

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République algérienne démocratique et populaire
وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
المركز الجامعي لعين تموشنت
Centre Universitaire Belhadj Bouchaib d'Ain-Temouchent
Institut de Technologie
Département de Génie Electrique



Projet de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme de Master en :
Domaine : TECHNOLOGIE
Filière : GENIE ELECTRIQUE
Spécialité : INSTRUMENTATION ELECTRONIQUE

Thème

**ETUDE ET CONCEPTION D'UN CAPTEUR A EFFET SPR
DANS LES APPLICATIONS BIOTECHNOLOGIQUES**

Présenté Par :

- 1) BOUZIDI Meryem Hadjer
- 2) BOUMEDOL Hassiba

Devant les jurys composés de :

Dr MERADI Abdelhafid	Encadrant	C.U.B.B (Ain Temouchent)
Pr AYACH Choukria	Président	C.U.B.B (Ain Temouchent)
Dr BENGANA Abdelfateh	Examineur	C.U.B.B (Ain Temouchent)

Année universitaire 2018/2019

Remerciements

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

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à notre encadreur **M. ABDELHAFID MERADI** pour le bon suivi de notre travail, et pour son orientation et encouragement durant toute la période du travail.

Nous exprimons nos sincères remerciements aux membres du jury **Mme AYACHE CHOUKRIA** et **M. BENGANA ALBDELFATEH** pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail.

Nos remerciements vont également à toutes les personnes qui nous ont conseillé lors de la préparation de ce Projet de Fin d'Etudes.

Enfin, nous concluons ces quelques mots en adressant nos remerciements à nos **familles** pour leur soutien, encouragement et leur présence tout au long de nos études.

Dédicace

À mes chers **PARENTS**, pour leur soutien et leurs sacrifices, leur amour et leurs prières qui m'ont permis de me rendre où je suis.

A ma sœur **CHAIMAA**, et mon frère **MOHAMED**, à ma meilleure amie **AMINA** pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral.

A toute ma famille, et mes cousins, à Tonton **KADDOUR** et ma tante **FATIMA**, de m'avoir accueilli et de m'avoir considéré comme leur propre fille, ainsi pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire.

J'exprime ma profonde gratitude à mon binôme et meilleure amie **HASSIBA**

INCHALLAH ce travail soit l'accomplissement de vos vœux !

Dédicace

À ma chère **MAMAN**, pour son soutien et ses sacrifices, son amour et ses prières qui m'ont permis de me rendre où je suis.

A mes sœurs **SAMIHA** et **WISSEM**, à mon frère **SAID**, à mes meilleures amies **KAWTAR** et **FATIMA** pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral.

A toute ma famille, et mes cousins, à mon oncle **LAKHDAR** et ma tante **MALIKA**, pour leur soutien permanent.

J'exprime ma profonde gratitude à mon binôme et meilleure amie **MERYEM**.

INCHALLAH ce travail soit l'accomplissement de vos vœux !

Table des matières :

Introduction générale :	1
Références :	3

Chapitre I :la résonance des plasmons de surface

1-Introduction :	4
2-Historique :	5
3-Les principes fondamentaux des plasmons de surface :	6
4-Propriétés électromagnétiques des milieux :	7
4-1-Equations de Maxwell :	7
4-2-Modèle de Drude et Drude- Lorentz :	7
4-2-1-Le modèle de Drude :	7
4-2-2-Modèle de Drude-Lorentz :	8
4-3-Réponse optique des métaux :	8
5-Plasmons de surface localisés et délocalisés :	9
5-1-Le plasmon de surface localisé : (LSP pour Localized Surface Plasmon en anglais) :	9
5-2- Plasmons de surface délocalisés :	11
6-Applications :	11
7-Conclusion :	12
Références :	13

Chapitre II : Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

1-Introduction :	14
2-La biotechnologie :	15

3-Les capteurs :.....	15
3.1-Types de capteurs :	16
3.1.1-Les capteurs actifs :.....	16
3.1.2-Les capteurs passifs :	16
4-Les biocapteurs :.....	16
4-1-Généralité :.....	17
4-2-Principe de fonctionnement des biocapteurs :.....	17
4-3-Types de biorécepteurs et de transducteurs :.....	18
4-4-Types des biocapteurs :.....	19
4-4-1-Biocapteurs non optiques :.....	19
4-4-1-1-Biocapteurs électrochimiques :.....	19
4-4-1-2-Biocapteurs manométriques :	19
4-4-1-3-Biocapteurs à effet piézoélectriques :.....	20
4-4-1-4-Biocapteurs thermiques :	20
4-4-2-Biocapteurs optiques :	20
4-4-2-1- Biocapteurs mesurant l'absorbance :.....	20
4-4-2-2- Biocapteurs mesurant la fluorescence :	20
4-4-2-3- Biocapteurs utilisant le principe de l'onde évanescente :.....	21
4-4-2-4- Biocapteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) :.....	21
5- Méthodes numériques utilisés pour la conception :.....	23
5-1-Méthode des ondes planes :	23
5-2-Méthode FDTD (Finite Différence Time Domain) :.....	24
6-Propagation au voisinage d'une interface:.....	24
6-1-Equations de Fresnel :.....	27
6-1-1-Polarisation TE (\perp) :.....	27
6-1-2- Polarisation TM (\parallel) :.....	28
7-Matrices de transfert :	30
8-Principe de fonctionnement du système multicouche plan SPR :	35

9-Choix du métal :	37
10-Grandeur à mesurer :	38
11-Géométrie du coupleur :	38
12-Conclusion :	39
Référence :	40

Chapitre III:Résultats et interprétations

1-Introduction :	42
2-Épaisseur de la couche métallique :	44
3-Analyse des influences des paramètres de construction sur la résonance plasmons de surface :	44
4-Structure avec métal :	44
4-1-Au + SiO ₂ :	44
4-1-1-Épaisseur de la couche métallique (Au) optimisée :	47
4-1-2-Prisme+Au+SiO ₂ +Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique) :	49
4-1-3-Prisme+Au+SiO ₂ +Analytes :	51
4-2- L'argent (Ag) avec le SiO ₂ :	52
4-2-1-Prisme+Ag+SiO ₂ +Air : (pour différents épaisseurs du métal)	52
4-2-2-Prisme+Ag+SiO ₂ +Air : (pour différentes épaisseurs du diélectrique)	55
Références :	58
Conclusion général :	60

Listes des figures et tableaux :

Figure 1.1: Principe de la résonance plasmonique de surface.....	6
Figure 1.2: schéma représentatif de l'oscillation de charges dan une nanoparticule métallique en réponse à un chamo électromagnétique extérieur.....	10
Figure 1.3: Représentation schématique de l'oscillation des charges à l'interface métal/diélectrique, (b) Décroissance exponentielle du champ électromagnétique de part et d'autre de l'interface.....	11
Figure 2.1 : Couplage optique par un prisme.	17
Figure2. 2: l'architecture d'un biocapteur.....	18
Figure 2.3: Schéma général d'un biocapteur partant d'une solution à analyser en contact avec la surface fonctionnalisée du biocapteur. Celle-ci reconnaît un élément spécifique, la partie transduction transforme le signal physique en un signal électrique.....	19
Figure2. 4: Familles de biorécepteurs et de transducteurs.....	20
Figure2. 5: Couplage par un prisme d'une onde optique avec une résonance de plasmons de surface. ...	24
Figure2. 6: comportement d'une onde monochromatique plane incidente sur une interface entre deux milieux homogènes et isotropes.....	26
Figure 2.7: Polarisation transversale électrique (TE).....	29
Figure2. 8: Polarisation transversale magnétique (TM).....	31
Figure 2.9: un schéma pour la polarisation TE.....	33
Figure2. 10: Couplage optique par un prisme.....	37
Figure 2.11 : Structure du multicouche plasmonique : A- dans la configuration de Kretschmann-Raether ; B- dans la configuration d'Otto.....	38
Figure 3.1: Structure avec métal , $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2} = 1.451$	46
Figure 3.2.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. Les paramètres de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.6$	46
Figure 3.2.b: Prisme+Au+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal) Les paramètres de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2} = 1.451$	48
Figure 3.3: 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). Les paramètres de simulation sont: $\lambda = 632.8$ nm, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2} = 1.451$	49

Figure 3.4: 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 . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$	50
Figure 3.5: 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) . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$	51
Figure 3.6: 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 . Les paramètres de simulat	52
Figure 3.7.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. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$	53
Figure 3.7.b: Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour différents épaisseurs du métal (zoom) ,les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$	54
Figure 3.8: 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) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$	55
Figure 3.9: 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-Ag - SiO ₂ - Air, pour différentes épaisseurs du SiO ₂ . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$	56
Figure 3.10: Prisme+Ag+SiO ₂ +Air (pour une épaisseur du SiO ₂ de 10nm) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$	57
Figure 3.11: 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 . Les paramètres de simulation	58
Tableau 3.1 : 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 35 nm et 50 nm	45

Introduction générale :

La plasmonique est la discipline qui étudie l'interaction entre un rayonnement électromagnétique et un plasma d'électrons. Un quantum d'oscillation de ce dernier est dit plasmon et peut se coupler à un photon créant ainsi une autre quasi-particule appelée plasmon-polariton. Cette discipline intéresse les scientifiques depuis plus d'un siècle pour des raisons fondamentales, puisqu'elle permet d'expliquer, en s'appuyant sur une physique riche et complexe, des phénomènes tels que les anomalies de Wood [1], qui a originalement découvert les plasmons de surface lors de son observation du spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction, il remarqua des anomalies sous forme des fines bandes sombres dans le spectre diffracté [2]. Impossible à interpréter avec la théorie dite scalaire de la diffraction de la lumière, il faudra alors attendre le début des années 1940 et le développement de la théorie vectorielle, avec les travaux de U. Fano[3] pour trouver une interprétation théorique de ces anomalies, basée sur l'existence des ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau [4].

Les propriétés optiques des nanostructures métalliques constituées à partir de géométries simples ont été étudiées sous plusieurs aspects ; elles supportent les résonances plasmoniques dont les énergies peuvent dépendre de façon sensible de leur forme géométrique [5].

Et depuis leur mise en évidence, les plasmons de surface ont permis de proposer des solutions nouvelles pour des dispositifs de détection, de guidage ou d'émission de lumière. Ainsi les plasmons de surface sont très sensibles à l'environnement proche des métaux.

Ces dernières années, l'étude de l'interaction de la lumière avec les nanostructures métalliques, la plasmonique, a connu un vif intérêt. La raison vient de la particularité des plasmons de surface, qui permettent la propagation de la lumière non pas dans le volume d'un matériau diélectrique, mais le long d'une interface. Depuis leur mise en évidence, les plasmons de surface ont permis de proposer des solutions nouvelles pour des dispositifs de détection, de guidage ou d'émission de lumière. Ainsi, les plasmons de surface sont très sensibles à l'environnement proche des métaux. Une petite modification de l'indice optique près de l'interface change leur condition de résonance sur un film métallique. En mesurant ce décalage, il est possible de détecter la présence de seulement quelques molécules au voisinage d'un film métallique, et de réaliser ainsi des détecteurs très sensibles par exemple pour l'analyse de molécules isolées en biologie ou en chimie.[6]

Ces différents exemples illustrent l'intérêt grandissant pour l'utilisation des plasmons de surface dans des dispositifs actifs. Pour cela, il est nécessaire de contrôler les propriétés des plasmons de surface, ce que l'on peut espérer faire en structurant périodiquement les Introduction générale
2 interfaces métalliques. L'objectif est évidemment de modifier les propriétés dispersives, le couplage radiatif ou encore le guidage des plasmons de surface.[7]

Dans ce mémoire on va décomposer notre travail en trois chapitres

Le premier est consacré au rappel de quelques notions utiles Ce chapitre propose une introduction aux propriétés optiques des nanoparticules métalliques. Ce sujet est relativement général et englobe diverses notions physiques imbriquées relatives à l'interaction de la lumière avec des structures métalliques de taille nanométrique. La progression logique de ce chapitre introductif est basée sur une description des principales notions permettant une compréhension à la fois du phénomène de résonance plasmon dont sont le siège les nanoparticules métalliques, mais également des approches théoriques permettant de les modéliser

Le second chapitre se subdivise en deux parties, la première est une vue d'ensemble sur notre concept de biocapteurs à effet SPR. La deuxième est consacrée à la présentation de quelques méthodes de calculs y compris la méthode de matrice de transfert utilisée dans le cadre de cette étude.

Le dernier chapitre est dédié à la simulation à la présentation et à l'interprétation des résultats obtenues pour notre étude.

Nous clôturons ce mémoire avec une conclusion générale.

Références :

[1]: R. W. Wood, "Anomalous Diffraction Gratings," Phys. Rev. 48, 928-936 (1935).

[2]: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00296650/document>

[3]: A. E. Miroschnichenko, S. Flach, and Y. S. Kivshar, —Fano resonances in nanoscale structures, Rev. Mod. Phys., vol. 82, no. 3, pp. 2257–2298, août 2010.

[4]: M. Rahmani, B. Luk'yanchuk, and M. Hong, —Fano resonance in novel plasmonic nanostructures, Laser Photonics Rev., vol. 7, no. 3, pp. 329–349, 2013

[5]: Y. H. Fu, J. B. Zhang, Y. F. Yu, B. Luk'yanchuk, Generating and manipulating higher order fano resonances in dual-disk ring plasmonic nanostructures, ACS nano 6 (6) (2012) 51305137. (document)

[6] : <http://dSPACE.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/1075/5/introduction.pdf>

[7] : <http://dSPACE.univtlemcen.dz/bitstream/112/227/3/CaracterisationdUneStructureHeterogenemulticoucheApplicationaLaGnerationdesModesPlasmoniques.pdf>

Chapitre I

La résonance des plasmons de surface

1-Introduction :

Ce premier chapitre est dédié à une approche théorique des plasmons de surface. La résonance des plasmons de surface constitue actuellement l'une des propriétés optiques les plus importantes des nanostructures métalliques. Celles-ci sont constituées d'une assemblée (ordonnée ou pas) de nanoparticules de métaux nobles dispersées dans (ou déposées sur) une matrice diélectrique. En effet, lorsque la taille d'une particule métallique est réduite à quelques nanomètres, les propriétés optiques sont considérablement modifiées par l'apparition de plasmons de surface résultant de l'oscillation collective du nuage électronique de part et d'autre de la carcasse ionique positive de la particule. Le comportement qui en résulte s'en trouve complètement différent de celui du métal massif.

On introduit en premier les principes fondamentaux des plasmons de surface qui apparaissent à l'interface entre deux milieux, dont l'un est généralement un métal (au premier d'abord on parlera d'une interface plane) ces derniers représentent solutions des équations de Maxwell ; des ondes particulières qui peuvent se propager parallèlement à l'interface, et l'amplitude du champ électromagnétique associé décroît exponentiellement en s'éloignant perpendiculairement de l'interface et c'est pour cette raison elles sont appelées ondes de surface.

On présente ainsi les différents modèles décrivant les constantes diélectriques de la réponse optique des métaux, et on rappelle la définition et la théorie, ainsi que les conditions d'apparition du plasmon de surface localisé et délocalisé.

A la fin, on termine ce chapitre par quelques applications impliquant les plasmons de surface.

