

N° D'ORDRE

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



UNIVERSITE DJILLALI LIABES
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
SIDI BEL ABBES



BP 89 SBA 22000-ALGERIE

TEL/FAX 048-77-66-20

Thèse de Doctorat en Sciences Physiques

Option : Physique des matériaux

Présenté à l' Université Djillali Liabès

Par

M^r MERADI KADA ABDELHAFID

Intitulé

Modélisation de la réponse spectrale des modes guidés à travers un empilement de couches monocristallines

Soutenue le : 12 / 11 / 2017 devant le Jury:

Mr. Bassou Ghaouti	Pr (UDL SBA)	Président
Mme BENKABOU Fatima	Pr (UDL SBA)	Directrice de thèse
Mme TAYEBOUN Fatima	Pr (UDL SBA)	Co-directrice
Mme SAYEH Choukria	MCA (CUBBAT)	Examinatrice
Mlle BENYAHIA Karima	MCA (CUBBAT)	Examinatrice
Mr . MILOUA Redouane	MCA (UIK TIARET)	Examinateur

Année Universitaire 2016 - 2017

REMERCIEMENTS

Tout d'abord louanges à ALLAH, le tout puissant, pour m'avoir donné le courage, la volonté et la patience afin de mener à terme ce présent travail.

Je tiens à exprimer tout d'abord mes plus sincères remerciements à ma directrice de thèse Mme BENKABOU Fatima Zohra ,professeur à l'université Djillali liabes de Sidi Bel Abbes, qui m'a appuyé par son conseil, sa compétence, sa patience et la confiance qu'il m'a accordée durant toute la période de la préparation de cette thèse. J'ai énormément appris à ces cotés et ce fut un grand plaisir de travailler avec une personne d'une si grande qualité scientifique et humaine

J'exprime ma profonde gratitude à ma co-directrice de thèse, Mme TAYEBOUN Fatima, professeur à l'Université Djillali Liabes, pour tous les efforts qu'il a consenti tout au long de l'élaboration de ce modeste travail, ses encouragements et ses précieux conseils.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur BASOU Ghaouti , professeur à l'Université Djillali Liabes d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Mr MILOUA Redouane, Mme SAYEH Choukria et Melle BENYAHIA Karima qui ont bien voulu être rapporteurs de cette thèse, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à tous mes collègues du Laboratoire (Laboratoire d'Etude des Matériaux et Instrumentations Optiques LEMIO de l'université Djillali Liabes) et en particuliers Mr YAGOUBI Abdelkader et Mr KHACHEI Houari, professeurs à l'université Djillali liabes.

Enfin, je remercie Mme BOUKABRINE Fouzia maitre de conférences à l'université de Djillali liabes.

DEDICACES

*Je dédie ce modeste travail à ma mère ,mon
père, ma femme, mes enfants et toute ma
famille*

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre 1 Les plasmons de surface (SPR).....	6
1-INTRODUCTION	6
2-Généralités sur la résonance des plasmons de surface	6
3 . ONDES EVANESCENTES ET PLASMONS	7
3.1.Quelques dates clés	7
3.2.Plasmon-polariton et plasmon de surface.....	8
4- Fonction diélectrique d'un métal.....	9
5- Plasmon de volume.....	12
6- Plasmons de surface	15
7.Excitation des plasmons de surface par une onde lumineuse	16
7.1.Propriétés électromagnétiques des milieux	17
7.1.1.Modèle de Drude- Lorentz- Sommerfeld.....	17
7.1.2.Validité du modèle de Drude- Lorentz- Sommerfeld	19
8- Relation de dispersion des plasmons d'interface	20
8-1 Pertes ohmiques	22
8.2.Principe de l'excitation de plasmon de surface	24
8.3. Longueur de propagation d'un plasmon d'interface	26
9.Description des différents modes de couplage entre PS et lumière.....	27
9.1.Couplage optique en mode de réflexion totale atténuée (ATR).....	27
9.2.Couplage optique par un réseau de diffraction	31
9.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde	33

9.4. Pointe champ proche	33
10. Applications du principe SPR	33
10.1. SPR pour la microscopie et l'investigation des interfaces et surfaces	34
10.2 SPR pour la photonique	36
10.3. SPR pour la détection et les mesures biochimiques.....	36
5- Conclusion.....	37
Références.....	38
Chapitre 2 Les cristaux photoniques.....	41
1- Généralités sur les cristaux photoniques.....	41
1-1 Introduction.....	41
2- Eléments théoriques sur les cristaux photoniques.....	42
2.1. Analogie de Schrödinger- Maxwell.....	42
2.1.1. Equations de Schrödinger.....	42
2.1.2. Equation de Maxwell pour un cristal photonique.....	43
2.1.3. La particularité des équations de Maxwell : la loi d'échelle.....	46
2.2. Propriétés de base des cristaux photoniques.....	46
2.2.1. Propriétés des cristaux photoniques unidimensionnels.....	46
2.2.2. Généralités sur les réseaux de Bragg.....	47
2.2.3. Energie électromagnétique.....	49
2.2.4. Défauts dans une structure périodique unidimensionnelle.....	52
2.3. Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels.....	53
2.3.1. Structure de Bande Photonique.....	54
2.3.2. Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....	55

2.3.3. Surface de dispersion.....	59
2.4. Cristaux photoniques tridimensionnels.....	59
2.4.1 Défauts.....	59
2.4.1.1 Défauts ponctuels.....	62
2.4.1.2. Défauts couplés.....	63
2.4.1.3. Défauts étendus.....	64
3- Applications.....	64
3.1. Cavité résonante.....	64
3.2. Guides d'ondes.....	65
3.3. Phénomène d'Ultraréfractivité et de superprisme.....	66
3.4. Filtre add / drop.....	68
4.Vitesse de groupe et vitesse de phase	68
4.1Milieux Anisotrope et isotrope	69
4.2Indices de réfraction de groupe et de phase	70
4.3Les indices effectifs de réfraction de phase et de groupe.....	71
5 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels	71
5.1. Les Papillons	71
5.2. Les oiseaux	72
5.3. Les Opales.....	73
6. Les différents matériaux utilisés	74
6.1.Cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels.....	74
6.1.1. Le Silicium.....	74

6.1.2. Les semi-conducteurs III-V	74
6.2. Cristaux photoniques 3D	75
7. Réponse spectrale dans les cristaux photoniques.....	75
7.1.Réfectivité	76
7.2.Les miroirs métalliques.....	81
8.Conclusion.....	82
Références	83

Chapitre 3 Biocapteurs et méthodes de simulations.....87

1-Introduction	87
2-Paramètres caractérisant les performances d'un capteur	88
3-Biocapteurs optiques : état de l'art	90
3.1.Capteurs interférométriques	90
3.2.Capteur à résonateurs en anneaux	91
4-Limites actuelles	92
5-Les cristaux photoniques pour la bio-détection	93
5.1.Création d'une cavité résonante	93
5.2.Facteur de qualité et volume modal.....	94
5.3.Influence de faibles perturbations.....	96
5.4.Utilisation des cristaux photoniques pour la détection.....	97
5.4.1.État de l'art des capteurs à cristaux photoniques.....	98
5.4.1.1 Performances	98
6-Logiciels et méthodes numériques utilisés pour la simulation	100

6.1.Méthode des ondes planes.....	100
6.2.Méthode des éléments finis	101
6.3.Méthode des réseaux de diffraction	102
6.4.Méthode des matrices de transfert	102
6.5.Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	103
7-Propagation au voisinage d'une interface	103
7.1.Equations de Fresnel	106
(a)Polarisation TE (?)	106
(b) Polarisation TM (//).....	107
7.2.Réflexion sur un milieu absorbant	109
8-Réflexivité et transmissivité d'une structure avec deux interfaces.....	113
8.1.Matrices de transfert.....	115
9-Principe de fonctionnement du système multicouche plan SPR	119
9.1.Choix du métal	120
9.2.Grandeur à mesurer	121
9.3.Géométrie du coupleur	121
9.4.Modes d'interrogation	121
9.5.Sensibilité	122
10.Conclusion.....	122
Références.....	124

Chapitre 4 Modélisation de la réponse spectrale129

1-Introduction.....	129
Première partie systèmes multicouches sans cristaux photoniques	131
1. structure sans métal.....	132
a/-Prisme+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du diélectrique).....	132
b/-Prisme+SiO ₂ +Analytes (épaisseur du diélectrique 10 nm).....	133
2. structure avec métal.....	134
2-1 L'or (Au) Avec le SiO ₂	134
a/-Prisme+Au+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal	132
Épaisseur de la couche métallique (Au) optimisée.....	136
b/-Prisme+Au+SiO ₂ +Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique).....	138
c/-Prisme+Au+SiO ₂ +Analytes	140
2-2 L'or (Au) Avec le TiO ₂	140
a/-Prisme+Au+TiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du diélectrique TiO ₂)	140
b/-Prisme+Au+TiO ₂ +Analytes	142
2.3 L'argent (Ag) avec le SiO ₂	143
a/-Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal).....	143
b/-Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique).....	145
c/-Prisme+Ag+SiO ₂ +Analytes	147
2.4 L'argent (Ag) avec le TiO ₂	148
a/-Prisme+Ag+TiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du diélectrique TiO ₂)	148
b/-Prisme+Ag+TiO ₂ +Analytes	150
3. Structure avec 2 métaux.....	151
3-1 Au avec Ag	151
a/-Prisme+Au+Ag+Air (pour différents épaisseurs des 2 métaux).....	151
3-2 Ag avec Au	152
a/-Prisme+Ag+Au+Air (pour différents épaisseurs des 2 métaux)	152
b/-Prisme+Ag+Au+SiO ₂ + Air	155

c/-Prisme+Ag+Au+SiO ₂ + Analytes (pour des épaisseurs optimisées)	157
d/-Prisme+Ag+Au+TiO ₂ + Air (pour des épaisseurs optimisées).....	158
e/-Prisme+Ag+Au+TiO ₂ + Analytes (pour des épaisseurs optimisées)	153
4.Effet du Prisme	160
a/ prisme+Ag+Au+Air	160
b/ prisme+Ag+Au+SiO ₂ +Air	160
c/ prisme+Ag+Au+SiO ₂ +Analytes	161
5.Effet de la longueur d'onde	162
a/ prisme+Ag+Au+Air	162
b/ prisme+Ag+Au+SiO ₂ +Air	163
c/ prisme+Ag+Au+SiO ₂ +Analytes	164
Deuxième partie systèmes multicouches avec cristaux photoniques	165
6.Structure complète.....	166
1/-Sans défauts	166
a/ Prisme+Ag+Au+CP+Air	166
b/ Prisme+Ag+Au+CP+Analytes	167
c/ Prisme+CP+Ag+Au++Air	168
d/ Prisme+CP+Ag+Au+Analytes	170
2/-Avec défauts.....	173
a/ Prisme+Ag+Au+CP+Air	173
b/Prisme+Ag+Au+CP+Analytes	175
c/ Prisme+CP+Ag+Au+Air	176
d/ Prisme+CP+Ag+Au+Analytes	178
7.Conclusion.....	183

Références184

Conclusion générale185

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Schéma représentant la répartition du champ électrique associé à un plasmon de surface	8
Figure. 1.2: (a et b) Comparaison des fonctions diélectriques de l'or et l'argent).....	11
Figure.1.3: Courbe de dispersion d'une onde EM transverse se propageant dans de l'or (a) et dans de l'argent (b)	14
Figure 1.4: Schéma représentant un plasmon de volume se propageant suivant le vecteur d'onde k dans un métal	14
Figure 1.5 : Exemple d'une relation de dispersion : une interface entre deux milieux semi-infinis- métal/diélectrique.....	17
Figure 1.6 : Permittivité diélectrique de couches minces d'argent et d'or en fonction de l'épaisseur	20
Figure. 1.7: Schéma représentant une interface entre deux milieux semi-infinis métallique et diélectrique	20
Figure 1.8: Courbes de dispersion calculées dans le modèle de Drude sans amortissement..	23
Figure 1.9 : Courbes de dispersion de SPs et d'une onde lumineuse progressive dans un milieu diélectrique	25
Figure.1.10: Longueur de propagation LSP d'un plasmon supporté par une interface or-air.	26
Figure.1.11 couplage optique par un prisme	27
Figure 1.12: Structure du multicouche plasmonique : A- dans la configuration de Kretschmann-Raether ; B- dans la configuration d'Otto	28
Figure.1.13 principe de couplage optique par un prisme	28
Figure 1.14 : Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air »	29
Figure.1.15 ordre de diffraction d'un réseau	30
Figure.1.16 principe de couplage optique par un réseau de diffraction	32
Figure I.17 : Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide	33
Figure. I.18: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM)	35
Figure. I.19: Illustration du changement de la distribution du champ d'un mode guide d'onde simple à un mode guide d'onde associée à un PS	36
Figure 2.1. Structure unidimensionnelle.....	47
Figure 2.2. Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptre	47

Figure 2.3	48
Figure 2.4. (a) Propagation à incidence oblique θ à travers une structure 1D (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle θ d'incidence.....	49
Figure 2.5. Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas a avec a) des couches de permittivité $\epsilon = 13$ et 12 et b) de permittivité $\epsilon = 13$ et 1	50
Figure 2.6. Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la (figure 2.1)	51
Figure 2.7. Représentation schématique du décalage de la fréquence centrale en fonction de la localisation du champ électrique dans le réseau	52
Figure 2.8. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle	53
Figure 2.9 Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents.....	53
Figure 2.10 structure bidimensionnelle	54
Figure 2.11 structure de bandes	54
Figure 2.12. Exemple de structure de bande calculée pour un réseau triangulaire.....	54
Figure 2.13 Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin.....	56
Figure 2.14 Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin	57
Figure 2.15 Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin	57
Figure 2.13 Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin	58
Figure 2.16 Représentation de la cellule et d'un motif d'un matériau gravé.....	58
Figure 2.17 Représentation schématique de l'influence de la largeur des trous, sur les pertes de lumière pour un réseau périodique bidimensionnel avec guide	59
Figure 2.18 Exemple d' une structure de bande photonique d'un réseau 2D triangulaire, pour les modes TE	60
Figure 2.19 Surfaces de dispersion à la fréquence ω_1 pour les modes TE	60
Figure 2.20 structure 3D	61

Figure 2.21 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé des tiges diélectriques	62
Figure 2.22 : Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine	63
Figure 2.24 Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique	64
Figure 2.25 cavité résonnante	65
Figure 2.26 a) Guide d'onde b) Guide d'onde à courbures extrêmes	65
Figure 2.27 . a) Guide réfractif : profil du champ et modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes b) guidage par bande interdite photonique	66
Figure 2.28 . Principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.....	66
Figure 2.29 Représentation du phénomène de superprisme	67
Figure 2.30 a) Représentation d'un filtre add / drop	68
Figure 2.31 : la figure à droite présente l'agrandissement d'une aile de papillon	72
Figure 2.32 : Agrandissement d'une plume de paon au microscope	73
Figure 2.33 : Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice	74
Figure 2.34 représentation schématique d'un miroir de Bragg	76
Figure 2.35 : Réflectivité d'un miroir de Bragg constituée de 10 paires $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ centré en $\lambda_{\text{Bragg}} = 0.6328 \mu\text{m}$	77
Figure 2.36 la variation de la réflectivité en fonction des différents angles d'incidence.....	78
Figure 2.37 la variation de la réflectivité en fonction des différents angles d'incidence et différentes longueurs d'ondes.....	79
Figure 2.38 la variation de la réflectivité en fonction des différents nombres de couches et différentes longueurs d'ondes.....	80
Figure 2.39 la variation de la réflectivité en fonction des différents angles d'incidence et différentes longueurs d'ondes en 3D.....	80
Figure 2.40 miroir métallique.....	81
Figure 3.1 – (a) Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zehnder (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young	90
Figure 3.2 résonateur en anneau en silicium	91

Figure 3.3. Illustration de la résonance d'une cavité à CP réalisée en GaN sur un spectre en transmission.....	94
Figure 3-4 – Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux Photoniques	97
Figure 3.5 Propagation au voisinage d'une interface	104
Figure 3.6 polarisation (TE).....	107
Figure 3.7 polarisation (TM)	108
Figure 3.8 propagation dans un milieu absorbant.....	110
Figure 3.9 résonance diélectrique	112
Figure 3.10 résonance métallique	113
Figure 3.11 Réflectivité d'une structure avec deux interfaces	113
Figure 3.12 transmissivité d'une structure avec deux interfaces	114
Figure 3.13 matrice de transfert	115
Figure 3.14 Schéma de principe du fonctionnement d'un capteur SPR (configuration de Kretschmann).....	120
Figure 4.1 structure sans métal	132
Figure 4.2 Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure à trois couches Prisme- SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs de la couche SiO ₂	132
Figure 4.3 Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure à trois couches Prisme- SiO ₂ - Analytes, pour différentes indice de réfraction de l'analyte.....	133
Figure 4.4 Structure avec métal	134
Figure 4.5-a Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs de la couche Au	135
Figure 4.5-b Prisme+Au+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal	137
Figure 4.6 Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d' Au pour le système (prisme-Au-SiO ₂ air).	137
Figure 4.7 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs du SiO ₂	138
Figure 4.8 Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO ₂ - Air, pour (pour une épaisseur du SiO ₂ de 10nm).....	139
Figure 4.9 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO ₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées du Au et du SiO ₂	140

Figure 4.10 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - TiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs du TiO ₂	141
Figure 4.11: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au TiO ₂ - Air, pour une épaisseur du TiO ₂ de 5nm	142
Figure 4.12: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - TiO ₂ - Analytes, pour une épaisseur de 5 nm du TiO ₂	142
Figure 4.13-a : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs de la couche Ag	144
Figure 4.13.b. Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal (zoom)	145
Figure 4.14. Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d'Ag pour le système (prisme-Ag-SiO ₂ -air)	145
Figure 4.15: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs du SiO ₂	146
Figure 4.16. Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour une épaisseur du SiO ₂ de 10nm)	147
Figure 4.17 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO ₂ - Air, pour des épaisseurs optimisées du Ag et du SiO ₂	148
Figure 4.18 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - TiO ₂ - Air, pour des épaisseurs différentes du TiO ₂	149
Figure 4.19 Prisme+Ag+TiO ₂ +Air (pour l'épaisseur optimisée du TiO ₂ de 5nm)	149
Figure 4.20 Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - TiO ₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées du Ag et du TiO ₂	150
Figure 4.21 structure prisme+Au +Ag	151
Figure 4.22 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au-Ag-Air...	152
Figure 4.23 structure prisme+Ag+Au	153
Figure 4.24 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs différentes des métaux	153

Figure 4.25 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs différentes des métaux	154
Figure 4.26 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux	155
Figure 4.27 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO ₂ - Air, pour des épaisseurs optimisées	156
Figure 4.28 : Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO ₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique	157
Figure 4.29 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-TiO ₂ - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique	158
Figure 4.30 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO ₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique	159
Figure 4.31 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d'indice de prisme ...	160
Figure 4.32 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au -SiO ₂ Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d'indice de prisme ...	161
Figure 4.33 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au -SiO ₂ Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d'indice de prisme	161
Figure 4.34 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différentes valeurs de la longueur d'ondes	163
Figure 4.35 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO ₂ Air,	

pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différentes valeurs de la longueur d'ondes	163
Figure 4.36 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO ₂ Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux	164
Figure 4.37 Prisme+Ag+Au+CP	166
Figure 4.38 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-CP-Air	167
Figure 4.39 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-CP-Analytes,	168
Figure 4.40 Prisme+CP+Ag+Au	169
Figure 4.41: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-CP-Ag-AuAir .	170
Figure 4.42 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-CP-Ag-Au—Analytes	171.
Figure 4.43 Les spectres de réflexion du PC-Ag-Au (Ag20nm, Au5nm), PCAu(Au16.75nm), SPR classique (Ag47nm, Au5nm) pour les indices de réfraction De la région de détection allant de 1,333 à 1,373.[14,15]	172
Figure 4.44 Spectres de réflexion simulés du capteur pour différents d'échantillon d'ndicesde réfractons de 1,2 à 1,5 (a) x = 5, (b) x = 6 (x est le nombre de couches)[16] .	172
Figure 4.45 Prisme+Ag+CP+Au+CP	173
Figure 4.46 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme—Ag-CP-Au-CP--Air,	174
Figure 4.47 Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR du système Prisme-Ag-CP-Au-CP--Analytes,	175
Figure 4.48 Prisme+CP+Ag+CP+Au	176
Figure 4.49 Prisme+CP+Ag+Au+Air	177
Figure 4.50 Prisme+CP+Ag+Au+Analytes avec 3.5 nm de Au)	178
Figure 4.51 Prisme+CP+Ag+Au+Analytes (avec 15 nm de Au)	179
Figure 4.52.I Angle de résonance ? _{SPR} pour différentes structures[13]	180

Figure 4.53. Largeur du pic de résonance à mi-hauteur pour différentes structures[13] ...	181
Figure4.54 L'angle de résonance et le FWHM de ces trois types de constructions lorsque l'indice de réfraction est changé de 1.333 à 1.37 [14,15]	182
Figure 4.55. Facteur de mérite des différentes structures [13]	182
Figure 4.56 Facteur de mérite des différentes structures [14,15]	183

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Paramètres de Drude des métaux nobles.....19

Tableau 4.1 : Paramètres optiques utilisés pour le calcul des propriétés de (SPR)134

Chapitre 1

1. INTRODUCTION

Ce premier chapitre introductif est consacré à une approche théorique des plasmons en général et des plasmons de surface en particulier. Ce chapitre se veut, dans une première partie, didactique et c'est la raison pour laquelle quelques rappels ont été faits sur la physique des plasmons de volume.

Les plasmons de surface apparaissent à l'interface entre deux milieux, dont l'un est généralement un métal (au premier abord on parlera d'une interface plane). Comme nous le verrons, ils représentent des ondes particulières, solutions des équations de Maxwell. Ces ondes peuvent se propager parallèlement à l'interface, et l'amplitude du champ électromagnétique associé décroît exponentiellement en s'éloignant perpendiculairement de l'interface. Pour cette raison, ces ondes ainsi confinées sont souvent appelées ondes de surface.

Nous en déduisons la relation de dispersion qui relie la fréquence d'apparition du plasmon avec les caractéristiques spatiales du champ électromagnétique. En particulier, nous discuterons alors des conditions de couplage plasmon de surface – onde lumineuse et nous décrirons finalement les différentes méthodes pour y parvenir (méthodes de Kretschmann, Otto)

Enfin, nous terminerons ce chapitre par un très bref tour d'horizon des applications impliquant les plasmons de surface.

2-Généralités sur la résonance des plasmons de surface

Les électrons libres d'un conducteur forment un liquide électronique de densité élevée avec une forte interaction entre les particules. Les plasmons superficiels (SPs) sont les modes propres (quantum) des oscillations cohérentes de la densité de ce liquide électronique observable à une interface entre deux milieux, par exemple, entre un métal et un diélectrique. Les SPs sont associés à un champ électromagnétique extrêmement intense et confiné au voisinage de l'interface.

D'un point de vue pratique, le plus intéressant dans les applications est le phénomène d'excitation résonnante des plasmons superficiels, ou la résonance de plasmons de surface (SPR) par une onde lumineuse évanescente ayant lieu lorsque la composante tangentielle du vecteur d'onde de cette dernière devient équivalente à la norme du vecteur d'onde des SPs. La conversion d'énergie de l'onde lumineuse à celle des SPs réduit, bien évidemment, la réflectivité de l'interface « plasmonique ». La norme du vecteur d'onde des SPs est très sensible aux faibles perturbations au multicouche plasmonique, en particulier au voisinage de l'interface plasmonique. Cela explique une sensibilité extraordinaire qu'on peut atteindre dans le cas de la détection à effet SPR

3 . ONDES EVANESCENTES ET PLASMONS

3.1.Quelques dates clés

La mise en évidence des ondes évanescentes remonte à 1704, quand I. Newton observa la réflexion totale atténuée d'un faisceau lumineux sur la face d'un prisme, en mettant en contact ce dernier avec une lentille convergente. Par cette expérience, bien connue aujourd'hui, il découvrait ainsi le champ électromagnétique évanescent. Bien plus tard, J. Zenneck (1907) et A. J. W. Sommerfeld (1909) démontrèrent (théoriquement) qu'une onde électromagnétique de radio fréquence apparaissait à l'interface de deux milieux lorsque l'un des deux est un métal ou un diélectrique absorbant et l'autre un milieu non absorbant. Puis, en 1939, U. Fano montra que les ondes électromagnétiques surfaciques à l'interface métal/air étaient évanescentes (leurs vecteurs d'ondes étant supérieurs à celui de l'onde incidente, les « Wood's Anomalies ») et qu'un réseau de diffraction pouvait augmenter le vecteur incident pour qu'il puisse se coupler avec l'onde électromagnétique surfacique [1].

Mais c'est en 1957 que R. H. Ritchie démontra théoriquement l'existence de plasmons transversaux à la surface d'un métal [2]. E. A. Stern et R. A. Ferrell en 1958 montrèrent, aussi théoriquement, le rôle du couplage d'un rayonnement électromagnétique avec les plasmons de surface à une interface métallique [3]. En particulier, ils calculèrent pour la première fois la relation de dispersion des ondes électromagnétiques à la surface d'un métal. En utilisant un faisceau électronique monocinétique, Powell et Swan (1960) observèrent expérimentalement l'excitation des plasmons de surface à une interface métallique [4]. A. Otto (1968) proposa, quant à lui, une configuration expérimentale fondée sur l'utilisation d'un prisme - nommée FTR (Frustrated Total Reflection) - mettant en évidence les plasmons de surface par leur couplage avec une onde électromagnétique [5]. E. Kretschmann (1971) modifia et simplifia

ensuite la géométrie de Otto, en se basant sur une configuration dite ATR (Attenuated Total Reflection) [6]. Jusqu'à nos jours, cette dernière géométrie reste la plus utilisée.

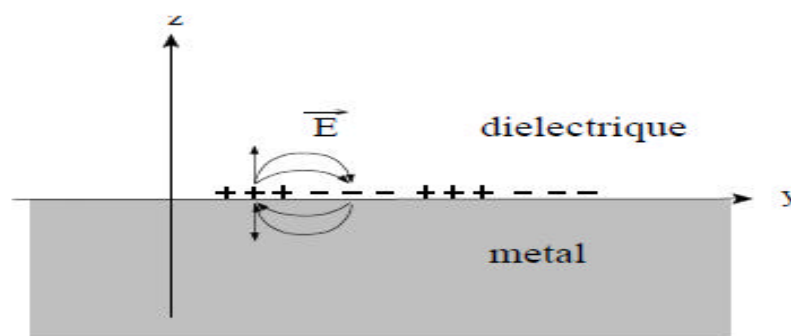
Dans les années qui suivirent, ce sujet connut un regain d'intérêt si l'on en croit le nombre important de publications qui y furent consacrées. L'intérêt fondamental a cependant fléchi dans les années 90 pour se reporter sur des études avec des objectifs plus appliqués, telle que la spectroscopie Raman exaltée de surface (SERS) [7,8].

Encore plus récemment, le développement des techniques à sonde locale a permis d'approfondir les connaissances sur le sujet. Par la suite, des investigations systématiques amenèrent à la renaissance des recherches sur les plasmons de surface, en partie motivée par des applications émergentes dans des disciplines diverses (optoélectronique, capteur,...)

3.2.Plasmon-polariton et plasmon de surface

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, un couplage entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau peut se produire. Cette excitation couplée est appelée polariton [9]. Lorsque le système polarisable est un gaz d'électrons libres, c'est-à-dire lorsque ce matériau est un métal ou présente un caractère métallique, le couplage se produit avec les oscillations électroniques collectives et quantifiées. On utilise alors le terme de plasmon-polariton ou plus simplement plasmon.

Un plasmon de surface est lié à l'oscillation longitudinale des électrons de conduction qui sont localisés à la surface du métal. A ce plasmon de surface est associée une onde EM dont les champs présentent à la fois des composantes longitudinales et transverses. Ils sont capables de se propager le long de l'interface supportant le plasmon mais leur amplitude présente une décroissance exponentielle dans la direction perpendiculaire à la surface du métal [10]. La figure (1.1) illustre la répartition du champ électrique associé à un plasmon de surface se propageant à l'interface séparant un métal d'un matériau diélectrique.



8

Figure 1.1: Schéma représentant la répartition du champ électrique associé à un plasmon de surface.

L'énergie de ces plasmons est typiquement de l'ordre de 10 eV pour les métaux [11]. Signalons que les plasmons existent également dans les diélectriques.

Ils constituent alors la quantification des oscillations du nuage d'électrons par rapport à l'ensemble des ions positifs et ils ont des énergies de l'ordre de 10 à 20 eV [12,13].

Dans la littérature, on distingue différents types de plasmons, à savoir les plasmons de volume, de surface (localisés et délocalisés)

4.Fonction diélectrique d'un métal

Durant le siècle dernier, les physiciens ont essayé de construire des modèles simples pour expliquer les propriétés des métaux [14]. Ainsi, la théorie de la conductivité métallique avancée par P. Drude eut un succès considérable si bien qu'elle est encore aujourd'hui utilisée pour appréhender simplement des phénomènes dont l'étude approfondie nécessiterait une analyse très complexe. Le modèle de Drude est basé sur la description du métal par un gaz d'électrons de conduction [15].

Dans ce modèle, les ions sont considérés comme immobiles et les électrons de conduction forment un gaz auquel on peut appliquer la théorie cinétique. Cette dernière traite les molécules d'un gaz comme des sphères solides et identiques, se déplaçant en ligne droite jusqu'à ce qu'elles entrent en collision les unes avec les autres. Le modèle de Drude applique cette théorie aux électrons de conduction en ne tenant compte que des collisions électron-ion et en faisant trois hypothèses supplémentaires :

- Les électrons sont indépendants, c'est-à-dire que l'on néglige les interactions électron-électron entre les collisions.
- Les électrons sont libres, c'est-à-dire que l'on néglige les interactions électron-ion entre les collisions.
- Les collisions sont des événements instantanés, qui modifient brusquement la vitesse des électrons. Ceci revient à dire que l'on néglige les forces à longue portée en ne tenant compte que des forces à courtes portées.

D'après ces hypothèses, remarquons qu'en l'absence de champ extérieur, les électrons ont un mouvement rectiligne uniforme. Par contre, lorsqu'il est soumis à une onde optique dont le champ électrique dirigé selon Oy est de la forme :

$$\vec{m} = -e \vec{m}_y$$

Chaque électron du gaz est soumis à la force de Coulomb et vérifie alors l'équation du mouvement :

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + \gamma \frac{dy}{dt} = -e E_y \quad (1.1)$$

Où m est la masse d'un électron et e la charge élémentaire. Le terme $\frac{\gamma}{m}$ est lié à l'existence d'une force de frottement (amortissement visqueux) du gaz d'électrons dont l'origine peut être attribuée aux collisions électron-ion. Le paramètre t est homogène à un temps et désigne le temps moyen entre deux collisions électron-ion aussi connu sous le nom de temps de relaxation. Cette équation du mouvement admet donc une solution de la forme $y(t) = y_0 e^{-i\omega t}$ qui donne, par substitution dans l'équation 1.1, la position des électrons au temps t comme étant :

$$y(t) = \frac{-e E_y}{m(-\omega^2 - i\gamma\omega)} e^{-i\omega t} \quad (1.2)$$

Le moment dipolaire induit par un électron animé d'un mouvement oscillant est donné par

$$\vec{p} = -e y \quad (1.3)$$

Si N désigne le nombre d'électrons par unité de volume, la polarisation du matériau considéré est donnée par :

$$\vec{P} = N \vec{p} = \frac{-e^2 N}{m(-\omega^2 - i\gamma\omega)} \vec{E}_y \quad (1.4)$$

On peut alors définir la permittivité diélectrique relative (ou fonction diélectrique relative) du métal ϵ_r à l'aide de la relation

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (1.5)$$

Et par substitution de P , il vient

$$?? ? ?? \frac{???}{???} \quad (1.6)$$

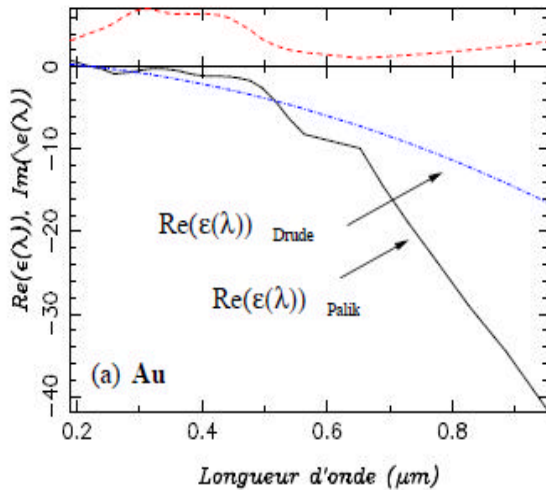


Figure 1.2a

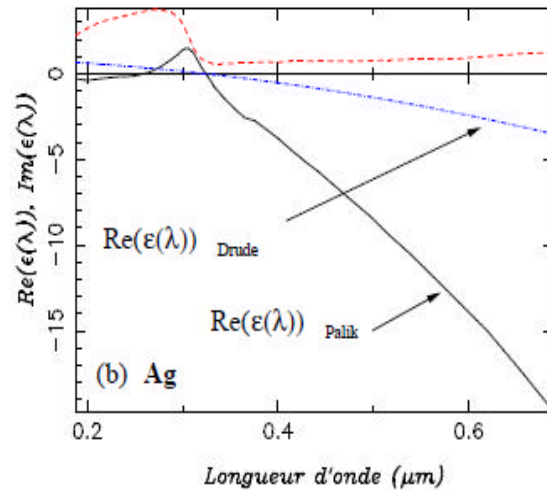


Figure 1.2b

Figure. 1.2: (a) (resp. (b)) Comparaison des fonctions diélectriques de l'or (resp. argent) calculées sur base de données expérimentales (tabulées dans la référence [4]) et à partir du modèle de Drude. Les courbes pleines et interrompues représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique calculée à l'aide des données expérimentales. La troisième courbe (-.-) représente la partie réelle de la fonction diélectrique basée sur le Modèle de Drude sans amortissement (t infini). Les valeurs de longueur d'onde de plasma λ_p pour l'or et pour l'argent sont respectivement égales à 0; 227 μm et 0; 32 μm [12]

Cette expression sera utilisée par la suite pour décrire un métal dans ce que nous appellerons le modèle de Drude sans amortissement. La figure (1.2) représente les parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique de l'or et de l'argent calculées sur base de données expérimentales [16], ainsi qu'à l'aide du modèle de Drude sans amortissement. Notons que la définition de la fonction diélectrique des métaux dans le modèle de Drude est satisfaisante aux basses longueurs d'onde (inférieures ou égales à l'ultra-violet) mais elle est cependant défailante aux fréquences optiques. En effet, la courbe représentant la fonction diélectrique de l'or dans le modèle de Drude (courbe -.-) s'éloigne aux fréquences optiques de celle tracée sur base de données expérimentales (courbe --). Bien que conservant la même allure de courbe, le modèle de Drude sans amortissement prédit aux fréquences optiques une valeur surestimée de ϵ_m . Il ne peut donc être utilisé lors de la quantification de phénomènes mais permet néanmoins d'en appréhender la nature physique.

5. Plasmon de volume

Considérons une tranche de métal, décrit dans le Modèle de Drude par un gaz d'électrons (libres et indépendants) [17] et supposons le temps de relaxation comme infini (amortissement nul du mouvement des électrons). Lorsque ce gaz est soumis à un champ électrique (orienté par exemple suivant Oy), les électrons de conduction, soumis à la force de Coulomb, se déplacent (dans le sens opposé au champ électrique appliqué) et donne naissance à une surcharge négative sur un côté de la tranche et un excès de charge positive sur le côté opposé. Des densités de charges apparaissent donc à la surface du conducteur. Ces densités de charges sont à l'origine d'un champ électrique induit, appelé champ de dépolarisation, qui tends à s'opposer au champ électrique appliqué. Lorsque l'excitation extérieure cesse, le gaz d'électrons tend à retrouver son état initial en oscillant autour de sa position d'équilibre. Le mouvement global du gaz d'électrons peut être traduit par l'équation suivante [5]

$$m \frac{dy}{dt} = -e E_{dep} \tag{1.7}$$

Où y correspond au déplacement du gaz d'électrons par rapport à sa position d'équilibre et E_{dep} est le champ de dépolarisation. On définit le champ de dépolarisation par $E_{dep} = s / \epsilon_0$ où s est la densité de charge surfacique induite par le champ exciteur.

Si N désigne le nombre d'électrons par unité de volume, la charge des électrons par unité de volume est donnée par Ne et la densité de charge surfacique induite est définie par $s = N e y$. L'équation du mouvement (1.7) devient

$$m \frac{dy}{dt} = -e N e y \tag{1.8}$$

On retrouve ici l'expression de la fréquence de plasma $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m \epsilon_0}}$ précédemment obtenue lors du calcul de la fonction diélectrique. Il s'agit de la fréquence propre de l'oscillation du gaz d'électron.

Le champ électromagnétique de dépolarisation induit par le déplacement du gaz d'électrons peut s'écrire sous la forme d'une onde plane $E = E_0 e^{i(ky - \omega t)}$ et doit vérifier les équations de Maxwell.

Supposons que le gaz d'électrons est un milieu isotrope, linéaire et non magnétique. En l'absence de charges et de densité de courant, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \dot{\mathbf{D}} \quad (1.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.12)$$

Avec

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \dot{\mathbf{A}}$$

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{j} = -\nabla \phi - \dot{\mathbf{A}}$$

La substitution de \mathbf{j} par son expression et la résolution du système d'équations obtenu permet d'obtenir deux solutions :

- $\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0$

Cette première condition correspond à la relation de dispersion des ondes EM transverses (\mathbf{E} et \mathbf{H} perpendiculaires à \mathbf{k}) dans un métal de fonction diélectrique ϵ_r [18].

La figure (1.3) représente les courbes de dispersion de telles ondes dans les cas de l'or et de l'argent.

Lorsque $\omega > \omega_p$, ϵ_r est réel et positif, k est donc réel et l'onde se propage dans le métal.

Lorsque $\omega < \omega_p$, ϵ_r est réel mais négatif, k est donc imaginaire et l'onde est amortie dans le métal puisqu'elle présente une décroissance exponentielle (e^{-kz}) de son amplitude.

- $\epsilon_r = 0$

Cette seconde condition indique qu'au zero de la fonction diélectrique du gaz d'électrons, il existe une solution telle que le champ magnétique est nul et que le champ électrique est uniquement longitudinal, de fréquence $\omega = \omega_p$. Ce type d'onde particulière est nommé un plasmon de volume. Cette onde est due à l'oscillation de la densité de charge selon la

direction \vec{k} , donnant lieu à un champ électrique parallèle au vecteur d'onde (longitudinal) (Figure (1.4)).

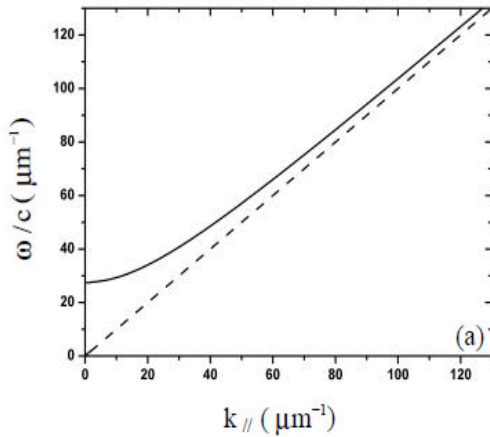


Figure 1.3a

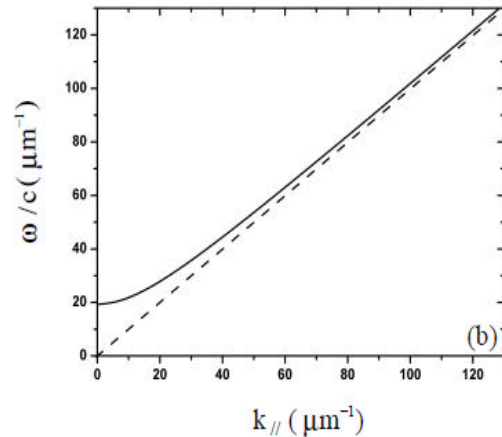


Figure 1.3b

Figure.1.3: Courbe de dispersion d'une onde EM transverse se propageant dans de l'or (a) et dans de l'argent (b). La fonction diélectrique de chacun des métaux est calculée par le modèle de Drude sans amortissement. Les valeurs de longueur d'onde de plasma (ω_p) pour l'or et pour l'argent sont respectivement égales à $0,227\mu m$ et $0,324\mu m$. La droite en pointillés représente la droite de lumière dans le vide $\omega = k \cdot c$ [12]

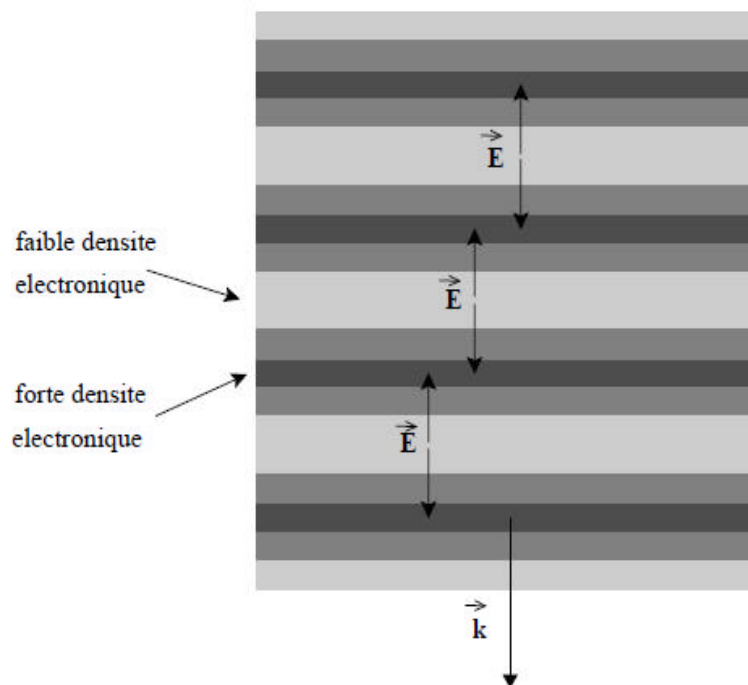


Figure 1.4: Schéma représentant un plasmon de volume se propageant suivant le vecteur d'onde k dans un métal.

6. Les plasmons de surface :

Concernant les plasmons de surface qui vont principalement nous intéresser, il faut distinguer

- Les plasmons de surface localisés.
- Les plasmons de surface délocalisés

Ces plasmons de surface – que l'on notera par la suite PS (ou SP en anglais) – sont des « excitation » de surface dont le champ électromagnétique diminue de façon exponentielle dans les milieux de part et d'autre de la surface et qui, relié à la densité locale de charge surfacique, peuvent se propager tout au long de la surface. Ils ont été découverts par Ritchie en 1957. On les distingue principalement par leur longueur de propagation. Comme leur nom l'indique, les plasmons de surface localisés sont des ondes de surface qui restent confinées localement autour de structures de dimensions nanométriques, on les retrouve par exemple à la surface des nanoparticules métalliques.

A l'inverse, les plasmons de surface délocalisés représentent des ondes se propageant le long des surfaces métalliques.

Ces derniers sont à l'origine du fonctionnement des capteurs à résonance de plasmon de surface, c'est pourquoi cette thèse se limitera à leur étude. Les plasmons de surface délocalisés, apparaissent à la surface de films minces métalliques. Ils peuvent se propager sur des distances de plusieurs micromètres.

Les PS localisés sont générés au voisinage de formes diverses ou de particules de taille nanométrique constituant la surface rugueuse d'un métal ou d'un substrat. Les PS localisés sont donc caractéristiques d'une géométrie et d'une taille de corrugation.

Ils sont radiatifs c'est-à-dire qu'ils peuvent être couplés directement avec la lumière [19]. La propriété importante des plasmons localisés est le confinement, responsable de l'exaltation du champ électromagnétique au voisinage de la particule métallique ('hot spots'). Ceci est à la base de la théorie électromagnétique de l'effet SERS (Surface- Enhanced Raman Spectroscopy) [20].

7. Excitation des plasmons de surface par une onde lumineuse

Dans une grande majorité de capteurs à l'effet SPR, pour des raisons de simplicité de la réalisation, les SPs sont excités par une onde lumineuse.

L'excitation de plasmons de surface ne peut être effectuée que sous certaines conditions physiques. Ces conditions peuvent, sous une forme courte, être exprimées en termes de vecteurs d'onde par l'équation suivante, [21,22] :

$$k_x(\mathbf{w}) = k_{sp}(\mathbf{w}) \quad (1.13)$$

où la partie gauche définit les propriétés de l'onde lumineuse et la partie droite est associée à la propagation de plasmons de surface. Les vecteurs d'onde dans cette équation varient en fonction de la pulsation ω . Cette équation spécifie toutes les conditions essentielles de SPR, autrement dit, l'ensemble des paramètres du *système optique*, tels que la longueur d'onde, la polarisation et l'angle d'incidence du faisceau lumineux, d'une part, et du multicouche plasmonique, tels que les indices/permittivités diélectriques des matériaux et les épaisseurs de couches minces, d'autre part.

Afin de résoudre cette équation, on doit trouver les relations de dispersion d'une onde lumineuse $k_x(\mathbf{w})$ et de plasmons de surface dans le multicouche $k_{sp}(\mathbf{w})$. En ce qui concerne l'onde lumineuse, dans une grande majorité de cas, on peut supposer que les composantes du vecteur d'onde sont les fonctions quasiment linéaires de la fréquence d'oscillation, $k_x(\mathbf{w}) \propto \omega$. Par contre, les relations de dispersion de plasmons de surface sont significativement non-linéaires (voir la Figure (1.5)).

