \wedge h \right] \quad (\text{A.34})$$

Considérons le cas particulier de trois milieux homogènes avec des interfaces planes (Figure A.1).

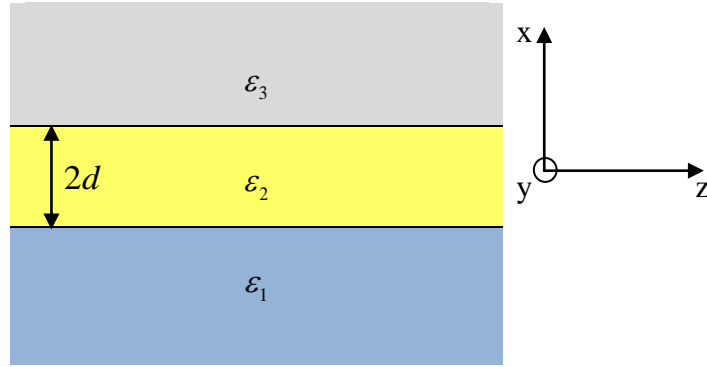


Figure A.1 Propagation d'une onde monochromatique plane dans trois milieux homogènes et isotropes avec des interfaces planes.

Selon la Figure A.1, les vecteurs du champ électromagnétique ne dépendent que de x et de z :

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(x) \exp(i(\beta z - \omega t)) & (\text{A.35}) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(x) \exp(i(\beta z - \omega t)) & (\text{A.36}) \end{cases}$$

Dans chaque milieu, la fonction diélectrique est constante, donc : $\vec{\nabla}_t \ln \varepsilon_0 \varepsilon(r) = 0$

Les équations (A.26) et (A.31) deviennent :

$$\begin{cases} (\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{e}(x) = \vec{0} & (\text{A.37}) \\ (\Delta_t - \beta^2 + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(r)) \vec{h}(x) = \vec{0} & (\text{A.38}) \end{cases}$$

Prenons le cas qui nous intéresse, celui de la polarisation TM.

À partir de l'équation (A.38) :

$$\frac{\partial^2 h_y(x)}{\partial x^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 - \beta^2) h_y(x) = 0 \quad (\text{A.39})$$

(A.36) est une équation différentielle du second ordre dont les solutions sont de la forme :

$h_y(x) = A \exp i \kappa x + B \exp -i \kappa x$, tel que $\kappa^2 = \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2$ et A, B désignent des constantes réelles.

De l'équation (A.7), on a :

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} \vec{x}_0 + \frac{\partial H_y}{\partial x} \vec{z}_0 = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \vec{x}_0 + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \vec{y}_0 + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \vec{z}_0 \quad (\text{A.40})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{A.41})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{array} \right. \quad (\text{A.42})$$

Donc

$$\left\{ \begin{array}{l} e_x(x) = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} (A \exp i \kappa x + B \exp -i \kappa x) \end{array} \right. \quad (\text{A.43})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_z(x) = -\frac{\kappa}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} (A \exp i \kappa x - B \exp -i \kappa x) \end{array} \right. \quad (\text{A.44})$$

Finalement, pour chaque région i , on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{iy}(x) = A_i \exp i \kappa_i x + B_i \exp -i \kappa_i x \end{array} \right. \quad (\text{A.45})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{ix}(x) = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_i} (A_i \exp i \kappa_i x + B_i \exp -i \kappa_i x) \end{array} \right. \quad (\text{A.46})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{iz}(x) = -\frac{\kappa_i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_i} (A_i \exp i \kappa_i x - B_i \exp -i \kappa_i x) \end{array} \right. \quad (\text{A.47})$$

Avec $\kappa_i^2 = \omega^2 \varepsilon_i \varepsilon_0 \mu_0 - \beta^2$

Selon les conditions aux limites au voisinage de chaque interface :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{2t}(-d) = h_{1t}(-d) \end{array} \right. \quad (\text{A.48})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{2t}(-d) = e_{1t}(-d) \end{array} \right. \quad (\text{A.49})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{2t}(d) = h_{3t}(d) \end{array} \right. \quad (\text{A.50})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{2t}(d) = e_{3t}(d) \end{array} \right. \quad (\text{A.51})$$

L'indice t désigne la composante tangentielle.