2-Historique :

Les plasmons de surface ont été originalement découverts par R.W. Wood en 1902. Lors de son observation du spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction, il remarqua des anomalies sous forme des fines bandes sombres dans le spectre diffracté [1]. Impossible à interpréter avec la théorie dite scalaire de la diffraction de la lumière, il faudra alors attendre le début des années 1940 et le développement de la théorie vectorielle, avec les travaux de U. Fano pour trouver une interprétation théorique de ces anomalies, basée sur l'existence des ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau [2].

En 1965, A. Hessel et A. A. Oliner proposent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau [3].

Une amplification très importante du champ électromagnétique local est alors associée à cette résonance. S'appuyant sur cette idée, trois ans plus tard A. Otto (1968) met en évidence expérimentalement que les ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale frustrée [4]. Dans la même année, E. Kretschmann et H. Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente, la méthode de réflexion totale atténuée [5].

Dès lors, les applications de ce phénomènes vont être exploitées dans : (i) la spectroscopie optique à haute sensibilité : effet SERS (surface enhanced Raman Scattering), la fluorescence, la génération d'harmonique secondaire (SHG) et la résonance des plasmons de surface (SPR) utilisée à des fins de détection d'un petit nombre de molécules adsorbées sur une surface; (ii) la propagation et le guidage de la lumière à l'échelle submicronique

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

3-Les principes fondamentaux des plasmons de surface :

1- La résonance plasmonique de surface :

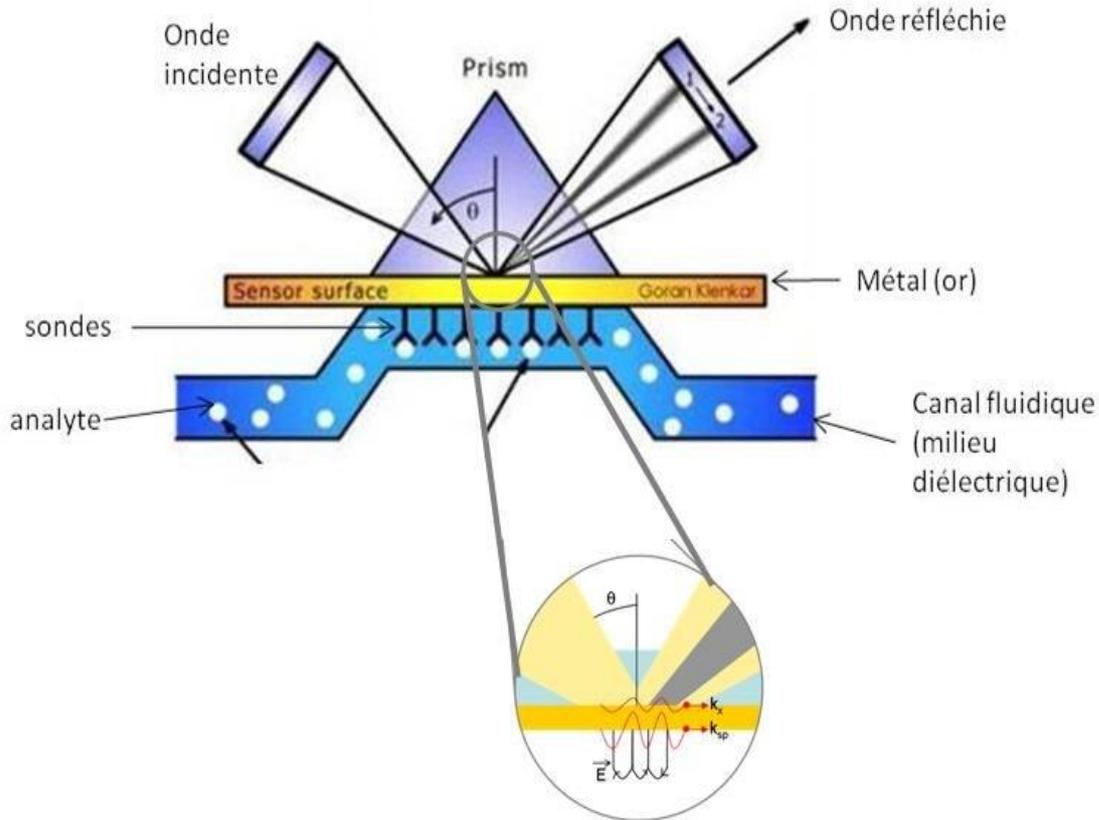


Figure 1.1 : Principe de la résonance plasmonique de surface. [6]

Les plasmons de surface sont des oscillations quantifiées de plasma, ils existent à l'interface entre un milieu métallique, et un milieu diélectrique. L'oscillation collective des électrons qui les constitue coexiste avec le champ électromagnétique évanescent, la fixation de molécules sur l'interface va modifier l'indice de réfraction du milieu, modifiant ainsi l'information contenue dans l'onde tant au niveau de sa phase que de son amplitude. Cette modification va entraîner une variation de la résonance.

Par la mesure des variations d'intensité de l'onde réfléchie, on obtient un signal caractéristique de l'interaction des molécules.

Ces ondes sont principalement exploitées en biophysique et en biochimie au travers de la résonance de plasmons de surface.

4-Propriétés électromagnétiques des milieux :

4-1-Equations de Maxwell :

Le champ électromagnétique dans le vide est représenté en termes de deux vecteurs, le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} . La présence de matière dans l'espace occupé par ces vecteurs requiert d'introduire trois autres vecteurs, \vec{D} , \vec{H} et \vec{J} , respectivement appelés déplacement électrique, champ magnétique dans la matière et densité de courant électrique. Ces vecteurs, dont les composantes sont exprimées dans un repère cartésien orthonormé (x, y, z), sont reliés par les équations suivantes (deux équations scalaires et deux équations vectorielles) :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.4)$$

4-2-Modèle de Drude et Drude- Lorentz :

Deux paramètres macroscopiques qui décrivent l'interaction d'une onde électromagnétique et un milieu : la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique. Les matériaux optiques sont considérés comme linéaires, homogènes, isotropes, caractérisés par une permittivité diélectrique relative complexe car une grande majorité des matériaux optiques réagissent très faiblement à un champ magnétique.

Dans un capteur à effet SPR, les SPs se propagent le long d'une surface métallique.

4-2-1-Le modèle de Drude :

De la conduction électrique a été proposé en 1900 par Paul Drude pour expliquer les propriétés de transport des électrons dans les matériaux (surtout les métaux). Ce modèle caractérise l'interaction d'une onde électromagnétique avec la matière, décrit les courbes de dispersions pour les métaux, et donne la constante diélectrique d'un métal. Dans ce modèle, le métal est assimilé à un réseau ionique baigné dans un nuage d'électrons libres.

Chapitre I La résonance des plasmons de surface

4-2-2-Modèle de Drude-Lorentz :

Le modèle de Drude Lorentz tient compte des électrons de valence en plus des électrons de conduction. La transition des électrons des bandes pleines vers les états de la bande de conduction peut influencer considérablement la réponse optique. Dans les métaux alcalins, ces transitions apparaissent à des fréquences élevées et n'apportent qu'une faible correction à la fonction diélectrique dans le domaine optique. Ces métaux sont bien décrits par le modèle de Drude. Par contre, dans les métaux nobles une correction doit être apportée à la fonction diélectrique. Elle est due aux transitions entre les bandes d et la bande de conduction s-p. La contribution des électrons de valence à la fonction diélectrique est décrite par le modèle de Lorentz.

4-3-Réponse optique des métaux :

La réponse optique d'un métal peut être décrite par l'interaction entre le solide représenté par sa fonction diélectrique et la lumière représentée par une onde électromagnétique. L'interaction d'un champ électromagnétique avec un métal peut être traitée dans le cadre classique basé sur les équations de Maxwell. Même à des échelles sub longueur d'onde (à condition de ne pas atteindre l'ordre de l'angström), les équations de Maxwell restent valables sans avoir recours à la mécanique quantique. Elles s'écrivent comme suit (dans un milieu non magnétique) :

$$\operatorname{div} \vec{D} = P_{\text{libre}} \quad (1.5)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.6)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{H} = \vec{J}_{\text{libre}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.8)$$

Ces équations relient entre eux les vecteurs champs électrique, magnétique ainsi que les vecteurs inductions magnétique et électrique. Elles font aussi intervenir la densité de courant des charges libres ainsi que la densité de charges libres.

Les vecteurs champs électrique et magnétique sont reliés aux vectrices inductions électrique et magnétique par les équations constitutives du milieu données par :

Chapitre I La résonance des plasmons de surface

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (1.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (1.10)$$

Où ϵ_0 et μ_0 sont, respectivement, la permittivité électrique et la perméabilité magnétique dans le vide. ϵ_r Représente la permittivité électrique relative et μ_r est la perméabilité magnétique relative. Elles représentent, respectivement, la réponse en polarisation du milieu soumis au champ électrique \vec{E} et la réponse en aimantation de ce même milieu soumis au champ magnétique \vec{H} .

Dans le cas d'un matériau non-magnétique $\mu_r = 1$. Par conséquent, le paramètre crucial permettant de déterminer la réponse d'un matériau à une onde électromagnétique est sa fonction diélectrique $\epsilon(\omega)$. Dans le cas des matériaux dispersifs tels que les métaux, la fonction diélectrique s'écrit sous une forme complexe avec une partie réelle notée ϵ' , représentant l'intensité de la polarisation induite par le champ électrique appliqué et une partie imaginaire ϵ'' , caractérisant les pertes par absorption dans le métal. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire la fonction diélectrique des métaux. Le choix du modèle dépend de la nature et des propriétés du métal à considérer

5-Plasmons de surface localisés et délocalisés :

Les plasmons de surface délocalisés sont des plasmons de surface se propageant sur des surfaces métalliques planes. Et Les plasmons de surface localisés sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur de petites structures d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, par exemple des nanoparticules métalliques ou des rugosités de surface de certaines structures. Dans le champ d'investigation de l'optique, l'un des aspects particulièrement attractif des plasmons de surface est la façon dont ils peuvent concentrer et guider la lumière dans des structures de tailles plus petites que les longueurs d'onde. Cela permet d'une part de faire fortement interagir les plasmons de surface avec leur environnement comme dans le cas de matériaux à l'interface avec le métal. D'autre part, cela rend possible la réalisation de structures guidantes ou de composants complexes sub-longueur d'onde à base de plasmons de surface.

5-1-Le plasmon de surface localisé : (LSP pour Localized Surface Plasmon en anglais) :

Est l'une des propriétés optiques les plus intéressantes des nanostructures métalliques. Il résulte de l'oscillation collective du nuage électronique à la surface d'une nanoparticule (NP) métallique. Ainsi, le champ électromagnétique produit au voisinage immédiat de la NP peut dépasser le champ d'excitation de plusieurs ordres de grandeurs. Cette propriété de transmission extraordinaire est utilisée pour diverses applications, en particulier, pour l'exaltation de la fluorescence d'émetteur (MEF pour Metal Enhanced Fluorescence).

Pour de petites particules métalliques, le champ électromagnétique extérieur peut pénétrer à l'intérieur de la nanoparticule et provoquer le déplacement des électrons de conduction par rapport aux ions métalliques ce qui induit un champ local opposé au champ d'excitation (voir Figure). Le mouvement cohérent des électrons ainsi que le champ induit forment un oscillateur, dont le comportement est défini par la masse et la charge effective des électrons, la densité électronique et la géométrie de la particule. Les résonances générées par cet oscillateur sont appelées « plasmons de surface localisés ».

La plupart des effets physiques associés au plasmon de surface localisé peuvent être qualitativement représentés par le modèle basique de l'oscillateur. Les résonances LSP sont situées dans le domaine spectrale du visible jusqu'au proche infrarouge et dépendent fortement de la nature du métal, la forme, la taille et l'environnement des particules. Lorsque la NP est excitée à la longueur d'onde de résonance, l'amplitude du champ électromagnétique généré au voisinage de la NP peut être plus grande que le champ d'excitation de plusieurs ordres de grandeur (exaltation du champ proche optique). Par analogie à un oscillateur classique, le coefficient d'amortissement des électrons limite l'amplitude maximale de la résonance et détermine sa largeur spectrale. En outre, les nanoparticules métalliques ont généralement plus d'un mode d'oscillation. Ces modes ont des distributions de charges et de champ différentes. Pour le mode le plus bas, les distributions sont dominées par un caractère dipolaire. Les modes énergétiques plus élevés peuvent être associés à des distributions de charges multipolaires d'ordre supérieur. [7]

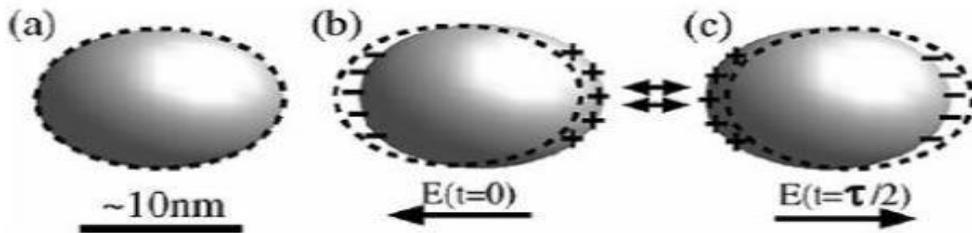


Figure 1.2 : schéma représentatif de l'oscillation de charges dans une nanoparticule métallique en réponse à un champ électromagnétique extérieur [8].

5-2- Plasmons de surface délocalisés :

L'élément essentiel pour la génération de plasmons de surface (SP) est la présence d'électrons libres à l'interface entre deux matériaux. En pratique, ceci implique que l'un de ces matériaux soit un métal où les électrons libres sont abondants. Cette condition découle de l'analyse d'une interface métal-diélectrique par les équations de Maxwell. Cette analyse montre que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre le métal et le diélectrique. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal (Figure 2) appelées "plasmons de surface délocalisés". Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique. L'intensité du champ électromagnétique décroît exponentiellement dans les deux milieux suivant les directions perpendiculaires à l'interface (Figure 3).

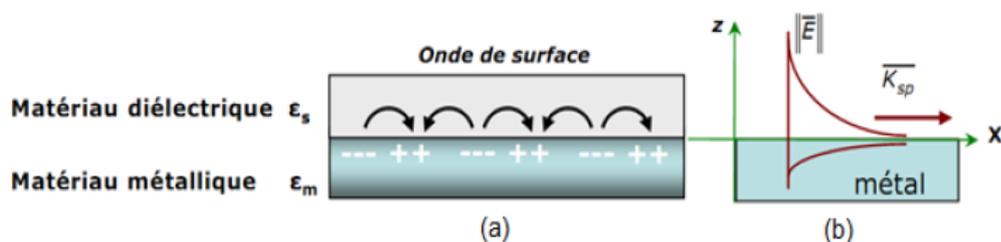


Figure 1.3 : Représentation schématique de l'oscillation des charges à l'interface métal/diélectrique, (b) Décroissance exponentielle du champ électromagnétique de part et d'autre de l'interface [9].

6-Applications :

On utilise la résonance plasmons de surface dans des détecteurs biologiques immunitaires. Une surface du métal (Ag ou Au) est fonctionnalisée avec des anticorps et la liaison d'antigènes sur ces derniers pourra être détectée avec ce procédé.

