



République Algérienne Démocratique et Populaire
Université Abou Bekr Belkaid– Tlemcen



Faculté des Sciences
Département de Physique



Laboratoire de physique théorique

Mémoire de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option: Physique des gaz et des Plasmas

Thème

**Effets de porosité sur les propriétés
optiques de l'argent**

Présenté par :

Mlle OUHADJ FATIMA ZOHRA

Le Dimanche 19 Juin 2016

Devant le jury composé de MM.

- *Pr M.Inal* (Président)
- *Pr B.BOUHAFS* (Encadreur)
- *Dr A.SENNOUDI* (Examineur)

Année universitaire : 2015-2016

Remerciements

REMERCIEMENT

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

J'exprime ma profonde gratitude à mon encadreur, M B. BOUHAFS, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour tous les efforts qu'il a consenti tout au long de l'élaboration de ce modeste de travail, ses Encouragements et ses précieux conseils.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur M. MAL Professeur à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de Présider le Jury de cette thèse.

Je remercie sincèrement Monsieur A. SEMDI, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, d'avoir accepté de faire partie du jury.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à tous mes collègues du Laboratoire et à tous mes amis pour leur aide précieuse qui m'ont apporté.

OUHADJ F.Z

Table des matières

Table des matières

	<i>Pages</i>
NOTIONS FONDAMENTALES SUR LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES	1-8
Introduction générale.....	2
SPECTROSCOPIE A RESONANCE SUR DES INTERFACES.....	4
Propriétés fondamentales et relation de dispersion.....	4
ETUDE ANALYTIQUE DE LA REPOSE OPTIQUE DE L'ONDE PLASMON DE SURFACE.....	9-24
Introduction.....	10
Modèle de fonction diélectrique et grandeurs caractéristiques du plasmon.....	10
Champs électromagnétiques de propagation.....	13
Modèle optique de matériau effectif.....	16
Exploit de la SPR au profit des applications.....	20
CONCLUSION GENERALE.....	25
Références bibliographiques.....	27

Effets de porosité sur les propriétés optiques de l'argent

Chapitre 1

Notions fondamentales sur la propagation d'une onde électromagnétique

I. INTRODUCTION GENERALE

Le phénomène physique impliqué derrière cette thématique est la plasmonique. C'est un champ de recherche qui exploite l'interaction des nanostructures avec le rayonnement électromagnétique. Dans une géométrie donnée, une fois irradiée sous une incidence oblique (supérieur à l'angle critique) à une longueur d'onde dans le spectre visible ou infrarouge proche, un transfert d'énergie se manifeste par une résonance. Autrement dit, le phénomène de résonance mesuré sur la puissance réfléchi/transmise de l'onde à l'interface (constituée entre un matériau conducteur et un milieu diélectrique réel) présente une décroissance angulaire ou spectrale. Il est à préciser que les caractéristiques de la résonance (intensité minimale, et l'élargissement à mi-hauteur) sont manipulables sur l'ensemble des paramètres optiques de structure. Cependant, le principe physique de l'onde résonnante appelée plasmon-polariton de surface (PPS) dépend de son mode de confinement électromagnétique guidé le long de l'interface et de sa nature évanescente dans la direction perpendiculaire (à l'interface). En raison de l'existence de cette propriété remarquable d'évanescence du champ de propagation, l'étude de la réponse de résonance plasmon de surface (RPS) a vu un grand nombre d'applications telles que la caractérisation des structures en couche mince, la détection biochimique en temps réel des analytes (substances en solution) sur des surfaces métalliques, efficacité pour le diagnostic médical, oscillateurs (antenne), ...ect. Ses applications suggérées parmi d'autres reviennent au fait que la résonance plasmon est affectée pour toute variation, Δn_a de l'indice de réfraction du milieu environnant le matériau actif impliqué dans une configuration adoptée. Pour observer la résonance plasmon, trois types de géométries sont possibles :

- i) Disposition de l'interface sur un coupleur dispersif (prisme de fort indice de réfraction). Ainsi, le plasmon est excité à la réflexion totale.
- ii) Disposition de l'interface sur un substrat métallique comportant des ondulations périodiques.
- iii) Par fibre optique constituant un guide diélectrique et une structure plasmonique.

En pratique, la première configuration est la plus couramment utilisée pour sa reproductibilité et flexibilité. La deuxième configuration est semblable à la première et se repose sur la contribution des différents ordres de diffraction à l'excitation des plasmons de surface.