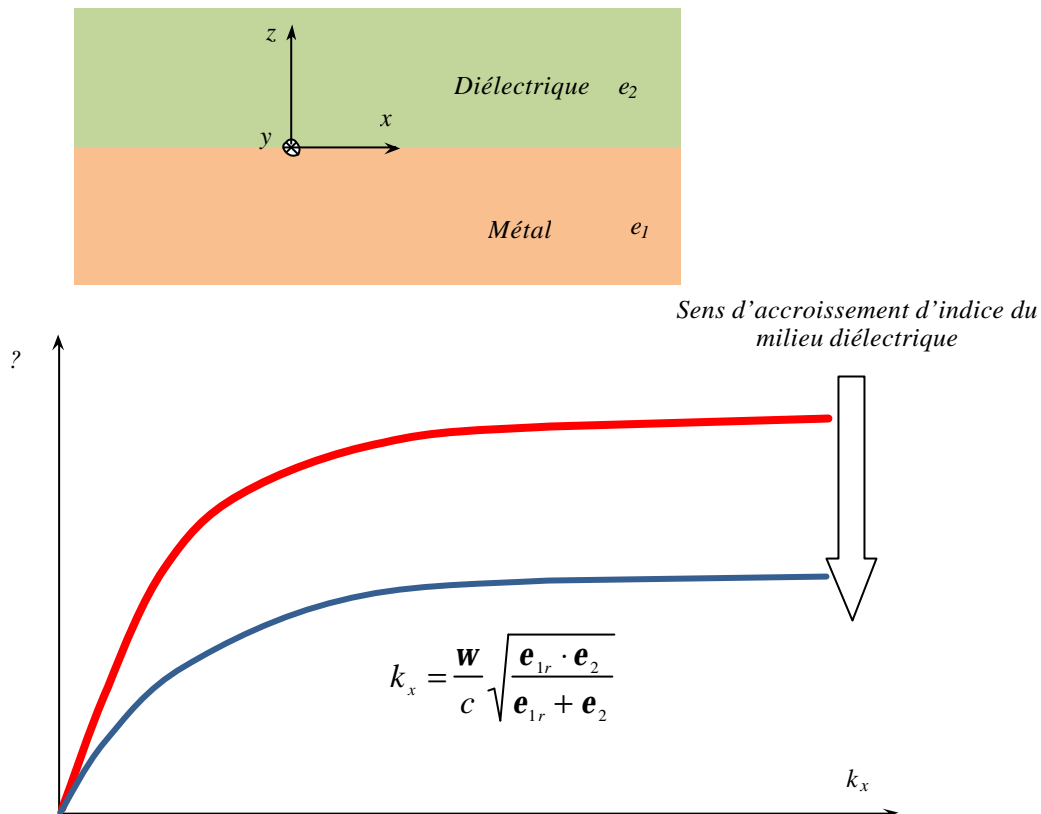


Figure 1.5 : Exemple d'une relation de dispersion : une interface entre deux milieux semi-infinis- métal/diélectrique (e_{1r} et e_2 sont respectivement la partie réelle de la permittivité diélectrique du métal et celle du milieu diélectrique).

7.1. Propriétés électromagnétiques des milieux

7.1.1. Modèle de Drude- Lorentz- Sommerfeld

Deux paramètres macroscopiques décrivent complètement l'interaction d'une onde électromagnétique et d'un milieu : la permittivité diélectrique ϵ et la perméabilité magnétique μ . Étant donné qu'une grande majorité des matériaux optiques réagissent très faiblement à un champ magnétique, la perméabilité relative dans notre travail est prise égale à 1. De plus, dans cette partie de l'étude et pour l'ensemble de notre travail, les matériaux optiques sont considérés comme linéaires, homogènes, isotropes, caractérisés par une permittivité diélectrique relative complexe. Enfin, on ne tient pas compte de l'effet d'une variation de permittivité diélectrique des couches minces en fonction de leurs épaisseurs, bien que cette dernière se rapproche au libre parcours moyen des électrons du métal.

Dans un capteur à effet SPR, les SPs se propagent le long d'une surface métallique. Pour cette raison, il est intéressant de mettre au point les facteurs physiques qui influent sur la permittivité diélectrique des métaux.

Par l'équation de mouvement d'un électron de conduction obtenue grâce aux hypothèses de base, on peut exprimer la permittivité diélectrique d'un métal de la manière suivante, [23] :

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_{réel} + \mathbf{e}_{imag} \cdot i = \mathbf{e}(\infty) + 4\mathbf{p}\mathbf{a} + \frac{4\mathbf{p}\mathbf{s}}{\omega} \cdot i \cong 1 - 4\mathbf{p} \frac{\mathbf{s}}{\omega_c} + \frac{4\mathbf{p}}{\omega} \cdot \mathbf{s} \cdot i \quad (1.14)$$

, soit :

$$\mathbf{e} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot (\omega + i \cdot \omega_c)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} - i \cdot \frac{\omega_p^2 \cdot \omega_c}{(\omega^2 + \omega_c^2)^2 \cdot \omega} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0 \quad (1.15)$$

où \mathbf{s} et \mathbf{a} sont respectivement la conductivité optique et la polarisabilité du métal :

$$\mathbf{s} = \frac{n_e \cdot e^2 \cdot \omega_c}{m^* \cdot (\omega^2 + \omega_c^2)} \quad (1.16)$$

$$\mathbf{a} = -\frac{n_e \cdot e^2}{m^* \cdot (\omega^2 + \omega_c^2)} = -\frac{\mathbf{s}}{\omega_c}, \quad (1.17)$$

m^* est la masse effective des électrons dans la bande de conduction :

$$m^* = m \cdot \frac{n_0}{n_e} \quad (1.18)$$

n_e est la concentration des électrons libres ; n_0 est la concentration des électrons dans la bande de valence ; ω , ω_c et ω_p sont la fréquence de l'onde électromagnétique, celle de collisions des électrons ($\omega_c=1/t$) et la fréquence de plasma (appelée communément la « fréquence plasmonique » ou la « fréquence de Langmuir ») :

$$\omega_p^2 = \frac{4\mathbf{p} \cdot n_e \cdot e^2}{m^*} \quad (1.19)$$

La fréquence ω_c , quant à elle, spécifie l'importance du frottement électronique due aux collisions « électrons/phonons » (typiquement, $\omega_c \ll \omega$).

Le Tableau 1 donne, à titre d'exemple, les paramètres du modèle de Drude pour deux métaux plasmoniques les plus utilisés dans les capteurs à effet SPR : l'or et l'argent, [1, 3, 5, 34, 38-40].

	Au	Ag
$\hbar\omega_p; eV$	9,1	9,1
$t = 1/\gamma; fs$	29	40
e	$-12.3+1.2i$	$-18+0.5i$

Tableau 1 : Paramètres de Drude des métaux nobles

Il faut noter que :

- la partie imaginaire d'une grandeur complexe macroscopiques quelconque (l'indice, la permittivité diélectrique etc.) caractérise l'importance des pertes de l'énergie incidente dans le milieu par absorption.
- en absence de collisions, les oscillations des électrons libres seront déphasées par rapport au champ externe à 180° . Cela explique le signe négatif devant la partie réelle de la permittivité diélectrique des métaux ($\epsilon_{reel} < 0$).

7.1.2. Validité du modèle de Drude- Lorentz- Sommerfeld

Toutes les difficultés de ce modèle proviennent du fait que ses hypothèses de base décrivent les métaux d'une manière très simpliste. C'est donc pour cette raison que plusieurs données expérimentales ne sont pas en bon accord avec ce modèle, en particulier à courte longueur d'onde optique ($\lambda < 600 nm$, soit $E \sim 1239,8/\lambda [nm] > 2,06 eV$).

Notons, néanmoins que ce modèle convient parfaitement à la gamme de longueurs d'onde $\lambda > 600 nm$ (visible et proche infrarouge), où, par chance, l'excitation optique des plasmons de surface est la plus efficace.

Enfin, il faut noter qu'à l'échelle nanométrique, la permittivité diélectrique est une grandeur mathématique plutôt qu'une grandeur physique (voir figure (1.6))

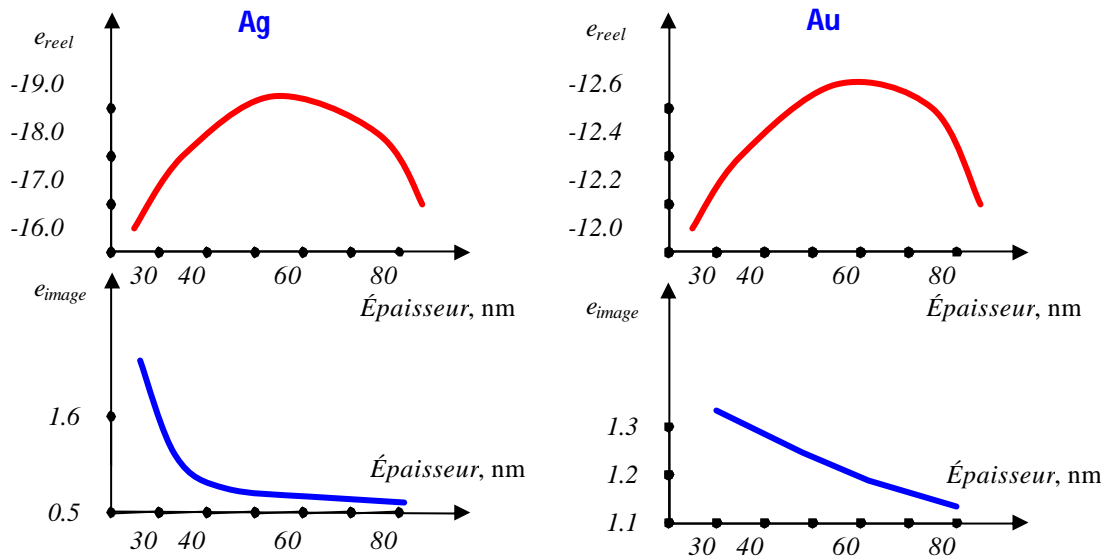


Figure 1.6 : Permittivité diélectrique de couches minces d’argent et d’or en fonction de l’épaisseur, pour $\lambda=632.8\text{nm}$, [41].

8. Relation de dispersion des plasmons d’interface

Nous allons établir dans cette section la relation de dispersion des plasmons de surface, c’est à dire la relation qui lie la pulsation et le vecteur d’onde de l’onde EM associée à un plasmon de surface.

Considérons une interface entre un métal et un milieu diélectrique, de fonctions diélectriques respectivement ϵ_m et ϵ_d , tous deux considérés comme semi-infinis (voir Figure (1.7)).

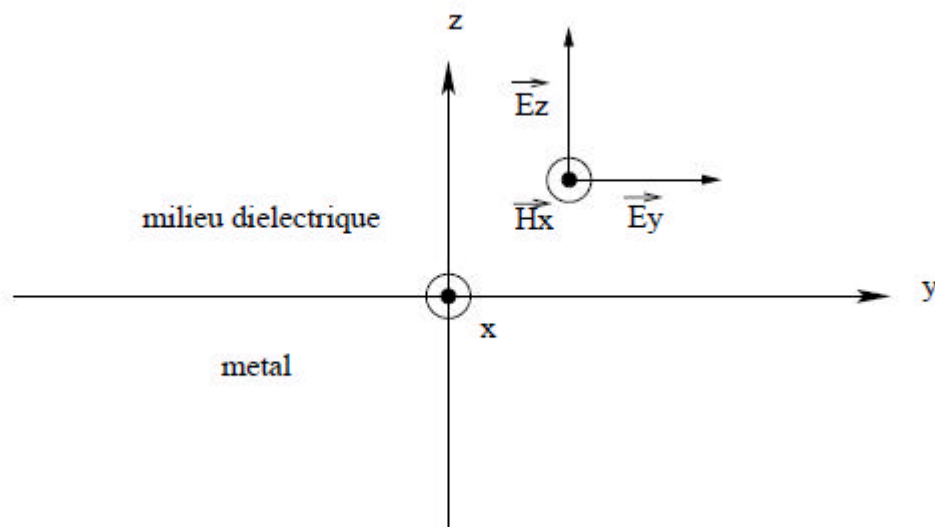


Figure. 1.7: Schéma représentant une interface entre deux milieux semi-infinis métallique et diélectrique. Les champs associés à une onde TM sont précisés.

Pour une onde électromagnétique polarisée TM se propageant dans la direction Oy parallèle à l'interface, on peut écrire

$$E_x = E_0 e^{-\alpha_1 z} e^{i(k_y y - \omega t)} \quad (1.19)$$

$$E_z = E_0 \alpha_1 e^{-\alpha_1 z} e^{i(k_y y - \omega t)} \quad (1.20)$$

Avec

$$\alpha_1 = \sqrt{k_y^2 - \epsilon_1 \mu_0 \omega^2}$$

$$\alpha_2 = \sqrt{k_y^2 - \epsilon_2 \mu_0 \omega^2}$$

$$\alpha_3 = \sqrt{k_y^2 - \epsilon_3 \mu_0 \omega^2}$$

Où le vecteur d'onde $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_y \vec{e}_y + k_z \vec{e}_z$

Ces champs sont solutions des équations de Maxwell (1.9-1.12). En substituant \vec{E} dans (1.10) par son expression (1.19), on obtient :

$$-\epsilon_1 \mu_0 \omega^2 E_x = -\alpha_1^2 E_x \quad (1.21)$$

De même en remplaçant \vec{E} et \vec{H} dans (1.11), on a :

$$-\epsilon_1 \mu_0 \omega^2 E_z = \alpha_1^2 E_z \quad (1.22)$$

En introduisant les expressions de α_1 et α_2 dans $\epsilon_1 \mu_0 \omega^2 E_x = \alpha_1^2 E_x$ et $\epsilon_2 \mu_0 \omega^2 E_z = -\alpha_2^2 E_z$

On en déduit $\frac{\alpha_1}{\epsilon_1 \mu_0 \omega^2} = \frac{\alpha_2}{\epsilon_2 \mu_0 \omega^2} = \frac{\alpha_3}{\epsilon_3 \mu_0 \omega^2}$

Soit avec $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$:

$$\frac{\alpha_1}{\epsilon_1} = \frac{\alpha_2}{\epsilon_2} = \frac{\alpha_3}{\epsilon_3} \quad (1.23)$$

On recherche une solution évanescente dans les deux milieux de sorte que le champ $E_z(z)$ peut se noter sous la forme :

Dans le diélectrique ($z > 0$) : $E_x = E_0 e^{-\alpha_1 z} e^{i(k_y y - \omega t)}$ (1.24)

Dans le métal ($z < 0$) : $E_x = E_0 e^{\alpha_2 z} e^{i(k_y y - \omega t)}$

avec les conditions :

$$\begin{aligned} \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_1^2 - \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_2^2 &= \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 \\ \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_1^2 - \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_2^2 &= \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 \epsilon_2^2 \end{aligned}$$

Afin de ne conserver que des solutions non divergentes. En substituant ces expressions dans les équations (1.21) et (1.22) donnant les composantes tangentielles des champs et en appliquant les conditions de continuité de ces composantes à l'interface $z = 0$, on obtient :

$$\epsilon_1 \frac{\epsilon_2^2}{I_2} = \epsilon_2 \frac{\epsilon_1^2}{I_2} \tag{1.25}$$

Cette expression n'est vérifiée que si ϵ_d et ϵ_m sont de signe opposé. En remplaçant ϵ_1^2 et ϵ_2^2 par leurs expressions, on obtient la relation de dispersion suivante

$$\epsilon_1 \epsilon_2 = \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{I_2 I_2}{I_2 \epsilon_1 I_2} \tag{1.26}$$

Les courbes de dispersion tirées de l'équation précédente pour des modes plasmons aux interfaces métal-air et métal-verre, lorsque ϵ_m est donnée par le modèle de Drude sans amortissement, sont représentées sur la figure (1.8.a) dans le cas de l'or et figure (1.8.b) dans le cas de l'argent. Pour des faibles valeurs de ϵ_2 , la courbe de dispersion d'un plasmon de surface tend vers la droite de lumière du diélectrique considéré, c'est à dire que la dispersion du plasmon tend vers celle de la lumière se propageant dans le diélectrique. Dans cette zone, l'onde de surface du plasmon prend un caractère photonique de plus en plus marqué.

8.1. Pertes ohmiques

Dans ce qui précède, nous avons considéré le métal comme étant un gaz d'électrons libres et indépendants et, la plupart du temps, nous avons considéré un amortissement nul (c'est-à-dire un libre parcours moyen des électrons infini). Dans ce cas, la fonction diélectrique représentant le métal était purement réelle. Cependant, dans le cas d'un métal réel, la fonction diélectrique relative ϵ_r (ou ϵ_m) du métal présente une partie imaginaire telle que $\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r''$. Ainsi, le vecteur d'onde parallèle $k_{//}$ associé au plasmon de surface comporte lui aussi une partie imaginaire telle que $k_{//} = k_{//}' + ik_{//}''$. Cette partie imaginaire implique un amortissement de l'amplitude du plasmon avec la distance de propagation.

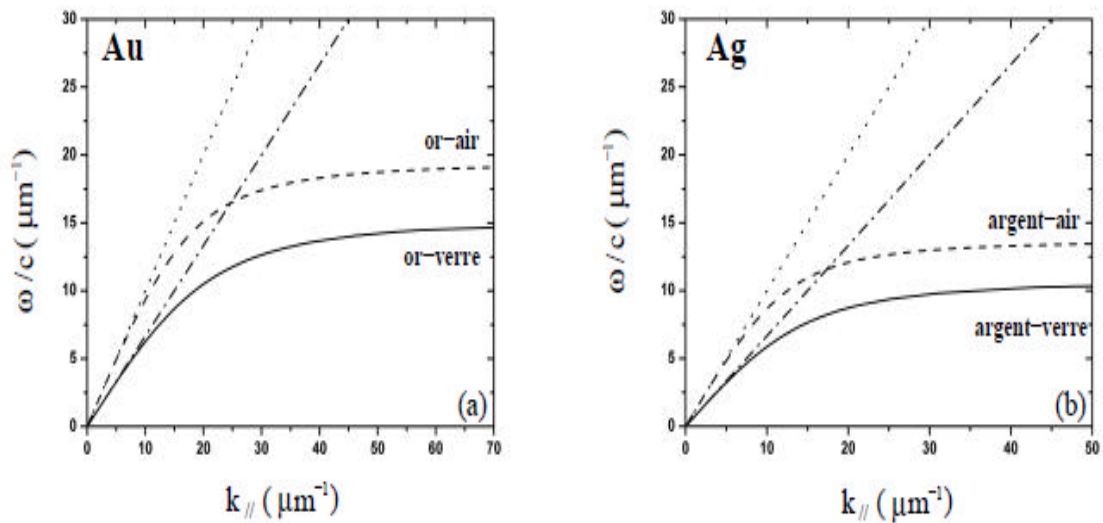


Figure 1.8: Courbes de dispersion calculées dans le modèle de Drude sans amortissement de modes plasmon supportés par une interface métal-verre (trait plein) et métal-air (trait pointillé) dans le cas de l’or (a) et de l’argent (b). Les droites de lumières dans le verre (---) et dans l’air (...) sont également représentées [12,13].

Afin de mieux comprendre cet amortissement du plasmon, on peut s’intéresser à un effet appelé "effet de peau" traduisant l’amortissement d’une onde EM, de vecteur d’onde k , se propageant suivant l’axe Ox dans un milieu métallique de fonction diélectrique $\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r''$.

Le champ électrique d’une telle onde s’écrit :

$$E = E_0 e^{-kz} e^{i(kx - \omega t)} \tag{1.27}$$

Ainsi, la partie réelle de cette expression représente une onde plane de longueur d’onde $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ exponentiellement amortie. La longueur d après laquelle l’intensité de cette onde se propageant dans le métal tombe à $1/e$ de sa valeur initiale est appelée "longueur de peau" et est donnée par l’équation (1.28) :

$$d = \frac{1}{\sqrt{2} k''} \tag{1.28}$$

Dans le cas d’un métal parfait ($\epsilon_r'' = 0$ et $k'' = 0$), la longueur de peau tend vers zero, ce qui signifie que le champ électrique ne se propage pas dans le métal. Dans ce cas, la fonction

diélectrique du métal peut être approximée à $-\epsilon^2$ et la relation de dispersion d'un plasmon d'interface métal-air devient :

$$k_x^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\epsilon_0 \epsilon + \epsilon^2} \quad (1.29)$$

Ainsi le vecteur d'onde d'un plasmon d'interface métal parfait-air tend vers celui d'une onde de volume dans l'air et n'est donc pas amorti lors de sa propagation.

En résumé, c'est lorsque la longueur de peau est la plus faible qu'un plasmon d'interface va se propager le plus loin.

Dans le cas réel, d'après les données expérimentales tabulées dans la référence [31], à $\lambda_0=800\text{nm}$, la partie imaginaire de l'indice de réfraction a pour valeur $k=5.1$ et la longueur de peau est environ égale à $d = 12\text{nm}$. Le champ plasmonique pénètre dans le métal et le plasmon de surface est amorti lors de sa propagation.

8.2.Principe de l'excitation de plasmon de surface

Les relations de dispersion, données ci-dessus pour l'interface métal/diélectrique, montrent que l'impulsion de plasmons de surface est toujours supérieure à l'impulsion de l'onde lumineuse progressive dans le diélectrique. *En effet*, compte tenu que la partie réelle de la permittivité ϵ' d'un métal est toujours négative, on a :

$$\epsilon' < 0 \Rightarrow \sqrt{\frac{\epsilon' \epsilon}{\epsilon' + \epsilon}} > 1 \Rightarrow \sqrt{\frac{\epsilon' \epsilon}{\epsilon' + \epsilon}} > \sin \theta \quad \text{pour } \forall \theta \quad (1.30)$$

où θ est l'angle d'incidence, ϵ est la permittivité du milieu diélectrique.

Alors : $k_x(\mathbf{w}) \neq k_{SP}(\mathbf{w})$ pour $\forall \theta$. Dans un système à deux milieux, donc, une excitation directe des plasmons de surface par une onde lumineuse progressive est impossible quelque soit l'angle d'incidence. Cela est illustré graphiquement sur la Figure (1.9), qui réunit ces deux courbes.

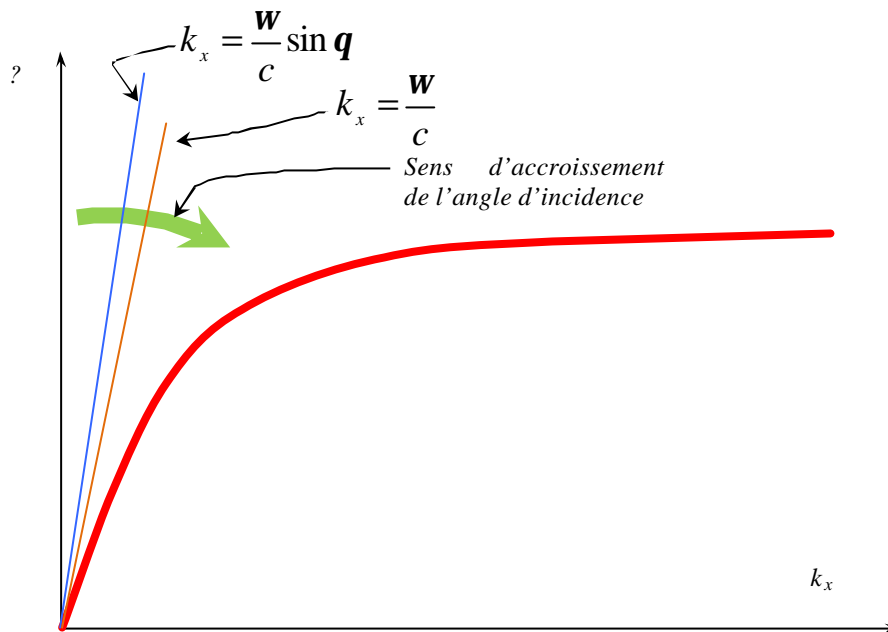


Figure 1.9 : Courbes de dispersion de SPs et d'une onde lumineuse progressive dans un milieu diélectrique.

Cette figure montre que les courbes de dispersion de SPs et de l'onde lumineuse progressive ne peuvent pas avoir un point d'intersection (compte tenu que $\sin \mathbf{q} \leq 1$ pour $\forall \mathbf{q}$). Pour que l'intersection entre les courbes de ce graphique ait lieu, il est donc nécessaire de diminuer la pente de la courbe $k_x(?)$ associée à la relation de dispersion de l'onde lumineuse. Autrement dit, on doit augmenter l'impulsion du photon associé à ce vecteur d'onde pour parvenir à générer un plasmon. Cela est tout-à-fait impossible dans le cas d'une onde progressive, dont le vecteur d'onde maximal est $?/c$.

Cependant, cela devient faisable dans le cas d'une onde lumineuse évanescente. Cela s'explique par le fait que la norme d'un nombre complexe est supérieure à sa partie réelle.

Une conversion d'une onde progressive en onde évanescente (et vice-versa) peut avoir lieu soit lorsque une diffraction, par exemple sur une inhomogénéité microscopique (*microparticules, trous, cavités...*), sur un réseau de diffraction, sur un bord d'un objet etc., soit lorsque une réflexion totale à une interface entre deux milieux (*plane ou non-plane, comme par exemple dans le cas des fibres optiques*). Chacun de ces phénomènes peut être utilisé, en principe, pour réaliser un couplage optique entre une onde lumineuse incidente et des SPs.

8.3. Longueur de propagation d'un plasmon d'interface

L'intensité d'un plasmon de surface se propageant le long d'une interface décroît en fonction de la distance de propagation y , comme $e^{-y/L_{sp}}$. On peut alors calculer la longueur de propagation L_{sp} définie comme la distance après laquelle l'intensité du champ électrique du plasmon a été divisée par un facteur e . Ainsi L_{sp} est donnée par la relation :

$$L_{sp} = \frac{1}{\text{Im}(\beta)} \tag{1.31}$$

La figure (1.10) montre l'évolution de la longueur de propagation d'un plasmon d'interface or-air pour les deux cas de modélisation du métal précédemment cités (Drude et Palik). L'utilisation des données expérimentales pour la fonction diélectrique du métal conduit à des longueurs de propagation plus faibles que le modèle de Drude (~ 20% à une longueur d'onde $\lambda_0 = 800\text{nm}$).

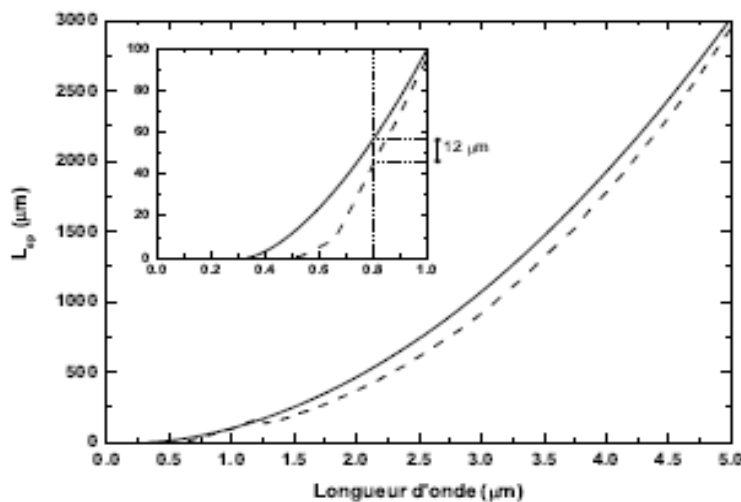


Figure.1.10: Longueur de propagation L_{SP} d'un plasmon supporté par une interface or-air calculée grâce au modèle de Drude (trait plein) et grâce aux données expérimentales de la référence [4] (trait pointillé). L'encart en haut à gauche de la figure représente un zoom des courbes aux basses longueurs d'onde [12.13].

Le cas d'une interface que nous avons considéré représente le cas idéal. Dans la plupart des systèmes expérimentaux, le plasmon est excité à la surface d'un film mince déposé sur un

substrat. Il est donc particulièrement utile d'étudier en détails les modes plasmons supportés par un film mince.

9.Description des différents modes de couplage entre PS et lumière

9.1.Couplage optique en mode de réflexion totale atténuée (ATR)

Dans ce cas, on excite les SPs à une interface métal/diélectrique par un champ optique évanescent créé lorsqu'une réflexion interne totale d'une onde lumineuse progressive se produit.

Deux types de configurations du multicouche sont possibles pour observer la résonance de plasmons de surface : la configuration proposée par Kretschmann-Raether et celle proposée par Otto, [32,33]. Dans la première configuration, une couche métallique est mise en contact avec un coupleur optique au choix (*un prisme, un demi-cylindre, une fibre...*) et dans la deuxième, cette couche et le coupleur sont séparés par un gap d'une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde. Le schéma du couplage optique et la structure de multicouches dans ces deux configurations sont donnés sur les Figure (1.11) et Figure (1.12).

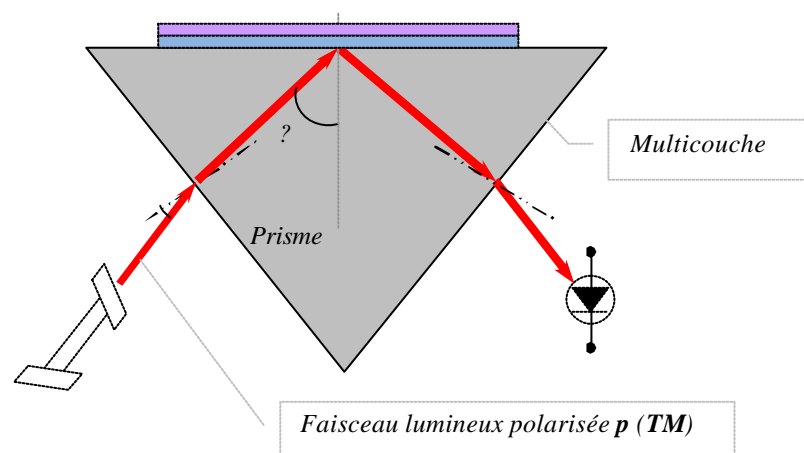


Figure 1.11 : Couplage optique par un prisme.

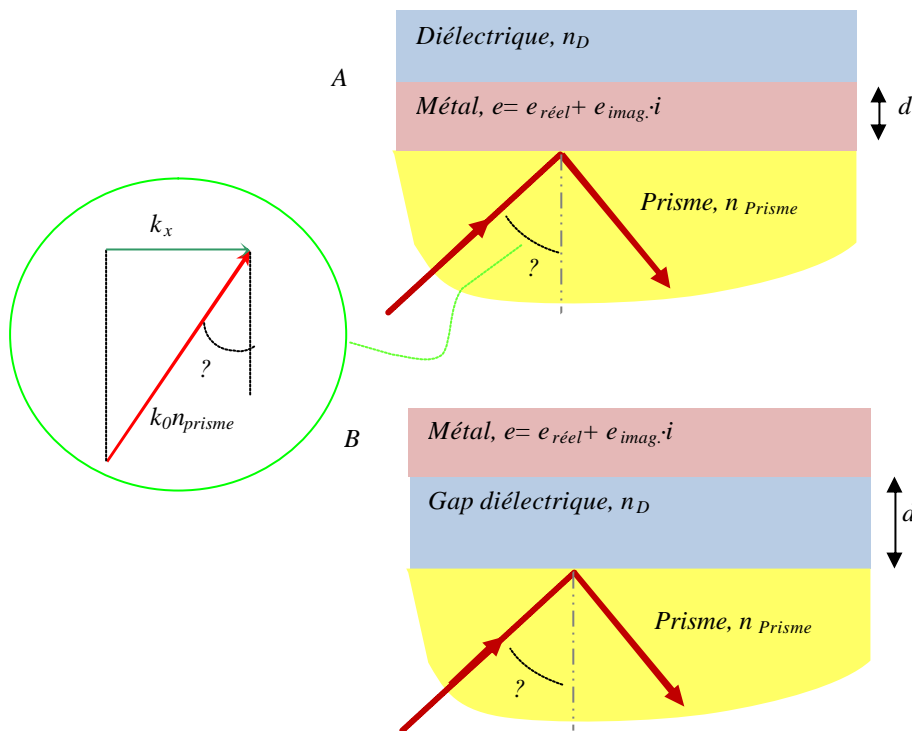


Figure 1.12: Structure du multicouche plasmonique : A- dans la configuration de Kretschmann-Raether ; B- dans la configuration d’Otto

Le principe du couplage est expliqué géométriquement sur la Figure (1.13) :

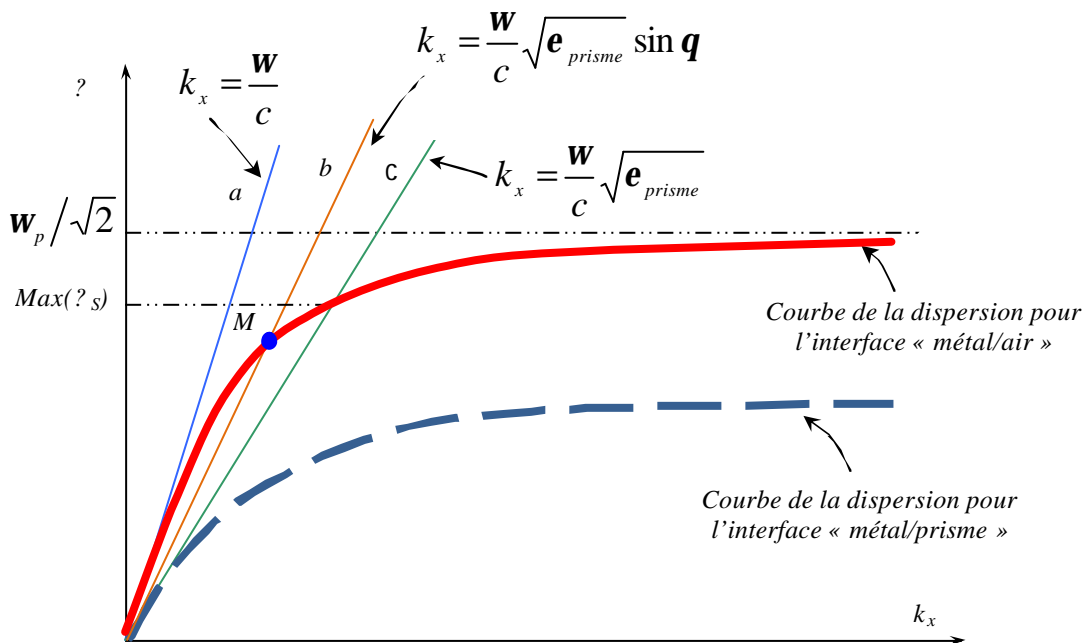


Figure 1.13 : Principe de couplage optique

Dans ces dispositifs, une onde lumineuse progressive polarisée $-p$, en passant à travers un prisme sous un angle d'incidence θ supérieur à l'angle critique θ_c du régime de réflexion intérieure totale, se transforme en une onde évanescente à l'interface métal/diélectrique. Si dans un multicouche plasmonique (Figure (1.12)) l'épaisseur de la couche adhérant au prisme est faible devant la profondeur de pénétration du champ, une excitation résonnante par cette onde évanescente devient possible. Ce phénomène a lieu pour un angle d'incidence, tel que deux courbes de dispersion se croisent (le point M sur la Figure (1.13)). Le SPR se traduit par un accroissement de l'efficacité du transfert d'énergie de l'onde lumineuse à SPs. Ce qui explique l'apparition d'un pic d'absorption sur le spectre angulaire de la réflectivité du multicouche (Figure (1.14)).

Notons qu'un bon choix de paramètres optiques du système permet même d'annuler sa réflectivité à un certain angle d'incidence.

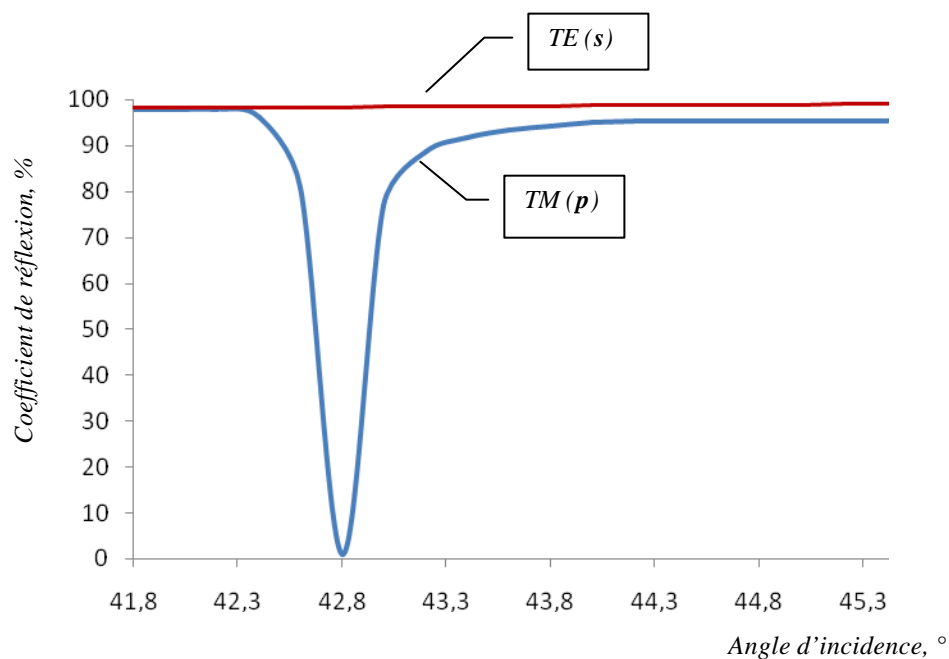


Figure 1.14 : Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air » en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d'argent de $\epsilon = -18 + 0,5i$, d'épaisseur 45nm, l'indice du prisme $n = 1.515$ [43]

La position angulaire du pic d'absorption (*angle SPR*) est sensible principalement à la partie réelle des permittivités diélectriques des milieux du multicouche. La largeur à mi-hauteur du

pic, quant à elle, est quasiment proportionnelle à la partie imaginaire des permittivités de ces milieux

la largeur du pic caractérise l'importance des pertes internes et radiatives et la hauteur, quant à elle, caractérise l'efficacité de l'excitation de SPs.

La fréquence maximale de SPs qu'on peut exciter par une onde lumineuse varie en fonction de l'indice du prisme ($n_p = \sqrt{\epsilon_p}$). Afin de trouver cette fréquence, on pose $\sin \mathbf{q} = 1$ et

$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{prisme}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon'+1}}$. Comme $\epsilon(\omega) \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, on trouve, alors :

$$Max(\omega_s) \approx \omega_p \sqrt{\frac{\epsilon_p - 1}{2\epsilon_p - 1}} \quad (1.32)$$

Ainsi, pour un prisme de BK-7 ($n = 1.5$), par exemple : $Max(\omega_s) \approx 0.128 \omega_p$ et pour l'indice $n = 1.7$, la fréquence maximale sera : $Max(\omega_s) \approx 0.165 \omega_p$

L'angle SPR (θ_{SPR}) pour une interface plane « métal plasmonique/diélectrique » peut être évalué comme il suit :

-le vecteur d'onde de SPs (k_{SP}) se propageant le long de l'interface vaut :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{SP} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon(\omega) \cdot \epsilon_D}{\epsilon(\omega) + \epsilon_D}} = k_{SP}^{reel} + i \cdot k_{SP}^{imag} \end{array} \right. \quad (1.33)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{SP}^{reel} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{reel}(\omega) \cdot \epsilon_D}{\epsilon_{reel}(\omega) + \epsilon_D}} \end{array} \right. \quad (1.34)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{SP}^{imag} = k_{SP}^{reel} \cdot \frac{\epsilon_{imag}}{2 \cdot \epsilon_{reel} \cdot (\epsilon_{reel} + \epsilon_D)} = k_0 \left(\frac{\epsilon_{reel} \epsilon_D}{\epsilon_{reel} + \epsilon_D} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_{imag}}{2 \epsilon_{reel}^2} \end{array} \right. \quad (1.35)$$

où k_0 est le vecteur d'onde du faisceau lumineux dans le vide ($k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$) ; $\epsilon(?)$ et ϵ_D sont respectivement la permittivité diélectrique du métal et celle du milieu diélectrique adjacent.

-la composante tangentielle du vecteur d'onde du faisceau incident :

$$k_x = k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \mathbf{q} \quad (1.36)$$

Alors, la condition principale de SPR ($k_x = k_{SP}$) sera remplie pour un angle d'incidence \mathbf{q}_{SPR} tel que :

$$k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \mathbf{q}_{SPR} = k_0 \sqrt{\frac{\mathbf{e}_{reel}(\mathbf{w}) \cdot \mathbf{e}_D}{\mathbf{e}_{reel}(\mathbf{w}) + \mathbf{e}_D}} \quad (1.37)$$

Ce qui donne, finalement :

$$\mathbf{q}_{SPR} = \arcsin \left(n_{prisme}^{-1} \sqrt{\frac{\mathbf{e}_{reel}(\mathbf{w}) \cdot \mathbf{e}_D}{\mathbf{e}_{reel}(\mathbf{w}) + \mathbf{e}_D}} \right) \quad (1.38)$$

9.2.Couplage optique par un réseau de diffraction

Le couplage optique par un réseau en relief métallisé est une autre technique classique d'excitation de SPs et, certainement, plus avantageuse que le couplage par un prisme en matière de miniaturisation éventuelle de capteurs, [34,35]. Comme dans le cas du couplage optique par un prisme, le SPR aura lieu lorsque la condition formulée par l'équation (1.13) sera remplie. Ceci est possible si la projection tangentielle du vecteur d'onde de l'un des ordres de diffraction k'_{xm} du réseau devient égale à la norme du vecteur d'onde des SPs :

$$k'_{xm} = k_{SP}^{reel} \quad (1.39)$$

Cette projection tangentielle s'exprime comme suit :

$$k'_{xm} = k_x + mG \quad (1.40)$$

où \vec{G} est le vecteur d'onde du réseau ; k_x est la projection tangentielle du vecteur d'onde du faisceau incident.

Rappelons que, dans le cas d'un réseau sinusoïdal, la position angulaire d'un ordre de diffractions m s'exprime comme suit :

$$\mathbf{b}_{\pm 1} = \arcsin \left[\pm \frac{l_0}{nd} m - \sin \mathbf{a} \right] \quad (1.41)$$

où l_0 est la longueur d'onde du faisceau incident, n est l'indice de réfraction du milieu adjacent, d est le pas du réseau (figure (1.15).),(figure (1.16))

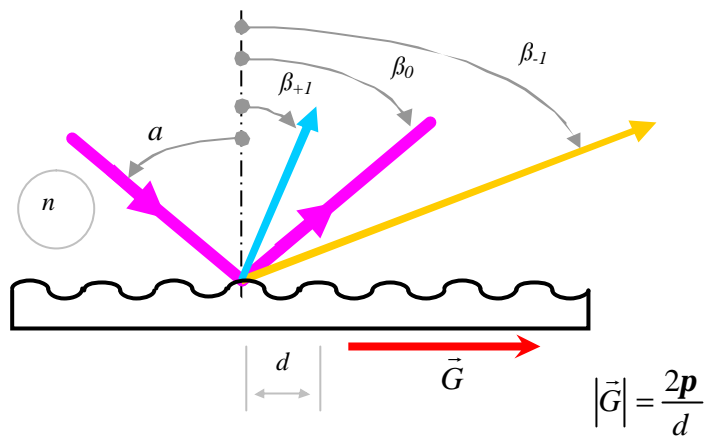


Figure 1.15 : Ordres de diffraction d'un réseau

Alors, le couplage entre des SPs et l'ordre de diffraction m aura lieu si :

$$n \sin \mathbf{q} + m \frac{\mathbf{l}}{d} = \pm \sqrt{\frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n}^2}{\mathbf{e}_r + n^2}} + \Delta n_{eff} \tag{1.42}$$

où n_{eff} dénote une perturbation de l'indice effectif de SPs due à présence du réseau, [40].

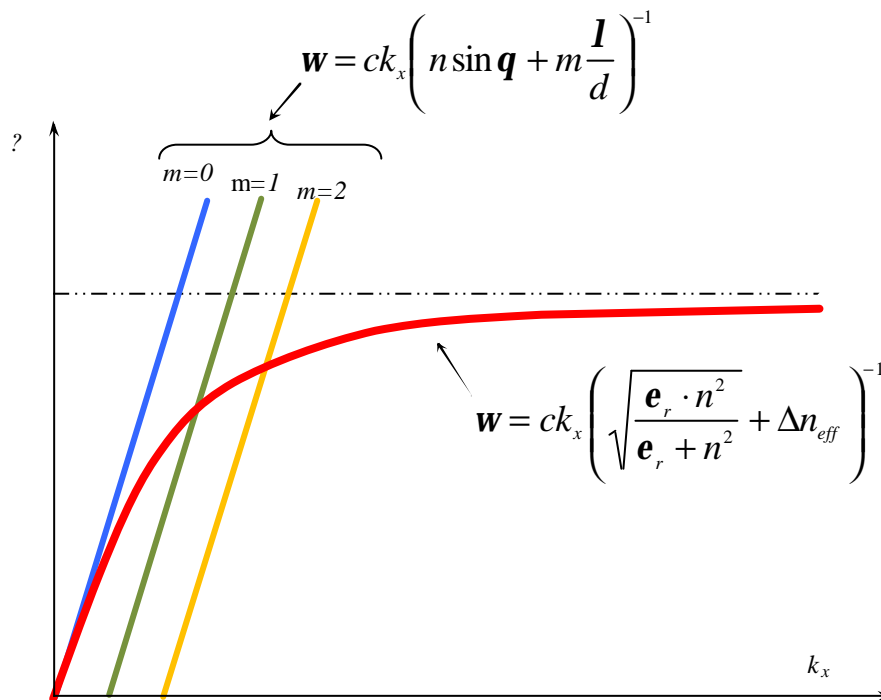


Figure 1.16 : Principe du couplage optique par un réseau de diffraction.

Ainsi, l'angle de SPR d'un réseau métallisé vaut :

$$q_{SPR} \approx \arcsin \left(n^{-1} \cdot \left[\sqrt{\frac{\epsilon_r \cdot n^2}{\epsilon_r + n^2}} \pm m \frac{l_0}{d} \right] \right)_{\substack{n=1 \text{ (air)} \\ m=\pm 1}} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1}} \pm \frac{l_0}{d} \right) \quad (1.43)$$

Étant donné que pour la plupart des métaux, dans le visible et infrarouge $\epsilon_r' \gg 1$, $\sqrt{\epsilon_r / (\epsilon_r + 1)} \rightarrow 1$. La période du réseau de couplage optique vaut, alors :

$$d_{SPR} = l_0 \left(\sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1}} \pm \sin q \right)^{-1} \approx \frac{l_0}{1 \pm \sin q} \quad (1.44)$$

9.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde

Un plasmon de surface peut évidemment être excité par un autre plasmon de surface, et il est généralement plus utile et plus facile de l'exciter par un mode guidé.

Cette dernière solution présente un intérêt dans la réalisation de polariseurs. Le coupleur directionnel permet le transfert d'énergie entre deux structures lorsqu'elles sont suffisamment proches l'une de l'autre. Les structures associées sont une interface entre un métal et un diélectrique et un guide d'onde avec un substrat métallique [36] (voir figure (1.17))

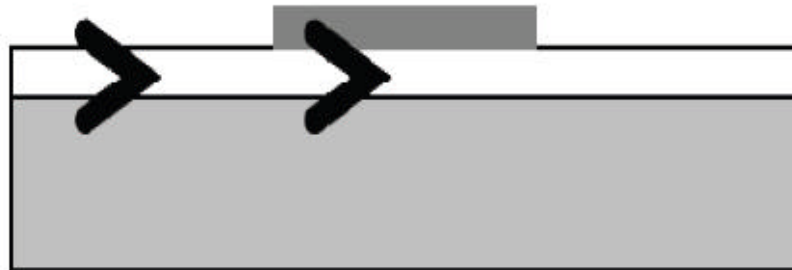


Figure I.17 : Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide.