Ce système en tant que capteur biologique a plusieurs avantages parmi, sont les suivants :

Pas besoin d'utiliser de marqueurs fluorescents ou radioactifs. Le temps de préparation de la détection est donc réduit.

L'analyse elle-même est aussi très rapide et peut donc être réalisée en temps réel.

La flexibilité du système est grande car il peut s'adapter à la détection de n'importe quel analyte.

7-Conclusion :

Dans ce premier chapitre nous avons décrit le phénomène de plasmons, leur condition de résonance, en particulier à l'interface entre deux milieux dont l'un est un métal parfait.

Nous avons montré que ces plasmons sont des ondes de surface, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude du champ électromagnétique associé décroît exponentiellement en s'éloignant de l'interface.

Nous avons parlé du Phénomène de plasmon de surface localisé (LSP) généré par des nanoparticules métalliques, et plasmon de surface délocalisé.

Nous avons clôturé le chapitre par donner quelques applications impliquant les plasmons de surface.

Chapitre I La résonance des plasmons de surface

Références:

- [1] R.W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philos.* 4 (1902) 396–402.
- [2] U. Fano. Zur theorie der intensitätsanomalien der beugung. *Ann. Phys.*, (1938), 32(5) 393–443.
- [3] A. Hessel and A.A. Oliner. A new theory of wood's anomalies on optical gratings. *Applied Optics*, 10 (1965) 1275–1297.
- [4] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves by the method of frustrated total reflection, *Z.Physik*, 216 (1968) 398.
- [5] E. Kretschmann, H. Raether, Radiative decay of non radiative Surface plasmons Excited by light, *Z. Naturforsch*, 23 a(1968) 2135-2136.
- [6] : Imagerie par résonance des plasmons de surface pour l'analyse simultanée de multiples interactions biomoléculaires en temps réel (Emmanuel Maillart)
- [7] : https://www.researchgate.net/figure/Principe-de-la-resonance-plasmonique-de-surface-Le-champ-electromagnetique-dans-le_fig18_30513226
- [8] : Effets des résonances plasmon de surface localisé sur les performances optiques et électriques des diodes électroluminescentes organiques.
- [9] : Une introduction aux lasers organiques, De Azzedine Boudrioua, Mahmoud Chakaroun, Alexis Fischer volume 1, ISTE éditions

Chapitre II

Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

1-Introduction :

Dans ce chapitre nous commençons par une petite définition de la biotechnologie, et on parle des capteurs en général, puis on donne une présentation des biocapteurs en citant leurs différents types. Pour ensuite situer les capteurs optiques parmi toutes les techniques de détection et présenter leurs avantages.

Ensuite, nous donnerons une vue d'ensemble sur notre concept de biocapteurs à effet SPR, afin de montrer les points forts de ceux-ci par rapport aux autres capteurs optiques et, nous synthétiserons leurs avantages les plus importants.

En deuxième partie, nous allons parler des différentes méthodes de calculs y compris celle que nous avons utilisée pour la simulation.

2-La biotechnologie :

C'est l'utilisation industrielle des techniques biologiques développées par la recherche fondamentale, ou d'organismes vivants. Les techniques biotechnologiques comprennent : le bio-traitement, la bio ingénierie et les bio-senseurs (biocapteurs).

La biotechnologie rassemble plusieurs techniques qui ont l'application pratique afin de faciliter la vie. La biotechnologie a toujours été présente dans les sociétés primitives (élaboration de pain, de fromage, l'élevage etc.)

La portée de la biotechnologie est tellement large qu'il est difficile d'en donner une définition pratique car sa définition change avec le temps en raison du développement rapide de nouvelles techniques.

Dans le secteur des industries de la santé, aussi dans les secteurs de l'environnement, de l'agriculture, les biotechnologies jouent un rôle important.

Elle résulte d'une association de différentes sciences : biologie, microbiologie, biochimie, génétique, biologie moléculaire.

L'intérêt actuel de la biotechnologie réside dans le potentiel impliqué par l'union des procédés et des méthodes biologiques (anciens et modernes) et les techniques du génie chimique et de l'électronique.

La biotechnologie moderne a comme branches techniques (électronique, automatique ...etc).

3-Les capteurs :

Un capteur est un dispositif qui transforme une grandeur physique d'entrée appelé mesurande. En une grandeur de nature électrique.

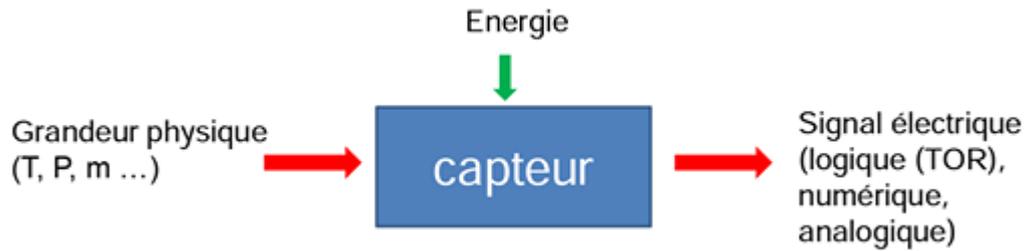


Figure 2.1 : schéma général d'un capteur [1]

Les capteurs sont les interfaces entre le monde physique et le monde électrique, et ils sont les premiers éléments de la chaîne.

Les capteurs présentent des caractéristiques différentes en fonction de :

- leur principe de fonctionnement
- leur principe de traduction du mesurande
- leur type

3.1-Types de capteurs :

3.1.1-Les capteurs actifs : Ils fonctionnent comme générateur, ils sont généralement sur des effets physiques permettant de transformer directement le mesurande en grandeur électrique.

3.1.2-Les capteurs passifs : il est utilisé généralement en tant qu'impédances (résistance, inductance, capacité) dont l'un des paramètres déterminants est sensible à la grandeur mesurée.

La mesure d'impédance permet de déduire la valeur du mesurande.

4-Les biocapteurs :

4-1-Généralité :

Les biocapteurs sont des dispositifs permettant d'analyser des interactions biomoléculaires et dans lesquels les réactions d'intérêt sont couplées à un transducteur, transformant un signal biologique en un signal mesurable.

Un biocapteur est donc un dispositif analytique qui intègre un élément biologique sur une surface fonctionnalisée (sonde), rendant possible une interaction bio spécifique réversible avec un analyte (cible), mesurée via un transducteur de signal (Figure (2.2)) [2].

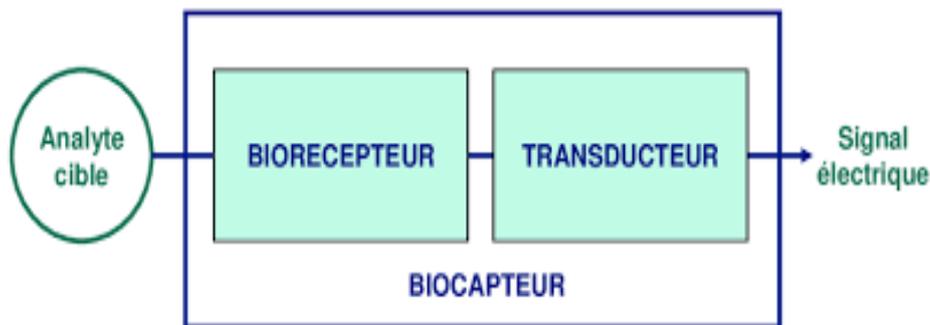


Figure 2.2 : l'architecture d'un biocapteur [3]

Les biocapteurs peuvent être utilisés de manière indirecte, c'est-à-dire qu'une ou les deux espèces impliquées dans l'interaction étudiée sont couplées à des molécules révélatrices de leur présence par leurs propriétés de transduction connues (fluorophores, marqueurs radioactifs,...), ou de manière directe, c'est-à-dire sans marqueurs. [2]

Les principaux groupes de biocapteurs sont les capteurs électrochimiques : potentiométriques (potentiel transmembrane, potentiel d'électrode, transistor à effet de champ), ampérométriques ou conductimétriques/capacimétriques, les capteurs optiques (spectroscopie de réflexion interne totale (TIRS), ellipsométrie, guide d'onde diélectrique, interféromètre intégré de Mach-Zehnder, résonance des plasmons de surface (SPR), miroir résonant), les capteurs micro gravimétriques (microbalance à quartz en mode de cisaillement en épaisseur (QCM-TSM), ondes de surface acoustiques sur des cristaux (SAW)) et les capteurs thermométriques (calorimétrie par titrage isotherme).

4-2-Principe de fonctionnement des biocapteurs :

C'est quand un élément de reconnaissance moléculaire comme enzyme, anticorps, antigène, fragment d'ADN, d'ARN, microorganisme (qui réagit spécifiquement avec le bio analyte) est

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

intégré avec un transducteur comme électrode, microbalance à quartz, fibre optique (qui agit entant que détecteur, qui assure le transfert de l'événement biologique « reconnaissance de l'analyte » et le convertie en un signal électrique ou lumineux qui se mesure facilement) dans un seul dispositif.

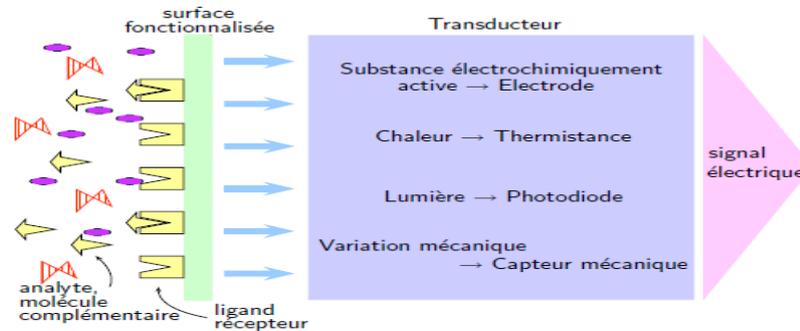


Figure 2.3 : Schéma général d'un biocapteur partant d'une solution à analyser en contact avec la surface fonctionnalisée du biocapteur. Celle-ci reconnaît un élément spécifique, la partie transduction transforme le signal physique en un signal électrique. [4]

4-3-Types de biorécepteurs et de transducteurs :

Il existe un grand nombre de biorécepteurs et de transducteurs. Le choix est fait en fonction de l'application finale du biocapteur et des contraintes du problème (Figure (2.4)) [5].

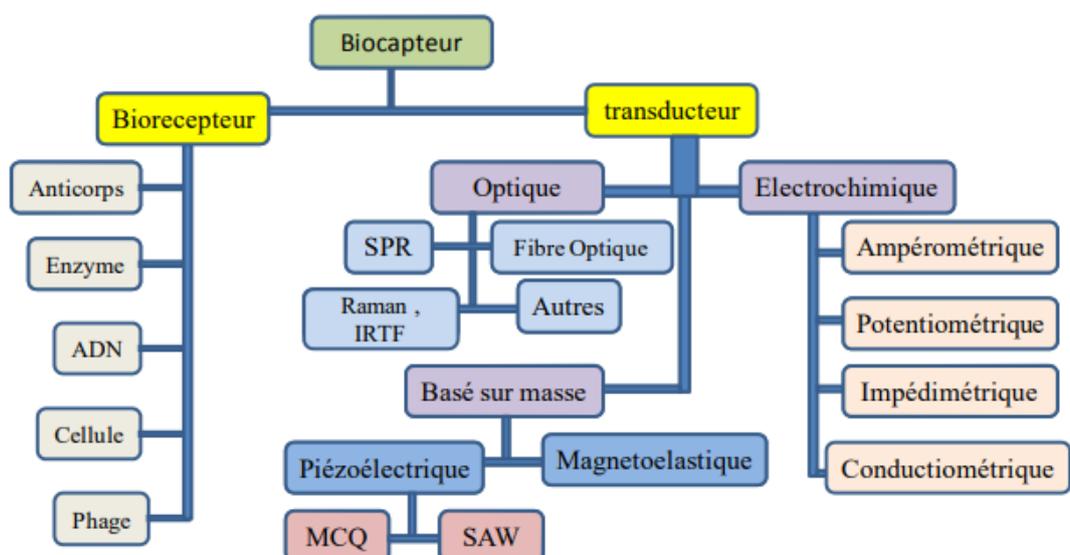


Figure 2.4: Familles de biorécepteurs et de transducteurs[5]

4-4-Types des biocapteurs :

La nature d'un transducteur sert à classer des différents biocapteurs, de nombreux transducteurs ont été utilisés pour développer les biocapteurs.

Principaux types des biocapteurs :

- Biocapteurs non optiques.
- Biocapteurs optiques.

4-4-1-Biocapteurs non optiques :

Il existe un grand éventail de biocapteurs, et encore une fois, nous ne prétendons pas en faire une description exhaustive : nous décrirons simplement et de manière générale les trois grandes catégories qui composent la famille des biocapteurs non optiques. Nous exposerons successivement les biocapteurs de type thermique, les biocapteurs à effet piézoélectrique, puis les biocapteurs électrochimiques. Nous nous attacherons à dépeindre sommairement le principe de fonctionnement de chacun d'entre eux et à donner un ordre de grandeur des différentes quantités de matière mesurées. Nous présenterons aussi les limites inhérentes à ces différents systèmes.

4-4-1-1-Biocapteurs électrochimiques :

Le principe des biocapteurs électrochimiques repose sur l'immobilisation du ligand sur une électrode. La réponse biochimique à l'addition d'un substrat est transformée en un signal électrique amplifié et quantifiable. Les biocapteurs électrochimiques peuvent être conductrimétriques, potentiométriques ou ampérométriques.

Les biocapteurs électrochimiques ont donc pour principaux avantages leur simplicité, leur coût de revient relativement faible et leur rapidité de réponse. En revanche, ils peuvent manquer de sélectivité. [6]

4-4-1-2-Biocapteurs manométriques :

Les biocapteurs manométriques mesurent les changements de pression d'un gaz. En effet, une variation de la concentration d'un gaz dans une cavité close peut être considérée comme un changement de la pression partielle du gaz. Il s'agit de biocapteurs utilisant comme ligand une enzyme capable d'hydrolyser l'analyte en un gaz. Le principal avantage de ce type de capteur est qu'il n'est jamais en contact direct avec l'échantillon. [7]

4-4-1-3-Biocapteurs à effet piézoélectriques :

L'effet piézoélectrique direct correspond au phénomène qui a lieu lorsque certains solides cristallins sont soumis à une contrainte mécanique appliquée sur leurs faces : la déformation du cristal s'accompagne d'une polarisation électrique dont l'amplitude croît avec la contrainte appliquée. [8]

4-4-1-4-Biocapteurs thermiques :

Les biocapteurs thermométriques appelés aussi biocapteurs enthalpimétriques sont destinés à déterminer la concentration d'un substrat par la variation d'enthalpie associée à la réaction enzymatique. Cette méthode fait essentiellement appel aux réactions exo ou endothermiques. Le changement de température, ΔT , est déterminé par un microcalorimètre et est relié aux variations d'enthalpie, ΔH , et la capacité de chaleur du réacteur, C_p par la relation suivante[9]:

$$\Delta T = \frac{n\Delta H}{C_p}. \quad (2.1)$$

4-4-2-Biocapteurs optiques :

Une large variété de méthodes optiques a été utilisée pour être associée au système de détection des biocapteurs : mesure de l'absorbance, de la chimiluminescence, de la fluorescence, de la résonance plasmonique de surface, de l'onde évanescente... [6]

4-4-2-1- Biocapteurs mesurant l'absorbance :

Dans ce type de biocapteurs, l'interaction entre le ligand et l'analyte se traduit par l'apparition d'une couleur dans le milieu réactionnel.