Ces méthodes de couplage permettent d'atteindre la fréquence d'oscillation des plasmons par rapport à la longueur d'onde de l'onde d'excitation, i.e., située entre la bande $\omega = 0$ à $\omega_{SP} = \omega_p/\sqrt{2}$, où ω_p est la fréquence plasma.

II. SPECTROSCOPIE A RESONANCE SUR DES INTERFACES

II.1. Propriétés fondamentales et relation de dispersion :

On considère la propagation d'une onde EM, de fréquence angulaire, ω à travers une interface délimitant un métal et un diélectrique de permittivités complexe et réel respectives $\varepsilon_1(\omega)$ et ε_2 . Sans autres restrictions particulières pour les milieux de propagation, les champs EM de l'onde plane s'écrivent dans les formes usuelles:

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E}_0 \exp\{i(k \cdot r - \omega t)\} \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(r, t) = \mathbf{H}_0 \exp\{i(k \cdot r - \omega t)\} \quad (2)$$

et obéissent aux équations de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3. (a))$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3. (b))$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3. (c))$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.(d))$$

avec les équations constitutives

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (3.(e))$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (3.(f))$$

Compte tenu du caractère de transversalité d'une onde EM plane, une forme simplifiée entre les grandeurs (\mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{B}) en notation vectorielle se résume à :

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \mu \omega \mathbf{H} \quad (3.(g))$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\varepsilon\omega\mathbf{E} \quad (3.(h))$$

Ce formalisme fondamental de la théorie des ondes électromagnétiques est rappelé dans sa forme générale. Dans ce qui suit, il sera adopté des hypothèses sur la polarisation de l'onde incidente (par rapport au plan d'incidence), absence de charges et de courants et ou le vide se caractérise par la permittivité diélectrique ε_0 et la perméabilité magnétique μ_0 . Dans ces conditions, l'onde électromagnétique de propagation est régie à titre d'exemple par des champs (électrique, E et magnétique B) dont les formes sont déduites des équations différentielles suivantes :

$$\Delta\mathbf{E} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.(a))$$

$$\Delta\mathbf{B} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2\mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.(b))$$

Suite à la présence de la propagation d'une onde électromagnétique externe depuis une source lumineuse cohérente (LASER) sur la structure, le mode de propagation des plasmons engendrés par la fluctuation des électrons libres à la surface (du métal) dans la direction longitudinale se décrit par le vecteur d'onde $k_x(\omega)$. Pour expliciter ce dernier terme, on considère l'onde de propagation dans le métal (ε_1) et dans l'analyte ($n_a = (\varepsilon_a)^{1/2}$) respectivement pour écrire les relations entre les composantes des vecteurs d'onde :

$$k_{z1}^2 + k_x^2 = \varepsilon_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (5.(a))$$

$$k_{z2}^2 + k_x^2 = \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (5.(b))$$

De plus, tel que le montre la géométrie des champs électromagnétiques, \mathbf{E} et \mathbf{H} , leurs composantes tangentielles de part et d'autre de l'interface métal-analyte obéissent à :

$$k_{z1}H_{y1} = \frac{\omega}{c} \varepsilon_1 E_{x1} \quad (5.(c))$$

$$k_{z2}H_{y2} = - \frac{\omega}{c} \varepsilon_2 E_{x2} \quad (5.(d))$$

avec $E_{x1} = E_{x2}$ et $H_{y1} = H_{y2}$ (d'après le principe de continuité).

Compte tenu des Eqs. 5.(a)-(d), il s'ensuit la relation de dispersion à laquelle obéissent la propagation des modes plasmons