Ces conditions deviennent dans le système de coordonnées de la Figure A.1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{2y}(-d) = h_{1y}(-d) \end{array} \right. \quad (\text{A.52})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{2z}(-d) = e_{1z}(-d) \end{array} \right. \quad (\text{A.53})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{2y}(d) = h_{3y}(d) \end{array} \right. \quad (\text{A.54})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{2z}(d) = e_{3z}(d) \end{array} \right. \quad (\text{A.55})$$

Dans les régions semi-infinies (1) et (3), les champs décroissent exponentiellement avec la distance à cause du caractère évanescent de l'onde électromagnétique, les équations (45) et (47) deviennent :

$$h_{1y}(-d) = A_1 \exp(-i\kappa_1 d) \quad (\text{A.56})$$

$$h_{3y}(d) = B_3 \exp(-i\kappa_3 d) \quad (\text{A.57})$$

D'après les conditions aux limites :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_2 \exp(-i\kappa_2 d) + B_2 \exp(i\kappa_2 d) = A_1 \exp(-i\kappa_1 d) \end{array} \right. \quad (\text{A.58})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2 \varepsilon_0 \omega} (A_2 \exp(-i\kappa_2 d) - B_2 \exp(i\kappa_2 d)) = \frac{\kappa_1 A_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_0 \omega} \exp(-i\kappa_1 d) \end{array} \right. \quad (\text{A.59})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_2 \exp(i\kappa_2 d) + B_2 \exp(-i\kappa_2 d) = B_3 \exp(-i\kappa_3 d) \end{array} \right. \quad (\text{A.60})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2 \varepsilon_0 \omega} (A_2 \exp(i\kappa_2 d) - B_2 \exp(-i\kappa_2 d)) = -\frac{\kappa_3 B_3}{\varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega} \exp(-i\kappa_3 d) \end{array} \right. \quad (\text{A.61})$$

On obtient ainsi le système suivant à quatre inconnus :

$$\begin{cases} -A_1 \exp(-i\kappa_1 d) + A_2 \exp(-i\kappa_2 d) + B_2 \exp(i\kappa_2 d) = 0 & (\text{A.62}) \\ \frac{\kappa_1 A_1}{\varepsilon_1} \exp(-i\kappa_1 d) - \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} (A_2 \exp(-i\kappa_2 d) - B_2 \exp(i\kappa_2 d)) = 0 & (\text{A.63}) \\ A_2 \exp(i\kappa_2 d) + B_2 \exp(-i\kappa_2 d) - B_3 \exp(-i\kappa_3 d) = 0 & (\text{A.64}) \\ \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} (A_2 \exp(i\kappa_2 d) - B_2 \exp(-i\kappa_2 d)) + \frac{\kappa_3 B_3}{\varepsilon_3} \exp(-i\kappa_3 d) = 0 & (\text{A.65}) \end{cases}$$

Ce système admet des solutions non nulles si et seulement si son déterminant est non nul :

$$\begin{vmatrix} -\exp(-i\kappa_1 d) & \exp(-i\kappa_2 d) & \exp(i\kappa_2 d) & 0 \\ \frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} \exp(-i\kappa_1 d) & -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \exp(-i\kappa_2 d) & \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \exp(i\kappa_2 d) & 0 \\ 0 & \exp(i\kappa_2 d) & \exp(-i\kappa_2 d) & \exp(-i\kappa_3 d) \\ 0 & \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \exp(i\kappa_2 d) & -\frac{\kappa_2}{\varepsilon_2} \exp(-i\kappa_2 d) & \frac{\kappa_3}{\varepsilon_3} \exp(-i\kappa_3 d) \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{A.66})$$