4-4-2-2- Biocapteurs mesurant la fluorescence :

Les biocapteurs basés sur la détection de fluorescence sont non seulement très répandus mais aussi très divers. Nous détaillerons de manière générale les dispositifs en champ lointain commerciaux, en ne prenant pas en compte ceux en champ proche (fluorescence excitée par plasmons de surface [10]). Ce principe de base connaît de nombreuses variantes. Par exemple, le marquage peut se faire sur une molécule secondaire qui reconnaît les cibles qui se sont fixées. Plusieurs fluorophores différents peuvent aussi être utilisés. Cette méthode permet une automatisation et une mise en parallèle des mesures : Affymétrie, leader dans le domaine des bio puces, propose des matrices de 500 000 plots inclus dans une surface de 1,28 cm², soit un plot tous les 16 μm . Aujourd'hui, la fluorescence est une méthode de référence pour la mesure d'interactions biomoléculaires, de par sa sensibilité et sa capacité d'analyse simultanée d'un très grand nombre de données, et ce malgré la nécessité du marquage des cibles. Après une

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

description des systèmes basés sur des mesures de fluorescence, systèmes qui sont devenus des instruments privilégiés pour la mesure en temps réel de toute interaction biomoléculaire, nous présentons des biocapteurs basés sur les propriétés de confinement des modes évanescents.

4-4-2-3- Biocapteurs utilisant le principe de l'onde évanescente :

Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée illumine une interface entre deux milieux, une partie de la lumière est réfléchi sur l'interface et l'autre partie est réfractée à travers l'interface. Il est possible, selon l'angle d'incidence du faisceau, de réfléchir toute la lumière. En l'absence de réfraction, il va y avoir génération d'une onde électromagnétique, l'onde évanescente, qui va se propager perpendiculairement à la surface de l'interface. La zone balayée par l'onde est appelée champ évanescent. L'énergie de cette onde évanescente va être capable de changer l'indice de réfraction. Cette variation peut être considérée comme un décalage de l'angle de résonance que va pouvoir mesurer le capteur. Ce principe est également appelé «miroir résonant».

Cette méthode a pour avantage de pouvoir suivre les interactions ligand-analyte en temps réel. De plus, aucun marquage des molécules n'est nécessaire.

4-4-2-4- Biocapteurs à résonance plasmonique de surface (SPR) :

Le phénomène de SPR utilise le plus souvent le principe de l'onde évanescente. Il est décrit par les lois de la mécanique quantique. Une fine couche de métal, riche en électrons, est déposée sur l'interface. Les photons de l'onde évanescente vont entrer en résonance avec les nuages électroniques du métal (ou plasmons). Le faisceau réfléchi va présenter une chute d'intensité avec un angle défini, l'angle de résonance. Les interactions moléculaires entre un ligand retenu sur la surface et un analyte en solution vont entraîner un changement de masse qui va modifier l'indice de réfraction du milieu et décaler la position de l'angle de résonance. La variation de l'angle de résonance est proportionnelle à la quantité d'analytes [8].

Le phénomène de résonance plasmons de surface consiste en l'oscillation d'électrons libres à l'interface d'un métal et d'un diélectrique qui peut être entraînée par la réflexion totale d'une onde optique. L'onde évanescente créée peut en effet exciter un mode plasmons de surface sous certaines conditions (angle, longueur d'onde, polarisation du faisceau optique incident, permittivité diélectrique des différents matériaux mis en jeu). L'énergie cédée par le faisceau incident au plasmons de surface correspond à une perte d'énergie dans le faisceau réfléchi. La variation d'indice de réfraction, d'épaisseur ou de masse induite par l'association ou la dissociation des complexes modifie la réfringence du milieu et influe sur la position angulaire de la résonance plasmons [10].

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

Il existe deux méthodes d'interrogation d'un plasmon de surface :

- soit par mesure de l'angle de déviation pour une étude monochromatique ;
- soit par une mesure spectroscopique, en recherchant la longueur d'onde manquante dans le spectre, pour une étude polychromatique.

Le phénomène de résonance plasmon est complètement non spécifique et ne distingue aucunement les réactions en tant que telles. La spécificité d'analyse réside dans la sélection de paires de molécules réagissant exclusivement ou non entre elles (l'une étant greffée à la surface du métal). Chaque paire de substances qui présente des interactions spécifiques peut être analysée par cette méthode (anticorps-antigènes, ligand-récepteur, ADN-protéines,...), rapidement et sans traitement préalable des échantillons. Plusieurs configurations existent pour mettre en évidence la résonance de plasmons de surface. Des réseaux de diffraction ou des guides optiques sont utilisés mais c'est le couplage par prisme connu sous le nom de configuration de Kretschmann qui est la structure la plus employée (Figure (2.5)).

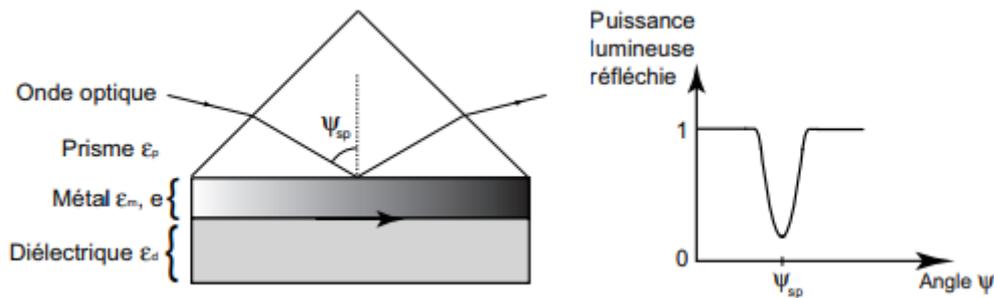


Figure 2.5: Couplage par un prisme d'une onde optique avec une résonance de plasmons de surface.[11]

5- Méthodes numériques utilisés pour la conception :

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

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

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. [12]

5-1-Méthode des ondes planes :

La méthode de décomposition en onde plane (en anglais plane wave expansion method, PWE) est une technique de calcul en électromagnétique permettant de résoudre les équations de Maxwell en les transformant en un problème aux valeurs propres et elle était la première utilisée pour calculer les structures de bandes d'énergie des cristaux photoniques.

Le nombre d'ondes planes utilisé dans la théorie est infini, mais dans la pratique ce nombre est fini.

Les décompositions de cette méthode sont des solutions exactes et précises, cette théorie permet de connaître le comportement optique de matériau infini à partir d'une étude reposant souvent sur les côtés de la Brillouin. La méthode des ondes planes a été exposée dans plusieurs travaux. Mais il existe un inconvénient ce que la méthode est assez consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire.

5-2-Méthode FDTD (Finite Différence Time Domain) :

La méthode FDTD a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [13] 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 [14,15].

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 [16]. 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 [17].

6-Propagation au voisinage d'une interface:

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 $z=0$. 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. [18]

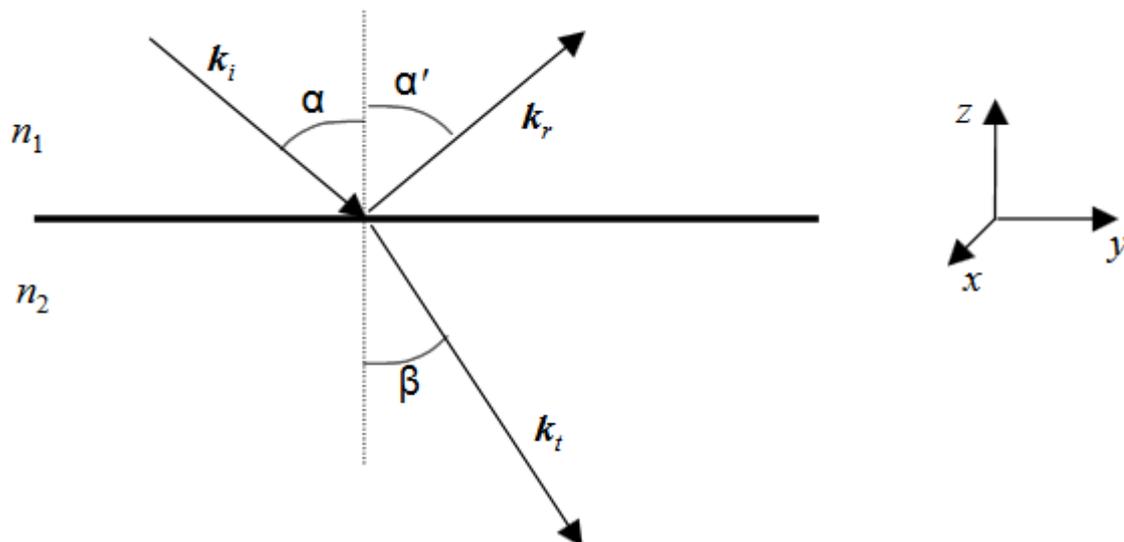


Figure 2.6:comportement d'une onde monochromatique plane incidente sur une interface entre deux milieux homogènes et isotropes

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 , réfléchiée: 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:

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

$$E_i = E_{0i} e^{i(\omega t - k_i r)} \quad (2.2a)$$

$$E_r = E_{0r} e^{i(\omega t - k_r r)} \quad (2.2b)$$

$$E_t = E_{0t} e^{i(\omega t - k_t r)} \quad (2.2c)$$

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

$$E_{i//} + E_{r//} = E_{t//} \quad (2.3)$$

L'équation (2.2) 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:

$$K_{i,r} = K_{r,r} = K_{t,r} \quad (2.4)$$

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

$$K_{y,i} = K_{y,r} = K_{y,t} \quad (2.5)$$

Et donc

$$\alpha = \alpha' \quad (2.6.a)$$

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (2.6.b)$$

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

$$k_{z,i} = -\sqrt{k_i^2 - k_{y,i}^2} = -n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = -n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha \quad (2.7.a)$$

$$k_{z,r} = -\sqrt{k_r^2 - k_{y,r}^2} = n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} = n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha \quad (2.7.b)$$

$$k_{z,t} = -\sqrt{k_t^2 - k_{y,t}^2} = -n_2 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = -n_2 \frac{\omega}{c} \cos \beta \quad (2.7.c)$$

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 ;

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

(ii) $k_{z,t}$ est nul, $n = \sin \alpha m$ (αm 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 $\lambda = 2\pi/k$ du rayonnement; on obtient finalement pour le champ dans le milieu 2 ($z < 0$)

$$h = \frac{c}{n_1 \omega \sqrt{\sin^2 \alpha - n^2}} \quad (2.8)$$

$$E_t = E_{0t} e^{-\frac{|z|}{2h}} e^{i(\omega t - k_y y)} \quad S \alpha e^{-\frac{|z|}{h}} \quad (2.9)$$

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.

6-1-Equations de Fresnel :

Revenons à l'équation (2.4) les vecteurs d'onde des trois ondes s'écrivent [18]:

$$k_{0,i} = n_1 \frac{\omega}{c} (0, \sin \alpha, -\cos \alpha) \quad (2.10.a)$$

$$k_{0,r} = n_1 \frac{\omega}{c} (0, \sin \alpha, \cos \alpha) \quad (2.10.b)$$

$$k_{0,t} = n_2 \frac{\omega}{c} (0, \sin \beta, -\cos \beta) \quad (2.10.c)$$

On résoudra le problème pour deux polarisations perpendiculaires:

(a) Polarisation transversale électrique (TE), où E est perpendiculaire au plan d'incidence (voir Figure (2.7)); 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 (2.8)); appelée aussi polarisation p . Tous les autres états de polarisation peuvent être décomposés en ces deux composantes.

6-1-1-Polarisation TE (\perp) :

Les composantes non-nulles du champ électrique s'écrivent :

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

$$E_i = (E_i, 0, 0) \quad (2.11.a)$$

$$E_t = (E_t, 0, 0) \quad (2.11.b)$$

$$E_r = (E_r, 0, 0) \quad (2.11.c)$$

. Les composantes du champ magnétique s'écrivent alors

$$H_i = \frac{n_1}{n_0} (0, -E_i \cos \alpha, -E_i \sin \alpha) \quad (2.12.a)$$

$$H_r = \frac{n_1}{n_0} (0, E_r \cos \alpha, -E_r \sin \alpha) \quad (2.12.b)$$

$$H_t = \frac{n_2}{n_0} (0, -E_t \cos \beta, -E_t \sin \beta) \quad (2.12.c)$$

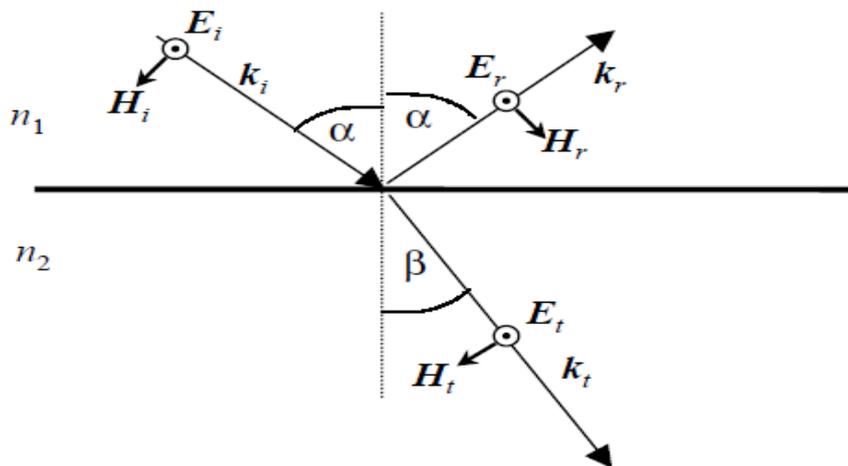


Figure 2.7 : Polarisation transversale électrique (TE)

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

$$E_i + E_r = E_t$$

$$(E_i - E_r)n_1 \cos \alpha = E_t n_2 \cos \beta \quad (2.13)$$

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

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

Le système d'équations (3.1) conduit ensuite aux équations pour ces deux coefficients (équations de Fresnel pour la polarisation TE):

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} \quad (2.14)$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} \quad (2.15)$$

6-1-2- Polarisation TM (//) :