$$k_x(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (5.(e))$$

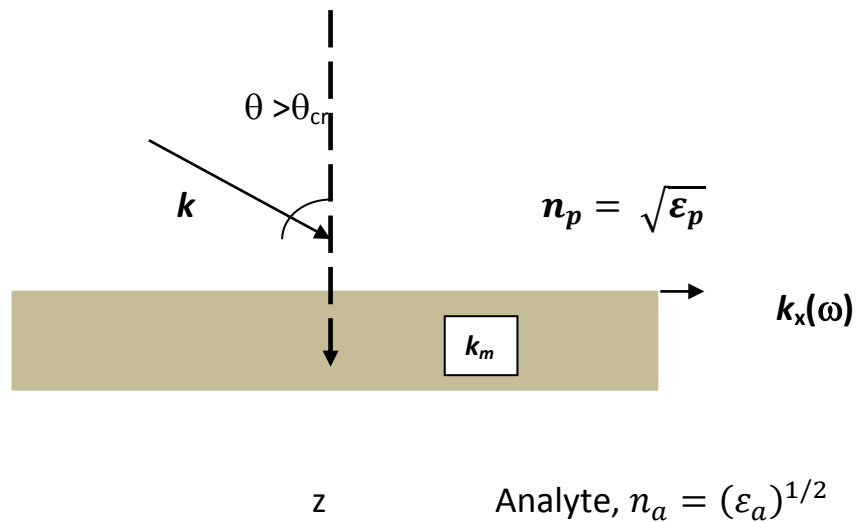
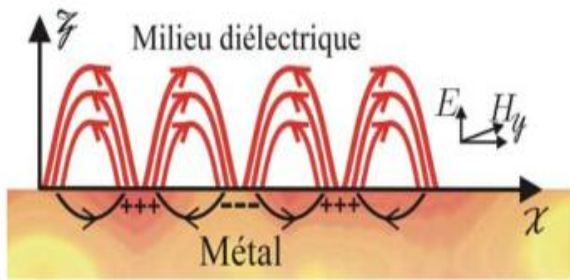
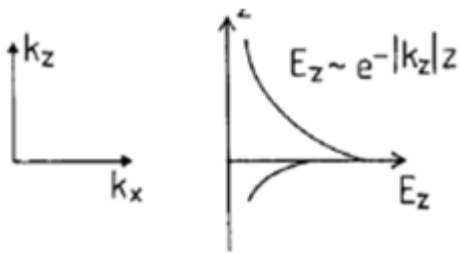


Fig. 1. Propagation d'une onde EM plane au voisinage d'une interface métal-diélectrique semi-infinie [2]. Chacun des deux milieux est considéré homogène, isotrope et non magnétique.

Pour l'onde incidente se propageant dans le vide, le vecteur d'onde s'écrit : $k_0 = 2\pi/\lambda$ et une fois sa pénétration dans un milieu d'indice n_i , la composante du vecteur d'onde selon l'interface (axe Ox), le vecteur d'onde est de la forme : $k_{ix} = n_i k_0 \sin(\theta)$.



a)



b)

Fig. 2. Oscillation des porteurs de charge et propagation du champ des plasmons le long de l'interface. Le métal est considéré comme un plasma d'électrons.

Note :

Pour qu'il puisse exister un accord dans ce principe de couplage optique entre les photons et les électrons libres sur le métal à travers le milieu d'incidence, il revient d'écrire la condition :

$$k_{ix} = n_i k_0 \sin(\theta) = k_x \tag{6}$$

Ainsi, la position angulaire notée $\theta = \theta_{SP} > \theta_{cr}$ associée à la longueur de propagation λ_{SP} du plasmon de surface est prédite analytiquement selon la relation :

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_{SP}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2}} = n_p \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin(\theta) \quad (7)$$

En effet, c'est la condition nécessaire à satisfaire pour qu'un couplage photon-plasmon puisse avoir lieu avec une particularité sur la nature du matériau.

Le métal comportant des électrons libres est le siège de présence des porteurs de charges qui sous l'action du champ électromagnétique de l'onde externe fournissant l'énergie, $W = hc/\lambda$ où h est la constante de Planck, des oscillations cohérentes longitudinales du plasmon sont engendrées par couplage optique. Dans la direction perpendiculaire à l'interface, le champ du plasmon s'attenu jusqu'à disparaître à la position infinie z (loin de l'interface). Cette dernière caractéristique explique la sensibilité du plasmon généré relativement aux propriétés de l'interface. Pour une excitation avec une onde électromagnétique de fréquence angulaire, $\omega = 2\pi c/\lambda$, le champ électrique décrivant la nature du plasmon s'exprime de la forme :

$$E(z, t) = E_0 \exp\{i[k_x x \pm k_z z - \omega t]\} \quad (8)$$

La notation $+$ du champ c'est pour la cote $z > 0$ et $-$ pour la cote $z < 0$ et où k_z est un imaginaire pur pour traduire l'atténuation du champ E selon z .