9.4. Pointe champ proche

Une méthode inspirée de la technique de frustration décrite par Otto est exploitée pour exciter des ondes PS à l'aide de sondes pour microscopies en champ proche optique (SNOM ou PSTM). Cette technique utilise deux types de sonde pour provoquer le couplage recherché. Soit il est possible d'utiliser une pointe métallique d'une sonde aSNOM ('apertureless SNOM') et dans ce cas la génération des ondes évanescentes se fera par diffraction du

faisceau de lumière incidente au voisinage de la pointe de taille nanométrique. Soit par la diffraction de la lumière au travers une nano-ouverture sub-longueur d'onde en extrémité d'une sonde SNOM « à ouverture » ceci génèrera des ondes évanescentes en extrémité de la sonde. [24-25]

10. Applications du principe SPR

Les applications fondées sur le principe de résonance de plasmons de surface SPR sont nombreuses. Elles varient du diagnostic et la détection des molécules aux études des propriétés de surface des couches ultrafines, de la modification des surfaces et les interactions biomoléculaires aux surfaces. SPR peut être utilisée aussi en mode imagerie où l'épaisseur et les propriétés diélectriques des couches adsorbées peuvent être résolues dans l'espace ; sans oublier les applications de la SPR en photonique.

Citer tous les travaux faits jusqu'à nos jours s'avère une tâche difficile. Plusieurs revues de travaux fondamentaux ainsi qu'expérimentaux et nombreux articles montrent les applications possibles de la SPR. [37,38] Dans ce qui suit, on présentera une vue d'ensemble non exhaustive des applications majeures et des travaux prometteurs du principe, alors que les références citées donnent plus d'informations.

Ainsi, les applications de la SPR peuvent être classées suivant trois axes de recherche.

10.1. SPR pour la microscopie et l'investigation des interfaces et surfaces

Le confinement du champ électromagnétique du PS aux interfaces lui donne une très haute sensibilité aux conditions de ces surfaces. Cette sensibilité est utilisée pour étudier les adsorbants, investiguer la rugosité et les défauts, étudier le comportement des PS lié et mesurer les propriétés optiques des couches minces.

La microscopie à SPR a été développée pour devenir un instrument d'imagerie des architectures à 2-D de ces couches (e.g. imagerie des cellules). Elle est utilisée pour calculer les distances de contact entre une particule - ou cellule - et le substrat par un système de balayage angulaire classique. (Car les particules, cellules par exemple, interfèrent avec le champ évanescent des PS). Les images sont construites directement et en temps réel à partir des intensités de la SPR. Par exemple, des imageries ont été faites pour des particules

différentes des couches de lipides [39], des films métalliques [40], cellules vivantes [41] et des sphères de latex [42].

Comme les PS ont des champs évanescents, ils ne peuvent pas être observés par des microscopes à champ lointain classiques sauf si les PS sont convertis en lumière par l'interaction avec des inhomogénéités de surface par exemple. La structure microscopique des surfaces étant en générale inconnue, le signal optique mesuré par ces techniques de champ lointain est moyenné par rapport à l'ensemble des caractéristiques de la surface causées par des effets de diffraction; et donc il est possible de corrélérer le comportement de la lumière diffractée avec la moyenne de la topographie de surface. C'est justement avec le développement des microscopies à champ proche que l'étude locale des plasmons est devenue possible. En particulier avec le SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) [42] qui donne la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent [44].

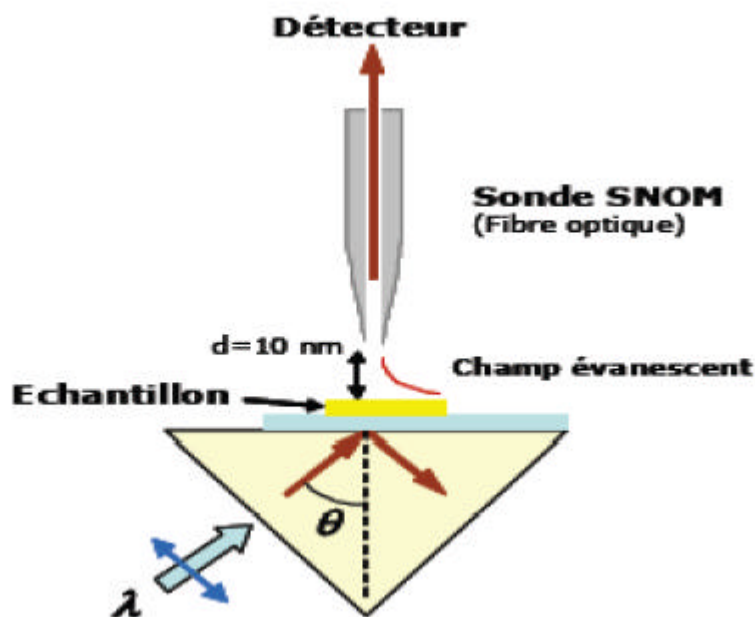


Figure. I.18: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.

Le SNOM (figure (I.18)) a permis la visualisation des phénomènes des PS tels que leur diffraction, les interférences, la rétrodiffusion, et la localisation, en corrélant le comportement des PS avec la structure de la surface

10.2 SPR pour la photonique

La propagation des PS est contrôlée par l'utilisation des ensembles de micro réseau, de matrice de nanoparticules alignées, des nanoparticules arrangées périodiquement ou des matrices aléatoires. Donc, les propriétés des PS - en particulier leur interaction avec la lumière peuvent être adaptées, ce qui ouvre la voie à la photonique miniaturisée [43]. La nature deux dimensionnelles des PS confère une flexibilité considérable quant à l'ingénierie des circuits optiques intégrés en photonique et optoélectronique e.g. la communication optique, optique sub-longueur d'onde, stockage des données, génération de lumière avec des dispositifs de dimensions nanométriques [44].

Une tendance prometteuse est de combiner des capteurs à SPR avec des concepts d'optique intégrée. L'idée c'est d'utiliser des modes guidés comme source d'excitation des PS à l'interface métal/diélectrique [44] (Figure I.19).

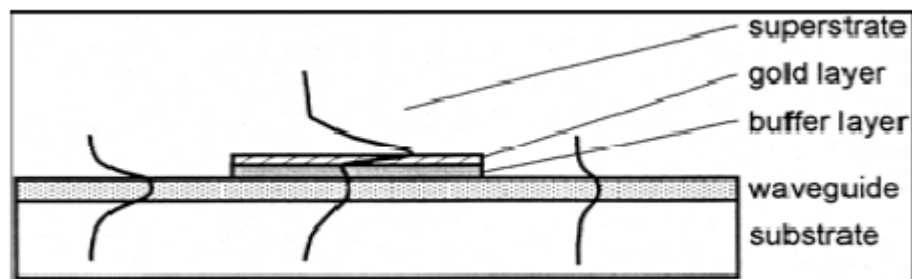


Figure. I.19: Illustration du changement de la distribution du champ d'un mode guide d'onde simple à un mode guide d'onde associée à un PS [44].

10.3. SPR pour la détection et les mesures biochimiques

Le phénomène SPR est utilisé pour la détection et la quantification des molécules d'un coté et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires ; et cela dans des domaines différents tels que le contrôle de l'environnement (détection des polluants chimiques et les contaminants comme les pesticides), la biotechnologie, l'alimentaire (détection des contaminants chimiques - antibiotiques - et des pathogènes alimentaires - bactéries), la sécurité (détection rapide d'émanations biologiques ou chimiques – e.g. toxines, bactéries,) et la médecine (détection des analytes comme les anticorps et les hormones).

La bio détection en SPR a commencé à être étudiée notamment par Liedberg et al [40]. Actuellement, les biocapteurs commercialisés couvrent une zone limitée du marché du contrôle biochimique. Ainsi, les biocapteurs fondés sur la SPR en particulier peuvent se

montrer compétitifs par rapport aux autres techniques. Ils ont nombreux avantages tels que, le faible coût, la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel.

11. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de définir les notions élémentaires nécessaires à la compréhension de la suite de cette étude. Un mode plasmon de surface est lié à l'oscillation longitudinale de la densité de charges de polarisation à la surface d'un métal. Les champs électromagnétiques associés à ces modes sont capables de se propager dans les directions parallèles à l'interface mais leur amplitude présente une décroissance exponentielle dans la direction perpendiculaire à l'interface. L'existence de pertes ohmiques dues à l'amortissement du mouvement des électrons de conduction dans le métal est à l'origine de la décroissance de l'amplitude d'un plasmon au cours de sa propagation.

Nous avons discuté les conditions de couplage plasmon de surface – onde lumineuse polarisée p ; nous avons discuté les modes de couplages les plus usuels, en particulier le couplage par prisme (mode ATR).

Enfin, nous avons clôturé le chapitre par un tour d'horizon des applications impliquant les plasmons de surface, pour la microscopie et l'investigation des interfaces et surfaces, pour la photonique et en particulier pour la détection de molécules.

Références

- [1] E. Kretschmann, H. Raether, ‘Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light’, *Z. Naturforsch.*, **23A**, (1968), 2135–2136
- [2] A. Otto, ‘The surface polariton resonance in attenuated total reflection’, *Pergamon press, New York* (1974), 117-121
- [3] A. Melnyk, ‘Optical excitation of Plasmons in Metals: Microscopic Theory’, *Physical Review* **B2**/4 (1970)
- [4] S. Sarma, ‘Electrodynamics response of a bounded electron gas in hydrodynamic formalism: Theory and applications’, *Physical Review* **B26**/12 (1982)
- [5] M. Rocca et al, ‘Surface plasmon dispersion and damping on Ag(111)’, *Physical Review* **B52**/20, (1995)
- [6] I. Baida et al, ‘Theoretical study of near-field surface plasmon excitation, propagation and diffraction’, *Optics Comm.*, **171** (1999), 317–331
- [7] H. Raether, ‘Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings’, *Springer tracts in modern physics*, **111**, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg New York, (1988)
- [8] B. Tilkens, Y. Lion, Y. Renotte, ‘Uncertainties in the values obtained by surface plasmon resonance’, *Optical engineering* **39**/2 (2000), 363-373
- [9] B. Tilkens, ‘Dissertation PhD, Etude par spectroscopie de résonance de plasmons de surface de la formation de matrices pour matériaux photosensibles,’ *Université de Liège, Faculté des Sciences*, (2003)
- [10] G. Sprokel et al, ‘Determination of the Surface Tilt angle by Attenuated Total Reflection and The Reflectivity of a Liquid Crystal Cell in a Surface Plasmon Experiment’, *Mol. Cryst. & Liq. Cryst.*, **68**, (1981), 29-45
- [11] H. Raether. *Surface Plasmons*, volume 111. Springer, Berlin, springer tracts in modern physics edition, 1988.
- [12] Conception, réalisation et caractérisation de cristaux plasmoniques : Application au contrôle de la propagation d’ondes optiques de surface Anne-Laure Baudrion
- [13] Etude théorique et expérimentale des matériaux _a bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application a l’ultrarefraction Soumia Massaoudi
- [14] C. Kittel. *Physique de l’état solide*. Dunod, Paris, cours et problèmes 7^{ème} édition , 1998.
- [15] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, 2002.
- [16] E. D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, London, 1985.
- [17] Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D Cyrille Billaudeau

- [18] I. G. Breukelaar. *Surface plasmon-Polaritons in thin metal strips and slabs : waveguiding and mode cutoff*. PhD thesis, Ottawa-Carleton Institute for Electrical and Computer Engineering, 2004.
- [19] H. Raether, surfaces plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings,
- [20] *Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy*, by Ricardo Aroca, Wiley, Chichester, (2006).
- [21] J. Homola, “Surface plasmon resonance based sensors, Springer series on chemical sensors and biosensor/Methods and Applications,” in *Springer tracts in modern physics, Springer-Verlag Berlin ed., Heidelberg NY*, v.4 (2006)
- [22] D. Roy, “Optical characterization of multi-layer thin films using the surface plasmon resonance method: A six-phase model based on the Kretschmann formalism”, *Optics Communications* **200**, (2001), 119-130
- [23] U. Mizutani, “Introduction to the electron theory of metals”, *Cambridge University Press*, (2001)
- [24] E. Kretschmann, H. Raether, “Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light”, *Z. Naturforsch.*, **23A**, (1968), 2135–2136
- [25] A. Melnyk, “Optical excitation of Plasmons in Metals: Microscopic Theory”, *Physical Review* **B2/4** (1970)
- [26] M. Rocca et al, “Surface plasmon dispersion and damping on Ag(111)”, *Physical Review* **B52/20**, (1995)
- [27] U. Mizutani, “Introduction to the electron theory of metals”, *Cambridge University Press*, (2001)
- [28] D. Smith, F. Fickett, ‘Low-Temperature Properties of Silver’, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, v.**100/N2**, (1995), p.119
- [29] U. Kreibig, M. Vollmer, “Optical Properties of Metal Clusters: *Chapter 2.2.1*”, *Springer, Berlin*, (1995)
- [30] A. Hoffmann et al, “A high precision ATR study of surface plasmon mediated reflectance in noble metal films”, *Surface Science* **352** (1996), 1043-1046
- [31] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of light by small Particles*. Wiley-Interscience, wiley science paperback series edition, 1998.
- [32] J. Homola, “Surface plasmon resonance based sensors, Springer series on chemical sensors and biosensor/Methods and Applications,” in *Springer tracts in modern physics, Springer-Verlag Berlin ed., Heidelberg NY*, v.4 (2006)

- [33] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Cambridge University Press, seventh (expanded) edition, 2003.
- [34] E. Charles, “Surface plasmon resonance optical sensors, current technology and applications”, *Sensors and Actuators*, **B54**, (1999)
- [35] Lasers à cascade quantique à plasmons de surface et leurs applications aux cristaux photoniques Michaël Bahriz
- [36] U. Fano. Zur theorie der intensitätsanomalien der beugung. *Ann. Phys.*, (1938), 32(5) 393–443.
- [37] A. Hessel and A.A. Oliner. A new theory of wood’s anomalies on optical gratings. *Applied Optics*, 10 (1965) 1275–1297.
- [38] R.W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philos.* 4 (1902) 396–402.
- [39] A. Kelch, S. Wessel, T. Will, U. Hintze, R. Wepf and R. Wiesendanger, Penetration pathways of fluorescent dyes in human hair fibres investigated by scanning near-field, *journal of microscopy* **200** (2000)179–186.
- [40] K. Kneipp, M. Moskovits, H. Kneipp, *Surface-enhanced Raman Scattering: Physics And Applications*, Springer-Verlag (août 2006).
- [41] D. Roy, “Optical characterization of multi-layer thin films using the surface plasmon resonance method: A six-phase model based on the Kretschmann formalism”, *Optics Communications* **200**, (2001), 119-130
- [42] D. Smith, F. Fickett, ‘Low-Temperature Properties of Silver’, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, v.**100**/N2, (1995), p.119
- [43] E. Palik, ‘Handbook of Optical Constants of Solids I & II’, *Academic Press Inc.*, (1985)
- [44] U. Kreibig, M. Vollmer, “Optical Properties of Metal Clusters: *Chapter 2.2.1*”, *Springer, Berlin*, (1995)

Chapitre 3

1-Introduction

Les besoins de détection de plus en plus performants ont engendré l'émergence de nouvelles solutions technologiques. En particulier, la bio photonique est un domaine de recherche présentant un fort potentiel pour le développement de transducteurs génériques.

Il repose sur l'utilisation de techniques optiques pour l'étude et la caractérisation de phénomènes biologiques comme l'interaction entre deux types de molécules (cible et sonde), processus à la base de tous les biocapteurs. En parallèle, les progrès des nanotechnologies, qui permettent de manipuler la matière avec une résolution nanométrique, et donc à une échelle adaptée à la biomolécule, offrent la possibilité d'aboutir à de nouvelles plateformes de détection très performantes. Dès lors, la demande croissante de dispositifs miniaturisés pour des systèmes d'analyses chimiques et biologiques a généré un fort intérêt pour le développement de systèmes optiques intégrés sur puce. Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques(CP) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et des hautes technologies, tels que les télécommunications (fibres à CP), l'optoélectronique (lasers, photo-détecteurs) et, plus récemment, la bio-détection. En effet, les CP constituent une plateforme de choix pour une telle application : la nano-structuration périodique du matériau permet un contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux et temporels, tout en étant sensible à la présence des molécules à détecter. Elle n'exige pas de marquage des molécules cibles et permet de quantifier en temps réel la présence de molécules dans des milieux très confinés.

A l'heure actuelle, une grande partie des composants photoniques reposent sur les technologies du verre et du silicium, car compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique qui permettent en particulier d'envisager des productions massives à faible coût des micro-dispositifs. Cependant, la course vers l'obtention de nouvelles performances suscite l'intégration de matériaux nouveaux. La nature et la structure du matériau transducteur sont en effet d'une importance capitale car ils vont conditionner l'immobilisation des molécules sondes et l'efficacité de lecture par les méthodes optiques.

A titre d'exemple, on distingue ainsi les biocapteurs basés sur des changements de propriétés optiques, électriques, magnétiques, thermiques,électrochimiques ou massiques. Dans le cas des transducteurs électrochimiques par exemple, les interactions biologiques sont détectées

via l'enregistrement des variations de densité de charges présentes en solution ou sur une surface comprise entre deux électrodes. Les transducteurs acoustiques, quant à eux, sont des dispositifs gravimétriques qui mesurent la masse d'un échantillon déposé sur la surface d'un matériau par l'intermédiaire de la fréquence de résonance caractéristique. Les interactions biologiques se déroulant à la surface du détecteur acoustique entraînent une variation de la masse à la surface du matériau, ce qui induit une diminution de sa fréquence de vibration. On distingue notamment les capteurs à ondes de surface (ou SAW, pour Surface Acoustic Wave), ou les microleviers

Enfin, la transduction optique est celle qui nous intéresse dans le cadre de ces travaux de thèse. De nombreux paramètres tels que les variations d'absorbance, de la fluorescence ou de l'indice de réfraction à la surface d'un capteur peuvent affecter les propriétés optiques d'un faisceau lumineux. Ces informations, transportées par la lumière, sont à la base des capteurs optiques qui forment un vaste groupe de transducteurs.

Depuis une dizaine d'années seulement, l'étude des cristaux photoniques pour le développement de bio-détecteurs optiques connaît un réel essor.

2-Paramètres caractérisant les performances d'un capteur

Les biocapteurs optiques sont caractérisés par un certain nombre de paramètres [1, 2] qui sont décrits ci-dessous.

-La sensibilité S correspond à la variation du signal mesuré en réponse à un changement de la grandeur physique induite à la surface du capteur. Cette valeur est intrinsèque au transducteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure (spectromètre, . . .).

Selon le contexte et les domaines de recherche, plusieurs expressions de la sensibilité ont été données. Dans le cas général des biocapteurs optiques où la mesure est effectuée grâce à un changement d'indice de réfraction, et si celui-ci n'est attribué qu'à un seul type de molécules, la sensibilité de surface S_s peut alors être définie en fonction de l'épaisseur e de la couche de molécules adsorbées à la surface et est exprimée en unité d'indice de réfraction par nanomètre (RIU/nm) :

$$S_s = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{e} \quad (3.1)$$

Où n_{eff} représente l'indice effectif du champ électromagnétique se propageant dans le capteur. La sensibilité est aussi parfois exprimée en unité de masse totale adsorbée par unité

de surface (pg/mm²). Dans le cas d'un changement d'indice de réfraction global homogène, et cela est vérifié quelque soit le milieu environnant, même complexe, la sensibilité homogène S_h est définie par :

$$S_h = \frac{\Delta R}{\Delta C} \quad (3.2)$$

Où n_h représente l'indice de réfraction du milieu homogène couvrant la surface.

Ces définitions permettent de mieux appréhender le fonctionnement d'un capteur optique. En pratique, la détermination expérimentale de la sensibilité n'est pas faite à partir de ces définitions mais d'une autre qui dépend directement de la grandeur mesurée, c'est-à-dire la longueur d'onde dans le cas des cristaux photoniques.

-La résolution R d'un capteur est la variation minimale de la valeur de la grandeur physique mesurée. Ce paramètre est essentiel pour la détection de molécules en très faibles quantités avec la meilleure précision possible. Elle dépend notamment du transducteur, de la méthode de lecture choisie, du rapport signal sur bruit de la mesure ou encore du traitement des données. Dans le cas des capteurs optiques, la résolution dépendra essentiellement des performances du spectromètre (résolution en longueur d'onde, réponse de la CCD, ..etc). De ce fait, la résolution instrumentale est fortement influencée par la précision avec laquelle le signal de transduction est relevé. La résolution sera aussi fortement influencée par la forme intrinsèque du signal mesuré. La capacité à séparer deux signaux distincts dépendra de l'amplitude du pic de mesure et de sa largeur.

-La limite de détection LD est la valeur minimale de la concentration de l'espèce que l'on est capable de déceler. La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur car elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale liée aux équipements utilisées pour la mesure du signal. La LD est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et d'un dispositif de mesure.

Plus elle est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur est de la forme $LD = R/S$

-La sélectivité est le dernier paramètre caractérisant un capteur. Celui-ci doit pouvoir être capable de faire la distinction entre l'analyte et toute autre substance présente dans le milieu. La *sélectivité* du biocapteur est essentielle, surtout lorsqu'il s'agit de mesurer de très faibles concentrations d'une cible lorsque celle-ci est dans un environnement complexe.

3-Biocapteurs optiques : état de l'art

Les techniques optiques utilisées dans le contexte des analyses biomoléculaires sont très nombreuses. Cette partie présente un aperçu des différentes géométries de capteurs optiques utilisées pour mesurer les variations d'indice de réfraction pour des applications de détection, ainsi qu'un bref état de l'art de leurs performances. Parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment les capteurs interférométriques, les capteurs optiques à résonateurs en anneaux, les capteurs à cristaux photoniques et les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) autre configuration émergente et qui a fait l'objet d'étude de cette thèse et qui ont été cités dans le premier chapitre.

3.1. Capteurs interférométriques

Leur principe consiste à mesurer le changement de phase de la lumière induit par la présence des molécules. Ce principe peut être implémenté entre autre sur des interféromètres Mach-Zender (IMZ) (figure 3-1-a) ou de Young (IY) (figure 3-1-b).

Une lumière cohérente est injectée dans un guide d'onde puis se sépare équitablement à une jonction Y. L'un des deux bras est mis en contact avec la solution contenant les molécules à détecter tandis que l'autre bras sert de référence. Dans le cas de l'IMZ, les deux bras se recombinent et le retard de phase est déterminé via la mesure de l'intensité du signal récupéré par un photo-détecteur. Dans le cas de l'IY, les signaux des deux bras sont projetés sur une caméra CCD pour former des franges d'interférences dont le décalage peut être relié au retard de phase par transformation de Fourier.

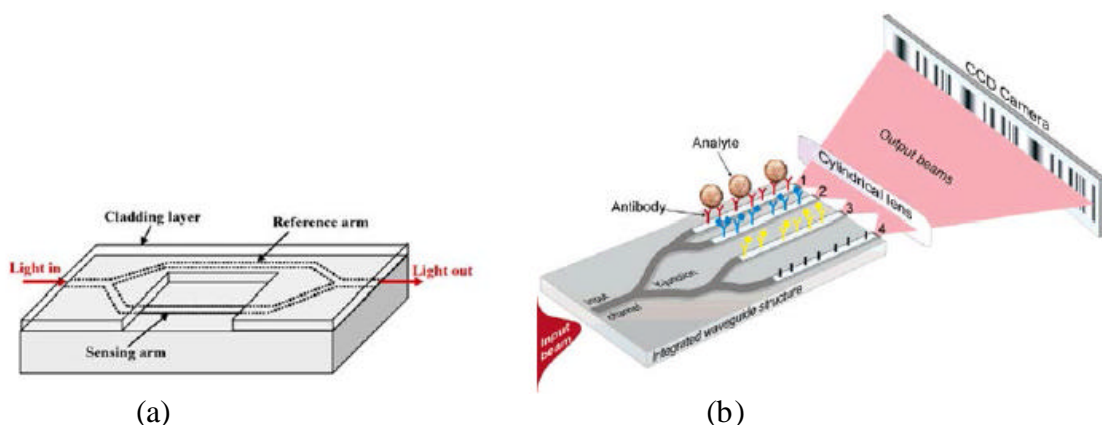


Figure 3.1 – (a) Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zender [7] (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [8]

Plusieurs configurations d'IY ont été proposées au cours des dernières années [9,10], et il a été montré qu'il était possible d'atteindre une limite de détection de $9 \cdot 10^{-8}$ RIU [11]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les meilleures performances obtenues avec les capteurs IMZ [12,13,14,15], résultat attendu du fait de leur architecture similaire. Une concentration de 1 pg/ml d'un antigène couramment utilisé en biologie, l'anti-Immunoglobuline G (anti-IgG), a même pu être détectée en employant un capteur IMZ en polymère SU-8 [16]. Des biocapteurs à IY sont disponibles commercialement par la société Farfield [17].

Cependant, l'inconvénient majeur des capteurs interférométriques reste le fait de ne pas avoir une réponse linéaire comme les autres capteurs optiques, mais une réponse sinusoïdale (mesure de phase). De ce fait, aux maxima de la courbe, la variation de la réponse est beaucoup plus faible, ce qui entraîne automatiquement une diminution de la sensibilité du capteur.

3.2. Capteur à résonateurs en anneaux

Les résonateurs en anneaux (figure 3-2) font partie de la catégorie des micro-résonateurs. La détection est possible grâce à l'interaction entre le champ électromagnétique se propageant dans la cavité et les molécules présentes à la surface. Leur architecture en cercle permet la propagation de modes que l'on appelle « modes de galerie ». Dès lors, la longueur de l'interaction entre la lumière et les molécules n'est plus directement liée à la longueur physique totale du capteur comme dans les cas précédents, mais par le nombre de révolutions de la lumière dans le résonateur. Cette propriété est directement reliée au facteur de qualité de la structure et à la géométrie employée (micro-disque, micro-tore, anneau). De ce fait il est possible d'atteindre des limites de détection équivalentes à celles des capteurs à guides d'onde traditionnels mais avec des dimensions plus petites.

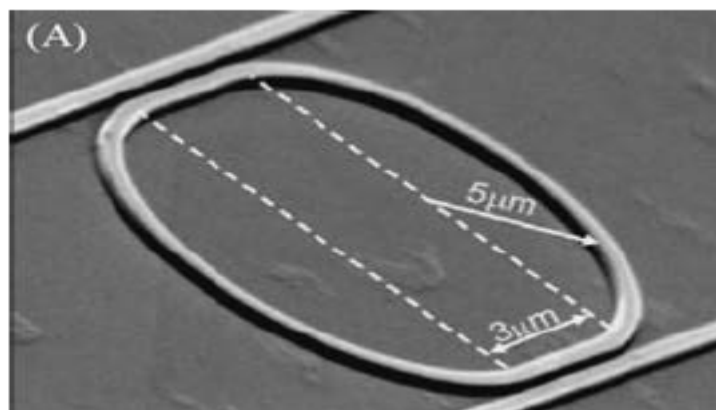


Figure 3.2 – Résonateur en anneau en silicium [18]

Les résonateurs en anneaux ont des sensibilités inférieures à celles des détecteurs plasmoniques en raison du plus faible contraste d'indice, dans la mesure où ils sont fabriqués dans des matériaux diélectriques. Cependant, ces dispositifs sont censés théoriquement avoir des pertes optiques extrêmement basses. Cela est vérifié dans le cas des pertes par diffusion. Toutefois, des pertes d'émission dues à la forme courbe des résonateurs sont observées. Une limite de détection de $5 \cdot 10^{-5}$ RIU a été obtenue par Chao et Guo en mesurant le décalage en longueur d'onde, et de 10^{-7} RIU avec le même système mais en mesurant la variation de l'intensité [19]. Les mêmes auteurs ont montré la détection d'avidine avec une densité de surface de 250 pg/mm² sur des résonateurs fonctionnalisés par de la biotine [20].

4-Limites actuelles

Globalement, les biocapteurs optiques présentent une bonne implantation dans le monde industriel. La résonance à plasmons de surface semble être la technologie actuelle de référence en termes de détection optique label-free. Les technologies émergentes doivent par conséquent se différencier en répondant à d'autres critères. Par exemple, d'un point de vue performances, les capteurs devront avoir encore de meilleures sensibilités, de meilleures limites de détection, une meilleure spécificité de la réponse ou encore être plus facilement manipulable. Un autre aspect est le coût engendré par le capteur, sans oublier le coût de revient par test en fonction du personnel, du matériel et des matériaux utilisés. Enfin, le dernier aspect repose sur le fait d'apporter quelque chose de nouveau, comme notamment de répondre à plusieurs informations à la manière des systèmes multiplexés. Jusqu'ici les nouvelles technologies d'optique intégrée, comme les résonateurs en anneaux, semblent prometteuses pour répondre à ces besoins, mais la vraie barrière encore existante provient des sources et des détecteurs disponibles. Bien que les zones de détection soient très petites (de l'ordre de la dizaine de μm^2), les capteurs requièrent souvent un laser externe ou un spectromètre par exemple pour fonctionner pleinement.

Ainsi, bien que la finalité du produit soit un dispositif « lab-on-chip », nous en sommes plutôt actuellement au stade de « chip-in-lab », un point souvent relevé dans la littérature en général. Par ailleurs, la détection multi-paramétrique est possible mais difficilement réalisable, car elle demande à ce que les sources soient séparées et les détecteurs multipliés [21]. Une autre solution consiste à analyser chaque zone de détection les unes après les autres, comme c'est le cas par exemple pour les capteurs proposés par la société Genalyte [22]. Un autre aspect concerne la diffusion et la sédimentation des espèces à détecter dans le cas des capteurs à

reconnaissance de surface puisqu'elles limitent les performances et la rapidité de détection, bien que le développement de systèmes de micro-fluidique a permis d'accélérer les processus de reconnaissance.

Quoi qu'il en soit, le défi actuel reste toutefois de pouvoir obtenir des performances de détection toujours plus grandes et c'est pour cela que de plus en plus de géométries et architectures sont étudiées. Ces dernières années, un vif intérêt a été porté aux cristaux photoniques, ceux-ci ayant montré un fort potentiel à être utilisés pour la détection puisqu'ils semblent réunir beaucoup des critères requis par les nouveaux capteurs, tels que déjà décrits précédemment [23, 24, 25, 26 27]. L'atout majeur de ces structures photoniques est de permettre une forte interaction entre la lumière et les molécules à détecter, bien plus encore que dans le cas des résonateurs en anneaux, ce qui permet d'atteindre de faibles limites de détection.

5-Les cristaux photoniques pour la bio-détection

Cette partie a pour objectif de présenter les cristaux photoniques, de base des détecteurs développés dans cette thèse. Les applications pratiques des cristaux photoniques sont du plus grand intérêt, notamment dans les domaines de la photonique appliquée et le traitement du signal optique. Des cavités laser performantes peuvent être produites [28]. Notamment, les cristaux photoniques permettent de diminuer les seuils en interdisant l'émission spontanée dans des modes de propagation indésirables et renforcer l'émission dans le mode utile.

Les cristaux photoniques sont également très utiles dans le domaine de l'optique non-linéaire. Ils permettent d'exalter les interactions non-linéaires et ainsi diminuer les puissances de fonctionnement. Des détecteurs à CP par absorption à deux photons sont ainsi pu être réalisés et fonctionnent des puissances très faibles [29]. Cependant, la réalisation de circuits photoniques intégrés et l'étude de composants à base de cristaux photoniques s'étendent bien au-delà du domaine des interconnexions optiques et des télécommunications. Le domaine des biotechnologies, celui qui nous intéresse, peut également tirer profit des propriétés de ces dispositifs.

5.1.Création d'une cavité résonante

Comme expliqué précédemment, la lumière incidente dont les longueurs d'ondes sont comprises dans la bande interdite photonique ne pourront se propager à travers le CP qui agit donc comme un miroir. Cependant, comme pour les semi-conducteurs, l'existence d'un défaut

dans la périodicité du cristal va entraîner l'apparition de niveaux permis, appelés modes de défauts, dans la bande interdite. La création d'un défaut consiste à briser localement la périodicité du réseau en ajoutant ou en enlevant localement un peu de matière diélectrique. Dans le cas d'un réseau de trous pour les CP 2D, le défaut consiste en l'omission d'un ou de plusieurs trous. Il est aussi possible de modifier le rayon des trous, ou encore de déplacer certains trous d'une ou plusieurs rangées. Dans le spectre en transmission ou en réflexion du CP, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dans la coupure de bande interdite comme représenté sur la figure (3-3).

Le facteur de qualité Q et le volume modal V sont deux grandeurs caractéristiques des cavités résonnantes qui vont nous servir à évaluer les performances de détection des cristaux photoniques. Plus spécifiquement, le rapport Q/V quantifie la performance du résonateur.

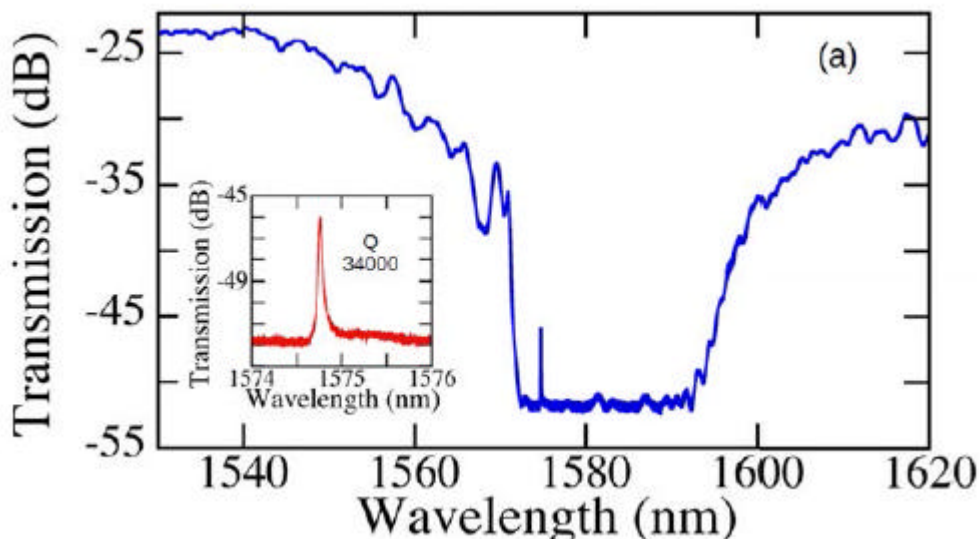


Figure 3.3. Illustration de la résonance d'une cavité à CP réalisée en GaN sur un spectre en transmission. Le CP se comporte comme un guide d'onde pour des longueurs d'ondes inférieures à 1570 nm et supérieures à 1595 nm. Entre deux, le CP agit comme un miroir du fait de l'existence d'une bande interdite photonique. La résonance à 1574.8 nm, représentée en insert, présente ici un facteur de qualité de 34000 [46]

5.2. Facteur de qualité et volume modal

Le *volume modal* caractérise le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité. Il correspond au volume effectif occupé par le champ dans la cavité et il est défini comme suit :

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int_V \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 dV}{\int_V |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 dV} \quad (3.3)$$

Où $\epsilon(\mathbf{r})$ désigne la fonction diélectrique du matériau et $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ le champ électrique.

Le volume modal est très souvent exprimé en unité de $(\lambda/n)^3$

Le *facteur de qualité*, quant à lui, est défini comme la mesure universelle de la capacité d'un résonateur à conserver l'énergie. Par définition, le confinement d'un mode dans la cavité à une pulsation ω_0 correspond au taux de pertes mesuré lors d'une oscillation du champ à cette même fréquence. Plus explicitement, cela correspond donc au rapport entre l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité W et la puissance dissipée P , soit : $Q = \frac{W}{P} \omega_0$ (3.4)

En supposant que la puissance dissipée correspond à l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans la cavité, on a :

$$\frac{dW}{dt} = -P \Rightarrow \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dV \right) = -P \quad (3.5)$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{t}{Q} \omega_0} \quad (3.6)$$

Par conséquent une représentation du champ peut s'écrire de la façon suivante

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{-\frac{t}{Q} \omega_0} e^{i \omega_0 t} \quad (3.7)$$

Le confinement modal pouvant être caractérisé au choix dans le domaine temporel ou fréquentiel, la transformée de Fourier nous permet de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel suivant

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \frac{1}{\omega - \omega_0 + i \frac{\omega_0}{Q}} \quad (3.8)$$

La représentation fréquentielle du champ se présente donc sous la forme d'une lorentzienne centrée à ω_0 et de largeur à mi-hauteur (FWHM) $\frac{\omega_0}{Q}$. A partir de \mathbf{E} , la condition (3.9) nous permet d'obtenir une autre expression du facteur de qualité (3.10)

$$Q = \frac{\omega_0}{\text{FWHM}} = \frac{\omega_0}{\frac{\omega_0}{Q}} \quad (3.9)$$

$$Q = \frac{\omega}{\gamma} \quad (3.10)$$

Dans le cas idéal d'un cristal photonique sans perte, la durée de vie des photons, et par conséquent le Q seraient quasi-infinis. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine. Dans le cas réel, des pertes existent et sont à prendre en compte dans la valeur finale du facteur de qualité. Soit :

$$Q = \frac{Q_{\text{diff}}}{1 + \frac{Q_{\text{diff}}}{Q_{\text{int}}} + \frac{Q_{\text{diff}}}{Q_{\text{prop}}}} \quad (3.11)$$

Le premier terme correspond aux pertes dues à la diffraction de l'onde à la surface du résonateur. Il s'agit là de pertes intrinsèques à la cavité dont la valeur ne dépend que de la taille du résonateur et de la résonance considérée. Le second terme provient de la diffusion par les irrégularités de surface du résonateur, c'est-à-dire sa rugosité.

Enfin, le dernier terme représente les pertes lors de la propagation dues au fait que les matériaux utilisés ne sont pas totalement transparents et qu'il existe une absorption résiduelle.

5.3. Influence de faibles perturbations

Avec l'objectif d'utiliser les cristaux photoniques comme détecteurs sensibles, il s'agit de déterminer de quelle façon la propagation de la lumière est modifiée lorsque celle-ci interagit avec les molécules à détecter dans le milieu analytique. Dans le cas où la fonction diélectrique passe d'une valeur initiale ϵ_0 à une valeur $\epsilon_0 + \Delta\epsilon$, la théorie des perturbations nous permet d'évaluer la variation $\Delta\omega$ de la fréquence associée de propagation d'un mode dans la cavité

$$\Delta\omega = -\frac{\int_V \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \mathbf{E} \cdot \nabla \omega \, dV}{\int_V \epsilon \mathbf{E} \cdot \nabla \omega \, dV} \quad (3.12)$$

L'erreur d'approximation peut être négligée dans le cas où $\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \ll \epsilon$ $\mathbf{E} \cdot \nabla \omega$

Utilisons cette formule dans le cas d'un biocapteur à cristal photonique dont le matériau de faible indice de réfraction est caractérisé par son indice n_1 $\mathbf{E} \cdot \nabla \omega$ supposant que la présence de molécules à la surface du cristal photonique modifie l'indice d'une valeur n_1 net ce de façon

uniforme, et en écrivant que $\frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial n}$ on obtient à partir de l'équation (3.12) la relation suivante [44] :

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial n} \quad (3.13)$$

Ainsi, toute augmentation d'indice de réfraction à la surface ou aux alentours du cristal photonique (généralement vrai dans la mesure où les molécules ont un indice plus élevé que le milieu analytique, l'eau ou l'air typiquement) induit une diminution de la fréquence des modes guidés.

5.4. Utilisation des cristaux photoniques pour la détection

Dans la mesure où une faible variation du changement d'indice au sein de la cavité a pour conséquence une faible variation de la fréquence du mode d'intérêt, cette propriété peut être utilisée comme méthode de transduction et justifie l'utilisation des CP comme détecteurs optiques. La position spectrale ω_0 de la résonance de la cavité peut servir de référence. Ainsi, la mesure de la variation de la position spectrale ω revient à mesurer la variation du changement d'indice n lié à la reconnaissance de molécules à la surface de la cavité. Ce principe est représenté sur la figure (3-4).

Ainsi, les performances d'une cavité à CP pour des applications de détection sont caractérisées par deux paramètres :

- le *facteur de qualité* de la résonance : il doit être le plus élevé possible afin que de très faibles décalages en longueur d'onde puissent être observables lors d'une adsorption moléculaire. Cela est directement lié à la limite de détection.

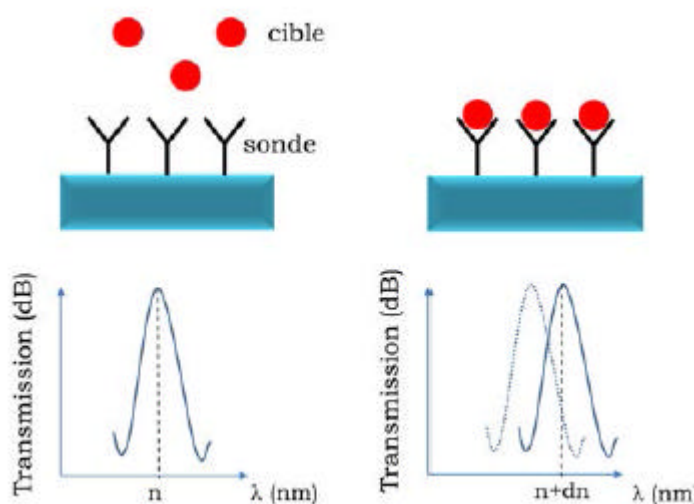


Figure 3-4 – Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux Photoniques

Par ailleurs, plus le rapport Q/V est grand, plus l'interaction lumière/matière est grande, ce qui signifie qu'un large effet sera obtenu pour une petite cavité.

-: La sensibilité: $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \frac{1}{C}$ exprimée en nm/RIU : pour une concentration d'analytes en solution à détecter, plus le décalage en longueur d'onde mesuré est grand, plus le capteur est dit sensible. Il est important de signaler que cette valeur est intrinsèque au transducteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure (spectromètre, lampe, . . .). Cette définition de la sensibilité est la plus rencontrée dans la littérature dans le domaine d'application des CP à la détection. C'est pourquoi celle-ci a été choisie pour caractériser les cavités qui ont été réalisées dans le but de pouvoir effectuer une comparaison avec l'état de l'art sur le sujet.

Il est alors possible de réaliser des études quantitatives sur la bio-reconnaissance de molécules en surface des cavités des CP en mesurant le décalage de la résonance en temps réel.

5.4.1.État de l'art des capteurs à cristaux photoniques

5.4.1.1 Performances

Les premiers capteurs à CP 1D en polymère ont été proposés dès 2003 par Cunningham *et al* [47]. Ces biocapteurs consistent en un matériau plastique sur la surface duquel est déposée une fine couche structurée périodiquement d'un matériau diélectrique de plus fort indice de réfraction. Le dispositif a été conçu de telle sorte qu'une bande de longueur d'onde de 2 nm soit réfléchi lorsque celui-ci est éclairé sous incidence normale par une lumière blanche. Le décalage selon les plus grandes longueurs d'onde (décalage dans le rouge) signifie qu'un matériau est absorbé en surface. Un décalage de 2.5 nm a été mesuré lors de la reconnaissance d'ADN à la surface du CP, pour une sensibilité de surface de 0.4 pg/mm².

En 2004, Chow *et al* ont démontré la détection de changement d'indice de réfraction de 0.002 (solution commerciale de silicone évaporée en surface) avec une microcavité à CP 2D ayant un facteur de qualité d'environ 400 [48]. La limite de détection aurait pu être améliorée à 0.001 RIU en utilisant une microcavité à CP 2D optimisée comme proposée par Loncar *et al* [49]. Une cavité à CP recouverte d'un film fin de polymère a permis une détection d'ions spécifiques en environnement liquide à des concentrations micro-molaires.

Plus tard en 2007, Lee et Fauchet ont présenté pour la première fois un biocapteur à CP sur silicium capable de suivre l'adsorption des protéines sur les parois des trous de la cavité et de

mesurer quantitativement le diamètre de la protéine [50]. La quantité minimale de protéines ayant pu être détectée avec ce système est d'environ 2.5 fg.

Peu de temps après, les mêmes auteurs ont amélioré la sensibilité à 1 fg en délivrant précisément les espèces cibles sur la zone de défaut de la surface sensible. La détection d'une seule bille de latex d'un diamètre de 370 nm a pu être effectuée, étant donné que la surface de détection de la cavité à CP valait environ 40 μm^2 pour un volume sensible de 0.15 μm^3 .

En 2012, Lin *et al* ont réussi à détecter un nombre fini de molécules dans une solution complexe grâce à des capteurs à CP destinés à la détection de molécules uniques [51]. A partir de 2009, des architectures de cavités à CP à tranchée commencent à montrer de bonnes performances, des sensibilités dépassant les 1000 nm/RIU pouvant être atteintes. Les mêmes auteurs ont ainsi montré deux ans plus tard la détection d'avidine via la reconnaissance par la biotine à différentes concentrations. Une limite de détection de 1 $\mu\text{g/mL}$ a pu être mesurée, correspondant à une densité de masse adsorbée de 60 pg/mm^2 .

Par ailleurs, un biocapteur optique sur la base d'un guide d'onde à CP a été proposé par Skivesen *et al* en utilisant la coupure de bande interdite comme indicateur plutôt que la résonance pour les changements d'indice de réfraction [52]. Du sérum d'albumine bovin (Bovin serumalbumin, ou BSA) en solution a pu être détecté à une concentration de 0.15 μM et ce avec un excellent rapport signal sur bruit. Cependant, comparé aux cavités à CP, ces structures ont des surfaces de détection plus larges ce qui nécessite de plus grands volumes d'échantillon.

Si jusque là l'intérêt portait davantage à évaluer les performances de détection de la technologie à CP, l'étude de la diversification des espèces à détecter et des interactions moléculaires dans des solutions complexes sont de plus en plus concernées. Chakravarty *et al* ont très récemment réalisé un biocapteur sans marqueur avec une cavité à CP en SOI et s'en servent pour détecter le ZEB1 (facteur de transcription de la transition épithélio-mésenchymateuse (EMT)) issus de cellules cancéreuses du poumon (NCI-H358) [53].

Étant donnée la grande diversité des architectures possibles et la possibilité d'ajuster précisément les paramètres des cavités utilisées, la technologie de bio-détection à CP montre alors un fort potentiel pour une production de masse de capteurs jetables pour la détection de protéines et de virus, le dépistage de drogues et les interactions protéines/protéines [53].

6-Logiciels et méthodes numériques utilisés pour la simulation

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le comportement de la lumière dans un matériau BIP (les matériaux à Bande Interdite Photonique, plus simplement appelés BIP (en anglais, Photonic Band Gap, PBG)) de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. A partir de là plusieurs méthodes de résolution du problème (on désigne par là, les équations de propagation) sont applicables. La méthode des ondes planes issue des techniques de calculs de la physique des solides. Cette méthode s'applique aux structures de dimension infinies. . Il existe aussi d'autres méthodes, basées par exemple sur les matrices de transfert ou la FDTD (Finite-Difference Time Domain) qui peuvent être appliquées judicieusement à des cas spécifiques des structures finies.

6.1.Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes était la première utilisée pour calculer les structures de bande d'énergie des cristaux photoniques [30,31,32,33].

Elle a déjà été appliquée aux électrons dans le cas électronique. Cette technique consiste à développer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. L'écriture des équations de Maxwell dans cette base conduit à une équation aux valeurs propres dont la résolution permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde [34,35].