Les composantes non-nulles du champ électrique et magnétique s'écrivent :

$$E_i = (0, E_i \cos \alpha, E_i \sin \alpha) \quad (2.16.a)$$

$$E_r = (0, E_r \cos \alpha, -E_r \sin \alpha) \quad (2.16.b)$$

$$E_t = (0, E_t \cos \beta, E_t \sin \beta) \quad (2.16.c)$$

$$H_i = \frac{n_1}{n_0} (E_i, 0, 0) \quad (2.17.a)$$

$$H_r = \frac{n_1}{n_0} (-E_r, 0, 0) \quad (2.17.b)$$

$$H_t = \frac{n_2}{n_0} (E_t, 0, 0) \quad (2.17.c)$$

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

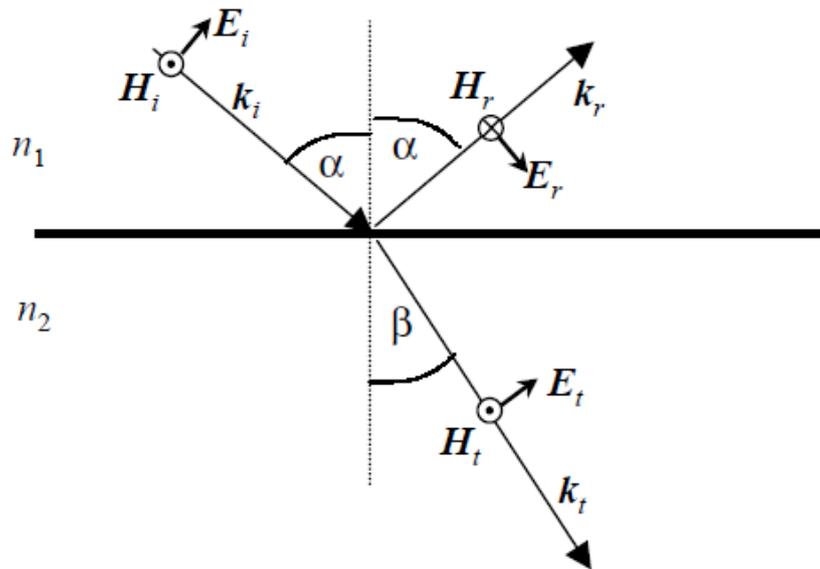


Figure 2.8 : Polarisation transversale magnétique (TM)

$$(E_i + E_r) \cos \alpha = E_t \cos \beta$$

$$(E_i - E_r)n_1 = E_t n_2 \quad (2.18)$$

Le système d'équations (2.16) conduit aux équations de Fresnel pour la polarisation TM. Les coefficients r et t s'écrivent:

$$r_{//} = \frac{n_1 \cos \beta - n_2 \cos \alpha}{n_1 \cos \beta + n_2 \cos \alpha} \quad (2.19)$$

$$t_{//} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \beta + n_2 \cos \alpha} \quad (2.20)$$

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

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

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

$$r_{\perp} \equiv r_s = -\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)} \quad (2.21)$$

$$t_{\perp} \equiv t_s = -\frac{2\cos\alpha\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)} \quad (2.22)$$

$$r_{//} \equiv r_p = -\frac{\text{tg}(\alpha-\beta)}{\text{tg}(\alpha+\beta)} \quad (2.23)$$

$$t_{//} \equiv t_p = -\frac{2\cos\alpha\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta)} \quad (2.24)$$

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

$$R_{\perp, //} = \frac{S_r \cos\alpha}{S_i \cos\alpha} = \frac{E_r^2}{E_i^2} = r_{\perp, //}^2 \quad (2.25)$$

$$T_{\perp, //} = \frac{S_t \cos\beta}{S_i \cos\alpha} = \frac{n_2 \cos\beta E_t^2}{n_1 \cos\alpha E_i^2} = \frac{n_2 \cos\beta}{n_1 \cos\alpha} t_{\perp, //}^2 \quad (2.26)$$

7-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 (2.9)) :

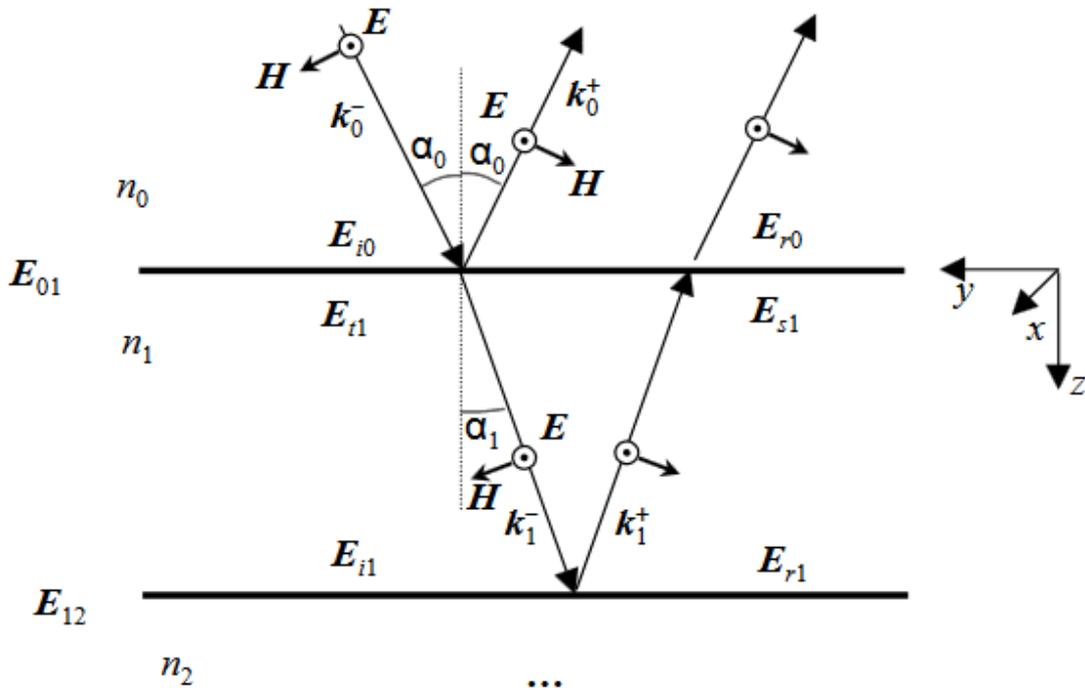


Figure 2.9 : un schéma pour la polarisation TE

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 tangentielle des champs électrique et magnétique

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

sont continues sur toutes les interfaces mais par contre elles varient à travers les couches. On désigne par E_{01} , E_{12} ,... (H_{01} , H_{12} ,...) 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 [19]:

$$E_{01} = E_{t1} + E_{s1} \quad (2.27)$$

$$E_{12} = E_{i1} + E_{r1} \quad (2.28)$$

$$\eta_0 H_{01} = (E_{t1} - E_{s1})\gamma \quad (2.29)$$

$$\eta_0 H_{12} = (E_{i1} - E_{r1})\gamma \quad (2.30)$$

où η_0 est l'impédance du vide et où

$$\gamma = n_1 \cos \alpha_1 \quad (2.31)$$

Or, E_{i1} diffère de E_{t1} uniquement par une différence de phase suite à la propagation à travers la couche:

$$E_{i1} = E_{t1} e^{-i\delta}, \quad \delta = d_1 k_{z1} = d_1 k \cos \alpha_1 = \frac{\omega}{c} n_1 d_1 \cos \alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos \alpha_1 \quad (2.32)$$

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

$$E_{s1} = E_{r1} e^{+i\delta} \quad (2.33)$$

Cela mène au système d'équations suivant :

$$E_{01} = E_{t1} + E_{s1} \quad (2.34)$$

$$E_{12} = E_{t1} e^{-i\delta} + E_{s1} e^{+i\delta} \quad (2.35)$$

$$\eta_0 H_{01} = (E_{t1} - E_{s1})\gamma \quad (2.36)$$

$$\eta_0 H_{12} = (E_{t1} e^{-i\delta} - E_{s1} e^{+i\delta})\gamma \quad (2.37)$$

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

$$E_{01} = \cos \delta E_{12} + \frac{i \sin \delta}{\gamma} (\eta_0 H_{12}) \quad (2.38)$$

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

$$\eta_0 H_{01} = i\gamma \sin\delta E_{12} + \cos\delta(\eta_0 H_{12}) \quad (2.39)$$

Cette équation s'écrit sous forme matricielle:

$$\begin{pmatrix} E_{01} \\ \eta_0 H_{01} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta & \frac{i\sin\delta}{\gamma} \\ i\gamma \sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{12} \\ \eta_0 H_{12} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

La matrice 2×2 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 (α_j); elle s'écrit:

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta_j & \frac{i\sin\delta_j}{\gamma_j} \\ i\gamma_j \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

Il est évident que si la structure est composée de N couches, chaque couche aura sa propre matrice de transfert individuelle M_1, \dots, M_N est on peut écrire:

$$\begin{pmatrix} E_{01} \\ \eta_0 H_{01} \end{pmatrix} = M_1 M_2 \dots \dots M_N \begin{pmatrix} E_{N,N+1} \\ \eta_0 H_{N,N+1} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

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

$$E_{N,N+1} = E_{t,N+1} \equiv E_t \quad (2.43)$$

$$\eta_0 H_{N,N+1} = \gamma_{N+1} E_{t,N+1} \equiv \gamma_t E_t \quad (2.44)$$

L'équation (2.42) s'écrit ensuite:

$$\begin{pmatrix} E_{i0} + E_{r0} \\ (E_{i0} - E_{r0})\gamma_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_t \\ \gamma_t E_t \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

On introduit les coefficients de réflexion r et de transmission t

$$r = E_{r0}/E_{i0} \quad \text{et} \quad t = E_t/E_{i0}$$

La solution de (2.45) s'écrit:

$$r = \frac{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} - m_{21} - \gamma_t m_{22}}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (2.46)$$

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

$$t = \frac{2\gamma_0}{\gamma_0 m_{11} + \gamma_0 \gamma_t m_{12} + m_{21} + \gamma_t m_{22}} \quad (2.47)$$

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 :

$$\text{Polarisation TE :} \quad \gamma_j = n_j \cos \alpha_j \quad \delta_j = \omega n_j d_j \cos \alpha_j / c \quad (2.48)$$

$$\text{Polarisation TM :} \quad \gamma_j = n_j / \cos \alpha_j \quad \delta_j = \omega n_j d_j \cos \alpha_j / c \quad (2.49)$$

$$\text{Incidence normale :} \quad \gamma_j = n_j \quad \delta_j = \omega n_j d_j / c \quad (2.50)$$

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 $N_j = n_j - ik_j$; l'angle α_j devient également complexe, il est donné par [voir (2.32)]:

$$\cos \alpha_j = \frac{\sqrt{N_j^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}{N_j} \quad (2.51)$$

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 :

$$\cos \alpha_j = -i \frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \alpha_0 - n_j^2}}{n_j} \quad (2.52)$$

Par conséquent δ_j et γ_j deviennent purement imaginaires ; on pose : $\Delta_j = i\delta$ et $\Gamma_j = \gamma$, où Δ_j et Γ_j sont des coefficients réels. On démontre facilement que la matrice de transfert de cette j-ième couche s'écrit ensuite :

$$\begin{pmatrix} ch\Delta_j & i \frac{sh\Delta_j}{\Gamma_j} \\ -i \Gamma_j sh\Delta_j & ch\Delta_j \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

8-Principe de fonctionnement du système multicouche plan SPR :

Parmi différents coupleurs optiques qu'on peut trouver dans la littérature, uniquement ceux d'une géométrie plane¹ sont exploitables dans un système d'imagerie. Les autres géométries² de coupleurs ne permettent pas, en règle générale, de fournir une distribution spatiale homogène du champ optique sur l'ensemble de pixels du détecteur. Alors, dans cette étude, on ne s'intéresse qu'aux coupleurs à faces planes. Il est important de noter que dans ce cas, le coupleur optique doit former dans une interface plasmonique une onde évanescente de polarisation TM (p)³.

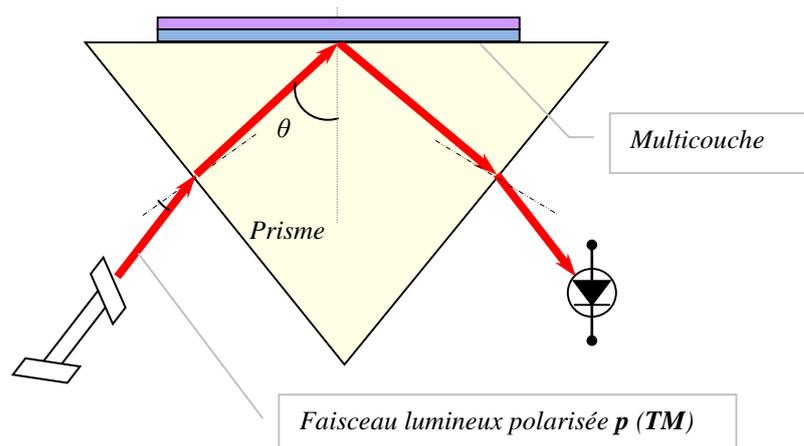


Figure (2. 10) : Couplage optique par un prisme.[20]

On veut 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).

¹ Les prismes à faces planes, les grismes, les réseaux de diffraction...

² Les fibres, les demi- cylindres etc.

³ L'excitation par une onde en mode TE (s) est impossible dans le cas de matériaux non-magnétique, car la composante E_y ne peut pas produire des charges de surface. Cependant, l'onde de surface peut être excitée en polarisation s dans un cas de matériaux magnétiques.

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

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

On veut 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). 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 or-diélectrique. La configuration expérimentale couramment utilisée pour générer les plasmons de surface est la configuration Kretschmann .

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 :

$$k_z = n_p k_0 \sin(\theta) = N_{eff} k_0 \quad (2.54)$$

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 (2.11)).

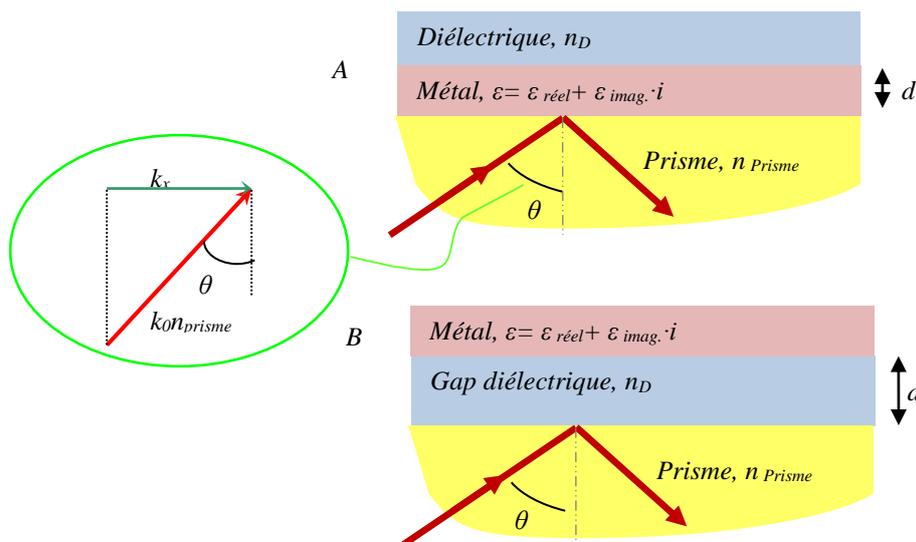


Figure (2.11) : Structure du multicouche plasmonique : A- dans la configuration de Kretschmann-Raether ; B- dans la configuration d'Otto[20]

9-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.

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.

10-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.

11-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 (SiO₂ et TiO₂) déposées sur des métaux (Au et Ag)

12-Conclusion :

Dans ce deuxième chapitre nous avons présenté la définition de la biotechnologie et leurs domaines. Ensuite on définit les capteurs en générale et ainsi les biocapteurs et leurs types.