Chapitre 2

ETUDE ANALYTIQUE DE LA REPONSE OPTIQUE DE L'ONDE PLASMON DE SURFACE

1. Introduction

Avant d'aborder le propos du sujet, on rappelle que la relation de dispersion définie par l' Eq.7 traduisant les propriétés de dispersion du plasmon de surface dépendent fortement de celles de l'interface métal-diélectrique tels que la planéité/rugosité, et indice de réfraction, ...ect. Et c'est cette extrême sensibilité de la génération du plasmon selon les propriétés optiques du métal (absorption et dispersion impliquées dans le terme $\varepsilon_m(\lambda) = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$) qui fait la mise en valeur du plasmon en pratique pour la détection des effets de surface. Depuis le développement de la géométrie monocouche par Otto et Kretschmann-Raether [2] , les matériaux actifs les plus couramment utilisés susceptibles de supporter des plasmons sont les métaux nobles tels que l'argent (Ag), cuivre (Cu), l'or (Au),...ect. La propriété particulière derrière ce choix de ces métaux est qu'ils se décrivent par une permittivité réelle $\varepsilon'_m < 0$, et $[\varepsilon'_m] > \varepsilon''_m$. A la surface de tels matériaux, le concept de la manipulation des plasmons est donc l'une des techniques de modélisation du comportement physique des solides par interaction avec la lumière. Ainsi, il revient à modéliser le comportement du matériau actif en tenant compte de l'évolution des parties complexes de la constante diélectrique autour d'une longueur d'onde d'absorption.

2. Modèle de fonction diélectrique et grandeurs caractéristiques du plasmon

Le principe physique du plasmon étant bien explicité dans ce qui précède, on aborde la description des paramètres caractéristiques du matériau actif et ceux associés au plasmon. Selon la théorie classique des électrons libres soumis à un champ électrique, $E = E_0 \exp[-i\omega t]$ et dans

l'hypothèse que ce champ soit uniforme pour chaque atome ou molécule du matériau, le mouvement des charges s'écrit :

$$m \frac{d^2r}{dt^2} + m\gamma \frac{dr}{dt} + m\omega_0^2 r = -eE \quad (9)$$

Ce modèle de Drude [3] relatif au déplacement des charges conduit à exprimer pour un matériau la constante diélectrique (permittivité) simplifiée :

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)} = A(\omega) + iB(\omega) \quad (10)$$

Avec ω la fréquence angulaire, ω_p la fréquence plasma et γ un terme d'atténuation. Pour indication, il existe un grand nombre de modèles de fonctions diélectriques qui sont déduits à partir d'autres considérations. Pour notre cas, c'est le modèle que nous allons exploiter pour manipuler analytiquement les propriétés du plasmon. Autrement, un choix est fait sur l'Ag et dont les paramètres spécifiques aux longueurs d'onde dans le spectre visible : $\lambda = 0.4-0.8\mu\text{m}$ sont $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{rd/s}$ et $\omega_p = 13.69 \times 10^{15} \text{rd/s}$.

Etant donné que le conducteur métallique est décrit par sa fonction diélectrique, $\varepsilon_m(\omega)$ complexe de façon générale, le vecteur d'onde (relation de dispersion) du plasmon s'écrit de la forme :

$$k_x = k_{SP}(\omega) = k' + ik'' \quad (11)$$

Compte tenu de l'Eq. 10 de la permittivité $\varepsilon_m(\omega)$, les termes complexes de k_x associés à la propagation du plasmon s'écrivent respectivement :

$$k' = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon'_m}{\varepsilon'_m + n_a^2} n_a^2 \right)^{1/2} \quad (11.(a))$$

$$k'' = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\varepsilon'_m}{\varepsilon'_m + n_a^2} n_a^2 \right)^{1/2} \frac{1}{2(\varepsilon'_m)^2} \varepsilon''_m \quad (11.(b))$$

En se basant sur la propriété de pertes par atténuation du métal, le caractère d'évanescence de l'onde plasmonique (PPS) permet de définir l'intensité de décroissance d'un facteur $1/e$, où $e = 2.71828$, estimable quantitativement par $1/(2k'')$. Soit la longueur de propagation du plasmon :

$$\delta_{PPS} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{n_a^2 + \epsilon'_m}{n_a^2 \epsilon'_m} \right)^{3/2} \frac{(\epsilon'_m)^2}{\epsilon''_m} \quad (12)$$

Donnons un exemple sur l'ordre de grandeur de ce terme, δ_{PPS} pour le cas de l'argent (Ag) : à la longueur d'onde $\lambda = 633.0\text{nm}$, soit $\epsilon_m(\lambda) =$ en considérant que $n_a = 1$, on a $\delta_{PPS} =$.