En théorie, le nombre d'ondes planes utilisé est infini. Dans la pratique ce nombre est fini. Les problèmes de convergence de cette méthode ont été analysés et des solutions ont été proposées pour améliorer la précision de la méthode. La théorie des ondes planes a été largement exposée dans plusieurs travaux [32,33]

La méthode de la super-cellule développée par [31] permet de calculer avec une bonne précision les modes, avec et sans défauts, dans les cristaux photoniques. Cette méthode permet de connaître le comportement optique du matériau infini à partir d'une étude effectuée

seulement dans sa première zone de Brillouin car le comportement d'une cellule élémentaire devant une excitation explique le comportement global du matériau.

6.2.Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est adaptée à la résolution des problèmes de physique ou plus généralement des équations différentielles ou aux dérivées partielles avec conditions aux limites. L'objectif de cette méthode est de trouver un champ (scalaire, vectoriel, ou tensoriel) $u(M, t)$ satisfaisant à un ensemble d'équations aux dérivées partielles en tout point M d'un domaine Ω et à tout instant t , respectant des conditions aux limites sur la frontière du domaine.

Les conditions aux limites sont des relations ou des valeurs imposées à u et /ou à ses dérivées sur la frontière .Si le temps t n'apparaît pas comme variable, on dit que le problème est stationnaire, sinon c'est un problème d'évolution.Le champ $u(M, t)$ est défini par morceaux sur les sous-domaines de Ω . Il est obtenu par juxtaposition des champs locaux. Parmi les contraintes qu'on impose à la solution approchée cherchée, il y a souvent une continuité (les champs locaux de deux éléments voisins auront la même valeur à leur nœud commun) à la frontière des sous-domaines.

Pour résoudre un problème par la méthode des éléments finis, on procède par étapes:

1. On se pose un problème physique sous la forme d'une équation différentielle ou aux dérivées partielles à satisfaire en tout point d'un domaine Ω , avec les conditions aux limites sur le bord.
2. On divise Ω en sous-domaines : c'est le maillage. Les sous-domaines sont appelés mailles.
3. On choisit la famille des champs locaux, c'est-à-dire à la fois la position des nœuds dans les sous domaines et les polynômes qui définissent le champ local en fonction des valeurs aux nœuds (des sous domaines).
4. On construit une formulation variationnelle du problème [36] Et on ramène le problème à un problème discret.

La formulation variationnelle est donnée par la relation suivante :

$$a(u, v) = (f, v) \quad \forall v \in V \tag{3.14}$$

$h(x)$ est l'équation différentielle qu'on cherche à résoudre.

La discrétisation permettra de satisfaire la formulation variationnelle et les champs locaux déterminés par les valeurs aux nœuds. Pour cela il faut choisir certaines fonctions test qui permettent de trouver une solution convergente du champ global (quand le maillage sera fine) On peut alors construire une solution approchée à partir des valeurs trouvées aux sous-domaines.

En effet toute solution approchée est complètement déterminée par les valeurs aux nœuds des éléments.

6.3.Méthode des réseaux de diffraction

Cette méthode considère le matériau à bande photonique interdite comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs [37,38]. Dans chaque région séparant ces réseaux, le champ est développé suivant la forme de Rayleigh, c'est-à-dire sur toutes les ondes planes possibles et les différents coefficients de ce développement sont reliés dans deux couches adjacentes par les propriétés de diffraction du réseau qui les séparent, lesquelles sont calculées par la théorie intégrale des réseaux. La résolution du système de relations matricielles entre coefficients de Rayleigh donne finalement la diffraction du matériau globale.

6.4.Méthode des matrices de transfert

La méthode des matrices de transfert permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour les cristaux photoniques de taille finie. Ces matériaux peuvent être parfaits ou dopés [39]. Elle peut être utilisée pour le calcul de structure de bande pour un cristal parfait. Elle a été adaptée au cas des cristaux photoniques par Pendry au début des années 90 et par Reynolds [40] dans les deux dernières années. En fait, elle permet d'exprimer le champ électromagnétique sur une couche en fonction du champ sur la couche précédente. L'évolution du champ dans le cristal est alors calculé de couche en couche, ce qui permet d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion. L'avantage de ce code est la vitesse de calcul qui est très grande et les calculs n'occupent que peu d'espace mémoire chose pour laquelle on l'a utilisé dans notre simulations des structures ainsi l'autre méthode qui est la FDTD (FiniteDifference Time Domain)

6.5.Méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)

La méthode FDTD a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [41] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans les milieux isotropes avec les conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Ensuite, la méthode FDTD a été appliquée aux cristaux photoniques [42,43].

Le principe de cette méthode est de discrétiser les équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps. Comme pour la méthode des matrices de transfert, un maillage de la cellule unité est réalisé, puis le champ électromagnétique aux différents points est calculé. Les conditions initiales fixent la valeur du champ électromagnétique à l'instant $t = 0$ et la discrétisation supplémentaire sur le temps permet de suivre l'évolution dans le temps du champ. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou d'une cavité [44]. Elle nous donne la cartographie du champ à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de transmission et de réflexion de la structure. Cette méthode permet l'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseau infini en utilisant les conditions de mur magnétique ou de mur électrique [45].

7-Propagation au voisinage d'une interface[54]

Dans cette section on étudiera comment se comporte une onde monochromatique plane incidente sur une interface entre deux milieux homogènes et isotropes. On démontrera qu'une partie de l'onde est réfléchiée et que l'autre partie pénètre dans le second milieu. On trouvera les équations pour les directions de propagation (équation de Snell-Descartes) et pour les amplitudes des ondes réfléchiée et transmise (équations de Fresnel). Les deux milieux sont caractérisés par les indices de réfraction n_1 et n_2 réels (dans un premier temps nous supposons que les deux milieux sont non-absorbants), l'interface se situe dans le plan $z=0$ (voir figure 3.5). Le plan qui contient le vecteur d'onde k_i du faisceau incident et la normale à l'interface s'appelle le plan d'incidence.

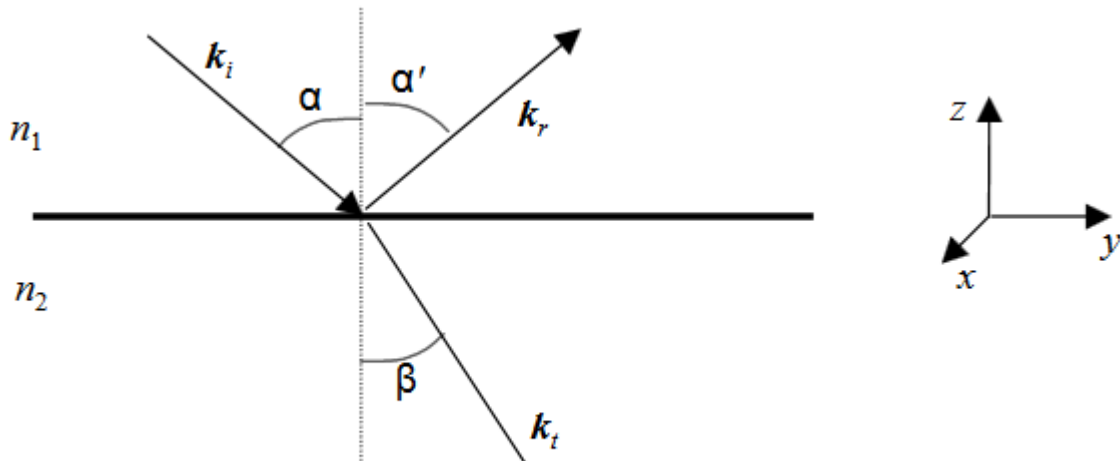


Figure 3.5

Dans notre cas l'axe x est normal au plan d'incidence ($k_{x,i}=0$). Le vecteur d'onde k_i forme un angle α avec la normale. Nous allons supposer que trois ondes (incidente: indice i , réfléchie: indice R et transmise: indice t) suffisent pour vérifier les conditions de continuité à l'interface.

Le champ électrique de ces trois ondes s'écrit:

$$E_i = E_0 \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)) \quad (3.15a)$$

$$E_r = E_0 \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)) \quad (3.15b)$$

$$E_t = E_0 \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)) \quad (3.15c)$$

Les composantes tangentielles du champ électrique doivent être continues à l'interface :

$$E_{i,\parallel} + E_{r,\parallel} = E_{t,\parallel} \quad (3.16)$$

L'équation (3-16) doit être valable quel que soit le temps t et pour tous les points de l'interface $z=0$. Les arguments des fonctions exponentielles doivent alors être identiques:

$$K_{i,r} = K_{r,r} = K_{t,r} \quad (3-17)$$

Où $r=(x,y,0)$ et $K_{i,r} = K_{r,r} = n_1 \omega / c$, $K_{t,r} = n_2 \omega / c$. Ceci a pour conséquence :

$$K_{y,i} = K_{y,r} = K_{y,t} \quad (3-18)$$

Et donc

$$a = a' \tag{3.19.a}$$

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \tag{3.19.b}$$

Les composantes tangentielles du vecteur d'onde se conservent; maintenant nous allons évaluer les composantes normales:

$$k_{z,t} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha \tag{3.20.a}$$

$$k_{z,r} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha \tag{3.20.b}$$

$$k_{z,t} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha \tag{3.20.c}$$

Avec $n = n_2/n_1$

. Les composantes $k_{z,i} = -k_{z,r}$ sont réelles, par contre la composante $k_{z,t}$ peut être aussi bien réelle qu'imaginaire pure:

(i) $k_{z,t}$ est réel, $n > \sin \alpha$ (vérifié toujours si $n_2 > n_1$); la lumière se propage dans le milieu 2 sous un angle β ;

(ii) $k_{z,t}$ est nul, $n = \sin \alpha_m$ (α_m angle critique); la lumière se propage dans le milieu 2 parallèlement à l'interface, l'énergie électromagnétique pénètre en profondeur dans ce milieu.

(iii) $k_{z,t}$ est purement imaginaire, $n < \sin \alpha$; on définit une profondeur de pénétration dont la valeur est de l'ordre de la longueur d'onde $\delta = 2\pi/k$ du rayonnement; on obtient finalement pour le champ dans le milieu 2 ($z < 0$)

$$E_t = \frac{E_0}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}} \exp(-k_{z,t} z) \tag{3.21}$$

$$E_r = \frac{E_0}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha}} \exp(k_{z,t} z) \tag{3.22}$$

L'onde E_t est évanescence dans le milieu 2: exponentiellement décroissante avec une profondeur de pénétration h . Ceci est interprété comme la réflexion totale sur l'interface.

7.1. Equations de Fresnel

Revenons à l'équation (3.16) les vecteurs d'onde des trois ondes s'écrivent [54]:

$$k_x = k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_r = k_3 \sin \theta_t \quad (3.23.a)$$

$$k_y = 0 = k_2 \sin \theta_r \cos \phi_r = k_3 \sin \theta_t \cos \phi_t \quad (3.23.b)$$

$$k_z = k_1 \cos \theta_i = k_2 \cos \theta_r = k_3 \cos \theta_t \quad (3.23.c)$$

On résoudra le problème pour deux polarisations perpendiculaires:

- (a) Polarisation transversale électrique (TE), où E est perpendiculaire au plan d'incidence (voir Figure (3.5)); cette polarisation est souvent appelée polarisation S dans la littérature anglo-saxonne.
- (b) Polarisation transversale magnétique (TM), où H est perpendiculaire au plan d'incidence, E est compris dans le plan d'incidence (voir Figure (3.6)); appelée aussi polarisation p. Tous les autres états de polarisation peuvent être décomposés en ces deux composantes

(a) Polarisation TE (?)

Les composantes non-nulles du champ électrique s'écrivent (figure 3.6):

$$E_x = E_0 \cos(k_z z) e^{i(k_y y - \omega t)} \quad (3.24.a)$$

$$E_y = 0 \quad (3.24.b)$$

$$E_z = 0 \quad (3.24.c)$$

. Les composantes du champ magnétique s'écrivent alors

$$H_x = \frac{E_0}{Z_0} \sin(k_z z) e^{i(k_y y - \omega t)} \quad H_y = 0 \quad H_z = 0$$

$$H_x = \frac{E_0}{Z_0} \sin(k_z z) e^{i(k_y y - \omega t)} \quad (3.25.b)$$

$$E_r = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} E_i \quad (3.25.c)$$

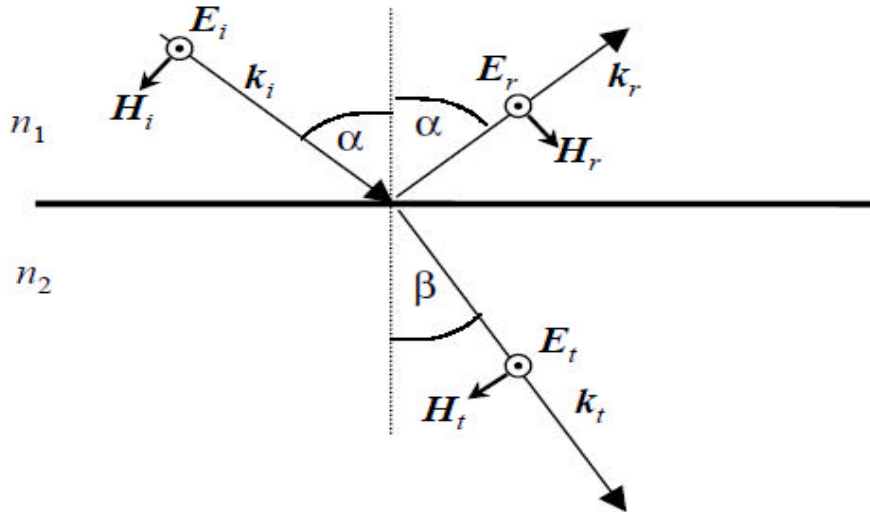


Figure 3.6

Les relations de continuité donnent 2 équations indépendantes pour les composantes E_i , E_r et E_t

$$\begin{aligned} E_i \cos \alpha - E_r \cos \alpha &= E_t \cos \beta \\ H_i - H_r &= H_t \end{aligned} \quad (3.26)$$

On définit les coefficients de réflexion $r = E_r/E_i$ et de transmission $t = E_t/E_i$.

Le système d'équations (3.14) conduit ensuite aux équations pour ces deux coefficients (équations de Fresnel pour la polarisation TE):

$$r_o = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} \quad (3.27)$$

$$t_o = \frac{2 n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} \quad (3.28)$$

(b) Polarisation TM (//)

Les composantes non-nulles du champ électrique et magnétique s'écrivent (figure 3.7):

$$E_i \sin \alpha - E_r \sin \alpha = E_t \sin \beta \quad (3.29.a)$$

$$E_i \sin \alpha = E_r \sin \alpha + E_t \sin \beta \quad (3.29.b)$$

$$H_i \cos \alpha = H_r \cos \alpha - H_t \cos \beta \quad (3.29.c)$$

$$E_i \cos \alpha = E_r \cos \alpha - E_t \cos \beta \quad (3.30.a)$$

$$H_i \sin \alpha = H_r \sin \alpha + H_t \sin \beta \quad (3.30.b)$$

$$E_i \sin \alpha = E_r \sin \alpha - E_t \sin \beta \quad (3.30.c)$$

Les relations de continuité donnent ensuite 2 équations indépendantes pour les composantes E_i , E_r et E_t :

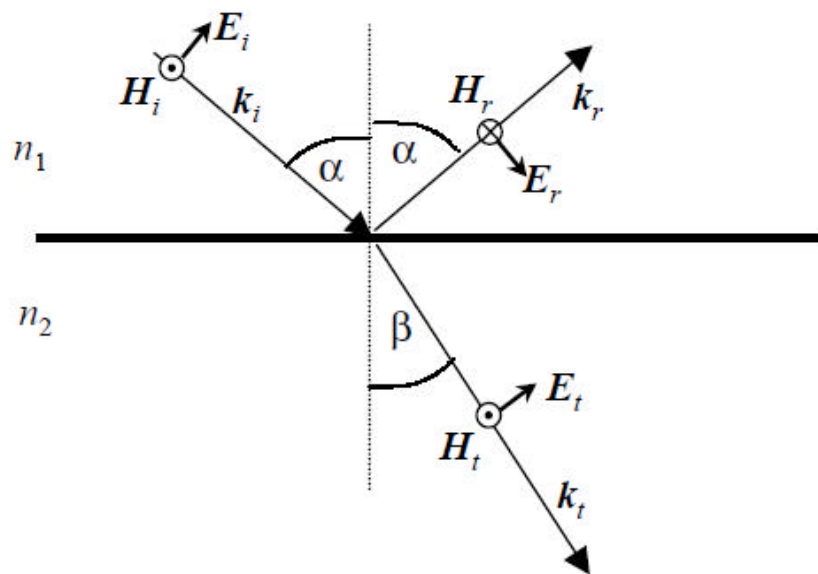


Figure 3.7

$$\begin{aligned} E_i \sin \alpha &= E_r \sin \alpha + E_t \sin \beta \\ H_i \cos \alpha &= H_r \cos \alpha - H_t \cos \beta \end{aligned} \quad (3.31)$$

Le système d'équations (3.31) conduit aux équations de Fresnel pour la polarisation TM. Les coefficients r et t s'écrivent:

$$r = \frac{n_2 \cos 2\alpha - n_1 \cos 2\beta}{n_2 \cos 2\alpha + n_1 \cos 2\beta} \quad (3.32)$$

$$t = \frac{2n_1 \cos \alpha \sin \beta}{n_2 \cos 2\alpha + n_1 \cos 2\beta} \quad (3.33)$$

Dans ce qui suit nous allons désigner les coefficients de réflexion et de transmission par r_o (ou r_s) et t_o (ou t_s) pour la polarisation TE et par $r_{??}$ (ou r_p) et $t_{??}$ (ou t_p) pour la polarisation TM.

Compte tenu de la lois de Snell-Descartes les équations de Fresnel peuvent s'écrire sous la forme suivante:

$$r_o = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \tag{3.34}$$

$$t_o = \frac{2 n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \tag{3.35}$$

$$r_{??} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \tag{3.36}$$

$$t_{??} = \frac{2 n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \tag{3.37}$$

On introduit la réflectivité R (la transmissivité T) comme un rapport entre la puissance optique réfléchie (ou transmise) et la puissance incidente:

$$R_o = \frac{r_o^2}{1} = r_o^2 \tag{3.38}$$

$$R_{??} = \frac{r_{??}^2}{1} = r_{??}^2 \tag{3.39}$$

7.2.Réflexion sur un milieu absorbant

On considère l'interface entre un milieu diélectrique non-absorbant d'indice de réfraction n_1 réel (ou le vide où $n_1=1$) et un milieu diélectrique absorbant ou un métal caractérisé par un indice de réfraction complexe ($N_2=n_2- i\gamma_2$). (Voir figure (3.8))

Nous pouvons très bien appliquer les raisonnements que nous avons développés pour obtenir les équations de Fresnel (conditions de continuité des composantes tangentielles et normales à l'interface). La seule différence étant que le vecteur d'onde du faisceau réfracté k , devient complexe, ou plus précisément, afin de satisfaire les équations de continuité, seule sa composante normale à l'interface devient complexe [54]:

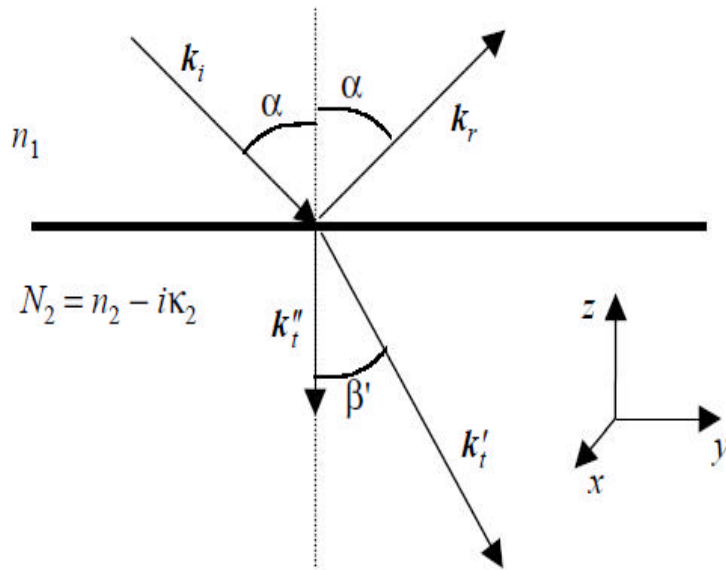


Figure 3.8

$$k_t'' = k_t' \cos \beta' \quad (3.40)$$

où les vecteurs k_t' et k_t'' n'ont pas la même direction

$$\cos \beta' = \frac{k_t''}{k_t'} = \frac{n_2}{n_1} \cos \alpha \quad (3.41)$$

Nous pouvons formellement introduire un angle β complexe (qui n'aura pas une signification géométrique simple comme dans le cas d'une interface entre deux milieux non-absorbants par :

$$\cos \beta = \frac{n_2}{n_1} \cos \alpha \quad (3.42)$$

On exprime alors la fonction $\cos \beta$ (qui est également complexe) à l'aide de (3.42):

$$\cos \beta = \frac{n_2}{n_1} \cos \alpha \quad (3.43)$$

La relation (3.41) s'écrit alors [à comparer avec (3.23c)]

$$k_t'' = k_t' \cos \beta \quad (3.44)$$

Tout le calcul du paragraphe précédent peut être alors reproduit et on obtient les équations de Fresnel formellement identiques à (3.27),(3.28),(3.32),(3.33),(3.34),(3.35),(3.36) et (3.37) avec un paramètre β complexe. Par exemple, les équations de Fresnel sous forme (3.27), (3.28),(3.32) et (3.35) s'écrivent:

$$r_o = \frac{n_1^2 \cos^2 \theta_i - n_2^2 \cos^2 \theta_t}{n_1^2 \cos^2 \theta_i + n_2^2 \cos^2 \theta_t} \quad (3.45)$$

$$r_o = \frac{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2 \sin^2 \theta_t}{n_1^2 \sin^2 \theta_i + n_2^2 \sin^2 \theta_t} \quad (3.46)$$

$$r_{pp} = \frac{n_1 \cos \theta_i \cos \theta_t - n_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i \cos \theta_t} \quad (3.47)$$

$$r_{pp} = \frac{n_1 \sin \theta_i \sin \theta_t - n_2 \sin \theta_i \sin \theta_t}{n_1 \sin \theta_i \sin \theta_t + n_2 \sin \theta_i \sin \theta_t} \quad (3.48)$$

On remarque les différences suivantes par rapport au cas non-absorbant.

(i) Suite à l'absorption il y a un déplacement de phase:

Comme β et N_2 sont complexes, les coefficients de réflexion r_o et r_{pp} sont complexes pour n'importe quel angle d'incidence. Cela signifie qu'il y a un déphasage entre E_i et E_r qui dépend de l'angle d'incidence.

(ii) L'absorption augmente la réflectivité:

Considérons l'incidence normale; la réflectivité sur l'interface vide – matériau absorbant sera égale à

$$R = \frac{|r_o|^2}{|r_o|^2} = \frac{|r_{pp}|^2}{|r_{pp}|^2} = \frac{|r_{pp}|^2}{|r_{pp}|^2} = \frac{|r_{pp}|^2}{|r_{pp}|^2} \quad (3.49)$$

La réflectivité devient grande, et peut parfois s'approcher de l'unité ($R \approx 1$), dans deux cas particuliers:

(a) l'indice d'absorption est grand, $\beta \gg 1$: c.-à-d. au voisinage d'une résonance diélectrique ou en basses fréquences dans un métal; il s'en suit qu'un milieu très absorbant n'absorbe pas beaucoup d'énergie électromagnétique car presque toute l'intensité est réfléchi sur la surface!

(b) l'indice de réfraction est voisin de zéro, $n \approx 0$: cette situation se produit dans l'intervalle spectral entre la résonance transverse ω_0 et la résonance longitudinale ω_L dans un diélectrique ou en dessous de la fréquence de plasma ω_p dans un métal. Comme la fréquence

de plasma se situe dans le domaine ultraviolet pour beaucoup de métaux, on peut utiliser des métaux comme excellents miroirs dans le domaine de la lumière visible (miroirs en aluminium, en argent ou en or).

Les figures suivantes montrent l'allure de la réflectivité en fonction de la fréquence au voisinage d'une résonance diélectrique et d'une résonance métallique. Les courbes dans ces figures ont été calculées pour l'indice de réfraction donné par l'équation :

la résonance diélectrique
$$n^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\gamma\omega} \quad (3.50)$$

la résonance métallique
$$n^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - i\gamma\omega} \quad (3.51)$$

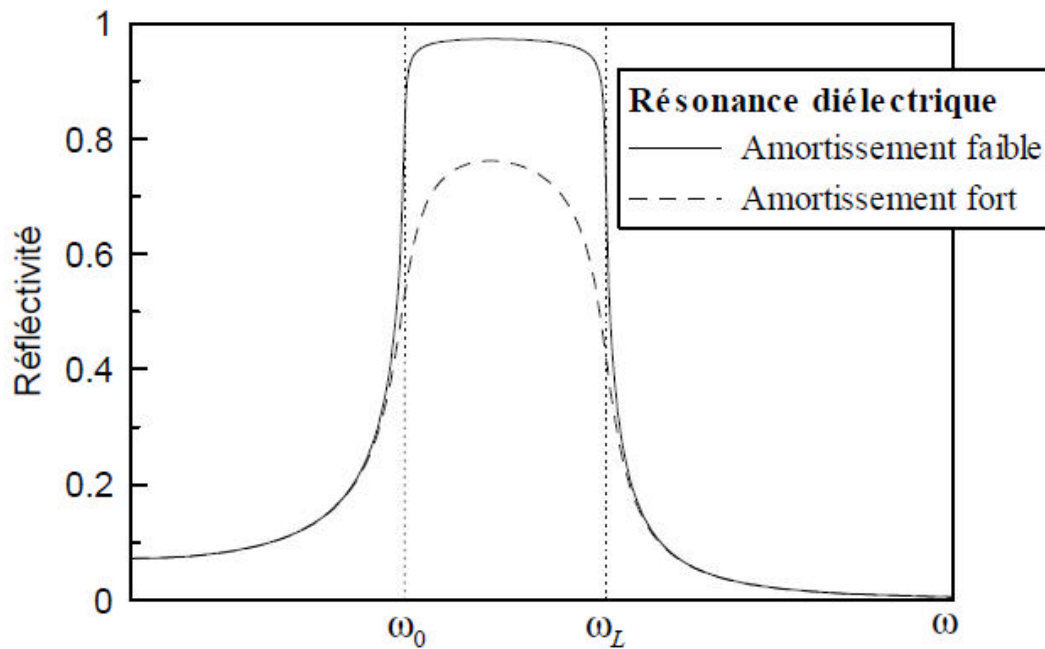


Figure 3.9

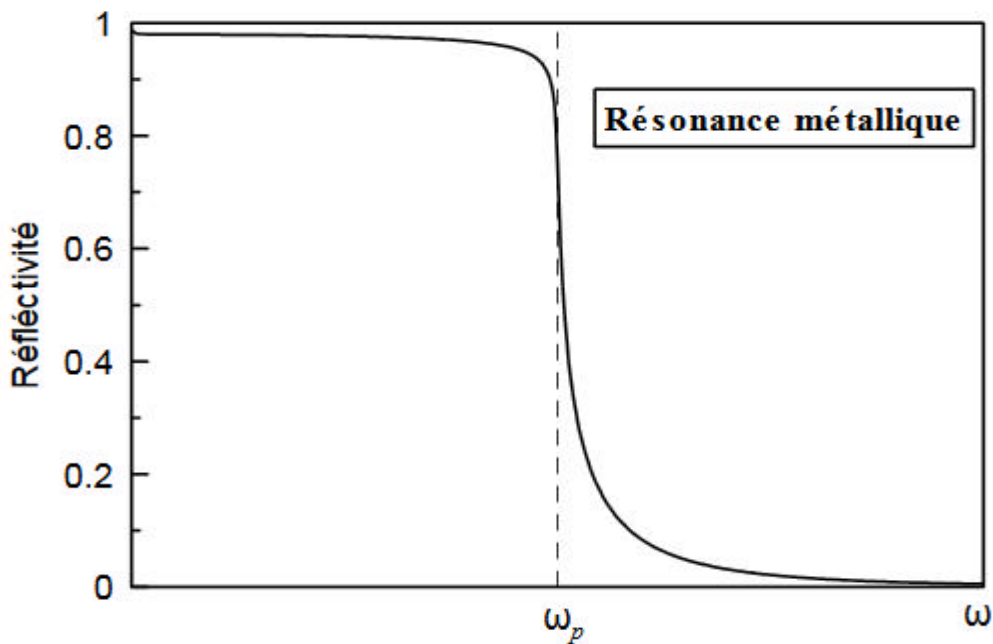


Figure 3.10

8-Réflexivité et transmissivité d'une structure avec deux interfaces

On considère une lame d'épaisseur d et d'indice de réfraction n_1 réel entre deux milieux avec des indices de réfraction n_0 et n_2 (voir figure 3.11) .

Un calcul rigoureux des coefficients d'absorption et de transmission de cette structure consisterait à écrire les conditions de continuité pour les deux interfaces: ce traitement permettrait alors de déterminer le champ électromagnétique dans tous les trois milieux. Néanmoins, étant données les équations de Fresnel pour une seule interface, on peut développer une approche semi-géométrique dont le principe est schématiquement illustré sur la figure ci-dessous

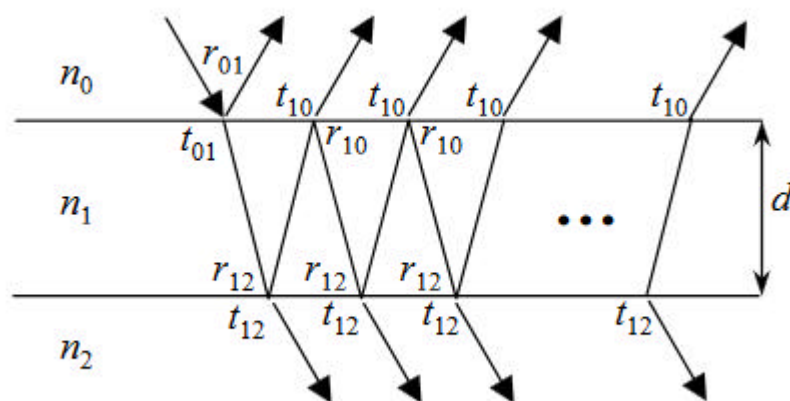


Figure 3.11

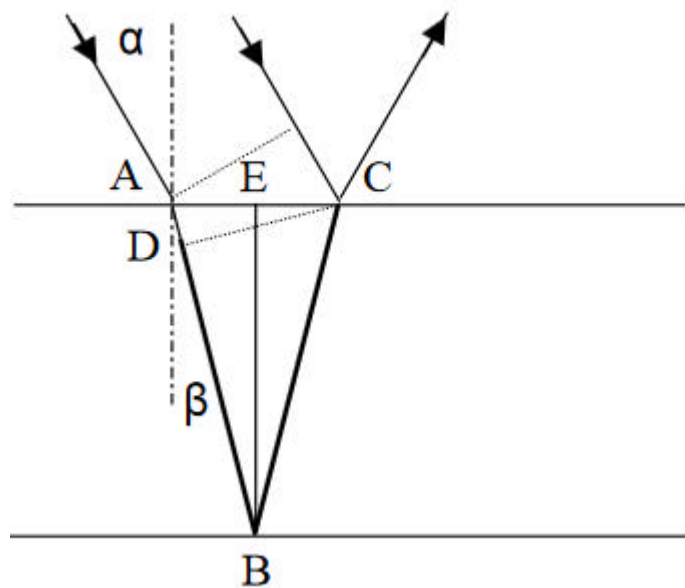


Figure 3.12

Suivant la figure (3.12) le coefficient de transmission de la structure est égal à :

$$T = \frac{I_{tr}}{I_{inc}} = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} \left(\frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (3.52)$$

De la même façon le coefficient de réflexion peut être obtenu

$$R = \frac{I_{ref}}{I_{inc}} = \left(\frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right)^2 \quad (3.53)$$

8.1. Matrices de transfert

Le traitement géométrique introduit dans le paragraphe précédent est relativement simple et mène très rapidement aux résultats pour une structure avec deux interfaces (une lame ou une couche sur un substrat). Cependant, ce calcul devient fastidieux lorsqu'on doit calculer la réflectivité et la transmissivité d'une structure plus compliquée contenant un empilement de couches. C'est pourquoi on introduit un formalisme de matrices de transfert qui permet de déterminer les propriétés optiques de n'importe quelle structure isotrope. Les quantités utilisées pour le calcul sont illustrées sur la figure suivante (figure (3.13)) :

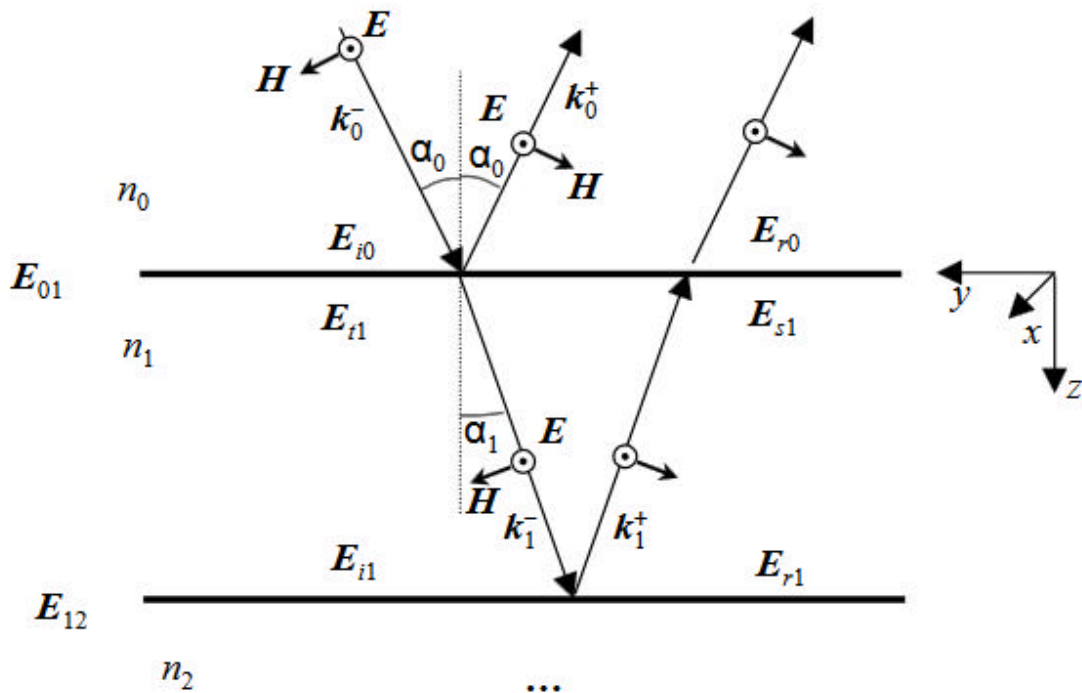


Figure 3.13

Il s'agit d'un schéma pour la polarisation TE , le calcul pour la polarisation TM s'effectuera de façon analogue. Sur la figure ci-dessus k_i représente le vecteur d'onde dans la i -ème couche (deux directions du vecteur d'onde sont possibles dans chaque couche: celle avec k_z négatif désignée par le signe "-" et celle avec k_z positif désignée par le signe "+").

On fixe les coordonnées x et y et on se déplace suivant z à travers la structure en couches afin d'énumérer tous les champs rentrant dans le calcul. E_{i0} est le champ électrique de l'onde incidente (qui se propage avec k_0^-) près de l'interface 0-1; E_{r0} est le champ total qui se propage dans le milieu 0 près de l'interface 0-1 avec k_0^+ (c.-à-d. qui s'éloigne de l'interface): il s'agit d'une somme de toutes les contributions possibles provenant des réflexions sur toutes les interfaces de la structure. Ainsi E_{t1} (resp. E_{s1}) est le champ électrique total avec le vecteur d'onde k_1^- (resp. k_1^+) dans le milieu 1 au voisinage de l'interface 0-1, E_{i1} (resp. E_{r1}) est le champ électrique total avec le vecteur d'onde k_1^- (resp. k_1^+) dans le milieu 1 au voisinage de l'interface 1-2. On peut alors continuer pour les interfaces suivantes et définir le champ de cette façon pour n'importe quel nombre de couches. On introduit la même notation également pour le champ magnétique H . Les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique sont continues sur toutes les interfaces mais par contre elles varient à travers les couches. On désigne par E_{01}, E_{12}, \dots (H_{01}, H_{12}, \dots) les composantes tangentielles du champ

électrique (magnétique) aux interfaces. On cherche une équation qui relie les champs sur les deux interfaces d'une même couche: par exemple, pour la couche 1 on écrit [54]:

$$E_{1z} = E_{2z} \tag{3.54}$$

$$H_{1y} = H_{2y} \tag{3.55}$$

$$E_{1x} = E_{2x} \tag{3.56}$$

$$H_{1x} = H_{2x} \tag{3.57}$$

où Z_0 est l'impédance du vide et où

$$Z_1 = Z_0 \cos \alpha_1 \tag{3.58}$$

Or, E_{1z} diffère de E_{2z} uniquement par une différence de phase suite à la propagation à travers la couche:

$$E_{1z} = E_{2z} e^{-j k_{z1} z} \tag{3.59}$$

Rappelons, qu'on compare les champs qui sont susceptibles d'interférer ensemble (c.-à-d. les champs avec les mêmes coordonnées x et y), d'où la contribution à la différence de phase du vecteur d'onde effectif suivant z: $k_{z1} = k \cos \alpha_1$. De la même façon

$$H_{1y} = H_{2y} e^{-j k_{z1} z} \tag{3.60}$$

Cela mène au système d'équations suivant :

$$E_{1z} = E_{2z} \tag{3.61}$$

$$H_{1y} = H_{2y} \tag{3.62}$$

$$E_{1x} = E_{2x} \tag{3.63}$$

$$H_{1x} = H_{2x} \tag{3.64}$$

On obtient après avoir éliminé E_{t1} et E_{s1} :

$$E_{1z} = E_{2z} \tag{3.65}$$

$$H_{1y} = H_{2y} \tag{3.66}$$

Cette équation s'écrit sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} \cos^2 \theta_j & \sin^2 \theta_j \\ \sin^2 \theta_j & \cos^2 \theta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{j+1}^{\parallel} \\ E_{j+1}^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta_j & \sin^2 \theta_j \\ \sin^2 \theta_j & \cos^2 \theta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_j^{\parallel} \\ E_j^{\perp} \end{pmatrix} \quad (3.67)$$

La matrice 2x2 est appelée matrice de transfert de la couche, elle dépend de l'indice de réfraction (n_j), de l'épaisseur (d_j) et de l'angle (a_j); elle s'écrit:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos \theta_j \cos \theta_{j+1} & \sin \theta_j \cos \theta_{j+1} \\ \sin \theta_j \cos \theta_{j+1} & \cos \theta_j \cos \theta_{j+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta_j & \sin^2 \theta_j \\ \sin^2 \theta_j & \cos^2 \theta_j \end{pmatrix} \quad (3.68)$$

Il est évident que si la structure est composée de N couches, chaque couche aura sa propre matrice de transfert individuelle M₁,...,M_N est on peut écrire:

$$M = M_1 M_2 \dots M_N \quad (3.69)$$

La matrice de transfert totale de la structure est donnée par le produit de toutes les matrices individuelles des couches. Elle relie les composantes tangentielle du champ électromagnétique de la première interface à celles de la dernière interface. Or les champs à la première interface s'écrivent:

$$\begin{pmatrix} E_1^{\parallel} \\ E_1^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 \\ \sin \theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_1 \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

$$\begin{pmatrix} E_N^{\parallel} \\ E_N^{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_N \\ \sin \theta_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_N \\ E_N \end{pmatrix} \quad (3.71)$$

L'équation (3.69) s'écrit ensuite:

$$\begin{pmatrix} E_1^{\parallel} \\ E_1^{\perp} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_N^{\parallel} \\ E_N^{\perp} \end{pmatrix} \quad (3.72)$$

On introduit les coefficients de réflexion r et de transmission t

$$E_1^{\parallel} = r E_1^{\parallel} + t E_1^{\parallel} \quad \text{et} \quad E_1^{\perp} = r E_1^{\perp} + t E_1^{\perp}$$

La solution de (3.72) s'écrit:

$$T_{TE} = \frac{2n_0 \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_0 + n_j \cos \theta_j} \quad (3.73)$$

$$T_{TM} = \frac{2n_j \cos \theta_0}{n_j \cos \theta_0 + n_0 \cos \theta_j} \quad (3.74)$$

Cette équation permet d'évaluer les propriétés de transmission et de réflexion de n'importe quel empilement de couches isotropes sur un substrat.

Rappelons que :

$$\text{Polarisation TE : } \theta_j = n_j \cos \alpha_j \quad \theta_j \text{ ? ? ? ? ? ? ? ? ? ?} \quad (3.75)$$

$$\text{Polarisation TM : } \theta_j = n_j / \cos \alpha_j \quad \theta_j \text{ ? ? ? ? ? ? ? ? ? ?} \quad (3.76)$$

$$\text{Incidence normale : } \theta_j = n_j \quad \theta_j \text{ ? ? ? ? ? ? ? ?} \quad (3.77)$$

Soulignons que le formalisme est tout à fait applicable pour les couches en matériaux absorbants: si, par exemple, la j-ième couche est absorbante on remplace l'indice n_j réel par un indice complexe $N_j = n_j - i\kappa_j$; l'angle α_j devient également complexe, il est donné par [voir (3.43)]:

$$\alpha_j = \arccos \left(\frac{\sqrt{N_j^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}}{N_j} \right) \quad (3.78)$$

Où les paramètres n_0 et α_0 caractérisent le demi-espace d'incidence sur la structure stratifiée. Le formalisme des matrices de transfert peut être utilisé également dans le cas d'une réflexion totale sur une ou plusieurs couches et permet ainsi d'évaluer quelle partie de l'énergie électromagnétique est susceptible de traverser le système grâce à l'onde évanescente. Si le faisceau subit une réflexion totale sur la j-ième couche, l'angle α_j est donné par l'expression suivante :

$$\begin{matrix}
 \frac{1}{\epsilon_j} & & & \\
 & \frac{1}{\mu_j} & & \\
 & & \frac{1}{\epsilon_j} & \\
 & & & \frac{1}{\mu_j}
 \end{matrix}
 \quad (3.79)$$

Par conséquent d_j et γ_j deviennent purement imaginaires; on pose: $\gamma_j = i\alpha_j$ et $G_j = \beta_j$, où α_j et β_j sont des coefficients réels. On démontre facilement que la matrice de transfert de cette j-ième couche s'écrit ensuite:

$$\begin{matrix}
 \frac{1}{\epsilon_j} & & & \\
 & \frac{1}{\mu_j} & & \\
 & & \frac{1}{\epsilon_j} & \\
 & & & \frac{1}{\mu_j}
 \end{matrix}
 \quad (3.80)$$

9-Principe de fonctionnement du système multicouche plan SPR

Nous avons décrit au chapitre I les différentes méthodes de couplage plasmon de surface – onde lumineuse, il reste à préciser que la structure la plus simple permettant l’excitation des plasmons de surface par une onde lumineuse est le dispositif ATR (Attenuated Total Reflection) [55]. C’est sur ce dispositif que nous avons basé notre étude.

Comme point de départ, la structure la plus simple de couches minces supportant la résonance de plasmon de surface SPR est constituée d'un prisme, une couche de métal, et une couche de diélectrique semi-infini. L'attention a été accordée au plasmon de surface qui se propage le long de l'interface métal-diélectrique. La configuration expérimentale couramment utilisée pour générer les plasmons de surface est la configuration Kretschmann [56] .

Les plasmons de surface soutenus par l’interface de la couche métallique seront excités par un faisceau de lumière laser incident si la condition suivante est vérifiée :

$$k_x = k_0 \sin \theta = k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_m} \quad (3.81)$$

est satisfaite, où $k_0=2\pi/\lambda_0$, n_p l'indice de réfraction du prisme, λ_0 longueur d'onde du faisceau laser dans le vide (m), θ l'angle de l'incidence (voir Figure (3.14)).

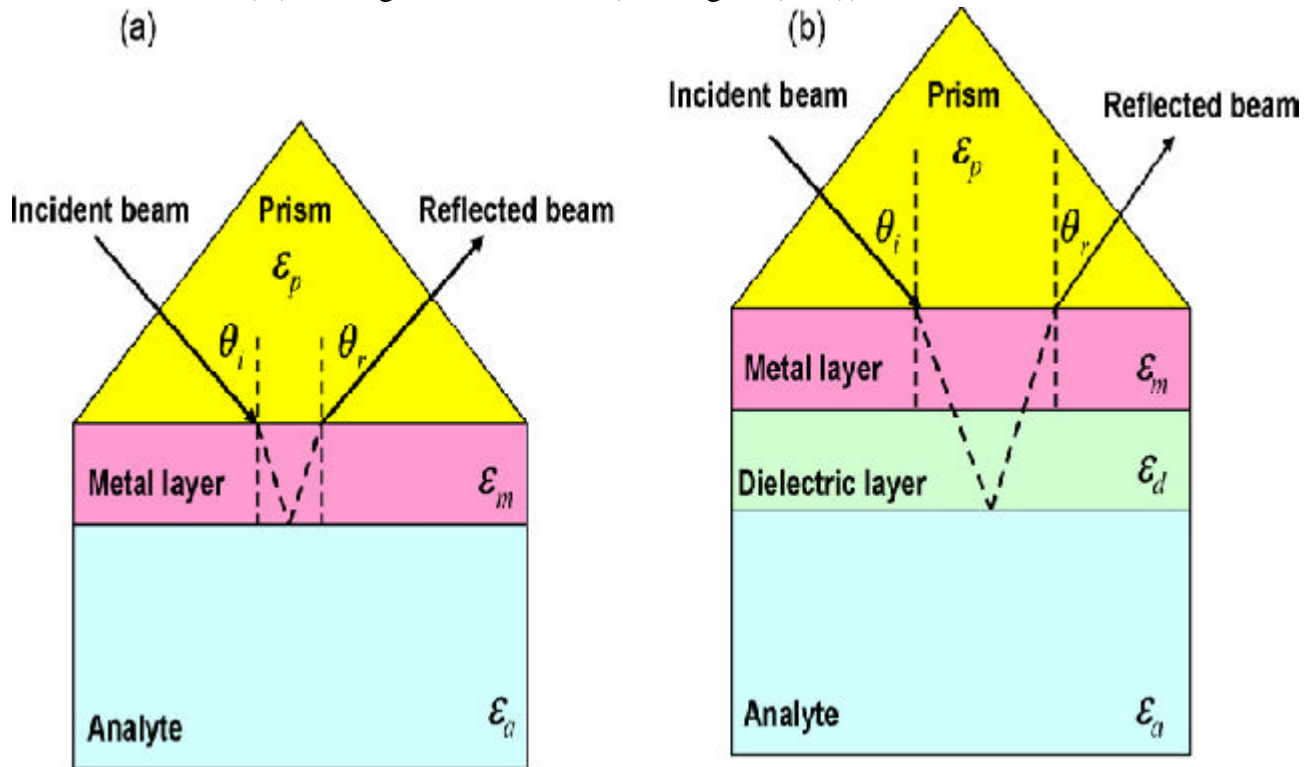


Figure 3.14 Schéma de principe du fonctionnement d'un capteur SPR (configuration de Kretschmann).