De nombreux biocapteurs ont été développés. Nous avons présenté de manière générale les trois grandes catégories de capteurs qui composent la famille des biocapteurs "non optiques". Ces biocapteurs sont relativement répandus mais présentent encore un coût de réalisation très élevé ainsi qu'un haut degré de difficulté de conception.

Les biocapteurs optiques ont un développement plus récent mais présentent déjà une bonne implantation dans le monde industriel. En effet, des systèmes basés sur des mesures de fluorescence ou SPR sont devenus des instruments privilégiés pour la mesure en temps réel de toute interaction biomoléculaire.

Ensuite, nous avons présenté les différentes méthodes de calculs, pour la conception de la structure en question et de calculer la réflectivité et la transmissivité d'une structure plus compliquée contenant un empilement de couches. Puis nous avons introduit la méthode des matrices de transfert qui permet de déterminer les propriétés optiques recherchées.

Et puis en dernier, nous avons fait la présentation du principe de fonctionnement du système multicouche, nous avons aussi justifié le choix des métaux et les grandeurs à mesurer.

Référence :

[1] : Routage basé sur les algorithmes génétiques dans les réseaux de capteurs à grande échelle, 2015-2016

[2] : IMAGERIE PAR RESONANCE DES PLASMONS DE SURFACE POUR L'ANALYSE SIMULTANEE DE MULTIPLES INTERACTIONS BIOMOLECULAIRES EN TEMPS REEL (Emmanuel Maillart)

[3] : Transistors à nanofils de silicium top-down. Application à la détection biologique

[4] : Conception, réalisation et caractérisation de biocapteurs micromécaniques résonants en silicium avec actionnement piézoélectrique intégré : détection de l'adsorption de nanoparticules d'or Matthieu Guirardel

[5] : Mise en œuvre des surfaces spécifiques en vue de la détection de bactéries pathogènes par diffusion Raman

[6] : www.techniques-ingenieur.fr

[7] : <https://docplayer.fr/8198802-Applications-des-biocapteurs-dans-l-industrie-agroalimentaire.html>

[8] : etude et conception des cristaux plasmonique appliqués en optiques integer (BABA AMI Ikram 2018)

[9] : DEVELOPPEMENT DES BIOCAPTEURS ELECTROCHIMIQUES A BASE DE TYROSINASE POUR LA DETECTION DES POLLUANTS ORGANIQUES EN PHASE AQUEUSE

[10] : Biocapteur Optique : Sonde fibrée à cavité Fabry-Pérot intrinsèque et à couplage évanescent (Ryad Bendoula)

[11] : etude et conception des cristaux plasmonique appliqués en optiques integer.

[12] : P.-C. Nien, J.-Y. Wang, P.-Y. Chen, L.-C. Chen, K.-C. Ho, Encapsulating benzoquinone and glucose oxidase with a PEDOT film: Application to oxygen-independent glucose sensors and glucose/O₂ biofuel cells. *Bioresource Technology* 101 (2010) 5480-5486.

Chapitre II Les capteurs biotechnologiques et les méthodes de conception

[13] :[Rynolds 00] A. L. Reynolds, Translight Software Manual, University of Glasgow(2000).

[14] :W Chan and WHWeddon,microwave Optical Tech.Letters.7,590-604 (1998)

[15]:A Thevenot, Computational Electrodynamics :The Finite-Difference Time Domain Method ; Artech House ;Norwood MA (1999)

[16] :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.

[17] :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..

[18] : électromagnétisme des milieux continus P.Kuzel 2001.

[19]: [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)

[20]: chapitre II etude théorique

Chapitre III

Résultats et interprétations

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.[1]

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 [2].

La réponse d'un capteur SPR en configuration de Kretschmann, qu'elle soit à base d'un prisme ou d'une fibre optique, est dépendante de plusieurs paramètres. En particulier, comme le montre la relation de couplage, la nature, l'épaisseur et la structure (rugosité) de la couche métallique auront un impact significatif sur la réponse de la zone sensible. Dans cette section, on analyse expérimentalement l'impact de l'épaisseur du métal et de sa nature (Argent ou Or) sur la sensibilité du capteur. [3]

On montre dans ce qui suit les résultats expérimentaux caractérisant la réponse du capteur qui dépend de plusieurs paramètres. On présente une étude de quelques paramètres particuliers tels l'épaisseur du métal et sa nature. On montre les caractéristiques de ces capteurs en termes de sensibilité, limite de détection et gamme de fonctionnement.

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 [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

Chapitre III Résultats et interprétations

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, 11,12,13,14].

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

2-Épaisseur de la couche métallique :

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 [15].

3-Analyse des influences des paramètres de construction sur la résonance plasmons de surface :

Analyse des influences des paramètres de construction sur la réponse du filtre ATR Le spectre de réflexion d'un dispositif ATR présente une bande d'absorption pour une incidence donnée et pour une longueur d'onde donnée, l'onde incidente étant de polarisation transverse magnétique. L'étude de l'influence des différents paramètres de construction de la structure ATR sur la réponse de celui-ci est essentielle pour la maîtrise de ce composant, donc pour sa construction ultérieure. Cette analyse sera réalisée au moyen de simulations fournies par la théorie rigoureuse des ondes couplées. Nous pourrons ainsi déterminer les valeurs des paramètres de construction fournissant le pic d'absorption le plus intense et le plus sélectif angulairement. Dans un souci d'accord avec la réalité expérimentale, les valeurs des paramètres de simulation correspondront à celles des matériaux disponibles au laboratoire (Au, Ag, Al, BK7, LaSFN21).[16]

4-Structure avec métal :

4-1-Au + SiO₂ : (Prisme $n=1.6$) (pour différentes épaisseurs du métal)

Pour la structure avec métal (figure (3.1)) on va utiliser les paramètres cités au dessous :

Chapitre III Résultats et interprétations

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

Tableau 3.1 : Paramètres optiques utilisés pour le calcul des propriétés de (SPR)

Pour les autres dispositifs on va garder les mêmes paramètres seulement l'épaisseur du métal qui est l'or varie entre 35 nm et 50 nm

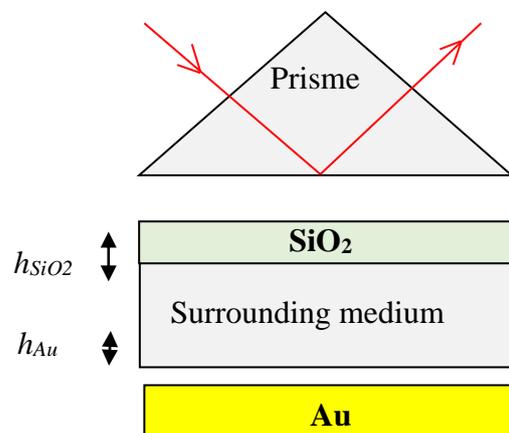


Figure 3.1 : Structure avec métal, $\epsilon_{Au} = -11.6964 + 1.1812i$, $n_{prisme} = 1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2} = 1.451$

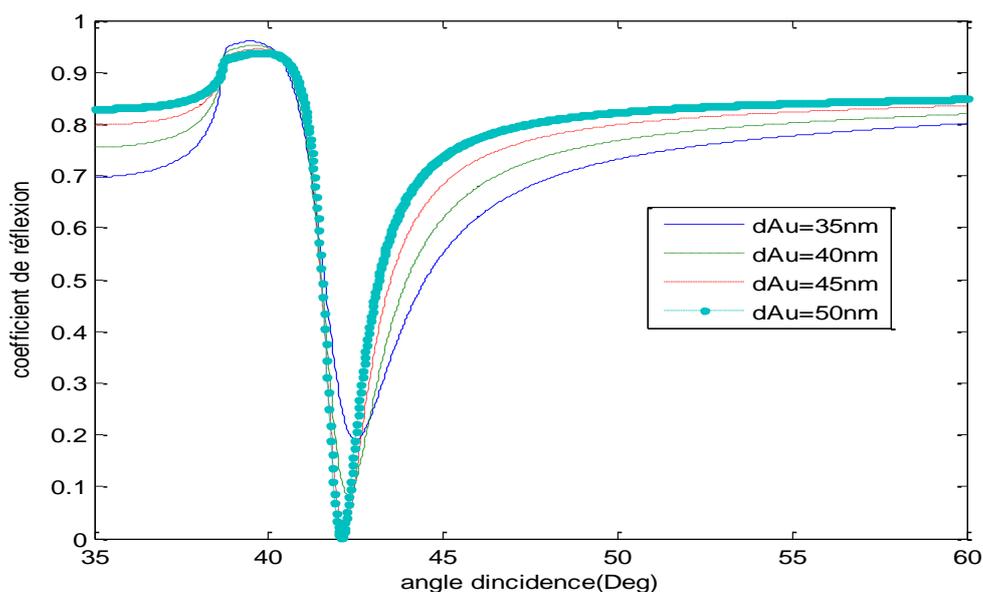


Figure 3.2.a : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs de la couche Au. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du 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 (3.2.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 (35 et 50 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.

4-1-1-Épaisseur de la couche métallique (Au) optimisée :

Dans le cas de l'architecture ATR, l'épaisseur optimale, d_{opt} , est donnée par la relation :

Chapitre III Résultats et interprétations

$$d_{\text{opt}} = \frac{\lambda_0 (|\epsilon_r| - 1)^{1/2}}{4\pi |\epsilon_r|} \ln \left[\frac{8\epsilon_r^2 \epsilon_d a}{\epsilon_i (|\epsilon_r| + 1) (\epsilon_d + a^2)} \right] \quad (3.1)$$

λ_0 est la longueur d'onde de la radiation lumineuse dans l'air. ($\lambda_0 = 632.8$ nm) et ϵ_r, ϵ_i sont respectivement les composantes réelle et imaginaire de la permittivité du métal. $|\epsilon_r|(\epsilon_d - 1)$ ou ϵ_d est la permittivité diélectrique du milieu émergeant (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 (3.2.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 (3.1), nous avons calculé l'épaisseur optimale de la couche métallique pour le système prisme/Au/air, la valeur trouvée $d_{\text{opt}} = 50$ nm est en bon accord avec les résultats de simulations.

Sur la figure (3.2-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 (> 50 nm). La valeur zéro de la réflectance correspondant à l'épaisseur $d_{\text{opt}} = 50$ nm est réalisée pour un angle de résonance $\theta_{\text{SP}} = 42.5^\circ$

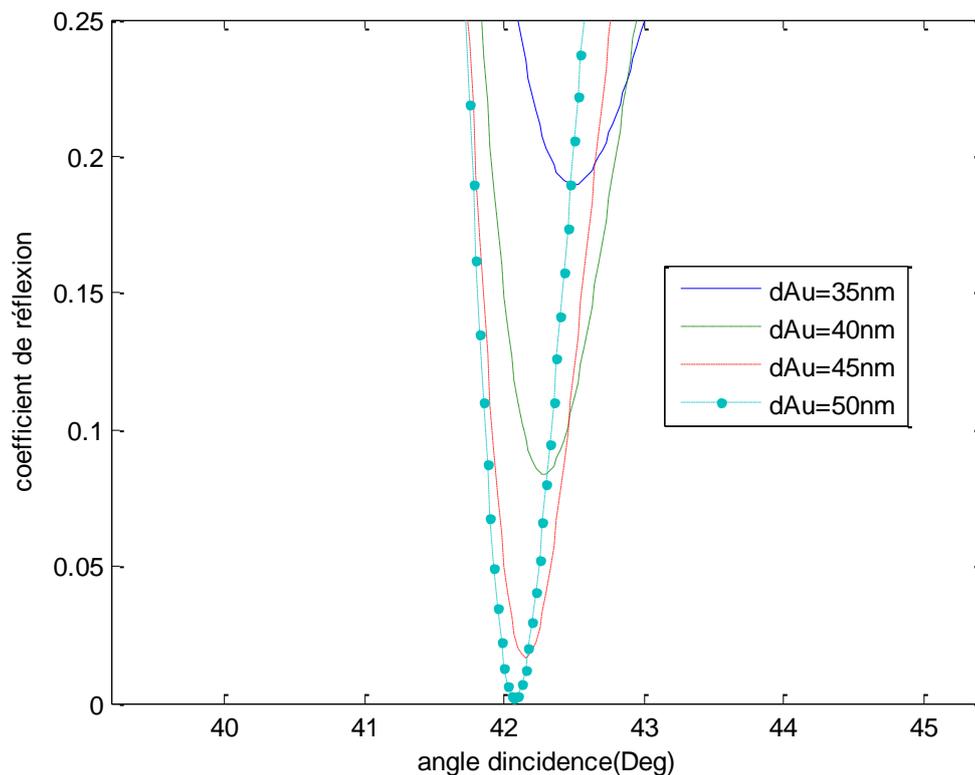


Figure 3.2.b : Prisme+Au+SiO₂+Air (pour différents épaisseurs du métal) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

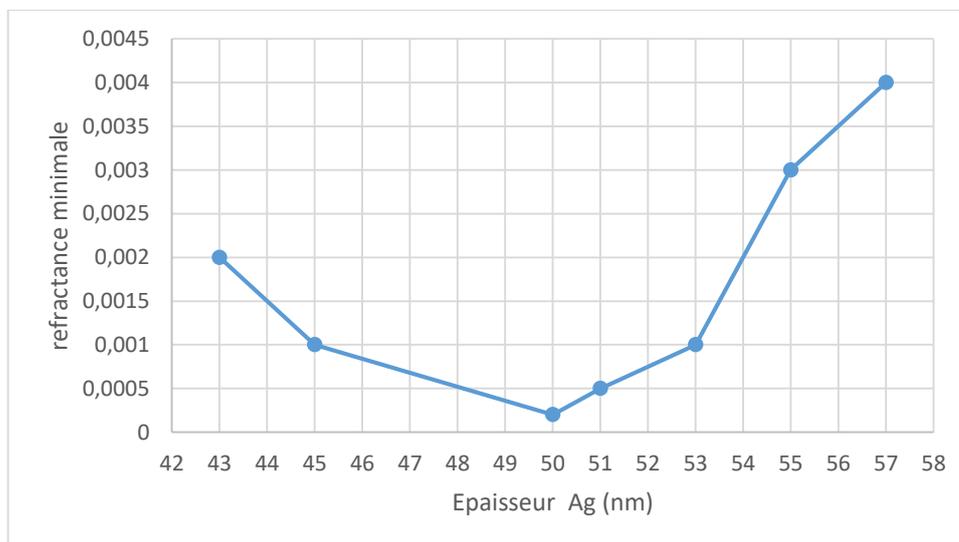


Figure 3.3 : Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d'Ag pour le système (prisme-Au-SiO₂ air). Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

4-1-2-Prisme+Au+SiO₂+Air (pour différentes épaisseurs du diélectrique) :

On prend l'épaisseur du métal (Au) optimisée qui est de l'ordre de 50 nm et on va faire varier l'épaisseur du diélectrique (SiO₂) on obtiendra le graphe de la figure (3.4) 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.