Le calcul de ce déterminant se réduit à :

$$(\exp(2i\kappa_2 d) - \exp(-2i\kappa_2 d)) \left(\frac{\kappa_1 \kappa_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_3} + \frac{\kappa_2^2}{\varepsilon_2^2} \right) = -(\exp(2i\kappa_2 d) + \exp(-2i\kappa_2 d)) \left(\frac{\kappa_1 \kappa_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} + \frac{\kappa_2 \kappa_3}{\varepsilon_2 \varepsilon_3} \right) \quad (\text{A.67})$$

Donc

$$\frac{\exp(2i\kappa_2 d) - \exp(-2i\kappa_2 d)}{\exp(2i\kappa_2 d) + \exp(-2i\kappa_2 d)} = -\frac{\kappa_1 \kappa_2 / \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \kappa_2 \kappa_3 / \varepsilon_2 \varepsilon_3}{\kappa_1 \kappa_3 / \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \kappa_2^2 / \varepsilon_2^2} \quad (\text{A.68})$$

D'où

$$\frac{\exp(2i\kappa_2 d) - \exp(-2i\kappa_2 d)}{i(\exp(2i\kappa_2 d) + \exp(-2i\kappa_2 d))} = \frac{i\kappa_1 \kappa_2 / \varepsilon_1 \varepsilon_2 + i\kappa_2 \kappa_3 / \varepsilon_2 \varepsilon_3}{-(i\kappa_1 \kappa_3 / \varepsilon_1 \varepsilon_3) + \kappa_2^2 / \varepsilon_2^2} \quad (\text{A.69})$$

Posons $\gamma_i = i\kappa_i$, $i=1,3$

On aboutit finalement à :

$$\tan 2\kappa_2 d = \frac{\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1 + \gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3}{1 - (\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1)(\gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3)} \quad (\text{A.70})$$

À partir de l'équation (A.70), on peut déterminer la constante de propagation β , mais c'est une équation qui ne peut être résolue que numériquement.

L'équation (70) peut être réécrite ainsi :

$$\tan \kappa_2 D = \frac{\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1 + \gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3}{1 - (\gamma_1 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_1)(\gamma_3 \varepsilon_2 / \kappa_2 \varepsilon_3)}, \quad (\text{A.71})$$

D : Représente l'épaisseur de la couche (2).

A.2 Indice effectif

Un autre paramètre qui peut être déduit de la constante de propagation β , l'indice effectif définit comme suit :

$$n_{\text{eff}} = \frac{c}{\omega} \text{Re}(\beta) \quad (\text{A.72})$$

A.3 Profondeur de pénétration :

Des équations (A.42), (A.43) et (A.44), on a dans le métal :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{1x}(x) = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} A_1 \exp(\gamma_1 x) \quad , \quad x \leq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.73})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{1z}(x) = -\frac{\kappa_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_0 \omega} A_1 \exp(\gamma_1 x), \quad x \leq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.74})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{1y}(x) = A_1 \exp(\gamma_1 x) \quad , \quad x \leq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.75})$$

Et dans le diélectrique :

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{3x}(x) = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_3} (A_3 \exp(-\gamma_3 x)) \quad , \quad x \geq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.76})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e_{3z}(x) = -\frac{\kappa_3}{\varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega} A_3 \exp(-\gamma_3 x) \quad , \quad x \geq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.77})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{3y}(x) = A_3 \exp(\gamma_3 x) \quad , \quad x \geq 0 \end{array} \right. \quad (\text{A.78})$$

À partir de ces six équations, le champ électromagnétique atteint son maximum à l'interface ($x=0$), puis il décroît dans le métal et le diélectrique. La décroissance dans la direction perpendiculaire à l'interface métal-diélectrique, c'est-à-dire dans la direction

$(x'x)$, est caractérisée par la profondeur de pénétration L_p , définie comme la distance entre l'interface jusqu'à la position où le champ décroît d'un facteur $1/e$.