9.1.Choix du métal

Pour les applications en optique, ce qui est notre cas, le métal doit présenter des plasmons de surface capable de « résonner » avec la lumière à une longueur d'onde convenable (entre 400 et 1000 nm, soit grossièrement entre 3,5 et 1 eV). Ceci impose donc de choisir des métaux présentant des transitions hybrides comme l'argent, l'or et le cuivre et ils sont largement utilisés dans la recherche et les applications commerciales à cause de leur sensibilité et leur stabilité [57].

D'autres métaux comme le cuivre, l'aluminium, le sodium ou l'indium peuvent être utilisés en théorie, mais certains inconvénients font leur utilisation rare et essentiellement dans les laboratoires de recherche. Par exemple, l'indium est trop onéreux, le sodium trop réactif et l'aluminium et le cuivre ont leur résonance trop large.

9.2. Grandeur à mesurer

L'intérêt principal des capteurs SPR réside dans la détection chimique avec des applications dans des secteurs divers tels que pharmaceutique, biomédical, alimentaire, environnemental, etc. Les problématiques liées à l'élaboration de biocapteurs constituent un vaste champ d'étude et il faut retenir que le fonctionnement de ces détecteurs se fonde sur une mesure d'indice de réfraction du milieu diélectrique qui sera considéré par la suite comme étant la grandeur d'intérêt à détecter.

9.3. Géométrie du coupleur

Les paramètres géométriques déterminent non seulement la qualité du couplage mais influent également sur les performances de détection. C'est pourquoi l'amélioration des détecteurs plasmoniques nécessite d'étudier préalablement cette dépendance. Et depuis différentes techniques de modélisation ont été développées dans ce but. Plus récemment, les progrès réalisés sur les plans informatiques et techniques ont permis de mieux comprendre le rôle des paramètres géométriques et, en particulier, d'optimiser les paramètres en jeu dans la conception de capteurs nanostructures. .

En conséquence, nous avons choisi d'étudier l'influence de la géométrie sur les capteurs SPR à sensibilité angulaire et comment améliorer les performances de tels capteurs en faisant un empilement de couches monocristallines formées à partir des cristaux photoniques à base de (SiO_2 et TiO_2) déposées sur des métaux (Au et Ag)

9.4. Modes d'interrogation

La relation de dispersion $k_x(\theta; \lambda) = \beta$ montre que la longueur d'onde et l'angle d'incidence sont les deux paramètres sur lesquels on peut jouer pour assurer l'accord de phase. On distingue donc deux modes d'interrogation:

- angulaire, dans lequel on suit la position angulaire permettant le couplage à longueur d'onde ? fixe ;
- spectral, dans lequel on suit la position spectrale permettant le couplage à l'angle d'incidence ? fixe.

9.5.Sensibilité

La sensibilité S du capteur est définie comme le rapport entre la variation du paramètre caractérisant la résonance des plasmons, ici l'angle θ_{PS} pour laquelle la réflectivité est minimale et la variation de la grandeur à mesurer qui sera dans notre cas l'indice de réfraction n_a du milieu diélectrique extérieur. L'indice de réfraction, valeur normalement sans unité, sera néanmoins noté par conformité avec ce qui est fait dans la littérature, en RIU pour « Refractive Index Unit ». Selon le mode d'interrogation la sensibilité est donc donnée en [nm/RIU] ou en [deg/RIU]

$$S_{\theta} = \frac{\Delta \theta_{PS}}{\Delta n_a} \quad (\text{deg} / \text{RIU}) \quad (3.82)$$

Où θ_{PS} est l'angle de résonance.

Cette sensibilité renseigne donc sur le déplacement de la résonance des plasmons que l'on observera pour une variation d'indice de réfraction du milieu sensible à mesurer de 1 RIU. Il est important de signaler que cette valeur est intrinsèque à l'analyte et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure (spectromètre, lampe,...).

La structure de plasmon devrait être conçue pour maximiser la sensibilité S , c'est-à-dire, un grand déplacement du pic de résonance SPR et un minimum profond et pointu dans la courbe de réflectivité.

10. Conclusion

Au travers de ce troisième chapitre, nous avons montré le fort potentiel des principales technologies des différents bio- capteurs. Plus particulièrement, l'utilisation des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur. Les formidables progrès réalisés ces dernières décennies en photonique ont

notamment été rendus possibles par les progrès des procédés technologiques sur différents matériaux notamment le silicium.

Ainsi, un ensemble de modélisations et simulations numériques permettra de préciser les paramètres géométriques pour que ces structures soient le plus sensibles à leur environnement de surface ou on a présenté dans ce chapitre les différentes méthodes pour concevoir la structure en question et de calculer la réflectivité et la transmissivité d'une structure plus compliquée contenant un empilement de couches. C'est pourquoi on introduit un formalisme de matrices de transfert qui permet de déterminer les propriétés optiques recherchées.

En dernière phase on a présenté le principe de fonctionnement de notre système multicouche en justifiant bien sur le choix des métaux utilisés et les grandeurs à mesurer.

Références

- [1] B.T. Cunningham. Label-free biosensors : Techniques and applications. *Cambridge University Press, New York*, pages 1–28, 2009.
- [2] Arnaldo D’Amico and Corrado Di Natale. A contribution on some basic definitions of sensors properties. *IEEE Sensors Journal*, 1(3) :183–190, 2001.
- [3] K. Matsubara, S. Kawata, and S. Minami. Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor. *Optics Letters*, 15(1) :75–77, Jan 1990.
- [4] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. Gupta. Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance : a comprehensive review. *IEEE Sensors journal*, 7(8) :1118–1129, 2007.
- [5] G. Xiao and W.J.Bock. *Photonic Sensing : Principles and Applications for Safety and Security Monitoring*. John Wiley and Sons, Inc., 2012.
- [6] Biacore. <http://www.biacore.com>.
- [7] A Ymeti, JS Kanger, J Greve, PV Lambeck, R Wijn, and RG Heideman. Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor. *Applied Optics*, 42(28) :5649–5660, OCT 1 2003.
- [8] Aurel Ymeti, Jan Greve, Paul V. Lambeck, Thijs Wink, van Hövell, Beumer, Robert R. Wijn, Rene G. Heideman, Vinod Subramaniam, and Johannes S. Kanger. Fast, ultrasensitive virus detection using a young interferometer sensor. *Nano Letters*, 7(2) :394–397, 2007.
- [9] Thomas Nagel, Eva Ehrentreich-Forster, Mahavir Singh, Katrin Schmitt, Albrecht Brandenburg, Alexander Berka, and Frank F. Bier. Direct detection of tuberculosis infection in blood serum using three optical label-free approaches. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 129(2) :934 – 940, 2008.
- [10] David Hradetzky, Claas Mueller, and Holger Reinecke. Interferometric label-free biomolecular detection system. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 8(7) :S360, 2006.
- [11] Albrecht Brandenburg, Ralf Krauter, Christa Künzel, Monika Stefan, and Heinrich Schulte. Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions. *Appl. Opt.*, 39(34) :6396–6405, Dec 2000.
- [12] A. Densmore, M. Vachon, D.X. Xu, S. Janz, R. Ma, Y.H. Li, G. Lopinski, A. Delâge, J. Lapointe, C. C. Luebbert, Q. Y. Liu, P. Cheben, and J. H. Schmid. Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection. *Opt. Lett.*, 34(23) :3598–3600, Dec 2009.

- [13] Romeo Bernini, Genni Testa, Luigi Zeni, and Pasqualina M. Sarro. Integrated optofluidic mach-zehnder interferometer based on liquid core waveguides. *Applied Physics Letters*, 93(1), 2008.
- [14] F Prieto, B Sepulveda, A Calle, A Llobera, C Dominguez, A Abad, A Montoya, and LM Lechuga. An integrated optical interferometric nanodevice based on silicon technology for biosensor applications. *Nanotechnology*, 14(8) :907–912, AUG 2003.
- [15] PV Lambeck, GJ Veldhuis, RG Heideman, and K Worhoff. Integrated optical devices for chemical sensing. *Quimica Analitica*, 18(1) :10–19, 1999.
- [16] B.Y. Shew, C.H. Kuo, and Y.H. Tsail. Ultra-sensitive biosensor based on su-8 planar interferometer planar. *Proceedings of the 13th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Seoul, Korea, 2005*.
- [17] Farfield. <http://www.farfield.group.com>.
- [18] Katrien De Vos, Irene Bartolozzi, Etienne Schacht, Peter Bienstman, and Roel Baets. Silicon-on-insulator microring resonator forsensitive and label-free biosensing. *Opt. Express*, 15(12) :7610–7615, Jun 2007.
- [19] Chung-Yen Chao and L. Jay Guo. Biochemical sensors based on polymer microrings with sharp asymmetrical resonance. *Applied Physics Letters*, 83(8) :1527– 1529, 2003.
- [20] Chung-Yen Chao, W. Fung, and L.J. Guo. Polymer microring resonators for biochemical sensing applications. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(1) :134–142, Jan 2006.
- [21] C. F. Carlborg, K. B. Gylfason, A. Kazmierczak, F. Dortu, M. J. Banuls Polo, A. Maquieira Catala, G. M. Kresbach, H. Sohlstrom, T. Moh, L. Vivien, J. Popplewell, G. Ronan, C. A. Barrios, G. Stemme, and W. van der Wijngaart. A packaged optical slot-waveguide ring resonator sensor array for multiplex labelfree assays in labs-on-chips. *Lab Chip*, 10 :281–290, 2010.
- [22] Genalyte. <http://www.genalyte.com>.
- [23] Sudeshna Pal, Amrita R. Yadav, Mark A. Lifson, James E. Baker, Philippe M. Fauchet, and Benjamin L. Miller. Selective virus detection in complex sample matrices with photonic crystal optical cavities. *Biosensors and Bioelectronics*, 44(0) :229–234, June 2013.
- [24] S.C. Buswell, V.A. Wright, J.M. Buriak, V. Van, and S. Evoy. Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 16(20) :15949–15957, 2008.
- [25] M.G. Scullion, A. Di Falco, and T.F. Krauss. Slotted photonic crystal cavities

- with integrated microfluidics for biosensing applications. *Biosensors & bioelectronics*, 27(1) :101–5, September 2011.
- [26] Nina Skivesen, Amélie Têtu, Martin Kristensen, Jorgen Kjems, Lars H. Frandsen, and Peter I. Borel. Photonic-crystal waveguide biosensor. *Optics Express*, 15(6) :3169, March 2007.
- [27] Mindy R Lee and Philippe M Fauchet. Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection. *Optics express*, 15(8) :4530–5, April 2007.
- [28] Bryan Ellis, Marie A. Mayer, Gary Shambat, Tomas Sarmiento, James Harris, Eugen E. Haller, and Jelena Vuckovic. Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser. *Nature Photonics*, 5 :297–300, 2011.
- [29] Laurent-Daniel Haret, Xavier Checoury, Zheng Han, Philippe Boucaud, Sylvain Combrié, and Alfredo De Rossi. All-silicon photonic crystal photoconductor on silicon-on-insulator at telecom wavelength. *Opt. Express*, 18(23) :23965–23972, November 2010.
- [30] Leung 90] [Leung 90] K. M. Leung and Y. F. Liu, Full vector wave calculation of photonic band structures in the face-centred-cubic dielectric media, *Phys. Rev. Lett.* 65, 2646(1990)
- [31] [Villeneuve 91] P. R. Villeneuve and M. Piche, Photonic band gap of transverse-electric modes in two dimensionally periodic media, *Journal of optical society of America A*8, 1296(1991)
- [32] [Sigalas 93] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, *Phys. Rev. B* 48, 14121(1993)
- [33] [Meade 91] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phs. Rev. B*, 44,pp13772-13774(1991)
- [34] [Ho 90] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a Photonic Gap in Periodique Dielectric Structures, *Phy. Rev. Lett.* 65, p.3152(1990)
- [35] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, Donor and Acceptor Modes in Photonic Band Structures, *Phy. Rev. Lett.*67, 3380(1991).
- [36] J. Garrigues, méthode des éléments finis, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille(2002)..

- [37] D. Maystre, Electromagnetic study of photonic band gap, *Pure Appl. Opt.* 3, pp.975-993(1994)
- [38] [Qiu 94] Y. Qiu, K.M. Leung, L. Carin, and D. Kralj, Dispersion curves and transmission spectra of two-dimensional photonic band-gap crystal : Theory and experiment, *J. Appl. Phys.* 77, N°8, pp. 3631-3636 (1995)
- [39] [Pendry 96] : J. B. Pendry, Calculating Photonic Band Structure, *J. Phys. : Condens Matter*8, 1085(1996).
- [40] [Reynolds 00] A. L. Reynolds, *Translight Software Manual*, University of Glasgow(2000)
- [41] Kane S. Yee ,*IEEE Trans Antennas Propagat.* 14,302-307. (1966)
- [42] W Chan and WHWeddon,*microwave Optical Tech.Letters.*7,590-604 (1998)
- [43] A Thevenot, *Computational Electrodynamics :The Finite-Difference Time Domain Method* ; Artech House ;Norwood MA (1999)
- [44] J D Joannopoulos, S G Johnson, J N Winn, and R D Meade. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*. Press, princeton university edition, 2008.
- [45] Henry M. van Driel and Willem L. Vos. Multiple Bragg wave coupling in photonic band-gap crystals. *Physical Review B*, 62(15) :9872_9875, 2000..
- [46] [Brillat 00] [Brillat 00] T. Briallat, Définition, réalisation et caractérisation de matériaux à Bandes photoniques Interdites reconfigurables en Micro-ondes, thèse de Doctorat, Univ. de Paris X, décembre 2000
- [47] Cunningham *et al* B.T. Cunningham, B. Lin, J. Qiu, P. Li, J. Pepper, and B. Hugh. A plastic colorimetric resonant optical biosensor for multiparallel detection of label-free biochemical interactions. *Sensors and Actuators B*, 85(3) :219–226, November 2002. .
- [48] Chow *et al* E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami. Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity. *Optics Letters*, 29(10) :1093, May 2004.
- [49] Loncar *et al* M. Loncar, A. Scherer, and Y. Qiu. Photonic crystal laser sources for chemical detection. *Applied Physics Letters*, 82(26) :4648–4650.
- [50] Lee *et Fauchet* Mindy R Lee and Philippe M Fauchet. Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection. *Optics express*, 15(8) :4530–5, April 2007.
- [51] Lin *et al* Hongtao Lin, Zou Yi, and Juejun Hu. Double resonance 1-d photonic crystal cavities for single-molecule mid-infrared photothermal spectroscopy : theory and design. *Opt. Lett.*, 37(8) :1304–1306, Apr 2012

[52] Skivesen *et al* Nina Skivesen, Amélie Têtu, Martin Kristensen, Jorgen Kjems, Lars H. Frandsen, and Peter I. Borel. Photonic-crystal waveguide biosensor. *Optics Express*, 15(6) :3169, March 2007.

[53] . Chakravarty *et al* S. Chakravarty, J. Topolancik, P. Bhattacharya, S. Chakrabarti, Y. Kang, and M. E. Meyerhoff. Ion detection with photonic crystal microcavities. *Opt. Lett.*, 30(19) :2578–2580, Oct 2005.

[54] électromagnétisme des milieux continus P.Kuzel 2001

[55] I. Abdulhalim, M. Zourob, and A. Lakhtakia, "Surface plasmon resonance sensors: a mini review," *Electromagnetics* **28**, 213-242 (2008) [doi:10.1080/02726340801921650].

[56] E. Kretschmann, "The Determination of the Optical Constants of Metals by Excitation of Surface Plasmons," *Z. Phys.* 241,313-324 (1971), in German.

[57] [19]A. Lahav, A. Shalabney, I. Abdulhalim, Surface plasmon resonance sensor with enhanced sensitivity using nano-top dielectric layer, *J. Nanophoton.* 3 (2009) 031501

Chapitre 4

Modélisation de la réponse spectrale des couches monocristallines

1-Introduction

Les milieux structurés périodiquement ont retenu l'attention des physiciens de longue date et ceci en raison des propriétés spécifiques des matériaux cristallins.

En physique de la matière condensée, c'est sans aucun doute l'interprétation des propriétés électroniques des matériaux semi-conducteurs qui a le plus bénéficié des avancées en matière de modélisation des matériaux présentant une structuration périodique. Comme mentionné dans le chapitre 2, c'est à la fin des années 80 qu'une analogie électromagnétique des matériaux semi-conducteurs baptisée cristaux photoniques a été proposée. Les cristaux photoniques agissent sur les ondes EM de volume et c'est donc tout naturellement qu'un analogue surfacique des cristaux photoniques a été proposé et baptisé cristal plasmonique.

Ces nanostructures métalliques suscitent actuellement un intérêt considérable en raison de leurs présentes et futures applications potentielles dans divers champs, tels que la science des matériaux la catalyse chimique et la spectroscopie Raman exaltée de surface [1,2].

On voudrait citer plus particulièrement les bio-détecteurs basés sur la résonance de plasmon de surface de nanoparticules de métaux nobles, déposés sur des surfaces fonctionnalisés [3,4,5].

En particuliers, les nanoparticules d'or et d'argent absorbent fortement des bandes de fréquences étroites, qui peuvent être accordées en ajustant la forme, la taille et la distance inter-particules.

En plus, leurs propriétés optiques dépendent nettement de la chimie de surface [6,7] sur laquelle elles sont déposées et sur l'indice de réfraction de l'environnement diélectrique entourant ces nanostructures [8,9]. Ceci rend ces interfaces appropriées pour des applications de bio-détection (basées sur la détection de variation d'indices).

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 plasmon de surface localisée (LSPR).

De tels modèles s'avèrent essentiel pour l'optimisation et l'évaluation de divers prototypes de sondes préalablement à l'expérience. En plus, ils pourraient permettre la compréhension ou du moins la confirmation théorique de tels phénomènes observés expérimentalement.

Diverses tentatives ont été entreprises afin de modéliser les propriétés optiques de nanoparticules métalliques, en particuliers la réponse plasmonique en fonction des différents paramètres physiques mis en jeu [10, 11,12,17,18].

Dans ce chapitre, on rapporte les résultats de simulations numériques basées sur le modèle de Lorentz-Drude et dans la configuration d' Otto-Kretschmann (description détaillée dans le chapitre 1) et en utilisant la méthode de la matrice de transfert (TMM) (qui était détaillée dans le chapitre 3).

concernant la modélisation de la réponse spectrale des modes guidés à travers un empilement de couches mono-cristallines , ce travail est subdivisé en deux grandes parties :

Première partie

Dans cette partie on va faire la modélisation spectrale dans des systèmes multicouches qui ne contiennent pas les cristaux photoniques ou ils seront formés essentiellement par le prisme avec les diélectriques ou on a choisit le SiO_2 et le TiO_2 comme échantillons d'étude.

En premier temps ce système sera étudié sans l'introduction de la couche métallique après on va ajouter le métal qui sera l'or (Au) et/ou l'argent (Ag) qui seront pris séparément et simultanément [17,18]

Deuxième partie

Dans cette deuxième partie la modélisation spectrale serait sur des systèmes multicouches qui contiennent les cristaux photoniques formés essentiellement de 6 paires de couches de dioxyde de silice et de titane (SiO_2 et TiO_2) prises dans un premier temps dans cette répartition ordonnée (structure sans défauts) et puis on va introduire des défauts de structure [13,14,15,16].

Première partie

Système multicouches sans cristaux photoniques

1/ Structure sans métal

a/-Prisme+SiO₂+Air (pour différents épaisseurs du diélectrique)

Pour des épaisseurs du diélectrique (SiO₂) variant de 10 à 50 nm (figure (4.1)) ,on obtient le spectre de la variation du réflexion pour des angles d'incidences différentes, représenté par la courbe de la figure (4.2) qui présente deux régions. La première correspond aux incidences inférieures à l'angle critique du système, $\theta_c = \arcsin(n_{\text{air}}/n_{\text{prisme}}) = 41.30^\circ$, et présente une très faible réflectivité (et même presque nulle)

La seconde région du spectre présente une réflectivité unitaire et correspond aux incidences supérieures à l'angle critique. Dans ce domaine angulaire, il y a réflexion totale.

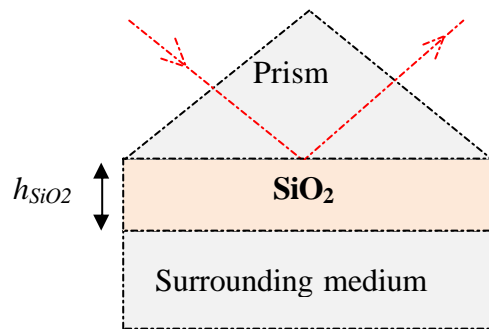


Figure 4.1 Structure sans métal $n_{\text{prisme}}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{\text{SiO}_2}=1.451$

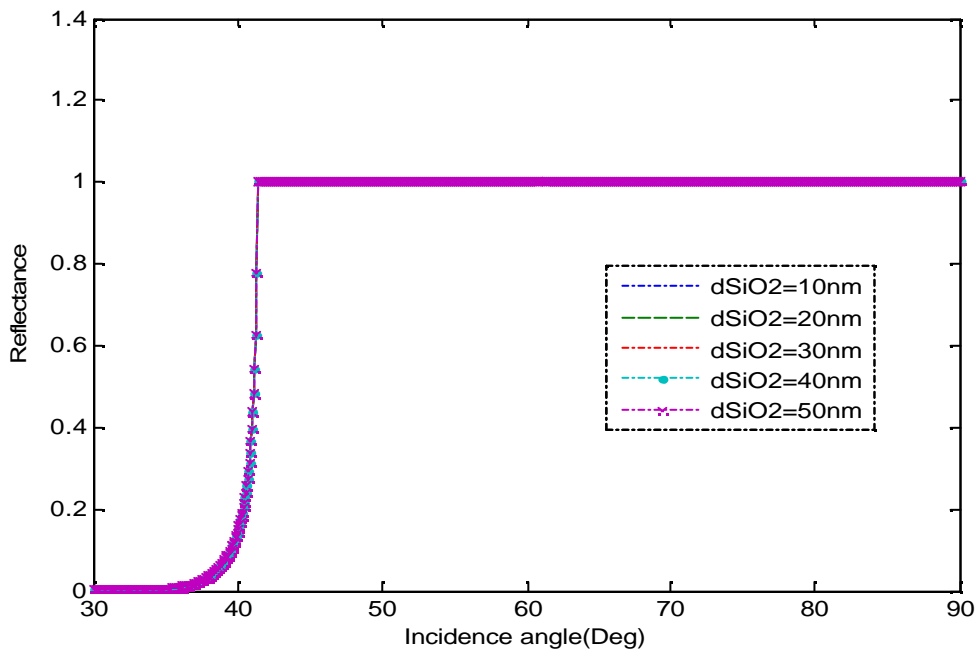


Figure 4.2: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure à trois couches Prisme- SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs de la couche SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{\text{SiO}_2}=1.451$, indice de l'air $n_{\text{air}}=1$

b/-Prisme+SiO₂+Analytes (épaisseur du diélectrique d_{SiO₂}= 10 nm)

Le spectre de réflexion, représenté par la courbe de la figure (4.3) présente deux régions. La première correspond aux incidences inférieures à l'angle critique du système, $\theta_c = \arcsin(n_{\text{analyte}}/n_{\text{prisme}})$, et présente une faible réflectivité cet angle va translater à droite en prenant les valeurs suivantes : (41.30°,46.55°,52.38°,59.10° et 67.53° pour les différents analytes utilisés) .

La seconde région du spectre présente une réflectivité unitaire et correspond aux incidences supérieures à l'angle critique. Dans ce domaine angulaire, il ya réflexion totale.

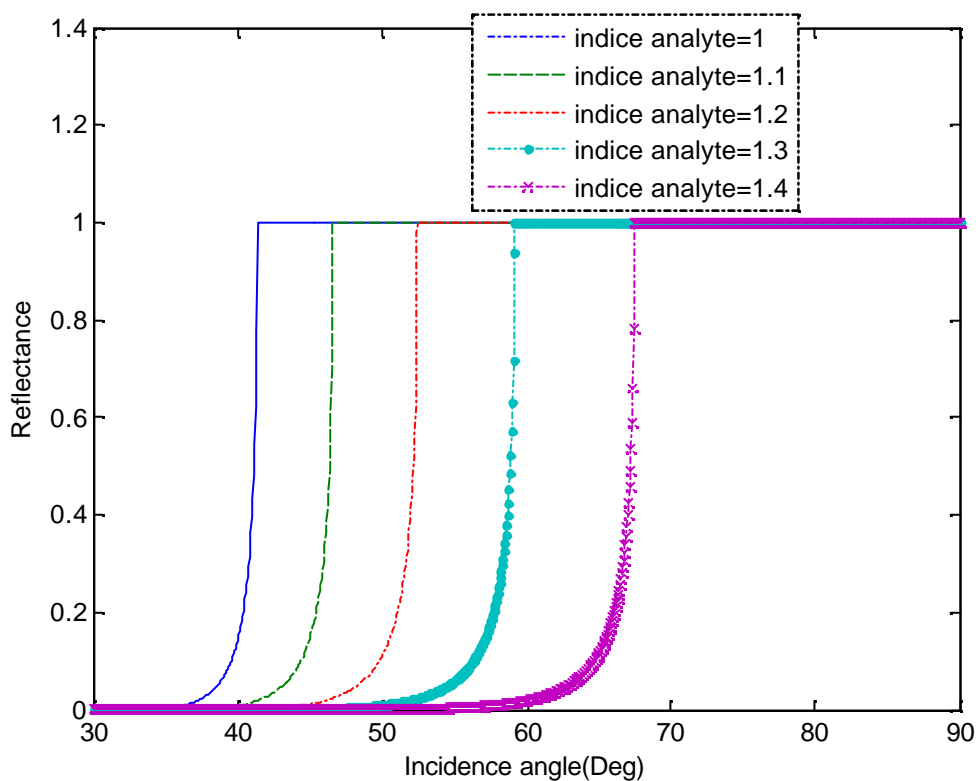


Figure 4.3: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure à trois couches Prisme- SiO₂- Analytes, pour différentes indice de réfraction de l'analyte (n_a). Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{\text{SiO}_2}=1.451$,

2/ Structure avec métal

a/-Prisme+Au+SiO₂+Air (pour différentes épaisseurs du métal)

Pour la structure avec métal (figure (4.4)) on va utiliser les paramètres cités au dessous :

	Indices de réfraction	Constantes diélectriques
Prisme (BK7)	$n_p=1.51509$ [23]	
Au ($\lambda_0 = 632.8\text{nm}$)	$n_r=0.1726,$ $n_i=3.4218$	$\epsilon = (n^2)=-11.6964+1.1812i$
Air	$n_r=1.0$	
SiO₂	$n_r=1.451$ [25]	

Tableau 4.1 : Paramètres optiques utilisés pour le calcul des propriétés de (SPR)

Pour les autres dispositifs on va gardes les mêmes paramètres seulement l'épaisseur du métal qui est l'or varie entre 40 nm et 55 nm

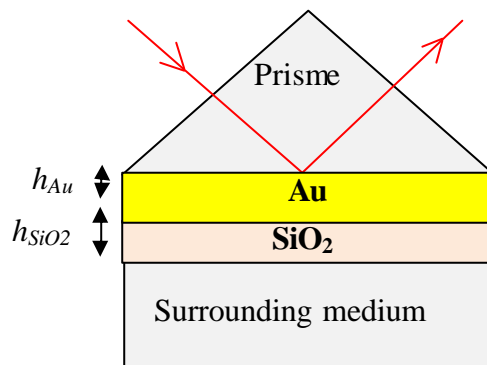


Figure 4.4 Structure avec métal, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2} = 1.451$

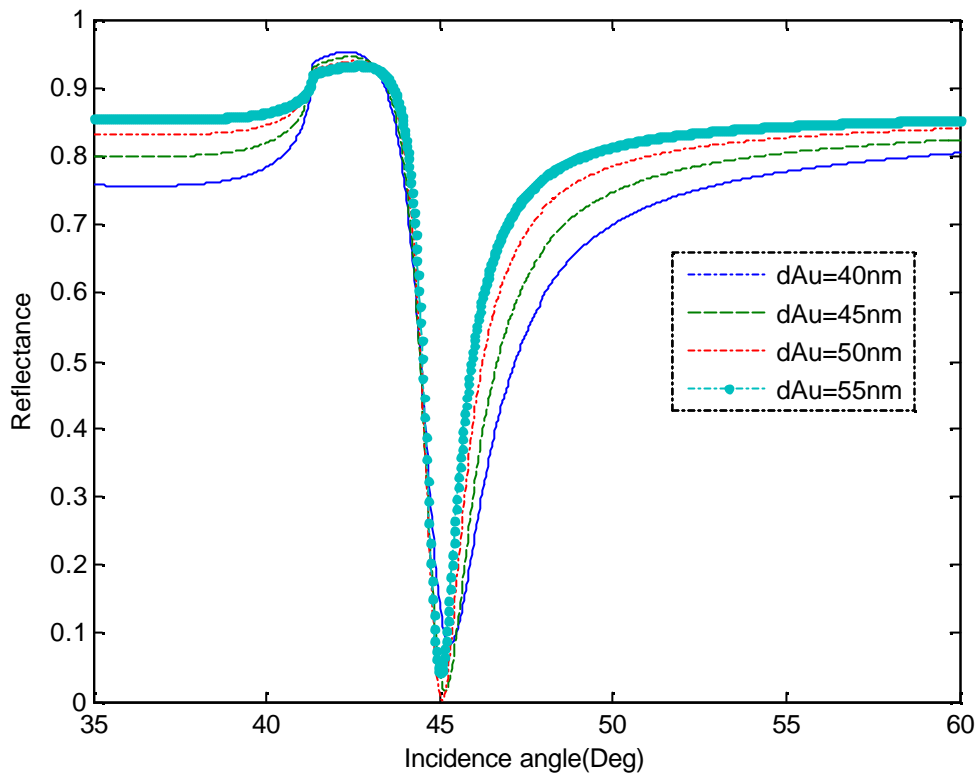


Figure 4.5-a : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs de la couche Au. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

L'ajout d'une mince couche d'argent à ce système, entre les milieux incident et émergent modifie considérablement le phénomène de réflexion, ce que montre l'allure du spectre de réflexion. La variation du facteur de réflexion en fonction des différents angles d'incidence de la figure (4.5-a) de la structure ATR présente deux allures. La première partie du spectre (pour des valeurs inférieures à θ_c) présente une réflectivité nettement supérieure à celle de la structure sans métal.

Dans la seconde partie de la courbe, l'introduction d'un métal (Au) et pour des épaisseurs qui varient entre (40 et 55 nm) provoque l'apparition d'un pic de résonance θ_{SPR} .

Dans la seconde partie du spectre, correspondant aux angles supérieurs à l'angle critique, hors résonance, la réflectivité n'est pas unitaire comme on pourrait l'attendre, sauf lorsqu'on approche de l'incidence rasante. Ce phénomène est dû à l'absorption d'une fraction du faisceau incident par la couche de métal.

Épaisseur de la couche métallique (Au) optimisée

L'étude de la résonance de plasmons de surface au moyen du formalisme matriciel des équations de Fresnel permet de définir une épaisseur optimale de la couche métallique pour laquelle la réflectivité est nulle [41][42]. Dans le cas de l'architecture ATR, l'épaisseur optimale, *d_{opt}*, est donnée par la relation :

$$d_{opt} = \frac{\lambda_0}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_d}{\epsilon_r + \epsilon_d}} \quad (IV.1)$$

λ_0 est la longueur d'onde de la radiation lumineuse dans l'air. (ϵ_r et ϵ_d sont respectivement les composantes réelle et imaginaire de la permittivité du métal. ϵ_d est la permittivité diélectrique du milieu émergent (diélectrique).

Cette épaisseur optimale est l'épaisseur que le métal doit posséder pour optimiser le couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface de l'interface métal / diélectrique.

L'influence de l'épaisseur (*d_{AU}*) de la couche métallique sur le comportement du spectre de réflexion du système est résumé à la figure (4.5-a) Il apparaît ainsi qu'un écart par rapport à l'épaisseur optimale, *d_{opt}*, conduit à un déplacement du pic de résonance, à une modification de sa largeur, ainsi qu'à une variation de son amplitude.

Plus précisément, une épaisseur supérieure à la valeur optimale induit une résonance plus étroite à une incidence plus faible. Une épaisseur inférieure à l'épaisseur optimale entraîne, quant à elle, une résonance moins angulairement sélective à une incidence plus élevée. Dans les deux cas, l'amplitude du pic d'absorption diminue.

Utilisant les données du tableau (4.1), nous avons calculé l'épaisseur optimale de la couche métallique pour le système prisme/Au/air, la valeur trouvée *d_{opt}*= 47.62 nm est en bon accord avec les résultats de simulations.

Sur la figure (4.6-b) nous présentons la variation du minimum de la courbe de réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche d'Au pour un milieu extérieur air (*n_a*=1.0). Cette courbe met en évidence l'effet de l'épaisseur sur la « profondeur » du pic. Nous remarquons que pour les faibles épaisseurs, le pic de résonance est plus prononcé par rapport à celui obtenu pour des épaisseurs plus importantes (> 47.5 nm). La valeur zéro de la réflectance correspondant à l'épaisseur *d_{opt}*= 47.5 nm est réalisée pour un angle de résonance $\theta_{SP} = 45.07^\circ$

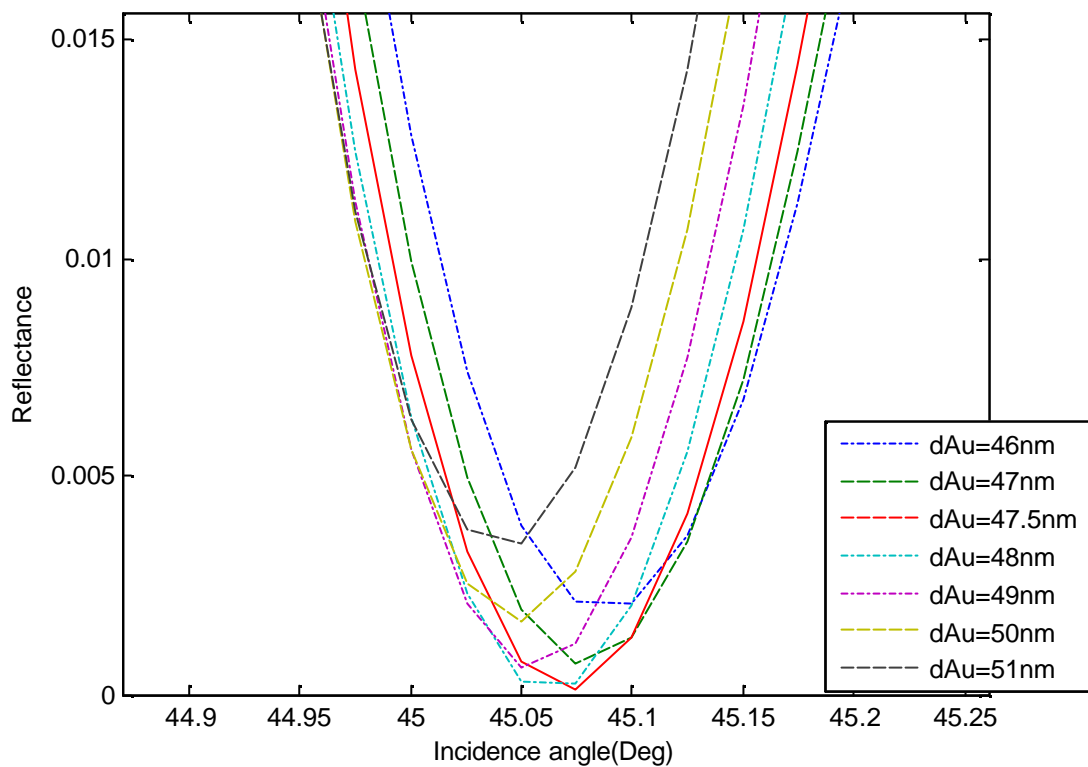


Figure 4.5-b Prisme+Au+SiO₂+Air (pour différents épaisseurs du métal) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

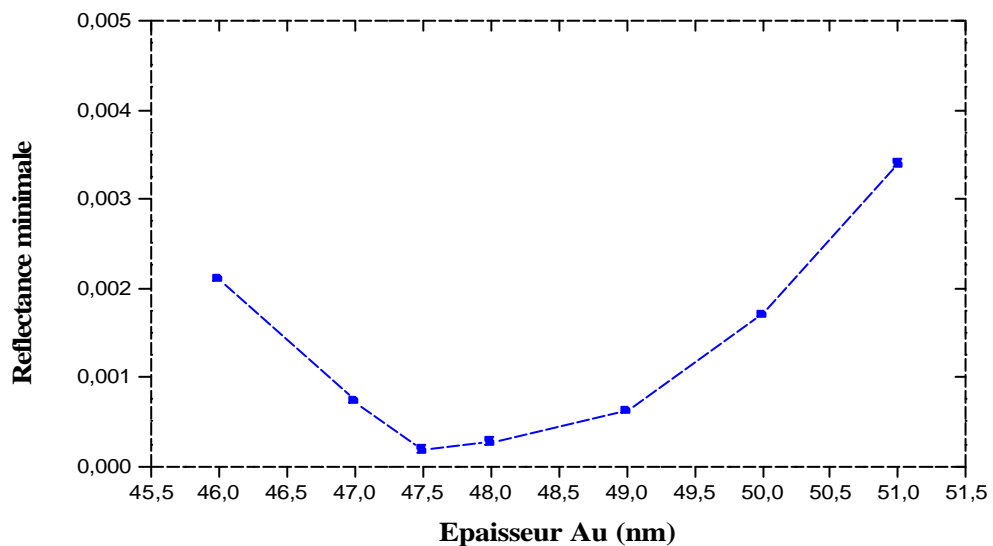


Figure 4.6. Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d'au pour le système (prisme-Au-SiO₂ air). Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

b/-Prisme+Au+SiO₂+Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique)

On prend l'épaisseur du métal (Au) optimisée qui est de l'ordre de 47.5 nm et on va faire varier l'épaisseur du diélectrique (SiO₂) on obtiendra le graphe de la figure (4.7) donnant l'allure de la variation de la réflectance ainsi l'intensité du champ latérale en E_z en fonction de l'angle de l'incidence respectivement.

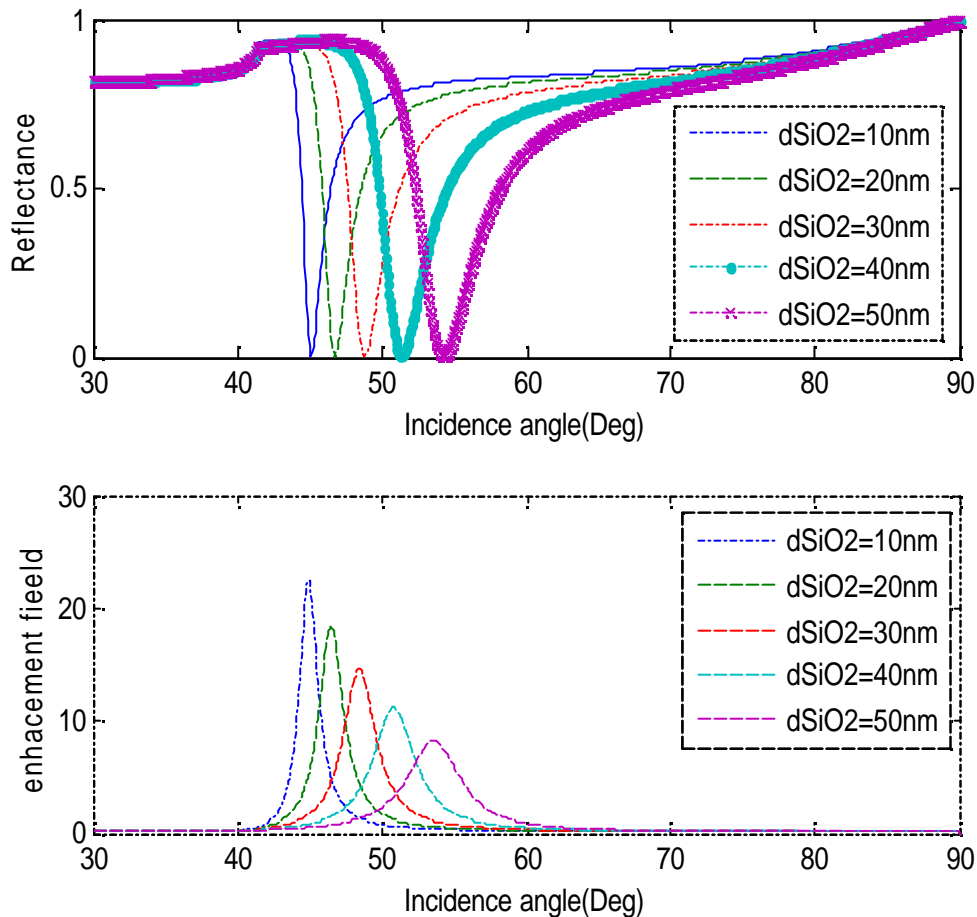


Figure 4.7: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

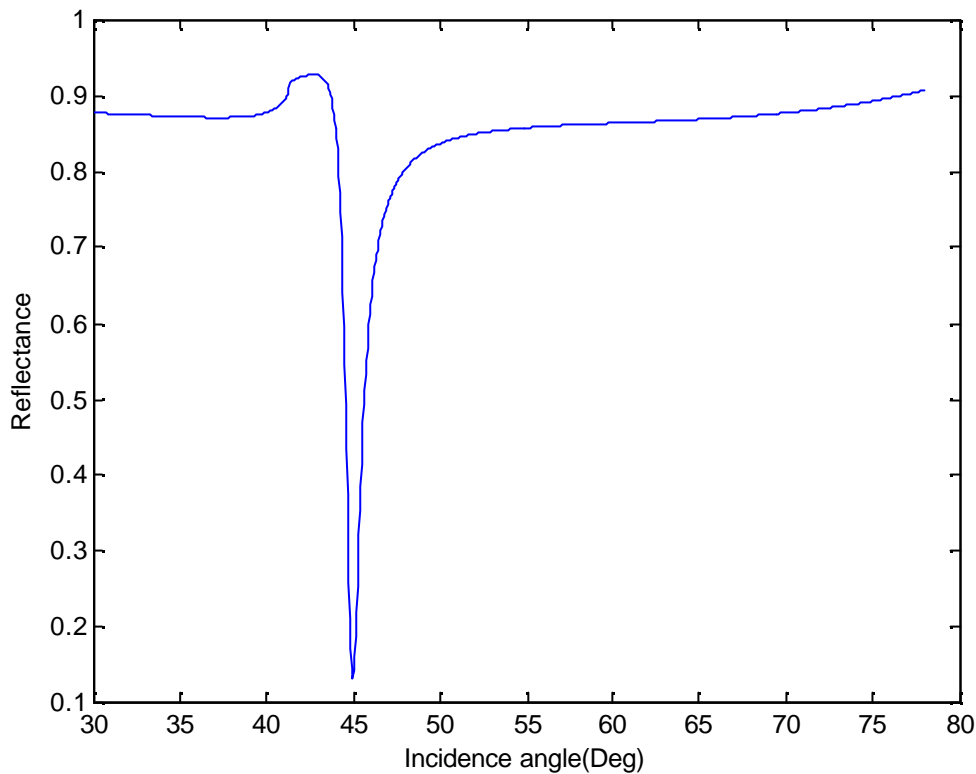


Figure 4.8: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour (pour une épaisseur du SiO₂ de 10nm) . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

Intéressons-nous à présent, à l'effet qu'apporte une variation de l'épaisseur de la couche du diélectrique (SiO₂ milieu émergent), sur la réponse du système ATR. Les simulations numériques montrent qu'une augmentation de cette épaisseur déplace l'angle de résonance, θ_{spr} , vers les grandes incidences (figure. (4.7))

Le champ électrique du plasmon de surface est évanescent dans la direction perpendiculaire à sa direction de propagation, la figure (4.7) montre l'évolution du champ latéral (on parle de de l'intensité transmise) à l'angle de résonance en fonction de l'épaisseur du diélectrique. À la résonance, la réflectivité R atteint sa valeur minimale (figure (4.8) et l'intensité du champ électromagnétique transmi à la surface atteint sa valeur maximal pour l'épaisseur $d_{opt} = 10$ nm de la couche du SiO₂

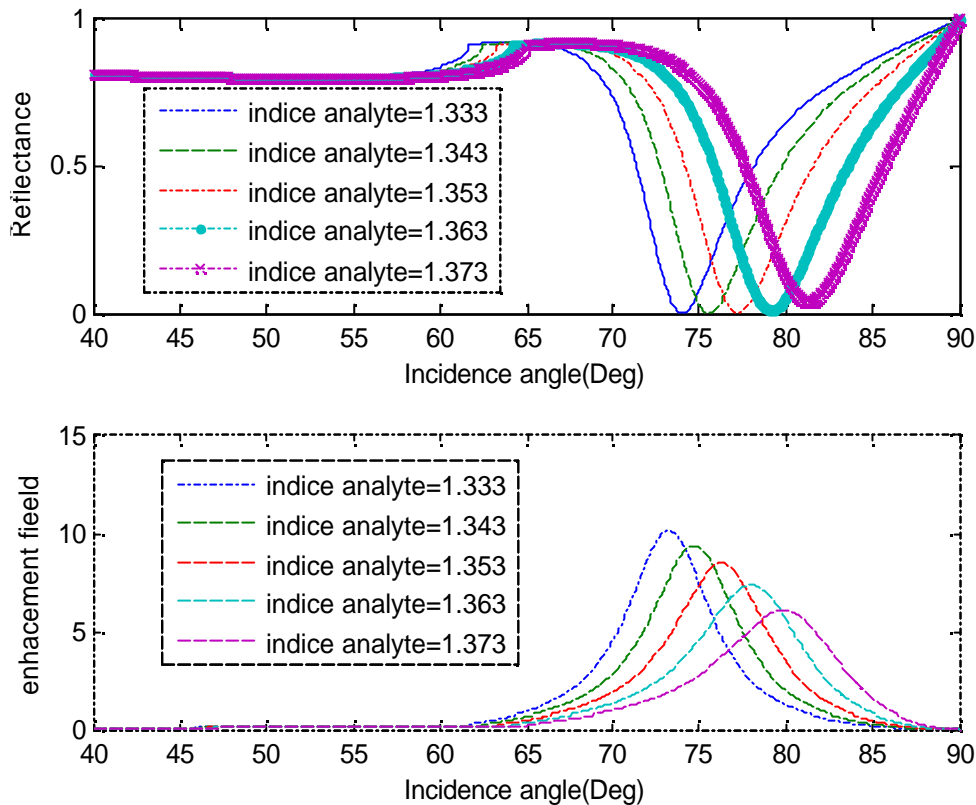
c/-Prisme+Au+SiO₂+Analytes

Figure 4.9: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂-Analytes, pour des épaisseurs optimisées du Au et du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

La figure (4.9) représente la courbe de réflectivité et du champ latéral en fonction de résonance calculée pour l'épaisseur optimale d'au de 47.5nm, pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents (ayant des indices de réfractions supérieures).