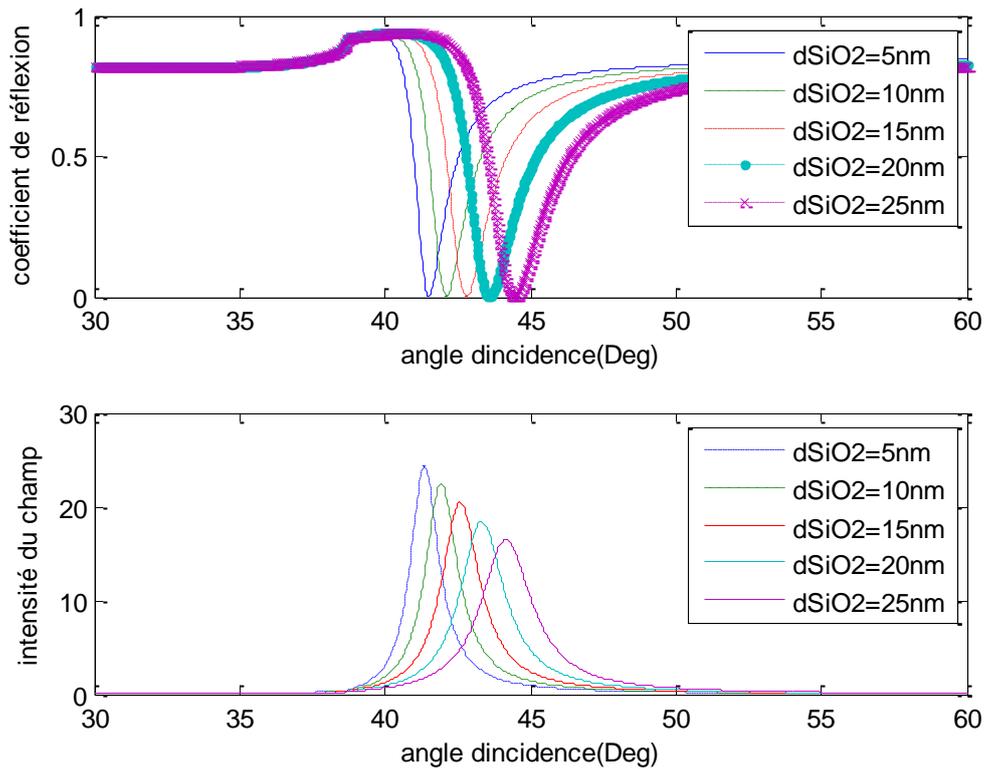


Figure 3.4: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

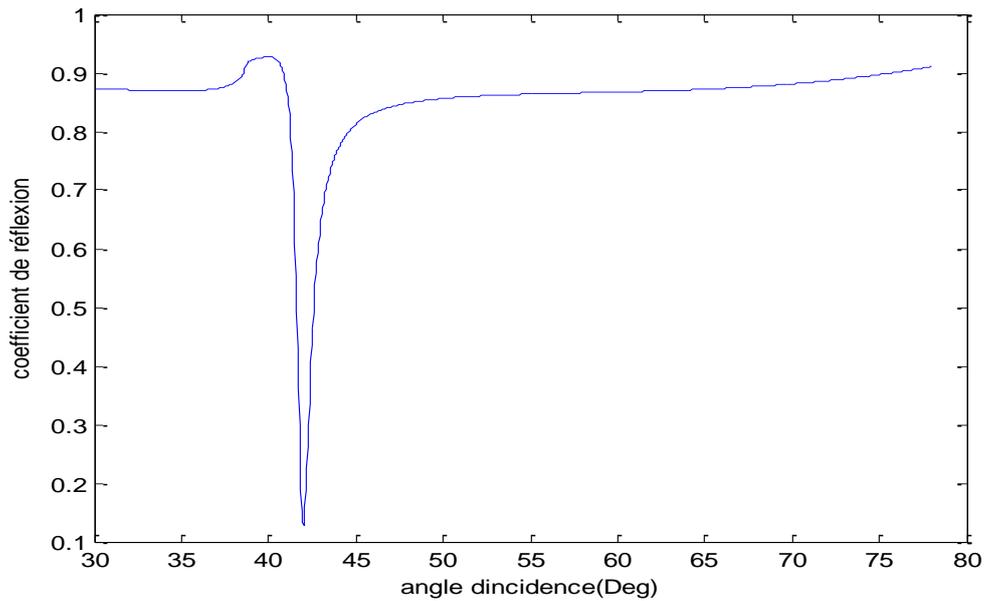


Figure 3.5: Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂- Air, pour (pour une épaisseur du SiO₂ de 10nm) . Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

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. (3.4))

Le champ électrique du plasmon de surface est évanescent dans la direction perpendiculaire à sa direction de propagation, la figure (3.4) 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 (3.5) et l'intensité du champ électromagnétique transmis à la surface atteint sa valeur maximal pour l'épaisseur $d_{opt}=5$ nm de la couche du SiO₂

4-1-3-Prisme+Au+SiO₂+Analytes :

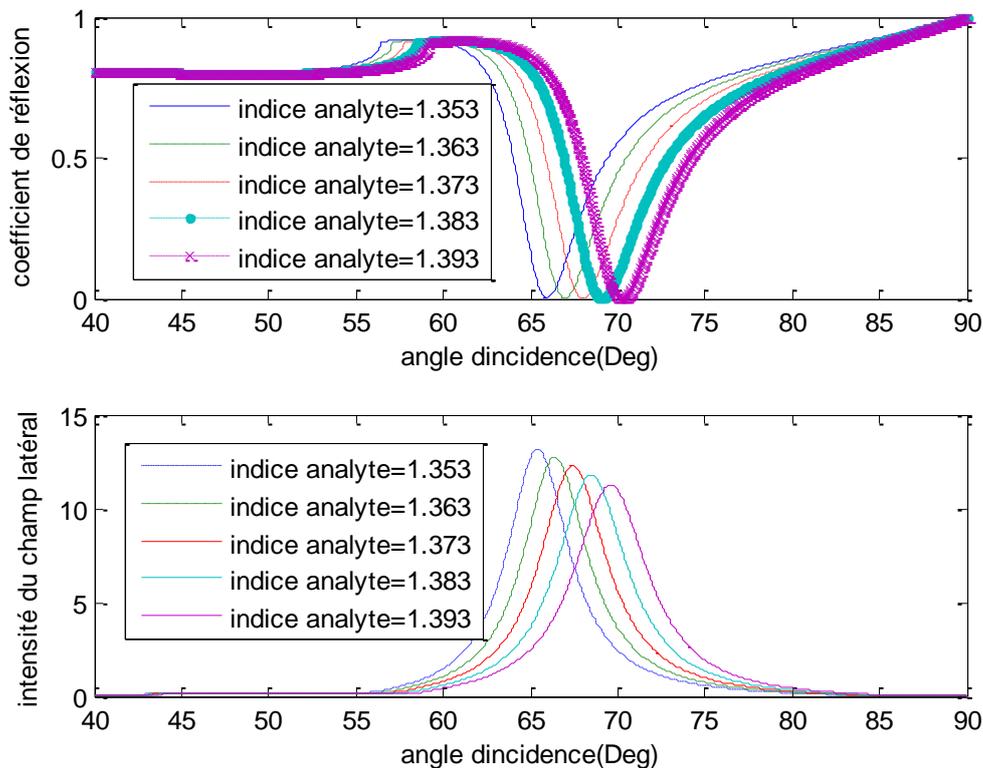


Figure 3.6: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latéral respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Au - SiO₂-Analytes, pour des épaisseurs optimisées du Au et du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Au}=-11.6964+1.1812i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

La figure (3.6) représente la courbe de réflectivité et du champ latéral en fonction de résonance calculée pour l'épaisseur optimale d'au de 50nm, 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 (3.6) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport aux voisinages de la résonance.

4-2- L'argent (Ag) avec le SiO₂ :

4-2-1-Prisme+Ag+SiO₂+Air : (pour différents épaisseurs du métal)

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

Ag+SiO₂ $n_{prisme}=1.6$

Chapitre III Résultats et interprétations

Pour les autres dispositifs on va garder les mêmes paramètres seulement l'épaisseur du métal qui est l'argent varie entre 35 nm et 65 nm

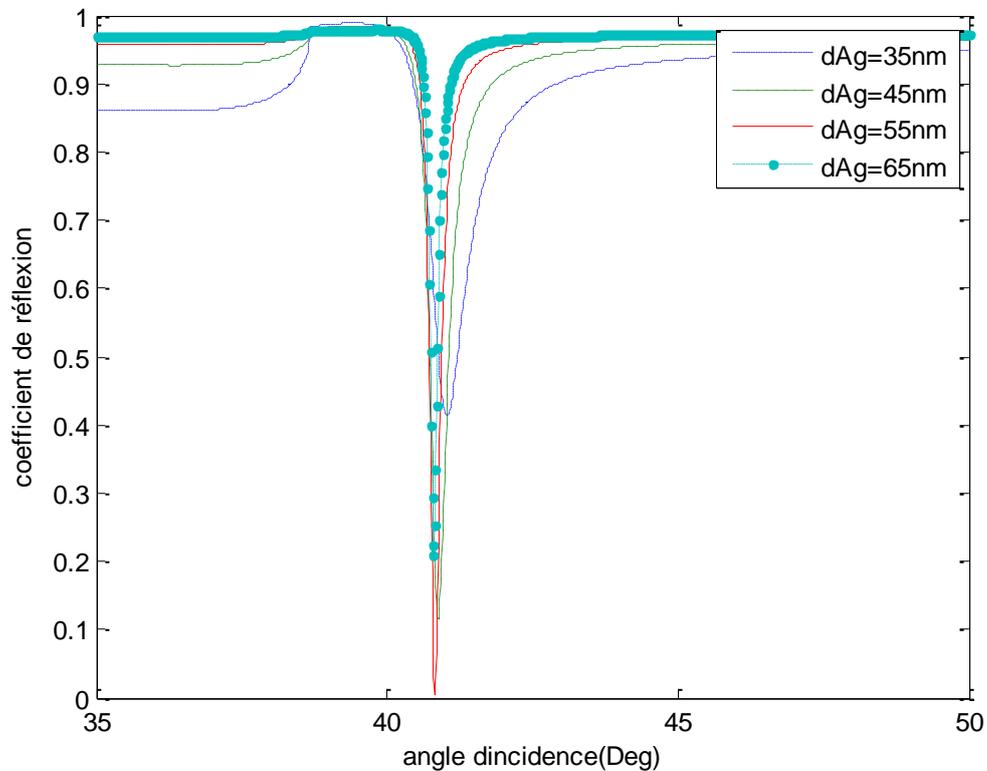


Figure 3.7.a : Variation de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs de la couche Ag. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du 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 (3.7.a et b)). Une augmentation de valeur absolue de ϵ_r déplace le pic de résonance vers une position angulaire plus petite. La Fig.(3.7.a 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 (3.8) 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

Chapitre III Résultats et interprétations

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 (> 55 nm). La valeur zéro de la réflectance correspondant à l'épaisseur $d_{opt}= 55$ nm est réalisée pour un angle de résonance $\theta_{SP} = 40.42^\circ$. (résultat en accord avec [13,14])

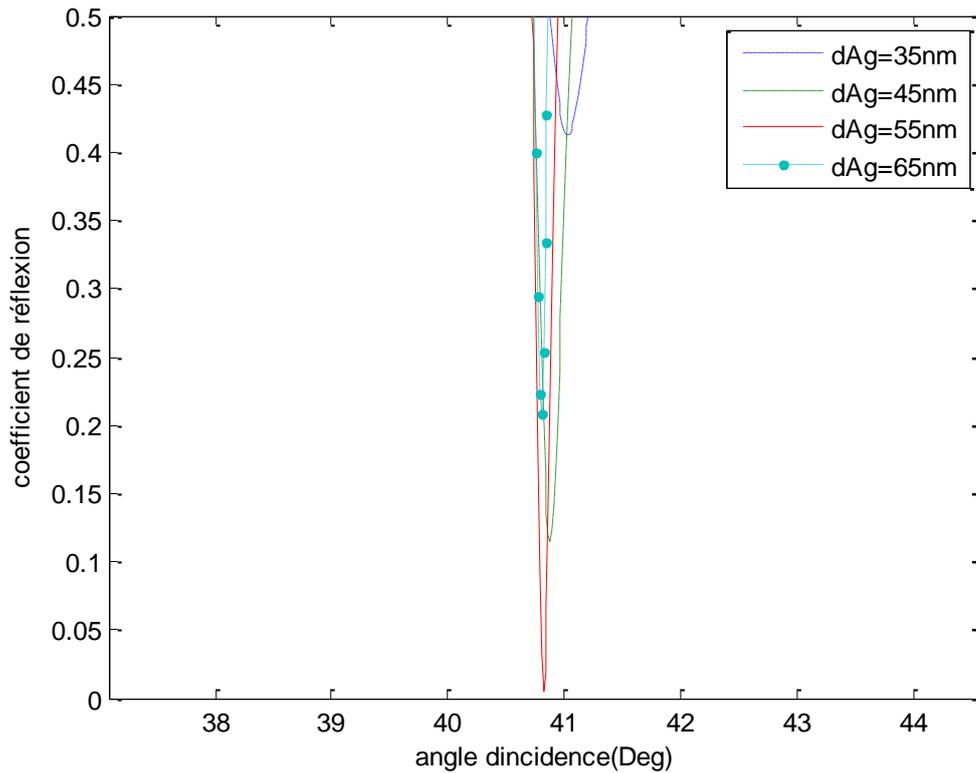


Figure 3.7.b : Prisme+Ag+SiO₂+Air (pour différents épaisseurs du métal (zoom), les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$).

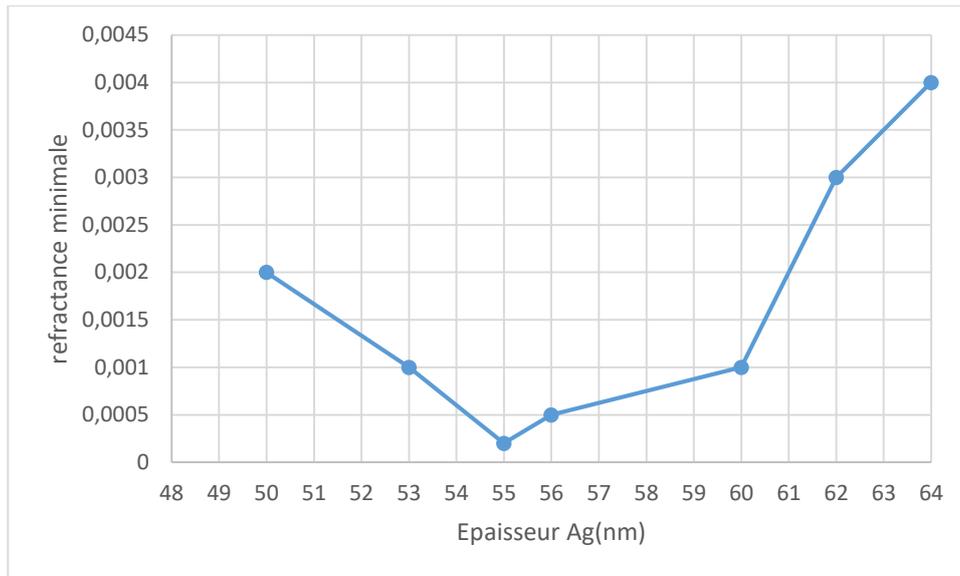


Figure 3.8 : Profondeur du pic de plasmon de surface en fonction de l'épaisseur de la couche d'Ag pour le système (**prisme-Ag-SiO₂-air**) Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

4-2-2-Prisme+Ag+SiO₂+Air : (pour différentes épaisseurs du diélectrique)

On prend l'épaisseur du métal (Ag) optimisée qui est de l'ordre de 55 nm et on va faire varier l'épaisseur du diélectrique (SiO₂) on obtiendra le graphe de la figure (3.9) 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.