Prenons par exemple les équations (A.72) et (A.75), elles peuvent être réécrites comme suit :

$$e_{1x}(x) = e_{1x}(0) \exp \gamma_1 x \quad (\text{A.79})$$

$$e_{3x}(x) = e_{3x}(0) \exp(-\gamma_3 x) \quad (\text{A.80})$$

Une décroissance de $\frac{1}{e}$ dans chaque milieu est traduite par :

$$\exp(\gamma_1 x) = \exp(-1) \quad (\text{Dans le métal}) \quad (\text{A.81})$$

$$\exp(-\gamma_3 x) = \exp(-1) \quad (\text{Dans le diélectrique}) \quad (\text{A.82})$$

Donc

$$\exp(\gamma_1' x + i\gamma_1'' x) = \exp(-1) \quad \text{tel que } \gamma_1 = \gamma_1' + i\gamma_1'' \quad (\text{A.83})$$

$$\exp(-\gamma_3' x - i\gamma_3'' x) = \exp(-1) \quad \text{tel que } \gamma_3 = \gamma_3' + i\gamma_3'' \quad (\text{A.84})$$

Finalement, on a la profondeur de pénétration :

$$\text{Dans le métal : } x = -\frac{1}{\gamma_1'} \quad (\text{A.85})$$

$$\text{Et dans le diélectrique : } x = \frac{1}{\gamma_3'} \quad (\text{A.86})$$

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications internationales

1. **Amine Guerinik**, Fatima Tayeboun, Enhancement in Sensitivity of a Surface Plasmon Resonance Sensor with $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 70%Al, Progress in Electromagnetics Research, 92, 125-132, 2020.
2. **A. Guerinik**, F. Tayeboun, K.A. Meradi, F.Z. Benkabou, and A. Aly , Sensitivity Enhancement of SPR Biosensor using Silicon Carbide-2D Materials, (Submitted).
3. **A. Guerinik**, F. Tayeboun, Design of a Highly Sensitive Gas Sensor Based on Tamm Resonance in a One-Dimensional Photonic Crystal, (Submitted).
4. F. Tayeboun, K.A. Meradi, **A. Guerinik**, and A. Aly, Sensitivity Enhancement of Biosensor Based on Hybrid Structure Surface Plasmon Resonance, Graphene and Photonic Crystal, (Submitted).
5. K.A. Meradi, F. Tayeboun, **A. Guerinik**, and A. Aly, Graphene based on Photonic Crystal for Biosensor Applications, (Submitted).

Communications

- **Nationale**

A. Guerinik, Participation à l'école thématique: Nano-Optique & Plasmonique : Modélisation, Caractérisation et Applications, Tizi-Ouzou, 23-26 juin 2018.

- **Internationales**

1. **A. Guerinik**, F. Tayeboun et K.A. Meradi, Conception d'un capteur de gaz hautement sensible basé sur l'état de Tamm dans un cristal photonique unidimensionnel, 3rd international ICONTECH symposium on innovative surveys in positive sciences, Oujda, Morocco at Mohammed First University, January, 28-29, 2021.
2. **A. Guerinik**, F. Tayeboun, Theoretical study of a biosensor with high sensitivity using surface plasmon resonance, 3rd international conference on innovative studies of contemporary sciences, February 19-21, 2021, Tokyo, Japan.

3. K.A. Meradi, F. Tayeboun, **A. Guerinik**, Conception d'un biocapteur à plasmons de surface des cellules cancéreuses, 3rd international ICONTECH symposium on innovative surveys in positive sciences, Oujda, Morocco at Mohammed First University, January, 28-29, 2021.
4. **A. Guerinik**, F. Tayeboun, Sensitivity enhancement of a biosensor using surface plasmon resonance, MAS 14th international european conference on mathematics, engineering natural & medical sciences, March 26-28, 2021, Széchenyi István University, Hungary.
5. **Amine Guerinik**, Fatima Tayeboun, detection of air pollution by optical states of Tamm in one-dimensional photonic crystal, 4th international New York conference on evolving trends in interdisciplinary research & practices, May 2-4, 2021, Manhattan, New York City.