En raison de la faible constante diélectrique de l'analyte par rapport à celle du métal, $|E_z|$ a une valeur forte à l'interface métal / analyte comme le montre la figure (4.9) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport aux voisinages de la résonance.

2-2 L'or (Au) Avec le TiO₂a/-Prisme+Au+TiO₂+Air (pour différents épaisseurs du diélectrique TiO₂)

indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$

On prend l'épaisseur du métal (Au) optimisée qui est de l'ordre de 47.5 nm et on va faire varier l'épaisseur du diélectrique (TiO₂) on obtiendra le graphe de la figure (4.10) donnant l'allure de la variation de la réflectance ainsi l'intensité du champ latérale en E_z en fonction de l'angle de l'incidence respectivement.

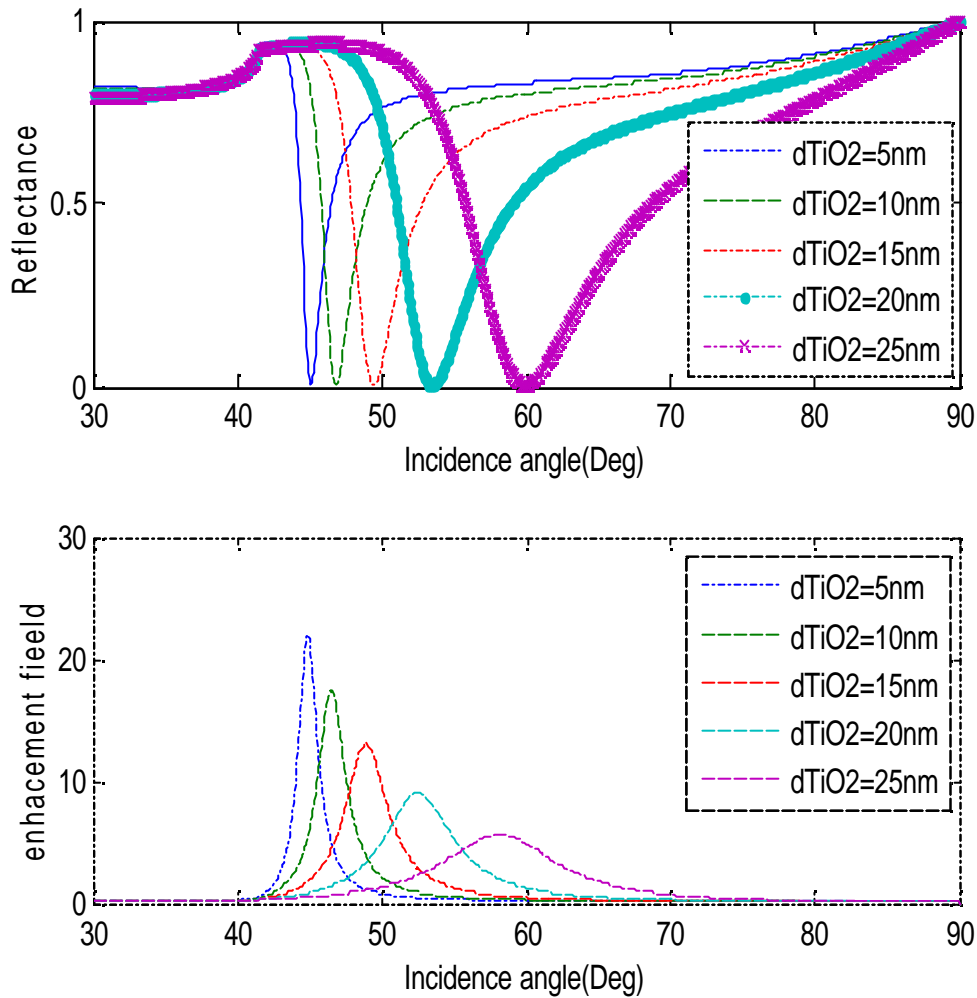


Figure 4.10: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme- Au - TiO₂- Air, pour différentes épaisseurs du TiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$.

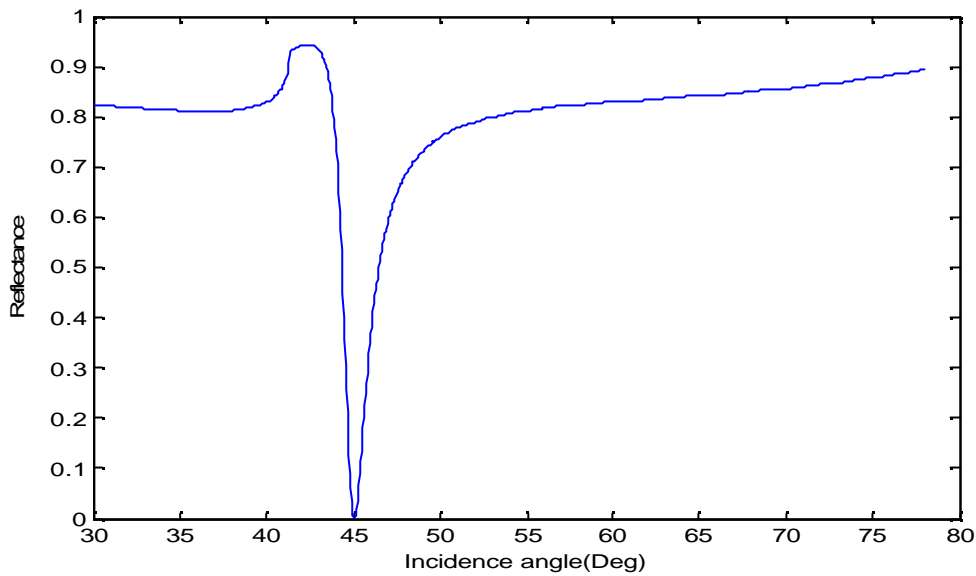


Figure 4.11: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - TiO₂- Air, pour une épaisseur du TiO₂ de 5nm. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$.

b/-Prisme+Au+TiO₂+Analytes

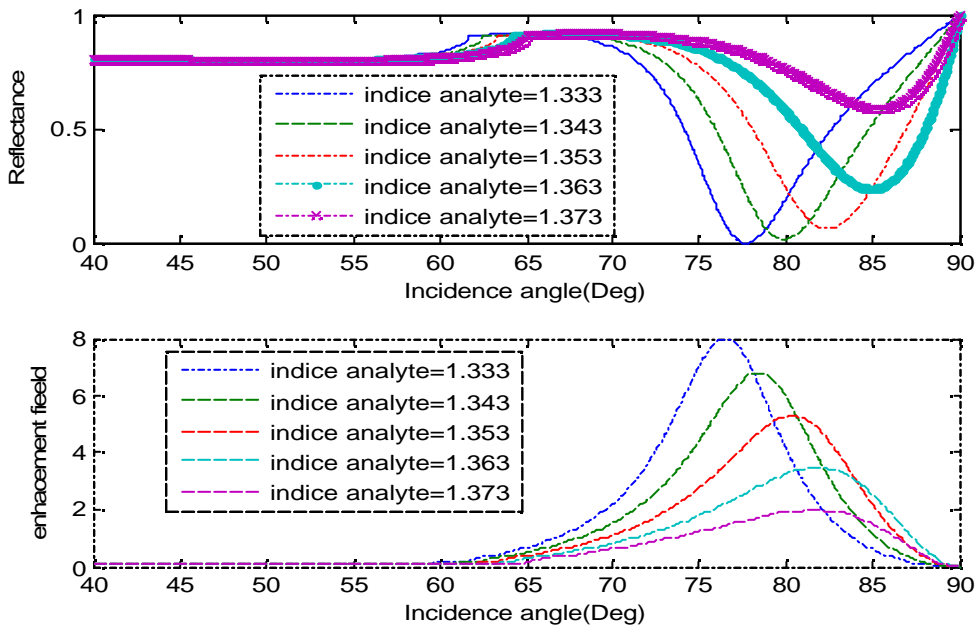


Figure 4.12: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - TiO₂- Analytes, pour une épaisseur de 5 nm du TiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$.

Une augmentation de la permittivité du milieu émergent induit une résonance pour une incidence plus élevée. Notons également qu'une augmentation de l'indice de réfraction conduit à une augmentation de la valeur de l'angle critique.

Nous remarquons que pour des épaisseurs du TiO_2 plus faibles que celles utilisées pour le SiO_2 nous obtenons les mêmes résultats presque (θ_{spr} est le même pour les deux diélectriques pour une demi épaisseur du TiO_2 que celle du SiO_2).

Afin d'expliquer ce comportement, il faut à nouveau considérer les relations de dispersion des plasmons et de la lumière données par les équations dans le chapitre (1). L'augmentation de la permittivité du diélectrique entraîne une augmentation de la composante x du vecteur d'onde des plasmons de surface.

Cette variation du vecteur d'onde des plasmons nécessite un nouvel accord avec le vecteur d'onde de la lumière incidente afin d'obtenir la résonance. Ainsi, puisqu'à la résonance $\mathbf{k}_x^{\text{inc}} = \mathbf{k}_x^{\text{p}}$, la projection selon l'axe x du vecteur d'onde de la radiation incidente doit être augmentée, l'angle de résonance doit se déplacer vers les grandes incidences.

2.3 L'argent (Ag) avec le SiO_2

a/-Prisme+Ag+ SiO_2 +Air (pour différents épaisseurs du métal)

Indice du métal Ag $n_{\text{Ag}} = 0.059 + i 4.279$ ($\epsilon_{\text{Ag}} = -18.296 + 0.5049 i$)

Pour les autres dispositifs on va garder les mêmes paramètres seulement l'épaisseur du métal qui est l'argent varie entre 30 nm et 60 nm

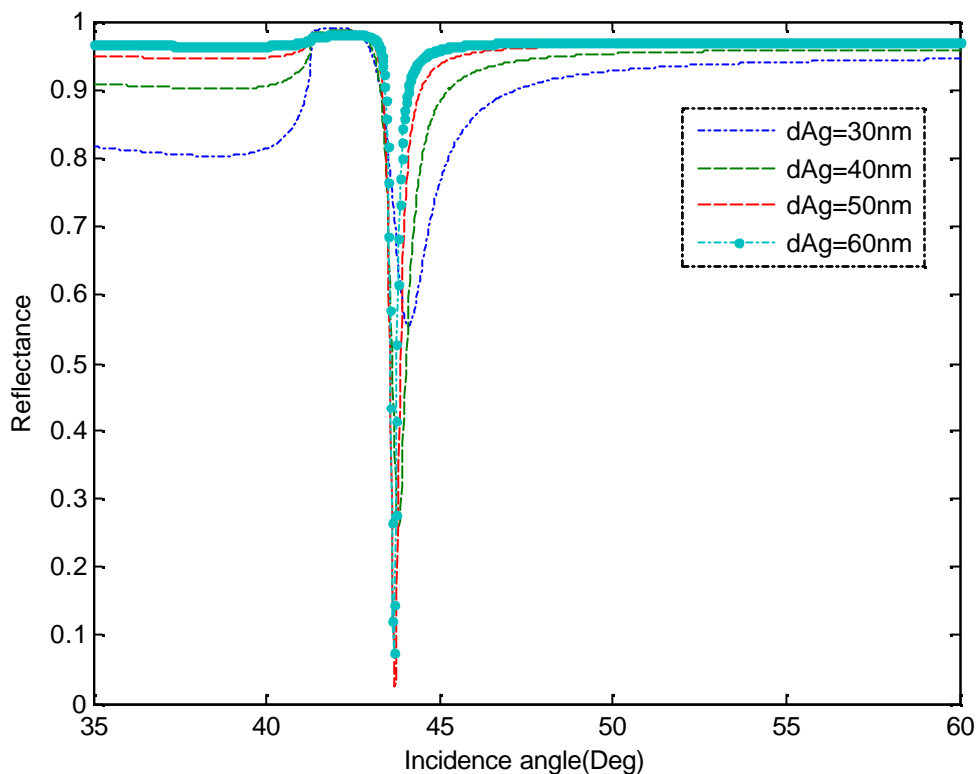


Figure 4.13-a : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs de la couche Ag. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

La permittivité des métaux employés étant complexe, nous étudierons son influence par l'intermédiaire de ses parties réelles et imaginaires. Ainsi, une variation de la partie réelle de la permittivité complexe du métal influence la position du pic de résonance (figure (4.13a et b)). Une augmentation de **valeur absolue de ϵ_r** déplace le pic de résonance vers une position angulaire plus petite. La Fig.(4.13a et b) montre également que l'accroissement de la partie réelle de la permittivité du métal engendre une diminution remarquable sur la largeur du pic de résonance. Lorsque $|\epsilon_r|$ devient important par rapport à ϵ_i , la condition $|\epsilon_r| \gg \epsilon_i$, nécessaire à une bonne résonance de plasmons de surface, est d'autant mieux vérifiée.

Sur la figure (4.14) nous présentons la variation du minimum de la courbe de réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche d'Ag pour un milieu extérieur air ($n_a=1.0$). Cette courbe met en évidence l'effet de l'épaisseur sur la « profondeur » du pic. Nous remarquons que pour les faibles épaisseurs, le pic de résonance est plus prononcé par rapport à celui obtenu pour

des épaisseurs plus importantes (> 47.5 nm). La valeur zéro de la réflectance correspondant à l'épaisseur $d_{opt}= 47.5$ nm est réalisée pour un angle de résonance $\theta_{SP} = 43.6757^\circ$.(résultat en accord avec [17,18])

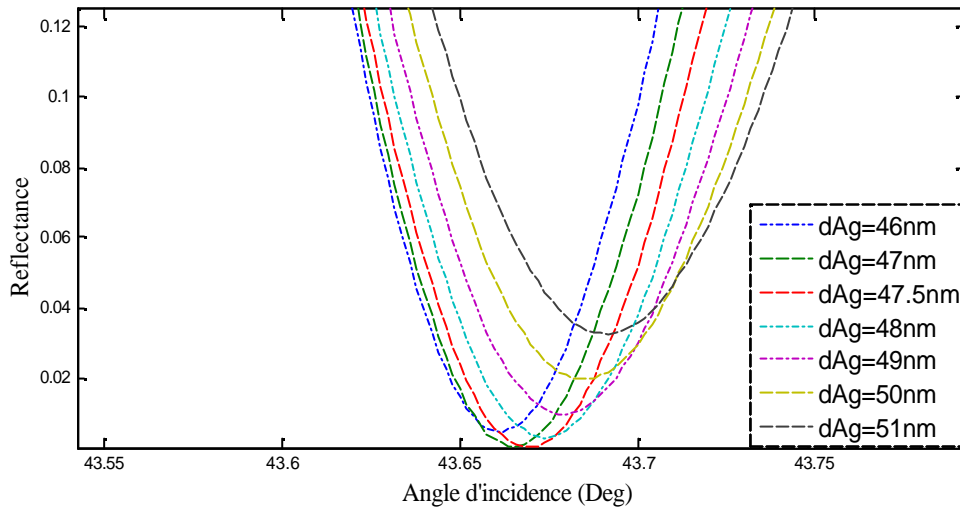


Figure 4-13.b.Prisme+Ag+SiO₂+Air (pour différents épaisseurs du métal (zoom) , les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

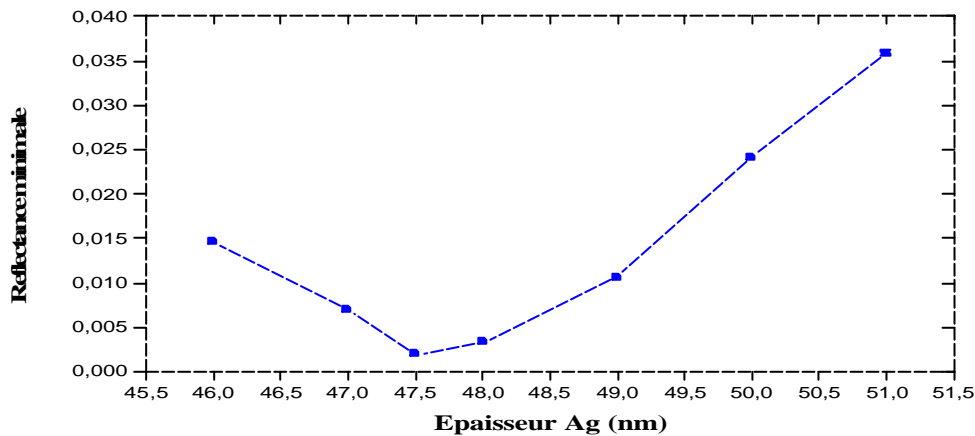


Figure 4-14. Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d'Ag pour le système (prisme-Ag-SiO₂-air) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

b/-Prisme+Ag+SiO₂+Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique)

On prend l'épaisseur du métal (Ag) optimisée qui est de l'ordre de 47.5 nm et on va faire varier l'épaisseur du diélectrique (SiO₂) on obtiendra le graphe de la figure (4.15) donnant

l'allure de la variation de la réflectance ainsi l'intensité du champ latérale E_z en fonction de l'angle de l'incidence respectivement.

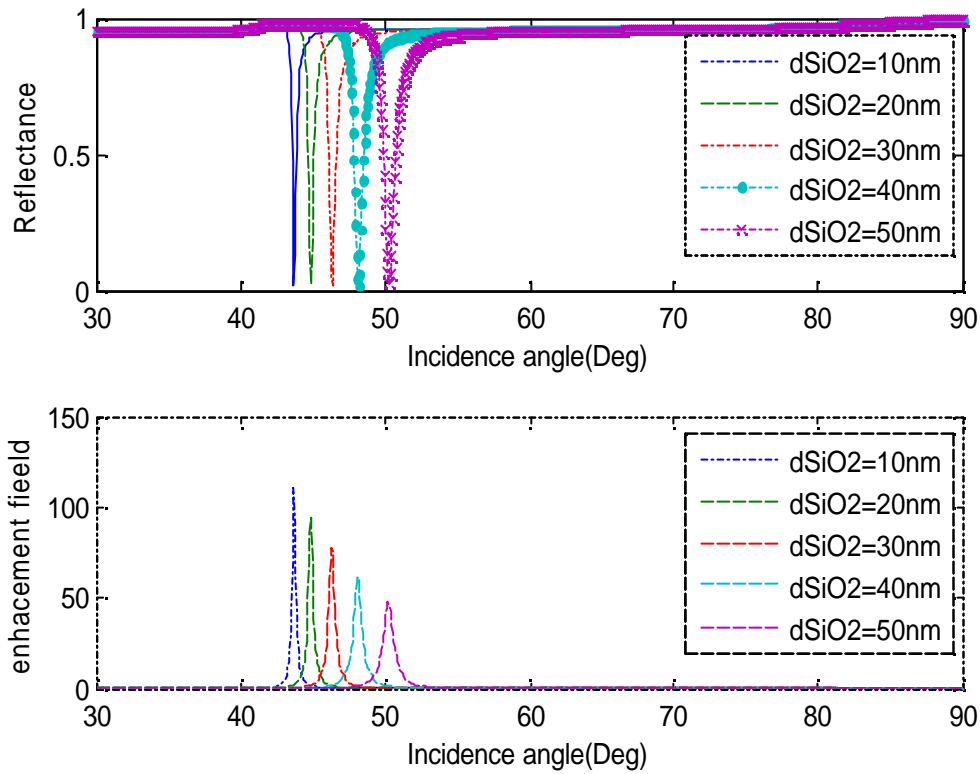


Figure 4.15: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

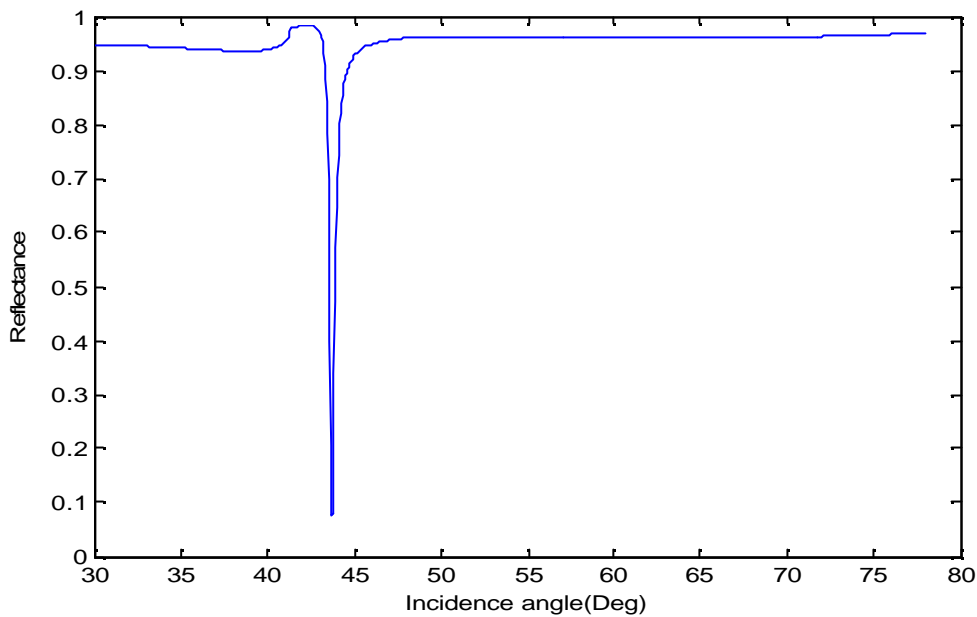


Figure 4.16. Prisme+Ag+SiO₂+Air (pour une épaisseur du SiO₂ de 10nm) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

Intéressons-nous à présent, à l'effet qu'apporte une variation de l'épaisseur de la couche du diélectrique (SiO₂ milieu émergent), sur la réponse du système ATR. Les simulations numériques montrent qu'une augmentation de cette épaisseur déplace l'angle de résonance, θ_{spr} , vers les grandes incidences (figure(4.15)) chose vérifiée comme dans le cas de l'utilisation de l'or mais avec un déplacement important avec le nouveau métal qui est l'argent et ceci est dû à la différence d'influence des paramètres de la permittivité électrique des deux métaux.

Le champ électrique du plasmon de surface est évanescent dans la direction perpendiculaire à sa direction de propagation, la figure (4.15) montre l'évolution du champ latéral à l'angle de résonance en fonction de l'épaisseur du diélectrique. À la résonance, la réflectivité R atteint sa valeur minimale (figure (4.16) et l'intensité du champ électromagnétique à la surface atteint sa valeur maximale pour l'épaisseur $d_{opt} = 10$ nm de la couche du SiO₂ .(résultat en accord avec [17,18])

c/-Prisme+Ag+SiO₂+Analytes

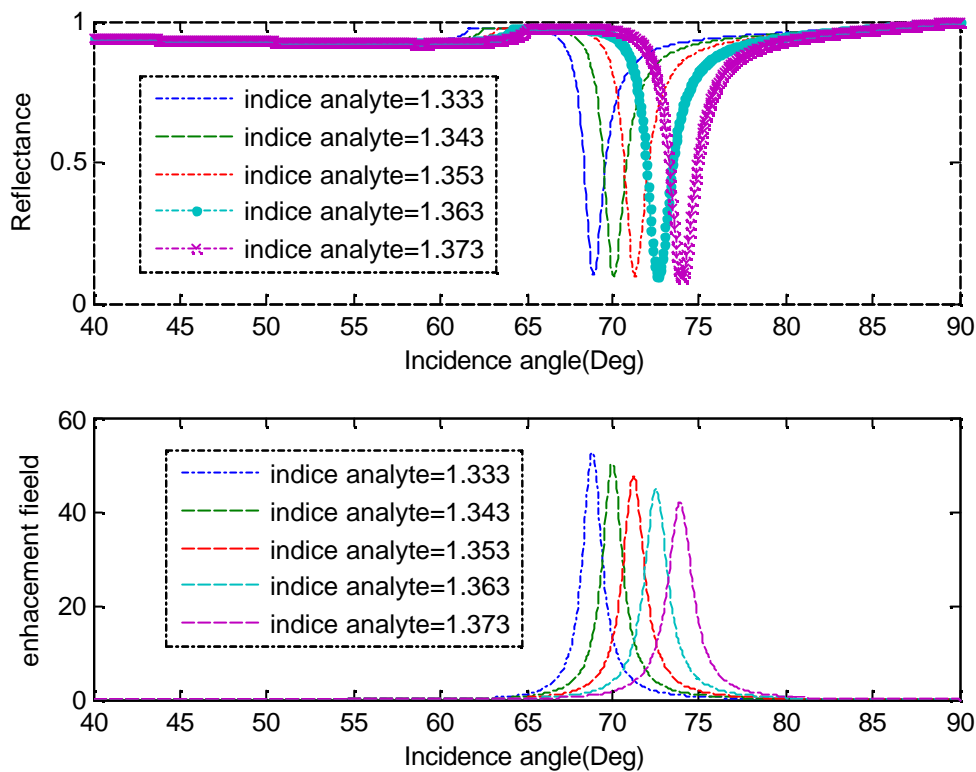


Figure 4.17: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour des épaisseurs optimisées du Ag et du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

La figure (4.17) représente la courbe de réflectivité et de l'intensité du champ latéral transmi en fonction de résonance calculée pour l'épaisseur optimale d'Ag de 47.5nm, pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents (ayant des indices de réfractions supérieures).

En raison de la faible constante diélectrique de l'analyte par rapport à celle du métal, l'intensité du champ latéral transmi a une valeur forte à l'interface métal / analyte comme le montre la Figure (4.17) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport à ces voisinages.

2.4 L'argent (Ag) avec le TiO₂

a/-Prisme+Ag+TiO₂+Air (pour différents épaisseurs du diélectrique TiO₂)

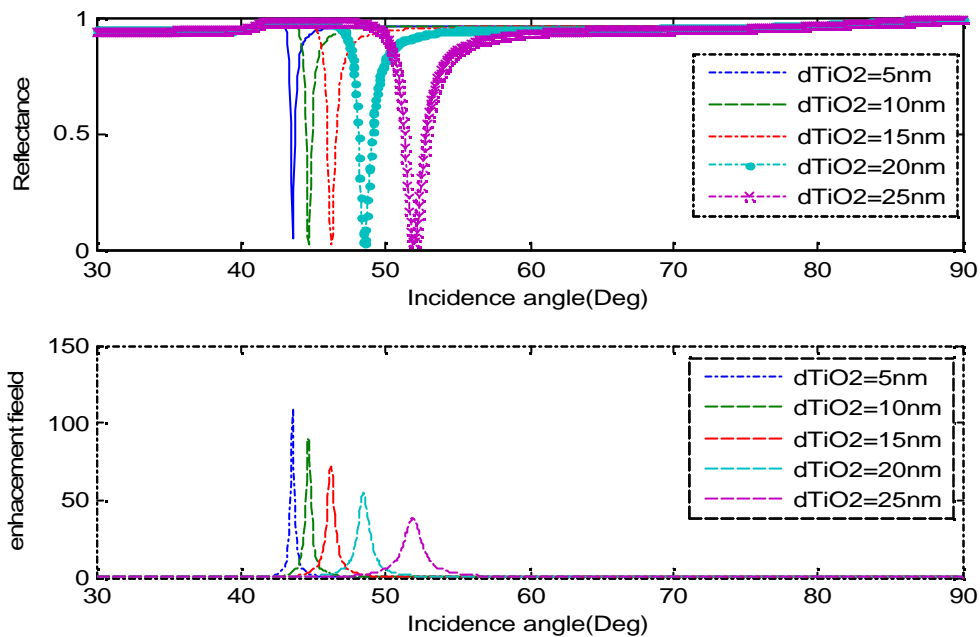


Figure 4.18: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - TiO₂- Air, pour des épaisseurs différentes du TiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$

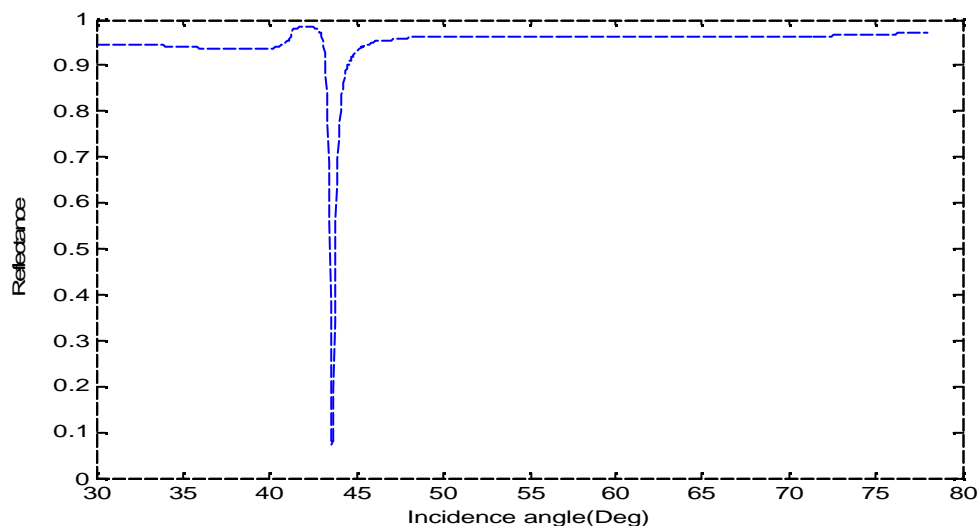


Figure 4.19.Prisme+Ag+TiO₂+Air (pour l'épaisseur optimisée du TiO₂ de 5nm) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$

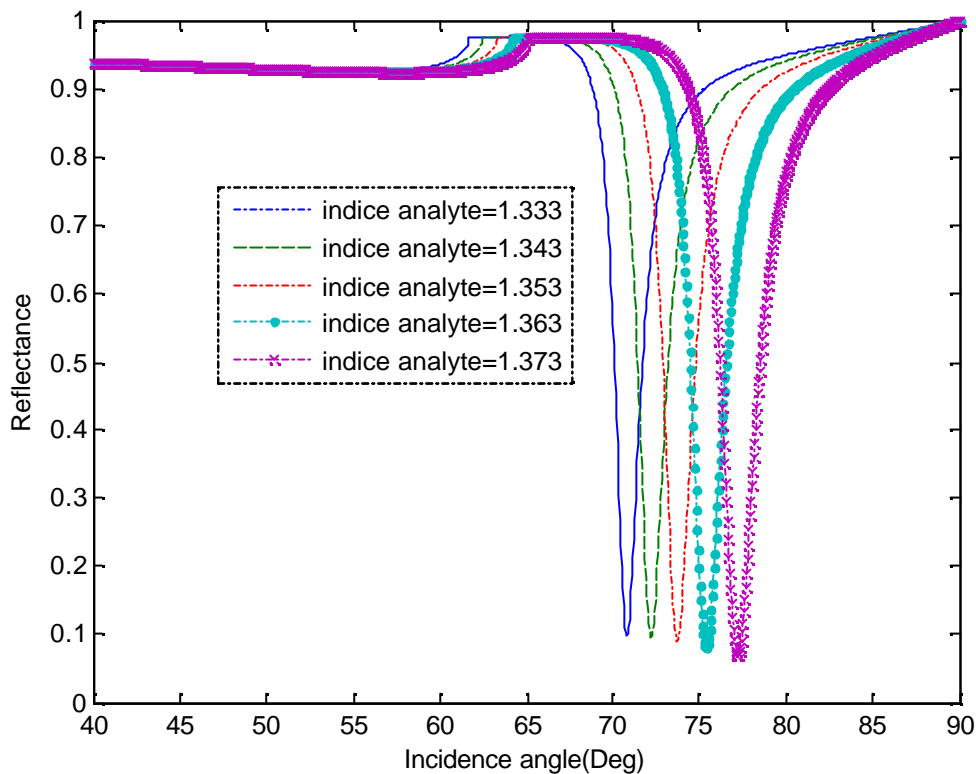
b/-Prisme+Ag+TiO₂+Analytes

Figure 4.20: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - TiO₂- Analytes, pour des épaisseurs optimisées du Ag et du TiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, Indice du diélectrique $n_{TiO_2}=2.232$

Comme on a vu dans le cas de la structure utilisant le SiO₂ une augmentation de la permittivité du milieu émergent induit une résonance pour une incidence plus élevée.

Nous remarquons que pour des épaisseurs du TiO₂ plus faibles que celles utilisées pour le SiO₂ nous obtenons les mêmes résultats presque (voir figure (4.18) et (4.19)) (θ_{SPR} est le même pour les deux diélectriques pour une demi épaisseur du TiO₂ que celle du SiO₂).

L'épaisseur optimale de la couche de TiO₂ pour laquelle la réflectivité est nulle et l'intensité du champ E_z est maximale est de 5 nm. L'angle de résonance pour cette structure avec un milieu extérieur d'air est de $\theta_{SP} = 43.6521^\circ$ et une augmentation de la réfringence du milieu extérieur (pour des analytes différents (voir figure (4.20)) se traduit d'une translation de l'angle de résonance vers les grandes incidences (70.8417°) pour l'eau par exemple).(résultat en accord avec [17,18])

3/ Structure avec 2 métaux3-1 Au avec Aga/-Prisme+Au+Ag+Air (pour différents épaisseurs des 2 métaux)

On va garder les mêmes paramètres de la simulation pour l'indice du prisme, et on fait varier les épaisseurs des métaux déposés comme montre la figure (4-21) d'une façon que l'épaisseur de l'argent (Ag) augmente et celle de l'or (Au) diminue.

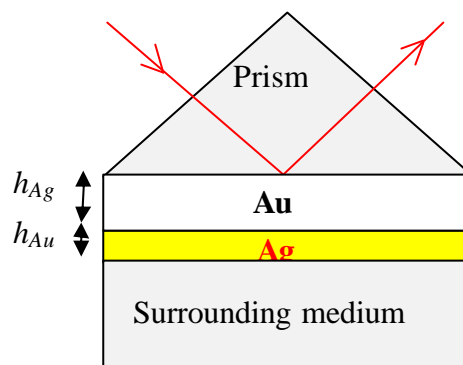


Figure 4.21 structure prisme+Au +Ag .Les paramétrés de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, ,

$$e_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i \quad e_{\text{Ag}} = -18.296 + 0.5049i, \quad n_{\text{prisme}} = 1.515,$$

On obtiendra la variation de la réflectance ainsi que l'intensité du champ latérale E_z en fonction de l'angle d'incidence comme montre la figure (4.22)

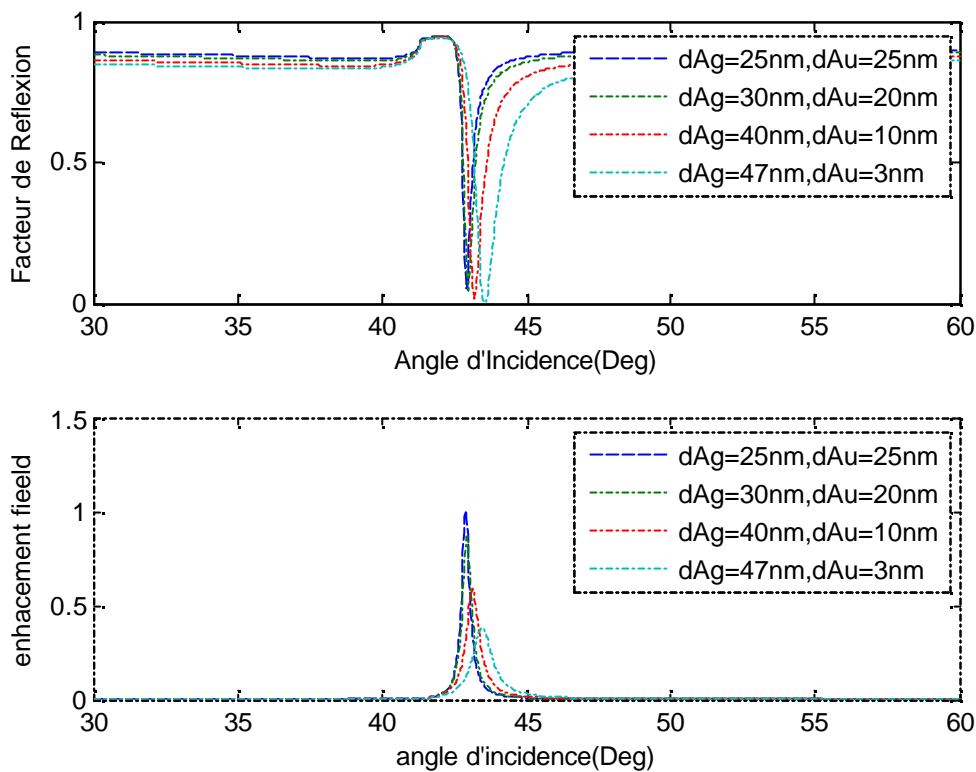


Figure 4.22: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au-Ag - Air, pour des épaisseurs différentes des métaux. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=-18.296+0.5049 i$, $n_{\text{prisme}}=1.515$

Pour la structure utilisant les deux métaux (Au) et (Ag) respectivement avec l'accroissement de l'épaisseur de l'Ag de (25 nm à 47 nm) devant un décroissement de l'épaisseur de l'or (Au) de (25 nm à 3 nm) (voir figure (4.22)) on voit bien que la résonance est d'autant meilleure ($\theta_{\text{spr}}= 43.5325^\circ$) pour une épaisseur optimisée de (47 nm et 3 nm) de l'argent et de l'or respectivement. Cependant l'intensité du champ latéral E_z n'est maximale que pour l'épaisseur équitable des deux métaux (25 nm).

3-2 Ag avec Au

a/-Prisme+Ag+Au+Air (pour différents épaisseurs des 2 métaux)

On va garder les mêmes paramètres de la simulation pour l'indice du prisme et on fait varier les épaisseurs des métaux déposés comme montre la figure (4.23) d'une façon que l'épaisseur de l'argent (Ag) augmente et celle de l'or (Au) diminue.

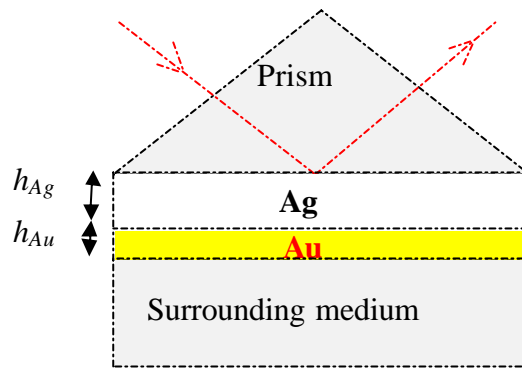


Figure 4.23 structure prisme+Ag+Au Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}} = -18.296 + 0.5049i$, $n_{\text{prisme}} = 1.515$

On obtiendra la variation de la réflectance ainsi que l'intensité du champ latéral E_z en fonction de l'angle d'incidence comme montre la figure (4.24)

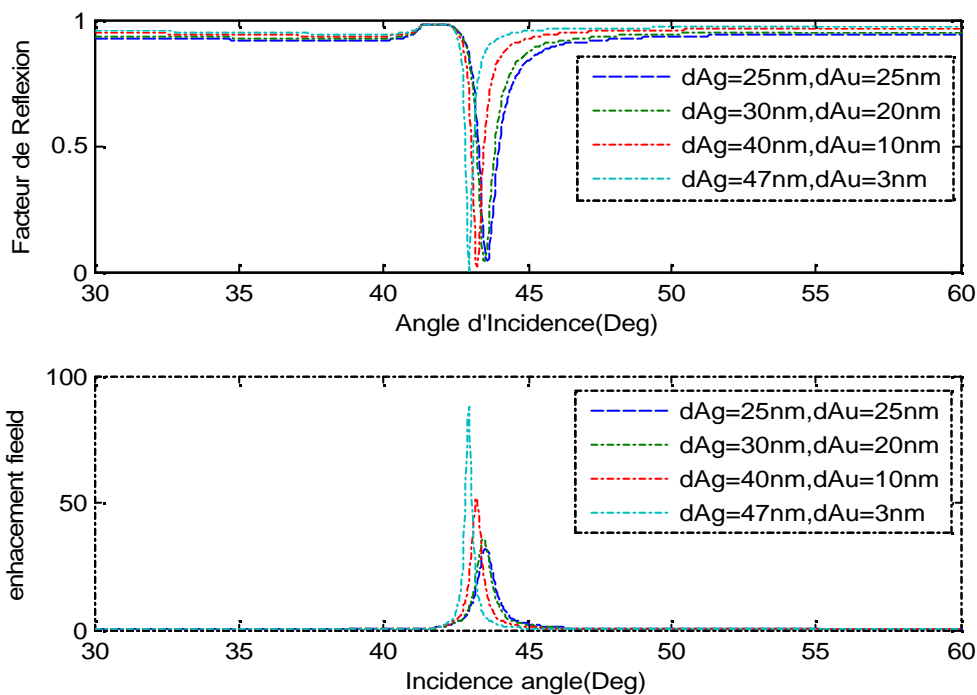


Figure 4.24: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs différentes des métaux. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}} = -18.296 + 0.5049i$, $n_{\text{prisme}} = 1.515$

On va entamer la même simulation seulement en inversant l'emplacement des métaux de la sorte que l'argent serait en contact direct avec le milieu incident et l'or avec le milieu émergent le pic d'absorption est plus intense et plus sélectif pour les mêmes épaisseurs

optimisées de la structure inverse ($\theta_{\text{spr}}=42.9315^\circ$) (voir figure (4.24)) ainsi que l'intensité du champ latéral E_z

On va garder la même structure de la simulation précédente sauf seulement on faisant varier les épaisseurs des deux métaux d'une façon que l'épaisseur de l'or augmente et celle de l'argent diminue. La figure (4.25) montre cette variation.

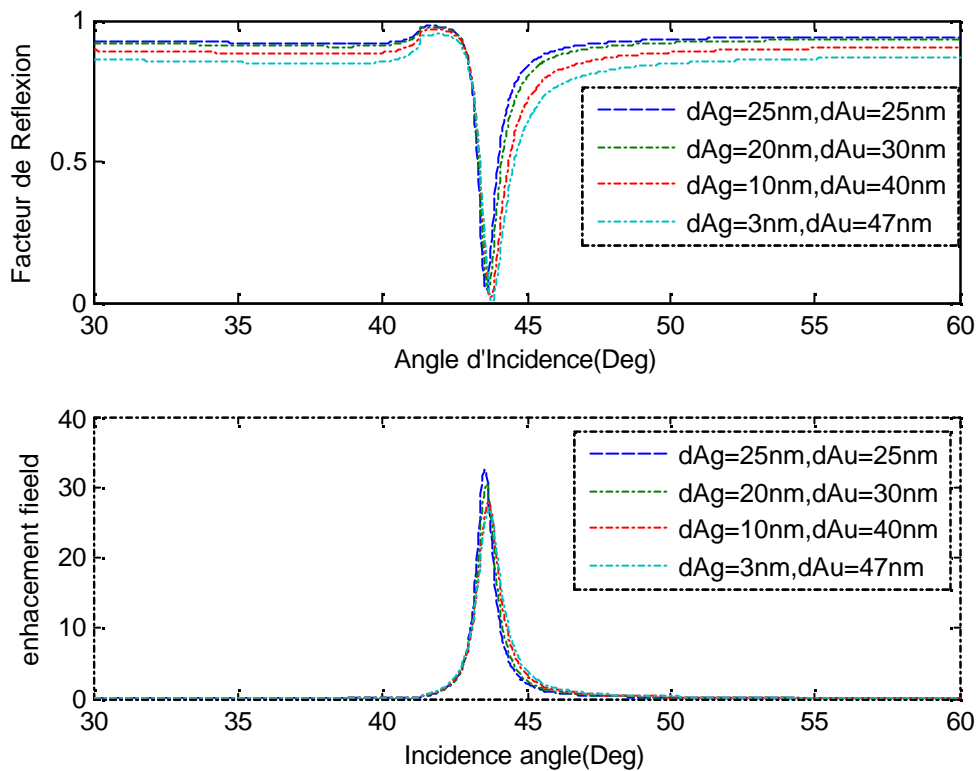


Figure 4.25: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs différentes des métaux. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=-18.296+0.5049 i$, $n_{\text{prisme}}=1.515$

Pour un renversement d'accroissement des épaisseurs des métaux le pic d'absorption et sa profondeur de pénétration sont moins intense ainsi la largeur à mi-hauteur est grande que celles de la structure précédente (voir figure (4.25)).

Bien sur ceci est du à l'influence du paramètre de la permittivité électrique et en particuliers sa partie réelle qui est importante en valeur absolue pour l'argent que celle de l'or.

Alors pour la suite de notre étude la structure optimisée est celle de l'or qui précède l'argent pour avoir la condition $|\epsilon_r| \gg \epsilon_i$, nécessaire à une bonne résonance de plasmons de surface, est d'autant mieux vérifiée.