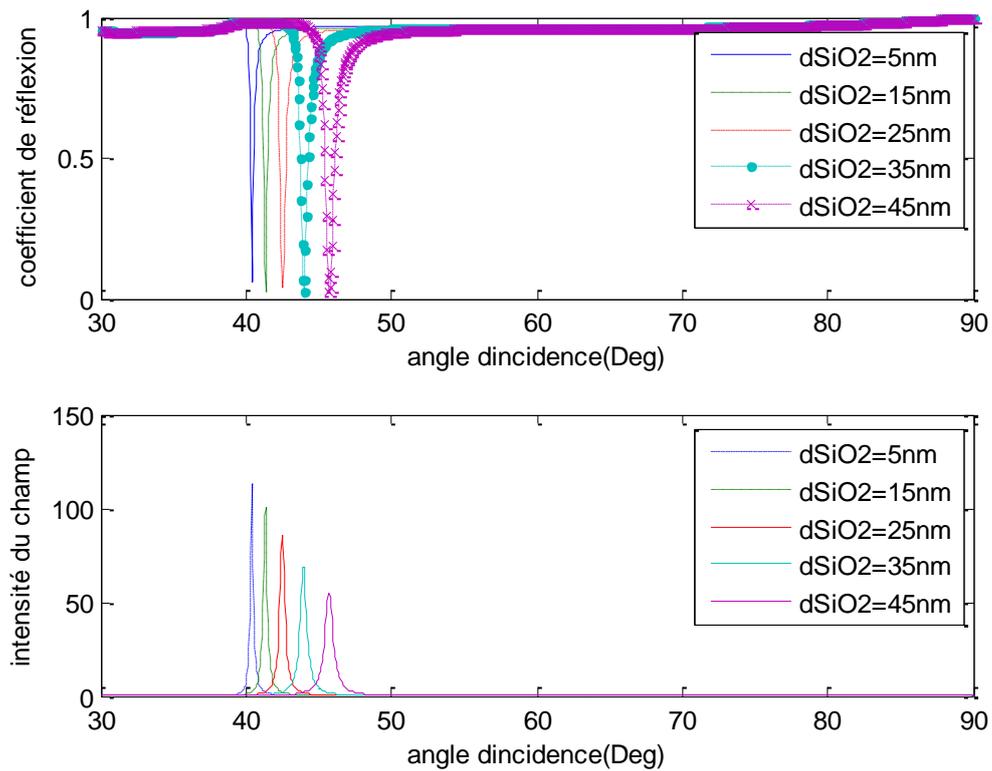


Figure 3.9: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour différentes épaisseurs du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

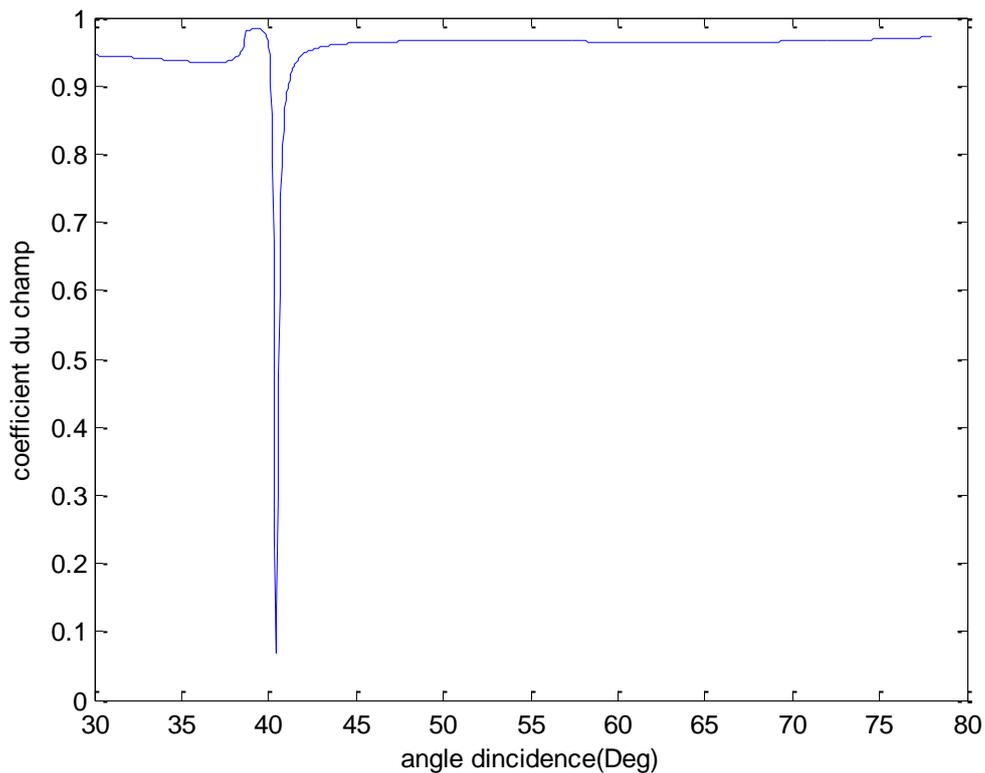


Figure 3.10 :Prisme+Ag+SiO₂+Air (pour une épaisseur du SiO₂ de 10nm) Les paramétrés de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$.

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(3.9)) 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 évanescant dans la direction perpendiculaire à sa direction de propagation, la figure (3.9) 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 (3.10)) et l'intensité du champ électromagnétique à la surface atteint sa valeur maximale pour l'épaisseur $d_{opt}=5$ nm de la couche du SiO₂. (Résultat en accord avec [13,14])

4-2-3-Prisme+Ag+SiO₂+Analytes

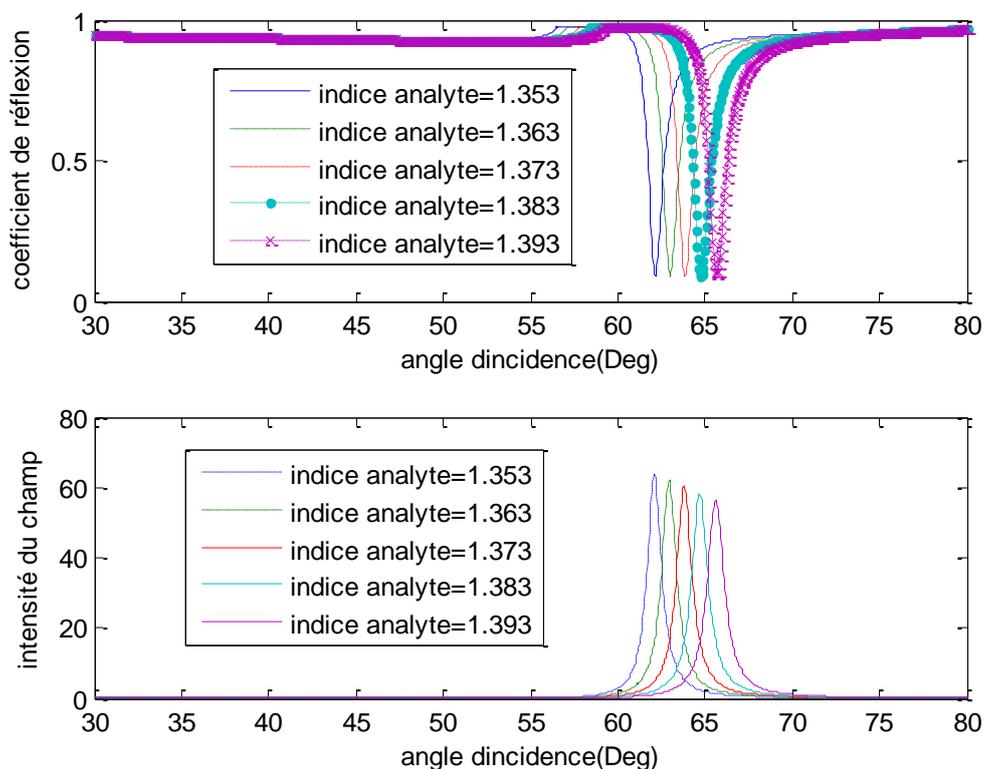


Figure 3.11: Variation de la réflectivité et l'intensité du champ latérale respectivement en fonction de l'angle d'incidence de la structure SPR à quatre couches Prisme-Ag - SiO₂- Air, pour des épaisseurs optimisées du Ag et du SiO₂. Les paramètres de simulation sont: $\lambda=632.8$ nm, $\epsilon_{Ag}=-18.296+0.5049 i$, $n_{prisme}=1.6$, Indice du diélectrique $n_{SiO_2}=1.451$

La figure (3.11) 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 55nm, 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 (3.11) l'augmentation du champ électrique est plus grande à la résonance par rapport à ces voisinages.

Références :

- [1] : Modélisation de la réponse spectrale des modes guidés à travers un empilement de couches monocristallines. Mr MERADI KADA ABDELHAFID
- [2]: E. Hutter, J. H. Fendler. *Adv. Mater* 16, 1685 (2004).
- [3]: Capteur à fibre optique basé sur le principe de Résonance de Plasmons de Surface : optimisation pour la détection d'espèces chimiques Karla Balaa
- [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). C. R. Yonzon, D. A. Stuart, X. Zhang, A. D. MacFarland. C. L. Haynes, R. P. Van Duyne. *Talanta*. 67, 438 (2005).
- [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]: **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).
- [14]: 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
- [15]: <http://dspace.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/227/3/CaracterisationdUneStructureHeterogenemulticoucheApplicativeLaGnerationdesModesPlasmoniques.pdf>
- [16]: A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves by the method of frustrated total reflection, *Z.Physik*, 216 (1968) 398.

Conclusion générale :

Dans ce mémoire nous avons reporté l'étude numérique des propriétés des plasmons de la configuration conventionnelle de Krteschmann-Raether. La résonance des plasmons de surface est un phénomène physique principalement connu pour son utilisation comme méthode de mesure de la liaison d'un « ligand » sur un « récepteur » adsorbé à la surface d'une couche métallique.

Dans le premier chapitre nous avons décrit le phénomène de plasmons, leur condition de résonance, en particulier à l'interface entre deux milieux dont l'un est un métal parfait. Nous avons montré que ces plasmons sont des ondes de surface, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude du champ électromagnétique associé décroît exponentiellement en s'éloignant de l'interface. Ceci nous a amenés à définir des caractéristiques importantes, telle la profondeur de pénétration ou l'extension spatiale de ces ondes.

Le deuxième chapitre a été consacré à l'exposé sur la biotechnologie et la définition des biocapteurs et leurs différents types basant sur les biocapteurs à effet des résonances plasmonique après nous avons présenté les différentes méthodes de calculs, pour la conception de la structure.

Le troisième chapitre expose les résultats du calcul des propriétés des plasmons de surface à quelques interfaces. La résonance plasmonique est généralement accompagnée d'une importante diminution de la réflectivité avec une importante variation de l'intensité du champ latéral à la direction de propagation. En se basant sur cette condition, l'épaisseur de la couche mince métallique a été optimisée de telle sorte que la position du pic de réflectivité soit aussi proche que possible du zéro avec une largeur à mi-hauteur aussi petite que possible ,par conséquent la sensibilité de ce type de capteur est considérable.

Résumé

Ce travail consiste en l'étude et la conception d'un biocapteur à effet SPR.

Les plasmons de surface font partie des équations de propagation des ondes électromagnétiques ou les solutions des équations de Maxwell, à l'interface entre certains milieux.

La résonance des plasmons de surface est un phénomène physique connu comme une méthode de spectroscopie générale, basée sur l'excitation optique des modes de surface plasmons dans un métal qui possède des électrons libres (Au, Ag...), qui permet de mesurer des changements de l'indice de réfraction à la surface des films métalliques. Ceci est utilisé pour caractériser des surfaces des métaux [Harald 1999]. Ce phénomène se produit lorsqu'un faisceau de lumière incident de p-polarisé d'une longueur d'onde donnée frappe la surface à un angle donné par un prisme [Frutos 1998]. La résonance de plasmons de surface résulte de l'excitation, par une onde évanescente, d'un mode d'oscillation collective d'électrons libres à la surface d'une couche mince métallique.

Les biocapteurs basés sur la résonance du plasmon de surface (SPR) connaissent beaucoup de succès dans la recherche scientifique comme des outils de détection bio-analytiques sensibles et puissants. Les techniques plasmoniques et électrochimiques possèdent chacune leurs avantages et leurs inconvénients pour les applications de bio-détection.

Abstract

This work consists in the study and the simulation of a biosensor with surface plasmon resonance.

The surface plasmon resonance is a physical phenomenon known as a general spectroscopy method, based on the optical excitation of the plasmon surface modes in a metal that has free electrons (Au, Ag ...), which makes it possible to measure changes in the refractive index on the surface of metal films. This is used to characterize surfaces of metals [Harald 1999]. This phenomenon occurs when a p-polarized incident light beam of a given wavelength strikes the surface at a given angle by a prism [Frutos 1998]. The surface plasmon resonance results from the excitation, by an evanescent wave, of a mode of collective oscillation of free electrons on the surface of a thin metallic layer.

Biosensors based on surface plasmon resonance (SPR) are very successful in scientific research as sensitive and powerful bio-analytical detection tools. Plasmonic and electrochemical techniques each have their advantages and disadvantages for bio-detection applications.

ملخص

يتضمن هذا العمل دراسة وتصميم جهاز استشعار SPR.

تعتبر البلازمونات السطحية جزءاً من معادلات انتشار الموجة الكهرومغناطيسية أو حلول معادلات ماكسويل ، عند السطح البيني بين بعض الوسائط .

يعد صدى البلازمون السطحي ظاهرة فيزيائية تعرف باسم طريقة التحليل الطيفي العام استناداً الى الاثارة البصرية لأنماط سطح البلازمون في المعدن الذي يحتوي على الكترونات حرّة (الذهب، الفضة) مما يمكننا من قياس تغيرات مؤشر الانكسار على السطح . تحدث هذه الظاهرة عند تصادم شعاع ضوئي المعدني و يستخدم هذا المؤشر لوصف سطح المعادن [هارالد 1999] منكسر مستقطب

بطول موجة معينة مع السطح [فروتوس 1998] . ينتج رنين البلازمون السطحي عن طريق الاثارة بزواوية محددة بواسطة مؤشر

بواسطة موجة زائدة لوضع التذبذب الجماعي للإلكترونات الحرّة على سطح طبقة معدنية رقيقة.

أجهزة الاستشعار الحيوي القائمة (SPR) ناجحة جداً في البحث العلمي كأدوات كشف تحليلية حيوية على رنين البلازمون السطحي

حساسة وفعّالة. لدى التقنيات البلازمية والكهروكيميائية ايجابيات و سلبيات في تطبيقات الاكتشاف الحيوي.