La figure (4.26) montre la variation de la réflectance et l'intensité du champ en fonction de l'angle d'incidence pour la structure du prisme et l'argent (Ag) avec l'or (Au) pour des épaisseurs optimisées (47.5 nm et 3 nm) des deux métaux, respectivement. Le pic de résonance est de ($\theta_{spr}=42.9606^\circ$) et la profondeur de pénétration est de l'ordre de (0.0064)

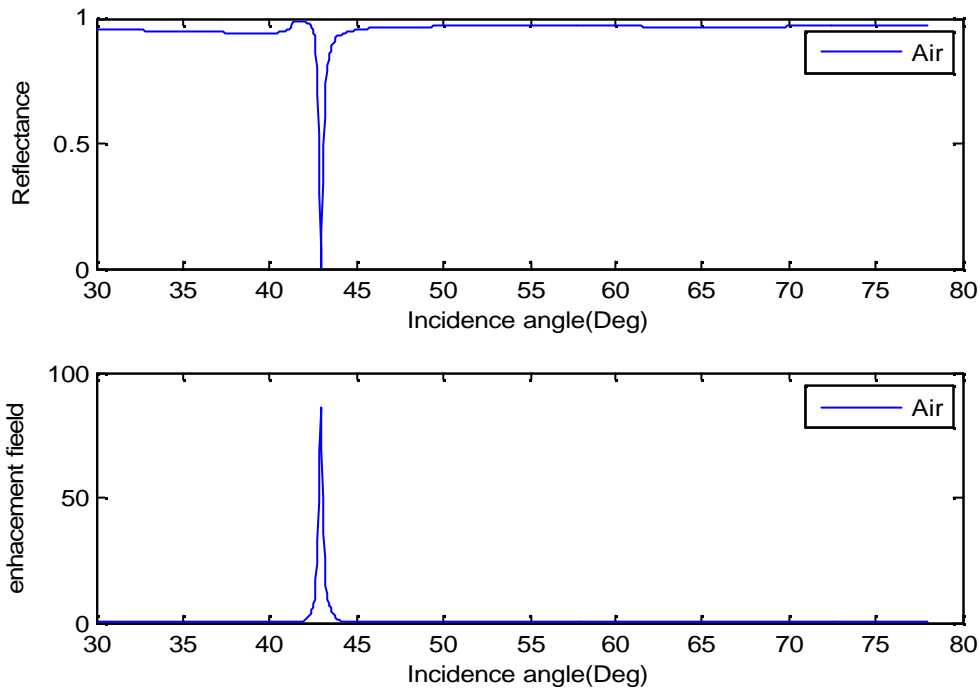


Figure 4.26: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{Ag} = -18.296 + 0.5049i$, $n_{prisme} = 1.515$, $h_{Ag} = 47.5$ nm et $h_{Au} = 3$ nm

b/-Prisme+Ag+Au+SiO₂+ Air (pour des épaisseurs optimisées)

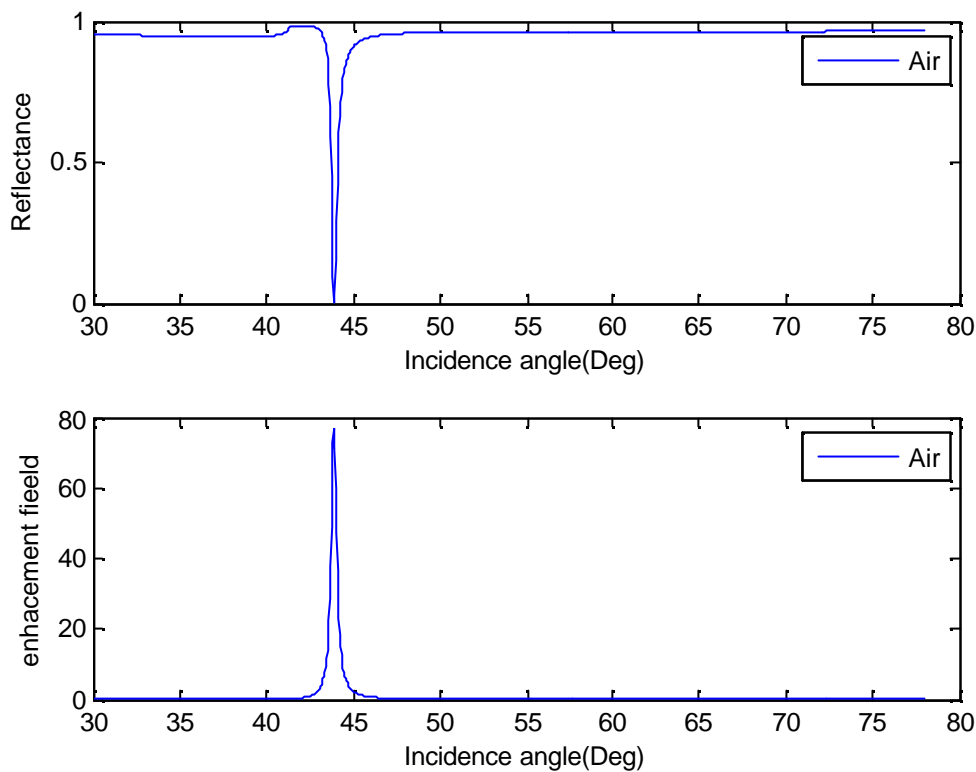


Figure 4.27: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO₂ - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{Ag} = -18.296 + 0.5049i$, $n_{prisme} = 1.515$, $h_{Ag} = 47.5$ nm et $h_{Au} = 3$ nm, $h_{SiO_2} = 10$ nm et $n_{SiO_2} = 1.451$

Pour la structure des deux métaux Ag et Au avec les épaisseurs optimisées (47.5 nm et 3 nm) on va ajouter le diélectrique SiO₂ d'une épaisseur optimisée de 10 nm et ayant l'indice de réfraction de ($n_{SiO_2} = 1.451$) (voir figure (4.27)) on voit bien que l'angle de résonance se translatera vers $\theta_{spr} = 43.8719^\circ$ et pour un minimum de réflectance de (0.0050).

Ce résultat est meilleur que celui obtenu en utilisant les deux métaux séparément tel que avec le Au et le SiO₂ on avait un $\theta_{spr} = 45.0202^\circ$ et une profondeur de 0.1261° et avec le Ag et le SiO₂ le $\theta_{spr} = 43.7298^\circ$ et une profondeur de 0.0759 ce qui va nous permettra de bien faire à optimiser une telle structure hybride de deux métaux différent en ajoutant les cristaux photoniques réalisées à partir de l'arrangement du SiO₂ avec le TiO₂.

c/-Prisme+Ag+Au+SiO₂+ Analytes (pour des épaisseurs optimisées)

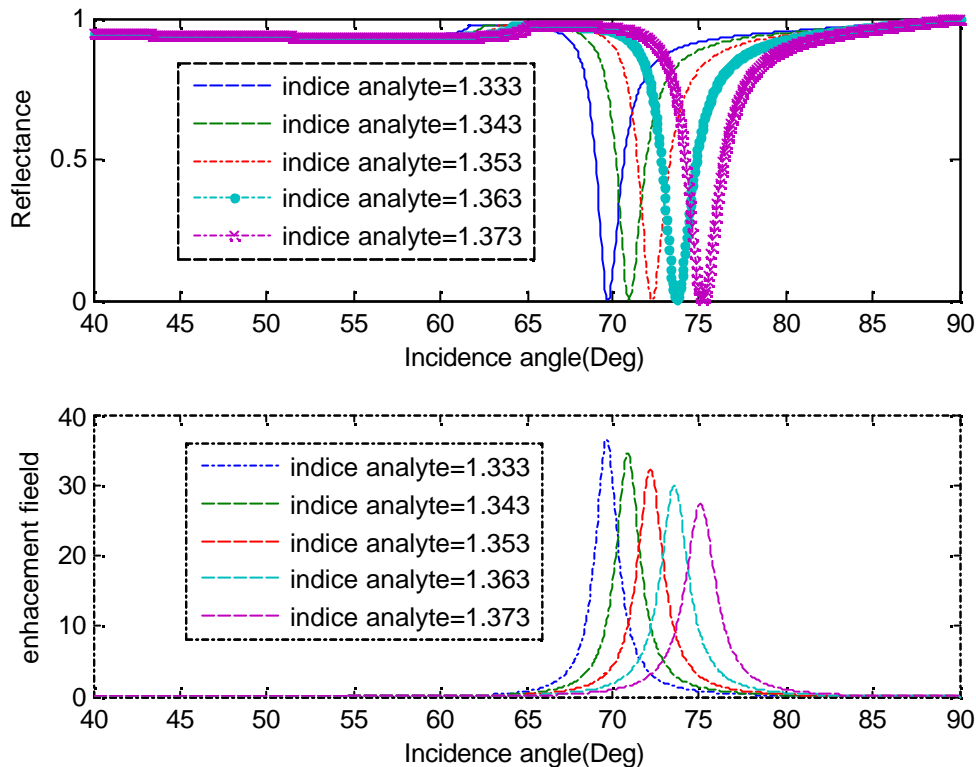


Figure 4.28: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3$ nm, $h_{SiO_2}=10$ nm et $n_{SiO_2}=1.451$

La figure (4.28) représente la courbe de réflectivité et du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour l'épaisseur optimale d'Ag et Au (47.5nm et 3nm) pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents (ayant des indices de réfractions supérieures).

En ce qui concerne l'angle de résonance et la profondeur de pénétration, si on prend l'exemple de l'eau (avec l'indice de 1.333) ils ont pour valeur de (69.7537° et 0.0006) en structure hybride et (69.01210° et 0.0994 pour l'Ag seul) et (74.06250 et 0.0028° pour le Au seul) chose pareille pour les autres milieux externes.

D'où le choix de la structure hybride est judicieux avec le milieu émergent de la silice.

En raison de la faible constante diélectrique de l'analyte par rapport à celle du métal, $|E_z|$ a une valeur forte à l'interface métal / analyte comme le montre la Figure (4.28) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport à ces voisinages.

d/-Prisme+Ag+Au+TiO₂+ Air (pour des épaisseurs optimisées)

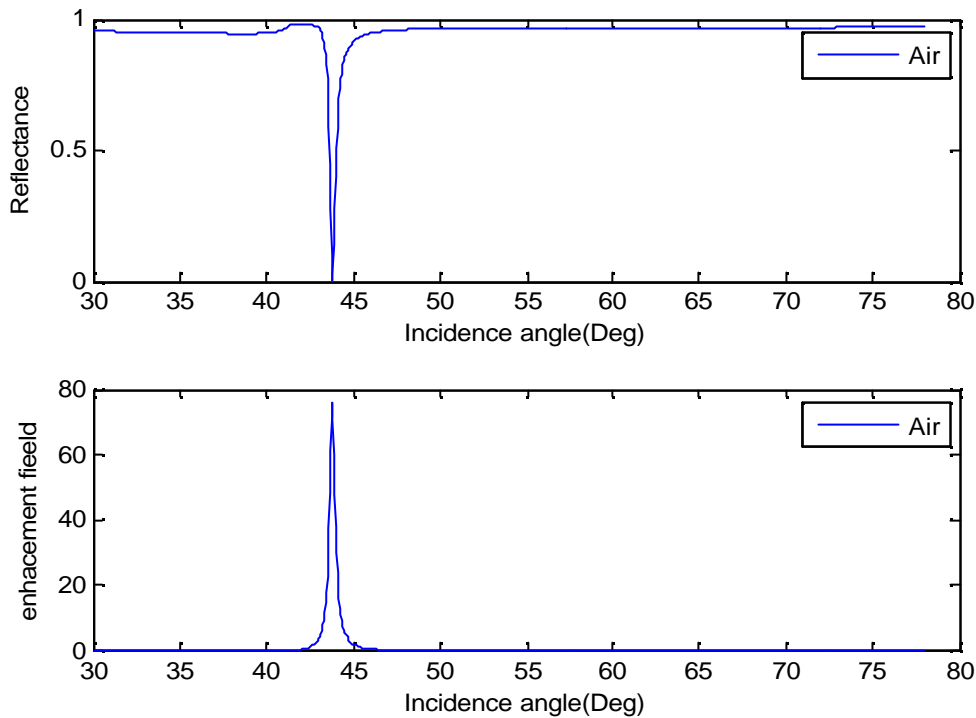


Figure 4.29: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-TiO₂ - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$ $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3$ nm, $h_{TiO_2}=5$ nm et $n_{TiO_2}=2.232$

Pour la structure des deux métaux Ag et Au avec les épaisseurs optimisées (47.5 nm et 3 nm) on va ajouter maintenant le diélectrique TiO₂ d'une épaisseur optimisée de 5 nm et ayant l'indice de réfraction de ($n_{TiO_2}=2.232$) (voir figure (4.29)) on voit bien que l'angle de résonance se translatera vers $\theta_{spr}=43.7765^\circ$ et pour un minimum de réflectance de (0.0074)

La figure (4.29) montre que ce résultat est meilleur que celui obtenu en utilisant les deux métaux séparément tel que avec le Au et le TiO₂ on avait un $\theta_{spr}=45.0315^\circ$ et une profondeur de 0.0025 avec une largeur à mi-hauteur grande (voir figure (4.10)) et avec le Ag et le TiO₂ le $\theta_{spr}=43.6089^\circ$ et une profondeur de 0.0696 (voir figure (4.18)) ce qui fait la

structure hybride présente une meilleure résonance de plasmons de surface avec une largeur du pic minimisée.

e/-Prisme+Ag+Au+TiO₂+ Analytes (pour des épaisseurs optimisées)

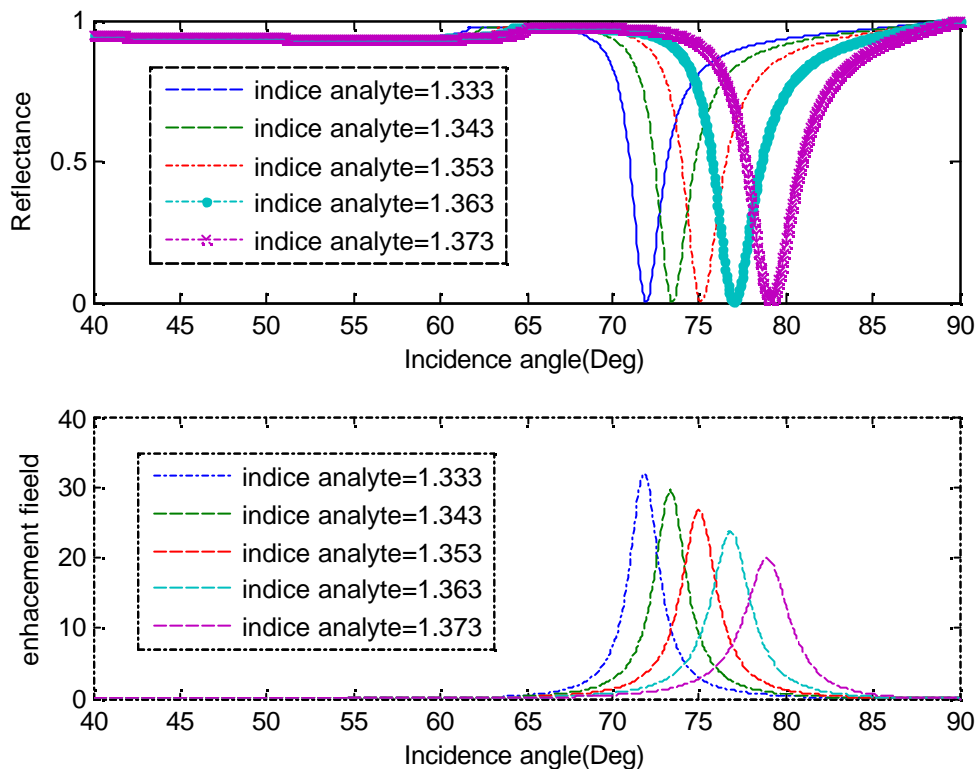


Figure 4.30: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO₂ - Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et du diélectrique. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.515$, $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3$ nm, $h_{TiO_2}=5$ nm et $n_{TiO_2}=2.232$

La figure (4.30) représente la courbe de réflectivité et l'intensité du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour l'épaisseur optimale d'Ag et Au (47.5nm et 3nm) pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents (ayant des indices de réfractions supérieures).

En ce qui concerne l'angle de résonance et la profondeur de pénétration, si on prend l'exemple de l'eau (avec l'indice de 1.333) ils ont pour valeur de (71.9501° et 0.0003) en structure hybride et (70.8619° et 0.0976 pour l'Ag seul) et (77.6941° et 0.0044 pour le Au seul) chose pareille pour les autres milieux externes. D'où le choix de la structure hybride est judicieux avec le milieu émergent du TiO₂.

En raison de la faible constante diélectrique de l'analyte par rapport à celle du métal, $|E_z|$ a une valeur forte à l'interface métal / analyte comme le montre la Figure (4.30) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport à ces voisinages.

4.Effet du Prisme

a/ prisme+Ag+Au+Air

On va garder les mêmes valeurs d'indice des deux métaux utilisés ainsi leurs épaisseurs optimisés, le seul changement dans la structure suivante est la variation de l'indice de réfraction du milieu incident (prisme). En ce qui concerne l'onde incidente, on va garder sa valeur constante ($\lambda=632.87\text{nm}$). La figure(4.31) montre la variation de la réflectance ainsi l'intensité du champ latérale E_z en fonction de l'angle d'incidence.

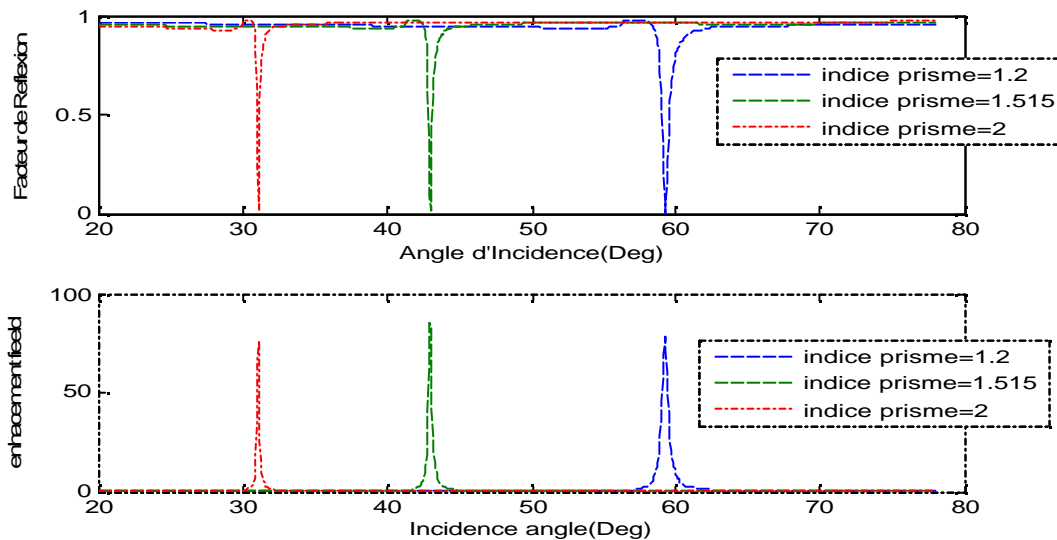


Figure 4.31: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au - Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d'indice de prisme. Les paramétrés de simulation sont: $\lambda=632.8 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=-18.296+0.5049 i$, $h_{\text{Ag}}=47.5 \text{ nm}$ et $h_{\text{Au}}=3 \text{ nm}$,

b/ prisme+Ag+Au+SiO₂+Air

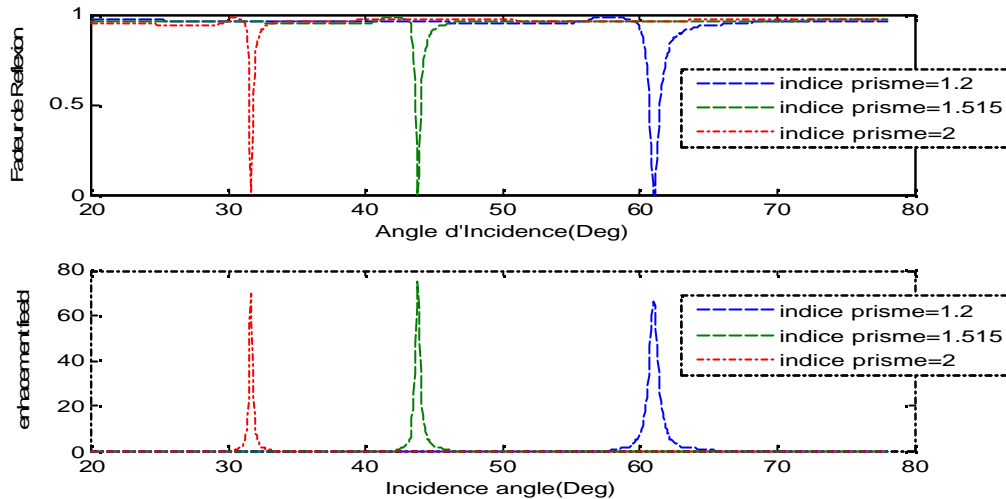


Figure 4.32: Variation de la réflectivité et l’intensité du champ latéral respectivement en fonction de l’angle d’incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au –SiO₂ Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d’indice de prisme. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3$ nm ,et $h_{SiO_2}=10$ nm

c/ prisme+Ag+Au+SiO₂+Analytes

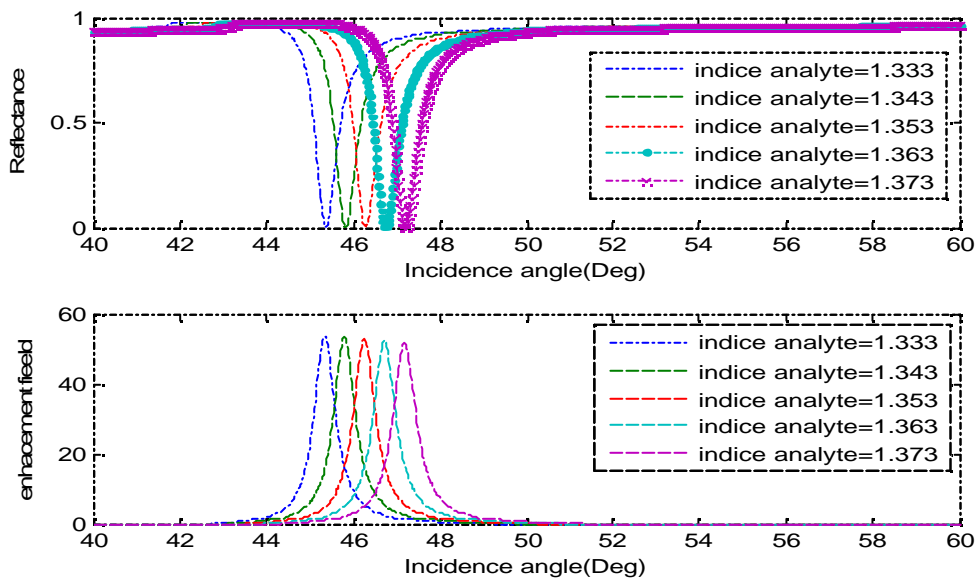


Figure 4.33: Variation de la réflectivité et l’intensité du champ latéral respectivement en fonction de l’angle d’incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au –SiO₂ Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différents d’indice de prisme. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3$ nm ,et $h_{SiO_2}=10$ nm

Les figures (4.31), et figures (4.32) représentent la courbe de réflectivité et l'intensité du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour l'épaisseur optimale d'Ag et Au (47.5nm et 3nm) pour des milieux émergents différents (air et la silice respectivement) et ceci pour des milieux incidents différents aussi (des prismes avec des indices de réfraction différents). Une augmentation de la permittivité diélectrique, du milieu incident, conduit à un déplacement du pic de résonance vers un angle d'incidence plus petit, et inversement sans modification significative de son amplitude. Notons également qu'une augmentation de ϵ_i induit un déplacement de l'angle critique vers les incidences plus faibles.

Pour la figure (4.33), nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents (ayant des indices de réfractions supérieures).

En raison de la faible constante diélectrique de l'analyte par rapport à celle du métal, $|E_z|$ a une valeur forte à l'interface métal / analyte comme le montre la Figure(4.33) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport à ces voisinages.

5.Effet de la longueur d'onde

On va garder la même valeur d'indice du prisme utilisé ($n_{\text{prisme}}=1.515$) ainsi les épaisseurs des métaux optimisés, le changement cette fois est la valeur de la longueur d'onde utilisée qui va changer de spectre ce qui va influencer sur les valeurs d'indices de l'Ag et du Au.

Donc pour chaque rayonnement utilisé on aura des valeurs d'indice des métaux appropriées.

Les figures (4.34) et (4.35)) montrent la variation du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour la structure sans et avec le milieu émergent qui est le diélectrique SiO_2 pour une dimension optimisée de 10 nm.

a/ prisme+Ag+Au+Air

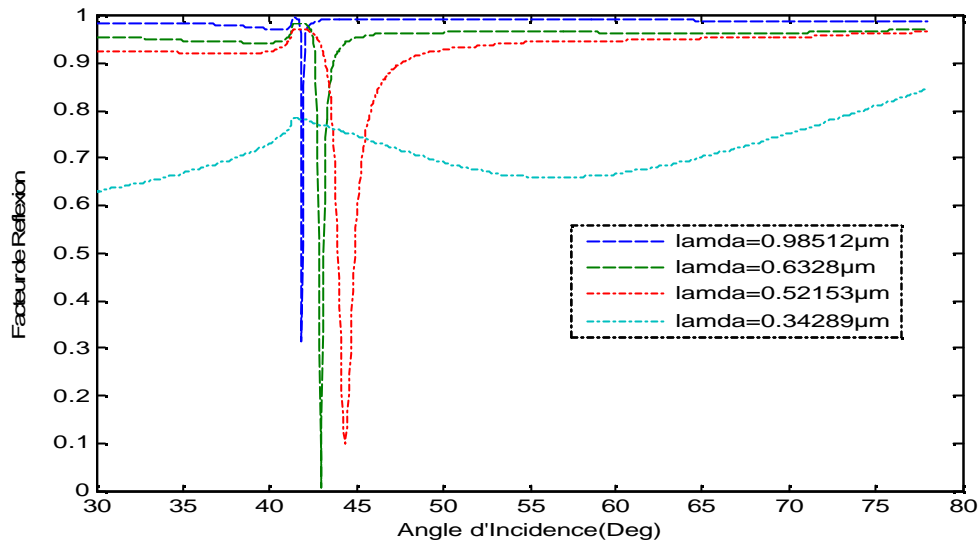


Figure 4.34: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d' incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag-Au Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différentes valeurs de la longueur d'ondes. Les paramétrés de simulation sont: $n_{\text{prisme}}=1.515$, (e_{Au} , e_{Ag}) variables, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3$ nm ,

b/ prisme+Ag+Au+SiO₂+Air

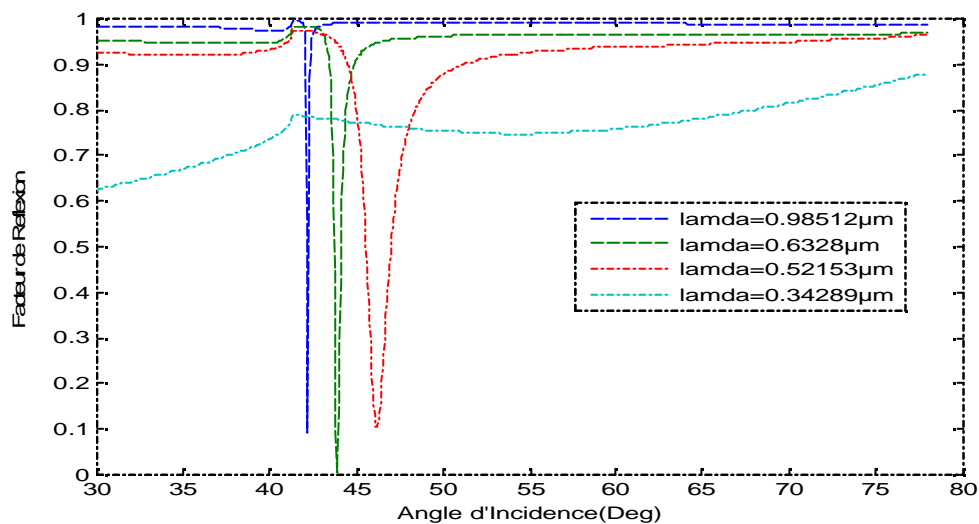


Figure 4.35: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d' incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO₂ Air, pour des épaisseurs optimisées des métaux et des valeurs différentes valeurs de la longueur d'ondes. Les paramétrés de simulation sont: $n_{\text{prisme}}=1.515$, (e_{Au} , e_{Ag}) variables, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3$ nm et $h_{\text{SiO}_2}=10$ nm

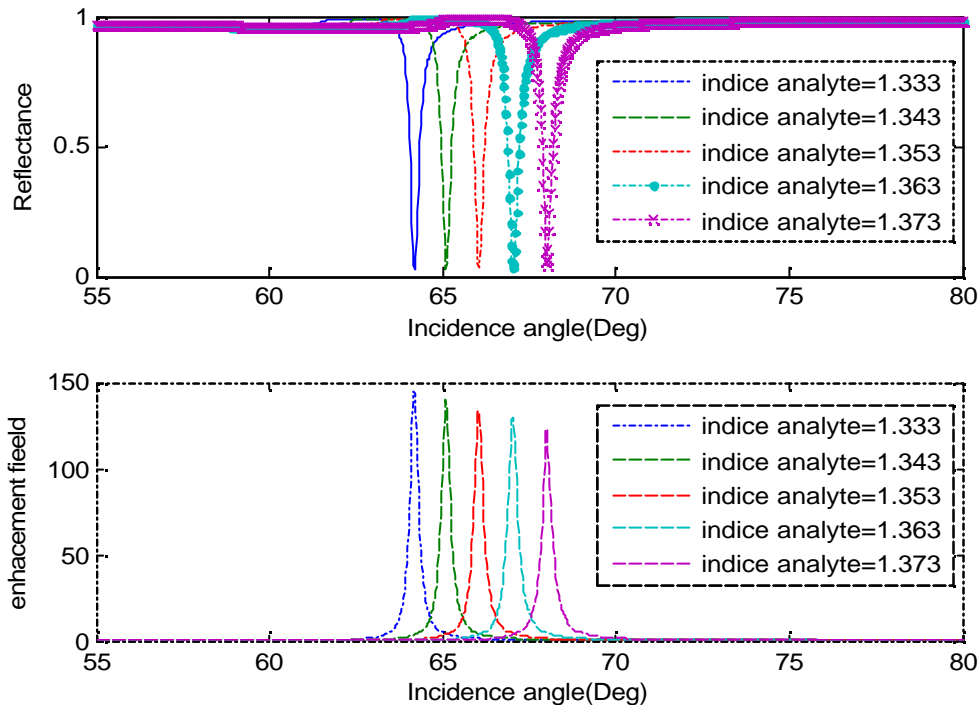
c/ prisme+Ag+Au+SiO₂+Analytes

Figure 4.36: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-SiO₂ Analytes, pour des épaisseurs optimisées des métaux . Les paramètres de simulation sont: $n_{\text{prisme}}=1.515$, $e_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $e_{\text{Ag}}=-18.296+0.5049i$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3$ nm et $h_{\text{SiO}_2}=10$ nm et $\lambda=985.119$ nm

Les figures (4.34),(4.35) et (4.36) représentent la courbe de réflectivité et l'intensité du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence les simulations numériques montrent qu'une augmentation de la longueur d'onde déplace l'angle de résonance, θ_{SPR} , vers les petites incidences ainsi que la largeur du pic de résonance diminue

Deuxième partie

Systeme multicouches avec

cristaux photoniques

1/-Sans défauts

a/ Prisme+Ag+Au+CP+Air

La figure (4.37) montre la structure proposée, où une onde plasmon est excité par un prisme, avec une structure à bande interdite photonique unidimensionnel constitué d'une couche de répétition de TiO2 / SiO2 comme suit: prisme, une couche d'argent (Ag) et une couche d'or (Au) et 6 paires de couches de dioxyde de silice et de titane,

Pour obtenir une longueur d'onde de résonance à

$\lambda = 632,8 \text{ nm}$, le dispositif est constitué d'une alternance

de dioxyde de titane et de la silice des couches avec

des épaisseurs de $d_1 = \lambda / 4n_{\text{TiO}_2}$ et $d_2 = \lambda / 4n_{\text{SiO}_2}$

, respectivement qui vérifient la condition de Bragg (voir CH2)

$d_1=70 \text{ nm}$ et $d_2=109 \text{ nm}$

Les épaisseurs des couches d'Ag et Au sont $h_{\text{Ag}} = 46 \text{ nm}$,

et $h_{\text{Au}} = 3,5 \text{ nm}$, respectivement.

Les indices de réfraction du substrat, TiO_2 , SiO_2 , Ag, Au à

$\lambda = 632.8 \text{ nm}$, sont $n_{\text{prisme}} = 1.515$, $n_{\text{TiO}_2} = 2.232$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.451$,

$N_{\text{Ag}} = 0,059 + 4.279i$, $N_{\text{Au}} = 0,1726 + 3.4218i$, respectivement.

La figure (4.38) montre la variation du facteur de réflexion en

fonction des différents angles d'incidences.

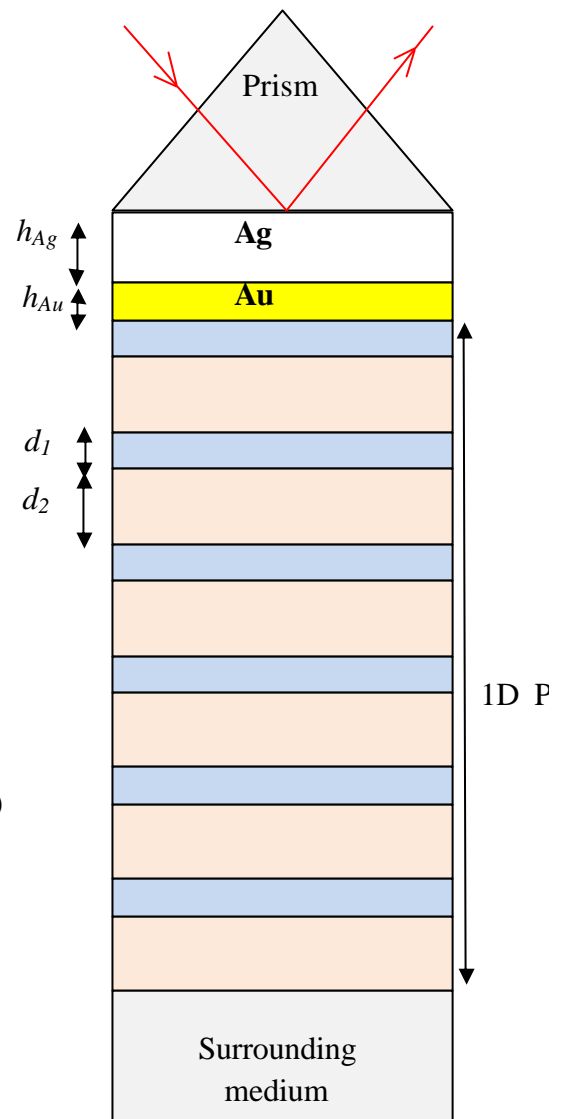


Figure 4.37
 Prisme+Ag+Au+CP
 $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=46 \text{ nm}$ et $h_{\text{Au}}=3.5 \text{ nm}$, et
 $e_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$,
 $e_{\text{Ag}}=18.296+0.5049 i$,
 $d_1=70 \text{ nm}$ et $d_2=109$

Ce qu'on voit dans l'allure de la figure au dessous que notre dispositif a pour une résonance plasmonique de l'ordre de 41.8306° et pour un minimum de réflectance de 0.0318 ainsi un maximum d'intensité de champ à ce point, un résultat peut concurrent ceux obtenus pour les diélectriques pris séparément ($\theta_{\text{spr}} = 43.8719^\circ$ et pour un minimum de réflectance de 0.0050

avec le SiO₂) et ($\theta_{SPR} = 43.7765^\circ$ et pour un minimum de réflectance de 0.0074 pour le TiO₂). Cependant ce qui est de nouveau pour la réponse spectrale décrite est l'effet du phénomène de la périodicité du facteur de réflexion dans les structures BIP (voir CH 2).

On voit bien que pour le spectre allant de (30° à 90°) on obtiendra 3 résonnances (41.8306° pour un minimum de réflectance de 0.0318) avec un maximum d'intensité de champ latérale, (53.4919° pour un minimum de 0.0356) et un quart de l'intensité précédente et (70.3790° et un minimum de 0.0206°) avec une intensité négligeable.

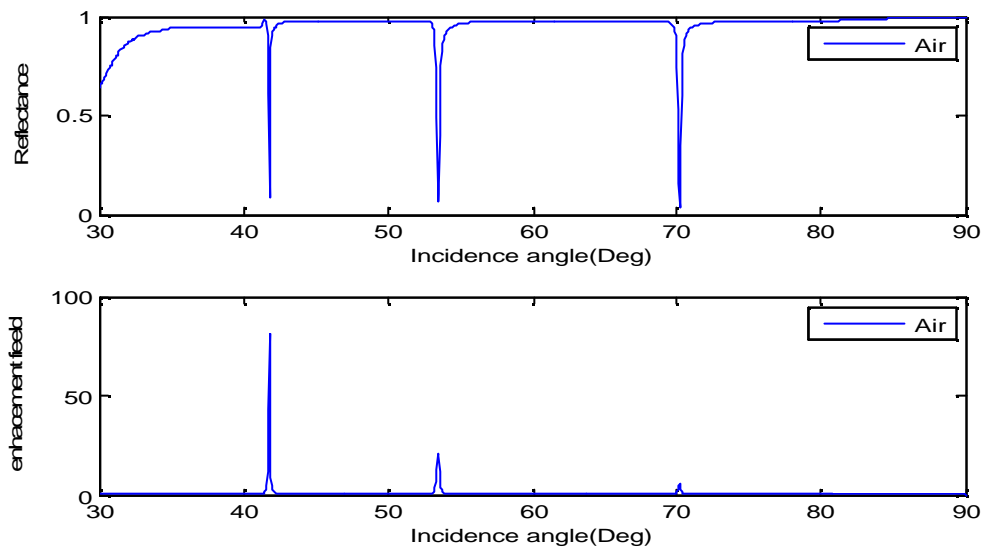


Figure 4.38: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-CP-Air, . Les paramètres de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $n_{\text{prisme}} = 1.515$, $h_{\text{Ag}} = 46$ nm et $h_{\text{Au}} = 3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}} = 18.296 + 0.5049i$, $d_1 = 70$ nm et $d_2 = 109$ nm

b/ Prisme+Ag+Au+CP+Analytes

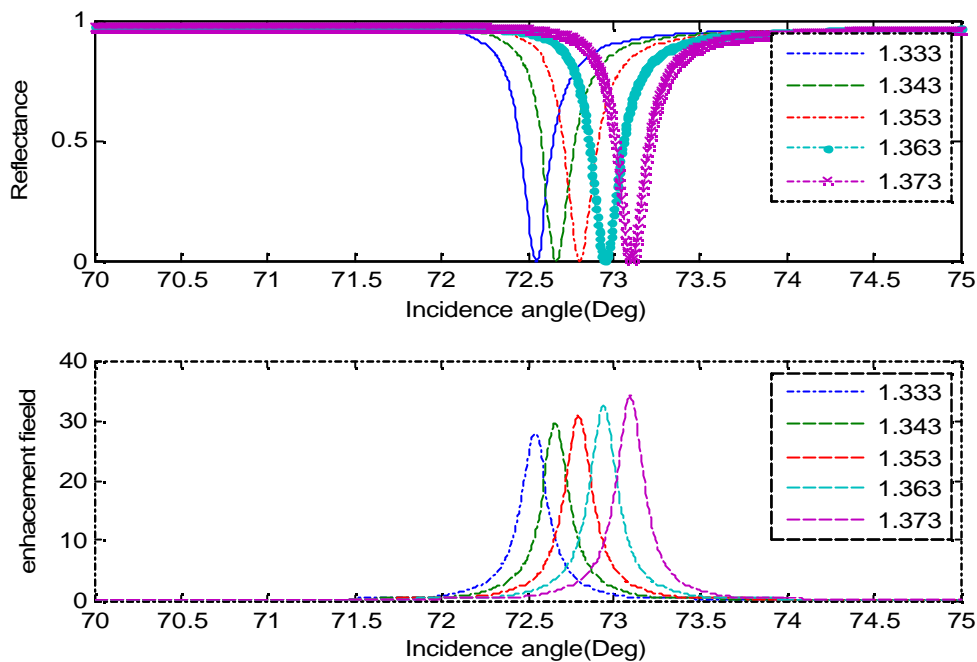


Figure 4.39: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-Ag-Au-CP-Analytes, . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=46$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

La figure (4.39) représente la courbe de réflectivité et l'intensité du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour la structure définie dans la figure (4.37) pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents..

En ce qui concerne l'angle de résonance et la réflectance minima, si on prend l'exemple de l'eau (avec l'indice de 1.333) ils ont pour valeur de $(72.5451^\circ$ et $0.0016)$ et une intensité du champ minimale par rapport les autres milieux émergents .Un résultat comparatif avec la structure SPR conventionnel dotée d'une couche de SiO_2 et du TiO_2 séparément ($(69.7537^\circ$, $0.0006)$ et $(71.9501^\circ$, $0.00003)$), respectivement.

c/ Prisme+CP+Ag+Au+ Air

Si on garde les mêmes paramètres de la structure précédente en faisant inverser seulement l'emplacement de la structure BIP par rapport aux métaux comme montre le schéma de la figure (4.40) en gardant toujours les mêmes épaisseurs et les mêmes indices.

Cet arrangement de la structure est inspiré des études faites et publiées par Fang Wang et al [14] [15]] et Wei Su, Gaige Zheng, Xiangyin Li Optik [16]

En excitant notre nouvelle structure par une onde incidente d'une longueur $\lambda=632.8$ nm, la figure (4.41) montre la variation du facteur de réflexion en fonction des différents angles d'incidences ainsi l'intensité du champ E_z .

Ce nouvel arrangement de notre structure nous a permis d'avoir un pic d'absorption et une réflectance minima de (42.9637° et 0.0557) comme montre la figure (4.41) respectivement avec une intensité maximale du champ. Un résultat similaire à la structure non inversée seulement pour cette nouvelle disposition on aura plus l'effet du phénomène de la périodicité engendrée par les cristaux photoniques.

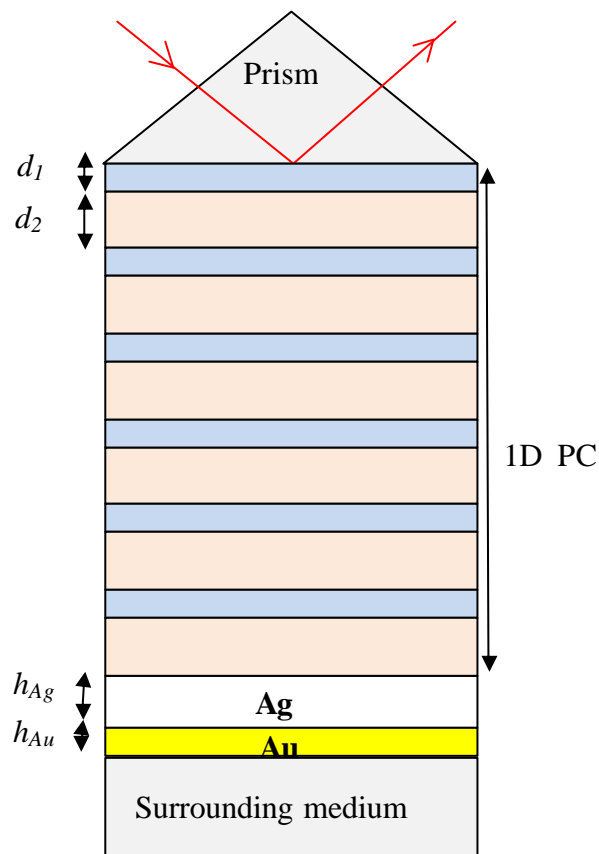


Figure 4.40 Prisme+CP+Ag+Au $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=46$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm ,et $e_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $e_{\text{Ag}}=18.296+0.5049 i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

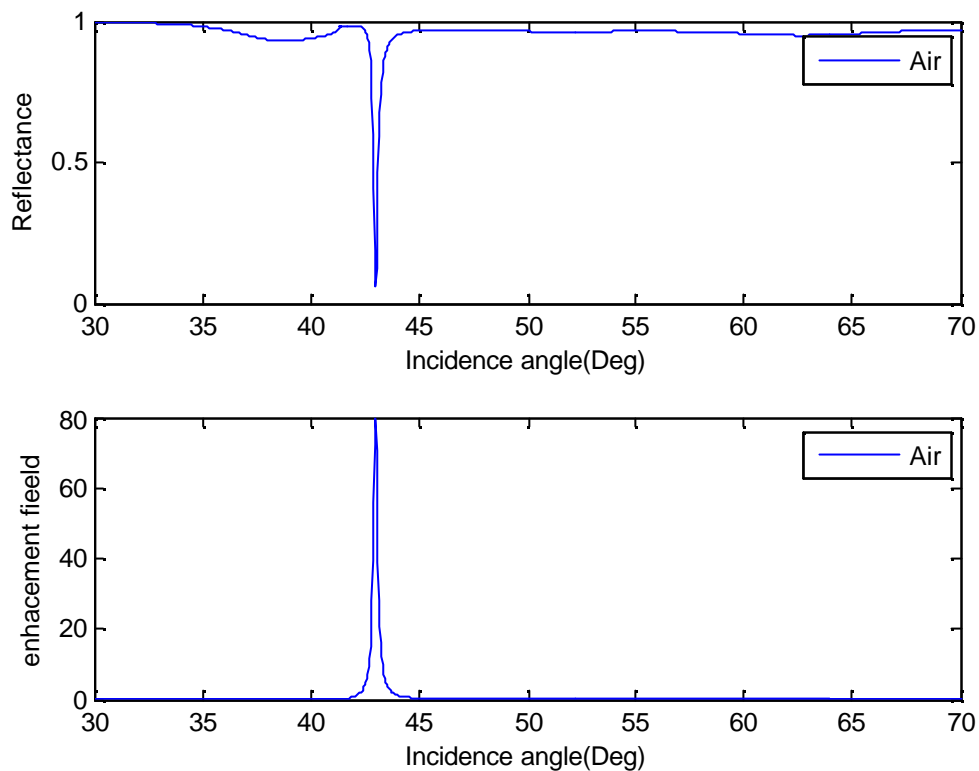


Figure 4.41: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-CP-Ag-Au--Air, . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=46$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

d/ Prisme+CP+Ag+Au+Analytes

La figure (4.42) représente la courbe de réflectivité et du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour structure définie dans la figure(4.40) pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons toujours que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents..

En ce qui concerne l'angle de résonance et la profondeur de pénétration, si on prend l'exemple de l'eau (avec l'indice de 1.333) ils ont pour valeur de (68.8270° et 0.0096°). Un résultat similaire avec la structure précédente en valeurs numériques mais la largeur de pic est importante.

En ce qui concerne l'intensité du champ, elle est maximale par rapport les autres milieux émergents contrairement à la structure inversée.

Nos résultats sont presque similaires à ceux obtenus par les auteurs cités au dessus (voir figure (4.43) et 4.44)

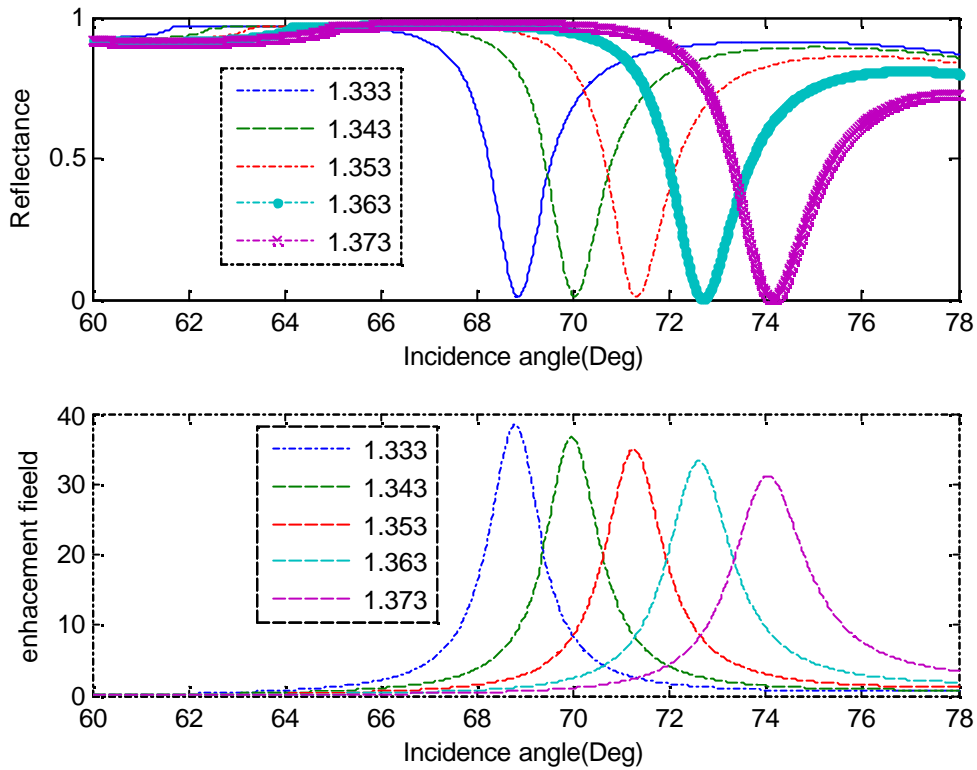


Figure 4.42: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme-CP-Ag-Au--Analytes, . Les paramétrés de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=46$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm ,et $e_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $e_{\text{Ag}}=18.296+0.5049 i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

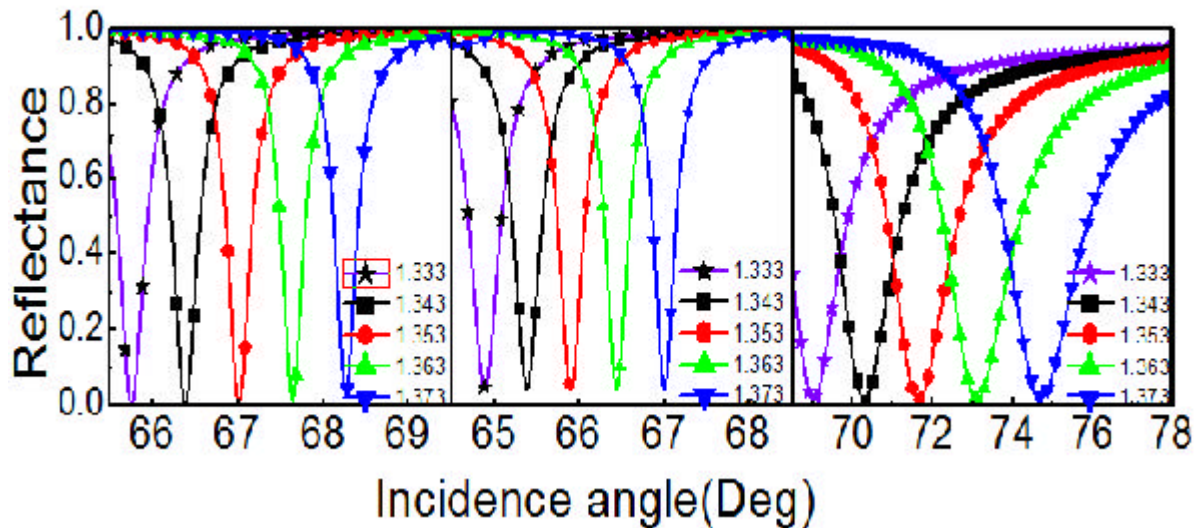


Figure 4.43 Les spectres de réflexion du PC-Ag-Au (Ag20nm, Au5nm), PCAu(Au16.75nm), SPR classique (Ag47nm, Au5nm) pour les indices de réfraction n de la région de détection allant de 1,333 à 1,373.[14,15]

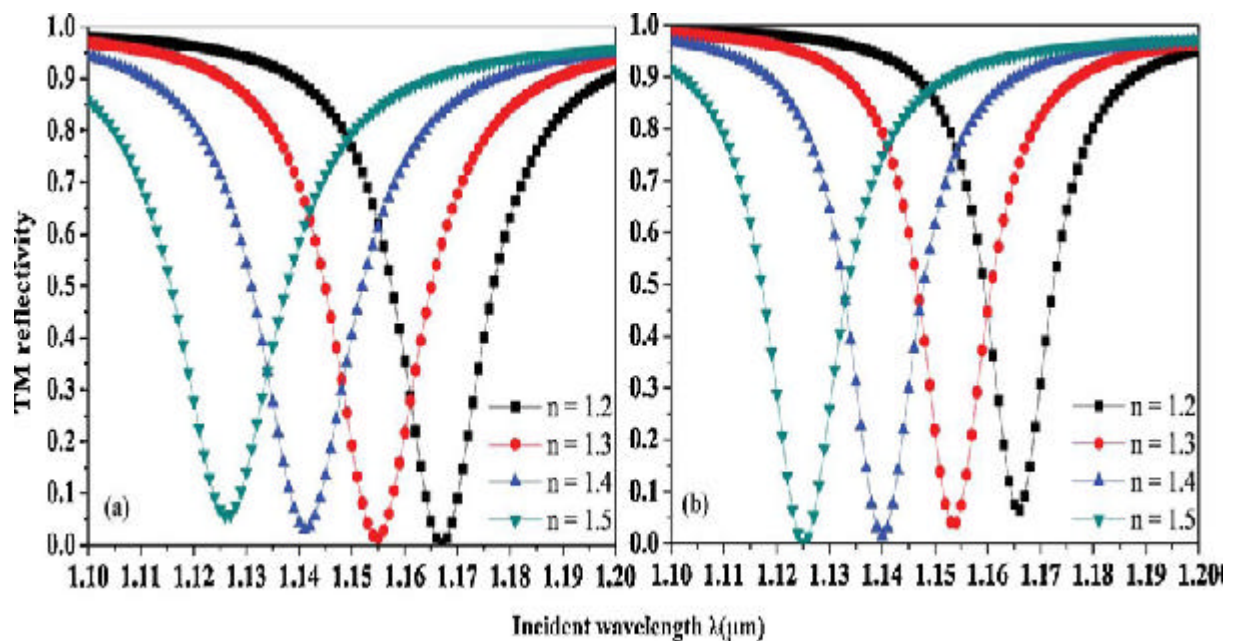


Figure 4.44 Spectres de réflexion simulés du capteur pour différents d'échantillon d'indices de réfractons de 1,2 à 1,5 (a) $x = 5$, (b) $x = 6$ (x est le nombre de couches)[16]

2/-Avec défauts

a/ Prisme+Ag+CP+Au+CP+Air

Dans la structure de la figure (4.45) on va introduire un défaut de la sorte de mettre le métal d'or (Au) -pris en sandwich- Une couche d'or (Au) de 3.5 nm est ajouté à la 7^{ème} ordre de la structure PC, constitué en haut et en bas de , trois paires de couches d'oxyde de silice (SiO₂) et l'oxyde de titane (TiO₂) et une couche d'argent de 47.5 nm , comme représenté sur la figure au dessus. Les autres paramètres restent les mêmes que ceux de la figure (4.40), tandis que l'épaisseur correspondante de la structure $H = 1.1275\mu\text{m}$.

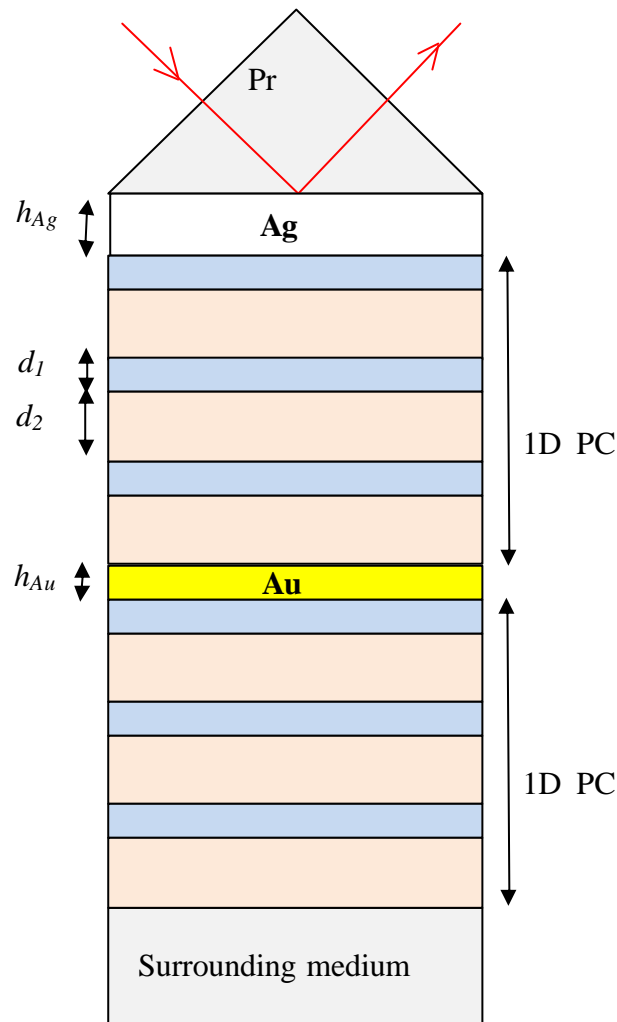


Figure 4.45 Prisme+Ag+CP+Au+CP Les paramètres de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $n_{\text{prisme}} = 1.515$, $h_{\text{Ag}} = 46$ nm et $h_{\text{Au}} = 3.5$ nm , et $e_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i$, $e_{\text{Ag}} = 18.296 + 0.5049i$, $d_1 = 70$ nm et $d_2 = 109$ nm

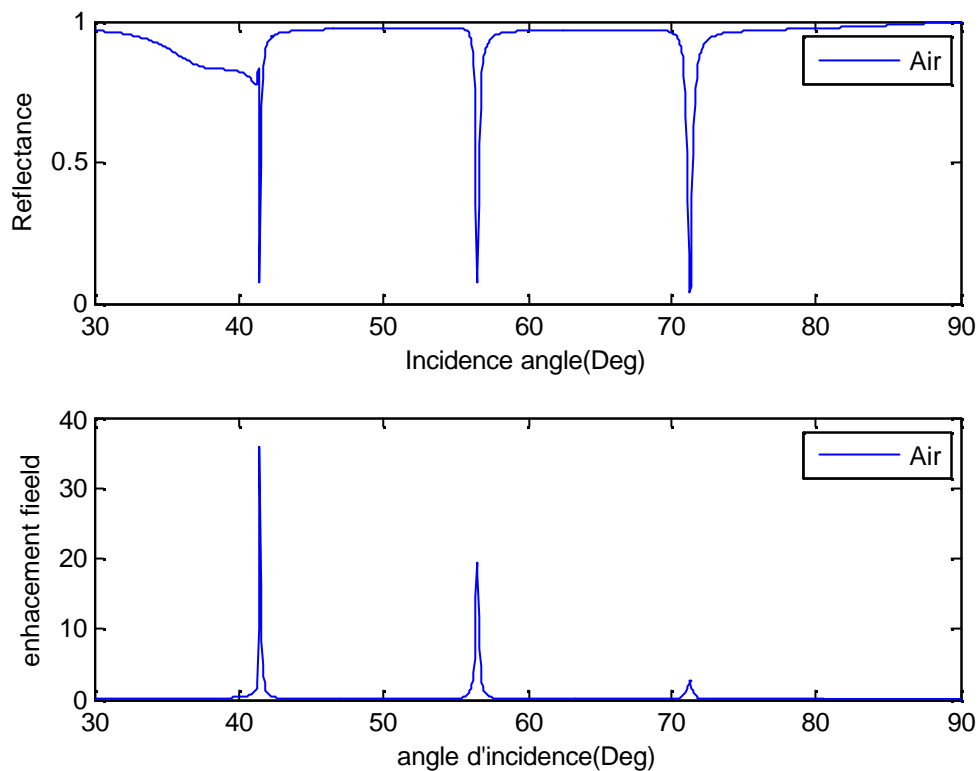


Figure 4.46: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à cinq couches Prisme—Ag-CP-Au-CP--Air, . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

Pour l'allure de la figure (4.46) notre dispositif a pour une résonance plasmonique de l'ordre de 41.4651° et un minimum de réflectance de 0.0744 ainsi un maximum d'intensité de champ à ce point, un résultat similaire à celui obtenu pour une structure sans défauts, de même en ce qui concerne l'effet du phénomène de la périodicité du facteur de réflexion dans les structures BIP.

On voit bien que pour le spectre allant de (30° à 90°) on obtiendra 3 résonances (41.4651° pour un minimum de réflectance de 0.0744) avec un maximum d'intensité de champ latérale, (56.4919° pour un minimum de 0.076853) et un demi de l'intensité précédente et (71.3468° et une réflectance minima de 0.0356) avec une intensité négligeable.

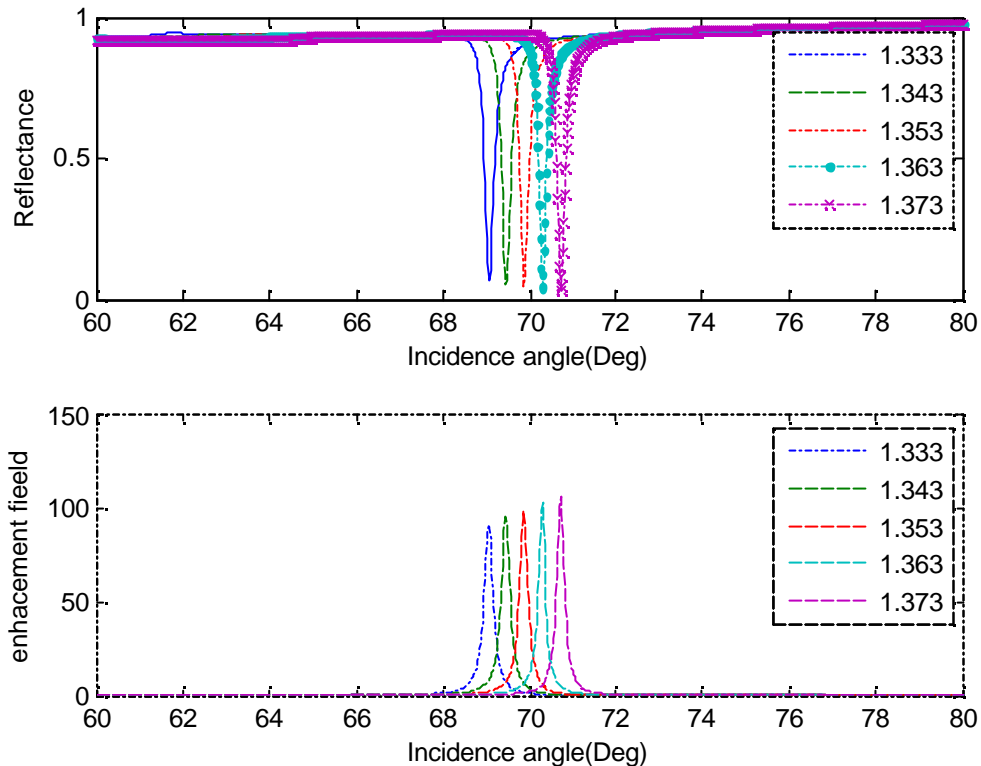
b/Prisme+Ag+CP+Au+CP+Analytes

Figure 4.47: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR du système Prisme-Ag-CP-Au-CP--Analytes, . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

La figure (4.47) représente la courbe de réflectivité et de l'intensité du champ latéral en fonction de l'angle d'incidence calculée pour structure définie dans la figure(4.43) pour des milieux d'indices différents. Nous remarquons toujours que l'angle de résonance se déplace significativement en présence des milieux très réfringents avec une augmentation légère en terme de profondeur de pic .

Si on prend l'exemple de l'eau (avec l'indice de 1.333) il a pour valeur de 69.0625° pour l'angle de résonance et 0.0669 pour un minimum de réflectance .

Pour l'analyte (1.373) on a les valeurs de $(70.7641^\circ$ et 0.0267) comme angle de résonance et réflectance minima respectivement.

Mais ce qui est de nouveau pour cette structure c'est la fitness du pic ce qui montre une sélectivité importante.

En ce qui concerne l'intensité du champ, elle est relativement minimale par rapport les autres milieux émergents contrairement à la structure inversée.

c/ Prisme+CP+Ag+CP+Au+Air

On va introduire maintenant un défaut d'arrangement sur la structure définit sur la figure (4.40), de tel sorte d'avoir un nouveau système (figure (4.48))

On va introduire un défaut de la sorte de mettre le métal d'argent -pris en sandwich, une couche d'argent (Ag) de 47.5 nm est ajouté à la 7^{ème} ordre de la structure PC, constitué en haut et en bas de , trois paires de couches d'oxyde de silice (SiO₂) et l'oxyde de titane (TiO₂) et une couche de 3.5 nm d'or, comme représenté sur la figure au dessous. Les autres paramètres restent les mêmes que ceux de la figure (4.40), tandis que l'épaisseur correspondante de la structure $H = 1.139\mu\text{m}$ [13]

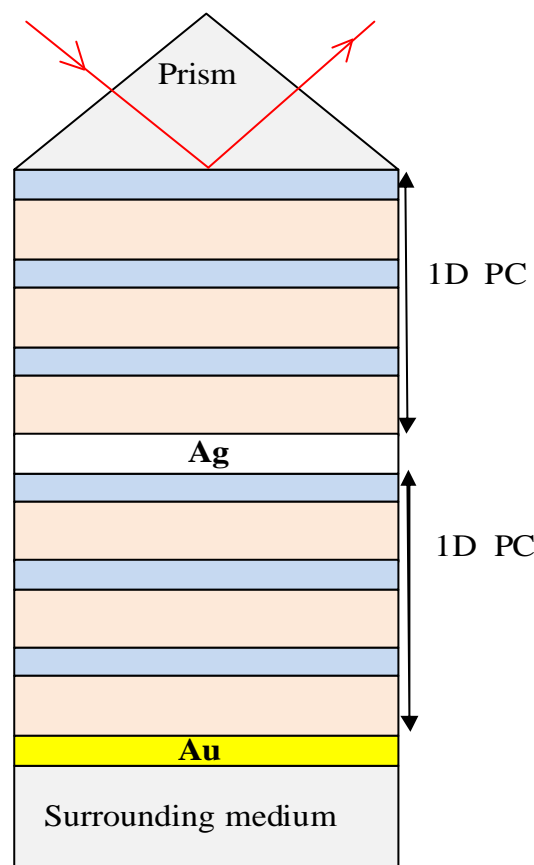


Figure 4.48 Prisme+CP+Ag+CP+Au Les paramétrés de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $n_{\text{prisme}} = 1.515$, $h_{\text{Ag}} = 47.5$ nm et $h_{\text{Au}} = 3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}} = -11.6964 + 1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}} = 18.296 + 0.5049i$, $d_1 = 70$ nm et $d_2 = 109$ nm [13]

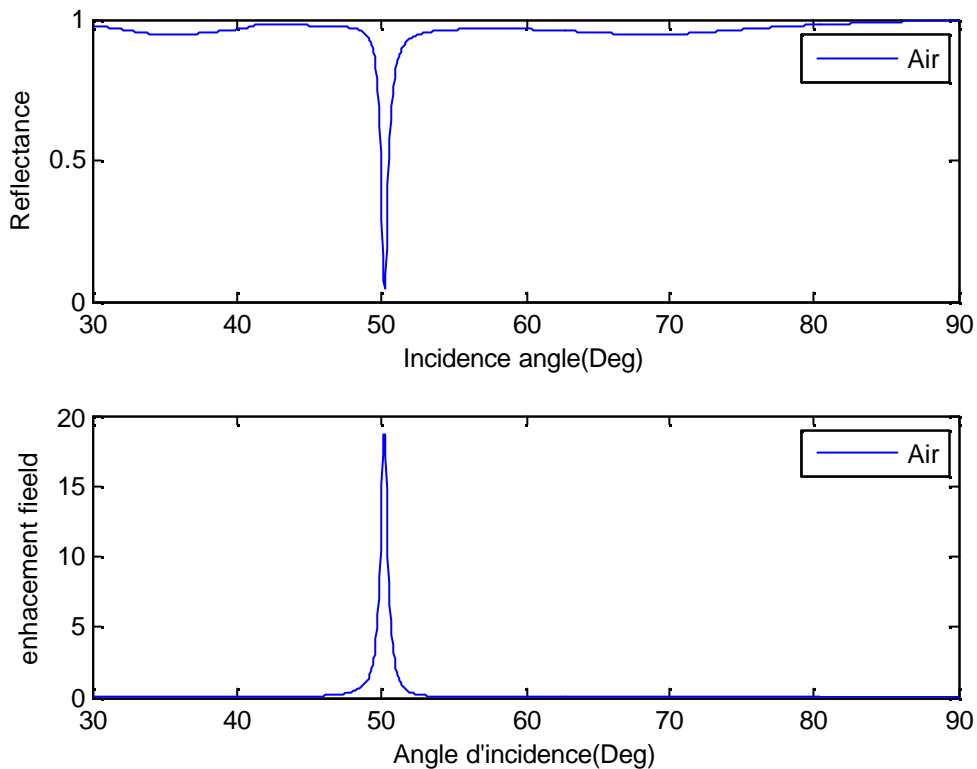


Figure 4.49.Prisme+CP+Ag+Au+Air Les paramétrés de simulation sont: $\lambda=632.8\text{ nm}$, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5\text{ nm}$ et $h_{\text{Au}}=3.5\text{ nm}$, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70\text{ nm}$ et $d_2=109\text{ nm}$

Comme pour la structure de la figure (4.40) ou les CP sont en contact direct avec le milieu incident et sans l'introduction de défauts, la figure (4.49) montre la variation du facteur de réflexion ainsi l'intensité du champ en fonction des différents angles d'incidence de la structure définit sur la figure (4.48) qui comporte un défaut d'arrangement. Cette variation de réflectance a connu un pic d'absorption et un minimum de facteur de réflexion de (50.2198° , 0.0473) respectivement et une intensité de champ maximum.

Ce résultat est similaire à celui de la figure (4.44) en matière de minimum de réflexion et il a connu une translation considérable en qualité d'angle de résonance (7.2561°).

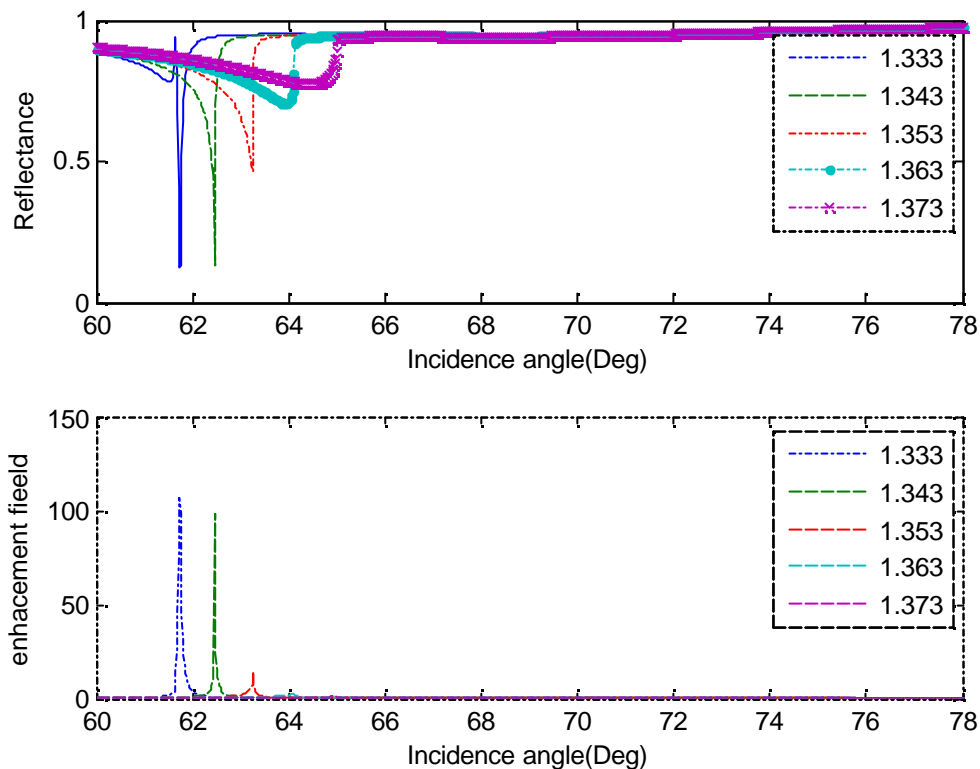
d/ Prisme+CP+Ag+CP+Au+Analytes

Figure 4.50.Prisme+CP+Ag+Au+Analytes (Avec 3.5 nm de Au) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

Pour la même structure de la figure (4.48) ou l'or (Au) d'une épaisseur de 3.5 nm est en contact avec le milieu émergent (les analytes) l'allure qui donne la variation du facteur de réflexion ainsi l'intensité du champ représentées sur la figure (4.50) montre que pour les milieux très réfringents (1.363 et 1.373) on aurait pas d'angle de résonance, contrairement pour les milieux moins réfringents (1.333, 1.343) qui ont pour pic d'absorption et un minimum de réflectance de $(61.7347^\circ, 0.1253)$ et $(62.4460^\circ, 0.1287)$ respectivement.

En ce qui concerne le milieu d'indice de réfraction de (1.353) (traçé en rouge), notre onde incidente est à moitié réfléchi.

Pour remédier à ce problème on a augmenté de peu l'épaisseur de l'or (Au) en passant de 3.5 nm à 15 nm.

La figure (4.51) montre les nouvelles variations de nos paramètres étudiés qui connaissent une amélioration remarquable et pour le pic ainsi le minimum de facteur de réflexion.

Pour le milieu d'indice 1.333 l'angle de résonance ainsi le minimum du facteur de réflexion seront respectivement (62.9880° et 0.0001)

Pour le milieu d'indice 1.343 l'angle de résonance ainsi le minimum du facteur de réflexion seront respectivement (63.5280° et 0.0014)

Pour le milieu d'indice 1.353 l'angle de résonance ainsi le minimum du facteur de réflexion seront respectivement (64.0860° et 0.0043)

Pour le milieu d'indice 1.363 l'angle de résonance ainsi le minimum du facteur de réflexion seront respectivement (64.6803° et 0.0092)

Pour le milieu d'indice 1.373 l'angle de résonance ainsi le minimum du facteur de réflexion seront respectivement (65.3103° et 0.0099)

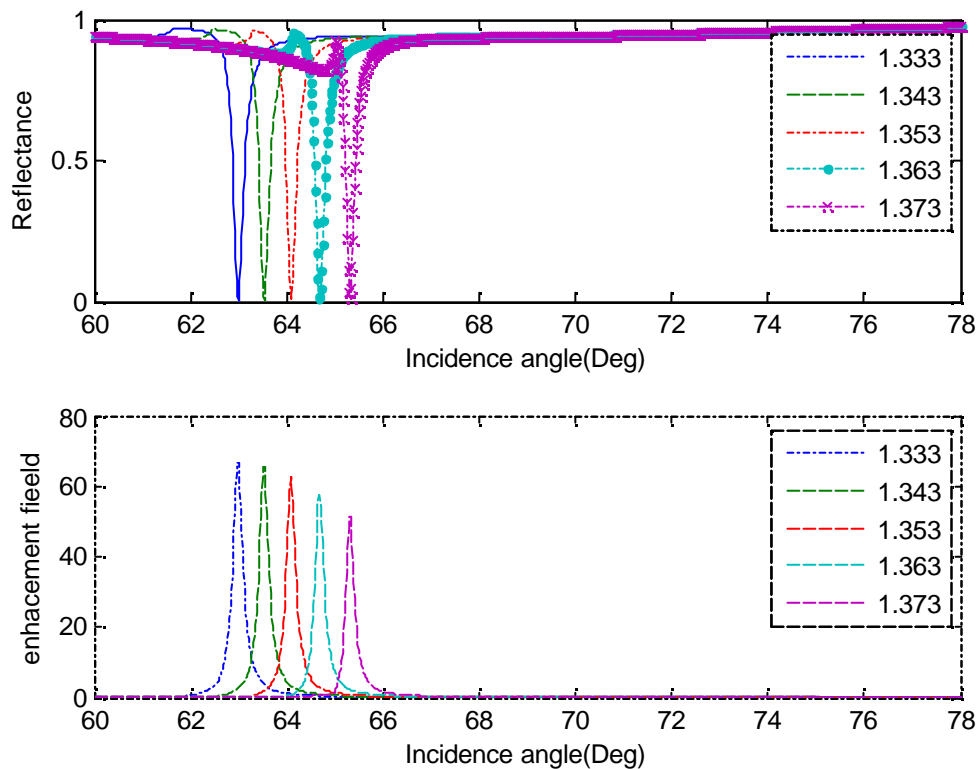


Figure 4.51.Prisme+CP+Ag+Au+Analytes (avec 15 nm de Au) [13]Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

Dans la figure (4.52) on a prélevé la variation de l'angle de résonance en fonction des indices de réfractons de nos différentes structures .

En ce qui concerne la structure SPR conventionnel (traçé vert) la sensibilité moyenne est de l'ordre de 71.340°/RIU et elle est en contact avec celle de la structure CP-Ag-Au (traçé rouge) qui est de l'ordre de 71.3948°/RIU.

Cependant notre structure CP-Ag-CP-Au (structure avec défaut) a pour sensibilité moyenne de l'ordre de 64.1184°/RIU.

Nous rappelons que la sensibilité est donnée par la relation $S_{SPR} = \frac{\Delta \theta_{SPR}}{\Delta n_{RIU}}$

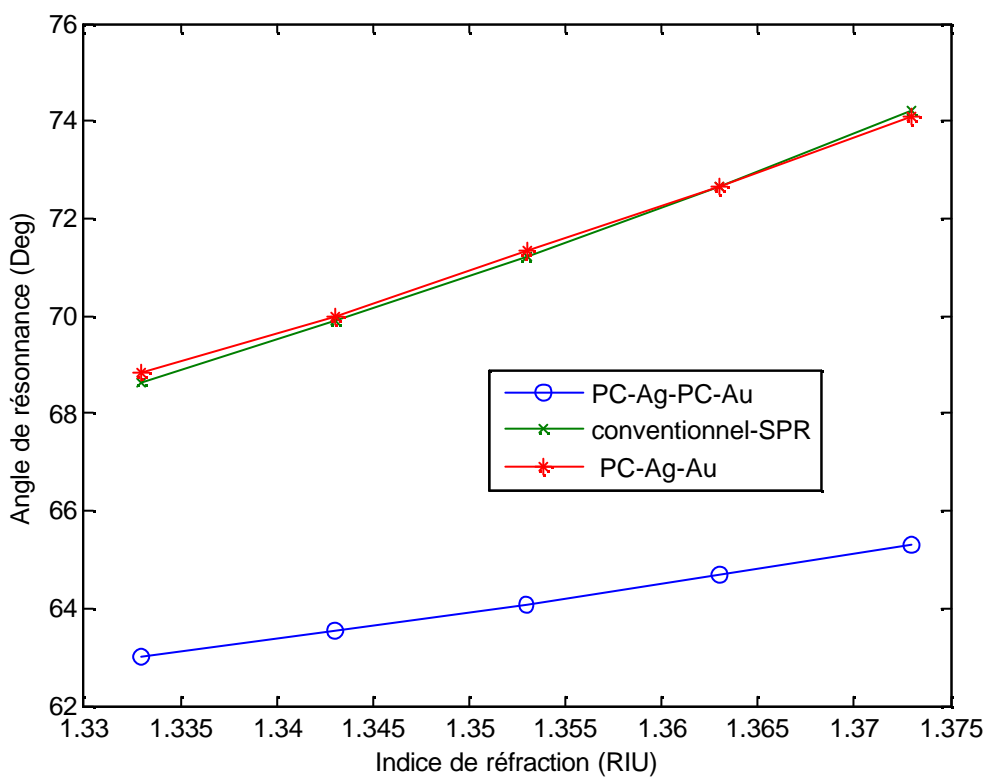


Figure 4.52.I Angle de résonance θ_{SPR} pour différentes structures [13] Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{prisme}=1.515$, $h_{Ag}=47.5$ nm et $h_{Au}=3.5$ nm, et $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{Ag}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

Pour la figure (4.53) on a tracé la variation de la largeur du pic de résonance à mi hauteur (FWHM) (full-width of the resonant dip at half maximum) en fonction des indices de réfractations des différentes structures [13].

Nous constatons bien que pour la structure SPR conventionnel (tracé vert) notre FWHM est de l'ordre de 1.7402° une valeur qui s'approche de celle de la structure CP-Ag-Au (1.6336°) donc elle est environ 1.0655 fois plus grande qu'elle.

En ce qui concerne notre structure CP-Ag-CP-Au ce paramètre est très réduit et il est de l'ordre de (0.23321°) une valeur qui représente a peu près le 1/8 des autres structures (exactement $1/7.4619$).

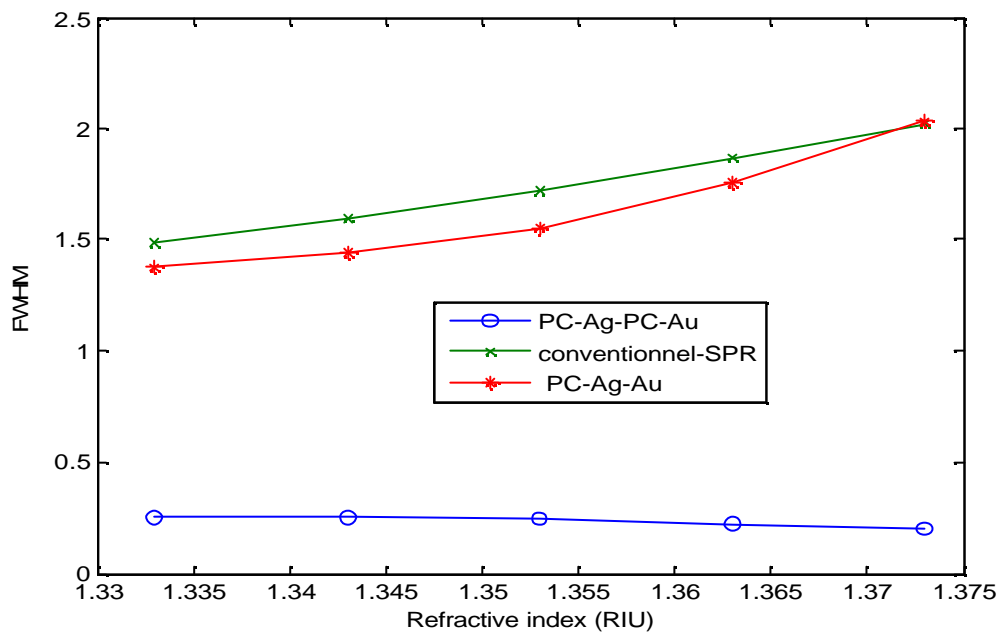


Figure 4.53. Largeur du pic de résonnance à mi-hauteur pour différentes structures[13] Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

Des résultats qui concurent ceux obtenus par Wang et al [13,14] et qui sont présentées sur la figure (4.54)

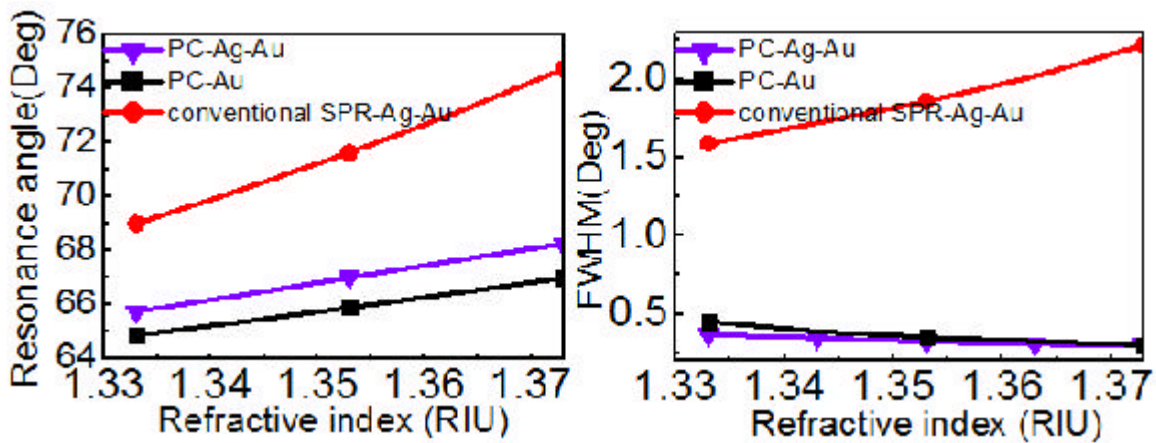


Figure 4.54 L'angle de résonance et le FWHM de ces trois types de constructions lorsque l'indice de réfraction est changé de 1.333 à 1.37 [14,15]

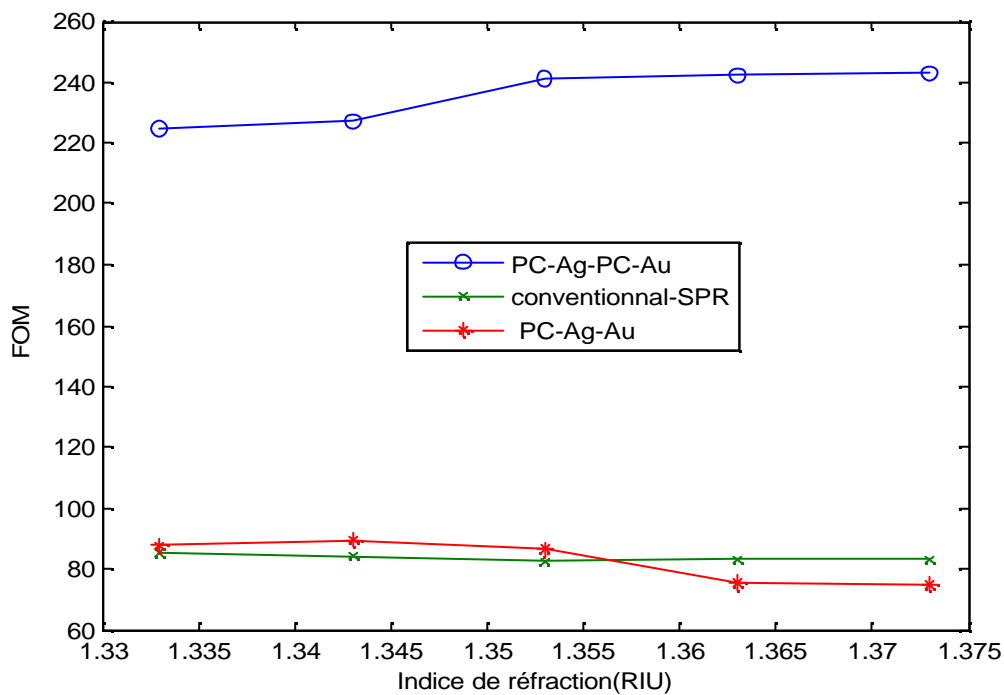


Figure 4.55. Facteur de mérite des différentes structures [13] Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $n_{\text{prisme}}=1.515$, $h_{\text{Ag}}=47.5$ nm et $h_{\text{Au}}=3.5$ nm, et $\epsilon_{\text{Au}}=-11.6964+1.1812i$, $\epsilon_{\text{Ag}}=18.296+0.5049i$, $d_1=70$ nm et $d_2=109$ nm

La dernière figure (4.55) qui représente le facteur de mérite FOM donné par la relation :

$$FOM = \frac{\text{Resonance angle}}{\text{FWHM}}$$

On voit bien que la moyenne de ce facteur pour les différentes structures montre la grande valeur de notre structure CP-Ag-CP-Au qui est de l'ordre de 233.4 contrairement aux deux autres structures qui représentent (84.8 et 83.845) pour CP-Ag-Au et SPR conventionnel respectivement [13].

Des résultats qui sont meilleurs à ceux obtenus par Wang et al représentés sur la figure (4.56)

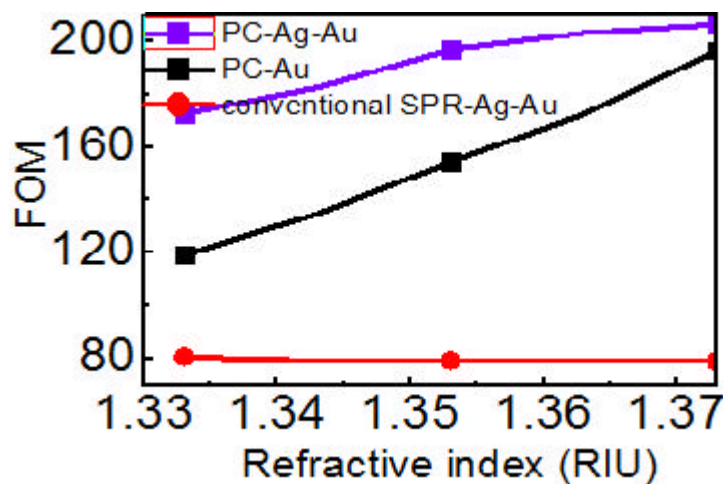


Figure 4.56 Facteur de mérite des différentes structures [14,15]

conclusion

En concluant ce dernier chapitre on peut dire que notre structure adoptée en introduisant un défaut (CP-Ag-CP-Au) présente une largeur de résonance beaucoup plus nette en comparaison avec les autres structures (PC-Ag-Au et SPR conventionnel). En outre, il peut produire un coefficient de réflexion inférieur au minimum (0,0001478) et une plus grande sensibilité, ce qui est 2,75 fois supérieure à celle d'un PC-Ag-Au et 2,78 fois supérieur à celui d'un SPR-Ag-Au structure classique. Enfin, il est démontré que cette configuration apporte une idée novatrice d'utiliser une structure PC-métallique pour exciter les modes plasmoniques dans une configuration classique. En outre, en raison de la meilleure stabilité et de meilleures caractéristiques d'adhérence biomolécules, il fournira une meilleure option dans des applications de biocapteurs par rapport aux capteurs SPR conventionnels.

Références

- [1] A. N. Shipway, E. Katz, I. Willner. *J. Phys. ChemC.* 1, 18 (2000).
- [2] E. Hutter, J. H. Fendler. *Adv. Mater* 16, 1685 (2004).
- [3] C. R. Yonzon, D. A. Stuart, X. Zhang, A. D. MacFarland. C. L. Haynes, R. P. Van Duyne. *Talanta.* 67, 438 (2005).
- [4] P. K. Jain, X. Huang, I. H. El-Sayed, M. A. El-Sayed. *Plasmonics*2, 107118 (2007).
- [5] S. Szunerits, V. G. Praig, M. Manesse, R. Boukherroub, *Nanotechnology.* 19, 195712 195719 (2008).
- [6] S. Szunerits, M. R. Das, R. Boukherroub. *J. Phys. ChemC.* 12, 8239 8243 (2008).
- [7] I. Doron-Mor, Z. Barkay, N. Filip-Granit, A. Vaskevich, I. Rubinstein. *Chem. Mater* 16, 3476 (2004).
- [8] M. D. Malinsky, K. L. Kelly, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne. *J. Am. Chem. Soc*123, 14711482 (2001).
- [9] J. Zhao, L. Jensen, J. Sung, S. Zou, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne. *J. Am. Chem. Soc.*129, 76477656 (2007).
- [10] A. J. Haes, S. Zou, G. C. Schatz, R. P. J. Van Duyne. *Phys. Chem. B.* 108, 69616968. (2004).
- [11] H. Xu, M. Käll, *Sens. Actuators. B.*87, 244, (2002).
- [12] A. J. Haes, W. P. Hall, L. Chang, W. L. Klein, R. P. Van Duyne. *Nano Lett*4, 1029 (2004).
- [13] **meradi** et al *Journal of Russian Laser Research* Volume 37, Number 2, March, 2016
- [14] Fang Wang et al *Proc. of SPIE* Vol. 9157 91578E-1 (2015)
- [15] Fang Wang et al 978-1-4799-3682-3/14/\$31.00 *IEEE* (2014)
- [16] Wei Su, Gaige Zheng, Xiangyin Li *Optik* 124 (2013) 5161– 5163
- [17]- **F. Benkabou**, M. Chikhi Theoretical investigation of sensitivity enhancement in dielectric multilayer surface plasmon sensor *Physica Status Solidi (A)* Vol **211**, Issue 3,700–704, (2014).
- [18]- M. Chikhi, **F. Benkabou**, Theoretical Analysis of Multilayer Surface Plasmon Resonance Sensors Using Thin-Film Optical Admittance Formalism *Plasmonics* (2015); DOI: 10.1007/s11468-015-9945-y

CONCLUSION GENERALE

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à trois thématiques actuelles de l'optique : les cristaux photoniques, la plasmonique et le contrôle de la réponse spectrale. Ces trois objets d'étude sont actuellement, avec d'autres, en profonde interaction, et sont appelés à l'être de plus en plus à mesure que les dispositifs se complexifient.

La discipline qualifiée de plasmonique a subi un essor considérable au cours de la dernière décennie. Ce regain d'intérêt pour l'étude des plasmons de surface s'explique en partie par le rôle que pourraient jouer les plasmons dans des dispositifs d'optique intégrée miniatures. L'un des thèmes majeurs de la Plasmonique concerne le contrôle de la propagation des plasmons à une échelle micrométrique.

Donc nous avons reporté l'étude analytique des propriétés des plasmons de surface sur des films métalliques disposés dans la configuration conventionnelle de Kretschmann. Cette dernière constitue un dispositif de base pour observer la résonance des plasmons de surface résultante d'une excitation par une onde évanescente d'un mode d'oscillation collective d'électrons libres à la surface d'une mince couche métallique. La dite structure se base sur la technique de réflexion totale atténuée (ATR).

. La caractéristique principale à laquelle est reconnue l'étude des plasmons est que leur énergie est très fortement localisée au niveau de l'interface. Cette propriété remarquable a ouvert un grand nombre d'applications plus courantes en plasmonique pour citer la détection, l'émission et le guidage optique.

Ce manuscrit avait pour objectif initial la conception de structures multicouches (cristaux photoniques avec des couches minces métalliques) pour des applications de bio-détection en utilisant des analytes d'indice de réfraction différent..

Différents verrous quant à la possibilité d'un tel objectif ont pu être levés. Pour en arriver à ces résultats, nos travaux se sont articulés autour de trois grands axes principaux, à savoir :

- Dans un premier temps, une description de nos structures multicouches reposant sur les équations de Fresnel a permis de mieux comprendre le phénomène de la réflexion (

Conclusion Générale

transmission) de notre signal incident et d'en proposer une modélisation. En étudiant une configuration *Kretschmann-Raether* il a été possible de souligner l'importance de la géométrie sur la qualité de ce signal, plus particulièrement l'influence de la rugosité de l'épaisseur et la nature physique de la couche métallique. Ceci a permis de mettre en évidence le rôle particulier d'une épaisseur dite « optimale » de la couche métallique sur les différents aspects du pic d'absorption

-la modélisation d'une architecture spécifiquement adaptée à des applications de bio-détection et la détermination des paramètres permettant d'obtenir les meilleures performances, c'est à dire, de forts facteurs de qualité pour de faibles volumes modaux, ainsi qu'une grande sensibilité à l'indice optique de l'environnement extérieur

-L'amélioration de la structure SPR dans la configuration *Kretschmann-Raether* par l'ajout des couches diélectriques (SiO_2 et TiO_2) séparément et simultanément en réalisant un nouveau système en introduisant des défauts structurales ce qui permet d'avoir un coefficient de réflexion inférieur au minimum (0,0001478) et une plus grande sensibilité, ce qui est 2,75 fois supérieure à celui sans défauts et 2,78 fois supérieur à celui d'un SPR-Ag-Au structure classique.

En termes de perspectives de ce travail, il serait intéressant d'étudier l'effet de différents types de matériaux diélectriques, tels que les matériaux semi-conducteur qui, présentent un meilleur confinement de la lumière en plus ceux les plus réfringents.(comme exemple l'InP..)

Concernant les propriétés optiques des nanoparticules métalliques, la poursuite de ce travail pourrait porter sur la modélisation d'une configuration plus proche de la structure expérimentale, c'est-à-dire des particules métalliques à 3D, déposées sur des couches de cristaux photoniques