En général, pour les métaux nobles, quel que soit la longueur d'onde, le terme ϵ''_m contribuant à l'absorption (des pertes) remplit toujours la condition $|\epsilon'_m| \gg \epsilon''_m$. Ainsi, ce terme d'atténuation prend une forme approximative :

$$\delta_{PPS} \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{(\epsilon'_m)^2}{\epsilon''_m} \quad (13)$$

La terminologie courante de ce facteur est l'effet de peau. D'une part, il est exprimé par une dépendance croissante avec la longueur, et d'autre part pour une longueur d'onde fixée, la profondeur spatiale de l'évanescence de l'onde électromagnétique dans la direction perpendiculaire à l'interface est plus faible lorsque le matériau est plus absorbant. Par contre, cette profondeur est plus importante lorsque le matériau est moins absorbant. Par ailleurs, en se référant aux notations de la figure 2, les longueurs de pénétration, δ_m et δ_a du plasmon dans chacun des deux milieux de l'interface s'écrivent :

$$\delta_m = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left| \frac{\epsilon'_m + n_a^2}{\epsilon''_m} \right|^{1/2} \quad (14)$$

$$\delta_a = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left| \frac{\varepsilon'_m + n_a^2}{n_a^2} \right|^{1/2} \quad (15)$$

A base de ce calcul théorique, il s'en suit une comparaison quantitative entre ces deux termes microscopiques, δ_m et δ_a concluante montrant que le plasmon présente un confinement beaucoup plus faible dans le métal que dans le diélectrique adjacent d'indice n_a .

Note :

Il est à préciser que la détermination quantitative de δ_m en particulier est nécessaire du fait que la puissance réfléchie sur laquelle est mesurée la résonance du plasmon dépend de l'épaisseur du conducteur actif. Cet argument apparaîtra dans la partie qui suit.

3) Champs électromagnétiques de propagation

La géométrie de base considérée pour la simulation de la réponse SPR est celle avancée précédemment en figure 2. Le milieu d'incidence est milieu dispersif permittivité ε_p dans lequel se propage une onde électromagnétique sous une incidence θ . Ainsi, l'onde arrivant à l'interface semi-infinie (orientée selon l'axe Ox) est en partie réfléchie du côté du milieu dispersif et en partie transmise dans le milieu adjacent au conducteur actif d'épaisseur d_m et de permittivité $\varepsilon_m(\lambda)$. Dans une telle géométrie, l'étude de la réponse du plasmon excité au delà de l'angle critique est entreprise dans une dépendance angulaire θ de la réflectivité du système monocouche. L'onde incidente étant polarisée (TM), et pour une orientation de l'interface dans (Oxz) , le champ magnétique de l'onde dans le métal à titre d'exemple s'écrit :

$$H_m = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{my} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\{i(k_{xm}x + k_{zm}z - \omega t)\} \quad (16)$$

d'où se déduit le champ électrique selon la relation :

$$\text{Rot}E_m = -\mu_0 \frac{\partial H_m}{\partial t} \quad (17)$$

où k_{xm} et k_{zm} désignent les composantes des vecteurs d'onde par rapport à Ox et à Oz dans le métal respectivement.

Sachant que la géométrie présente deux interfaces : milieu d'incidence-métal et métal-diélectrique, le champ totale (E ou H) dans chacun deux milieux présente un champ incident et un champ réfléchi. Pour le milieu adjacent au métal, l'onde subit seulement une transmission. D'autre part, les quantités vectorielles de ces champs (ainsi que leurs composantes tangentielles) obéissent à la condition de continuité sur chaque interface.

L'exploit d'un tel formalisme fondamental conduit à exprimer la réflectivité du système :

$$R_p(\theta) = \left| \frac{r_{pm} + r_{ma} \exp(2ik_{zm}d)}{1 + r_{pm}r_{ma} \exp(2ik_{zm}d)} \right|^2 \quad (18.(a))$$

$$r_{pm} = \frac{(\varepsilon_p k_{zm} - \varepsilon_m k_{zp})}{(\varepsilon_p k_{zm} + \varepsilon_m k_{zp})} \quad (18.(b))$$

$$r_{ma} = \frac{(\varepsilon_m k_{za} - \varepsilon_a k_{zm})}{\varepsilon_m k_{za} + \varepsilon_a k_{zm}} \quad (18.(c))$$

tel que pour chaque milieu i noté m ou a , le vecteur d'onde respectif s'écrit :

$$k_{zi} = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - (n_p k_0 \sin\theta)^2} \quad (18.(d))$$

$n_p^2 = \varepsilon_p$: indice du milieu d'incidence

$n_a^2 = \epsilon_a$: indice du milieu adjacent au m

Dans le plan du matériau, on peut ainsi estimer la densité de puissance dans l'onde explicitée par le vecteur de Poynting

$$\text{div}(E \times H) = -\frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) \quad (19)$$

A partir d'une étude analytique d'une telle fonction $R(\theta)$ par rapport à l'angle d'incidence θ et dans les conditions fixées sur λ , ϵ_m , n_a et d_m , la réponse SPR est aisément conduite. Cependant, la SPR (localisée à $\theta = \theta_{SPR}$) étant manifestée par un phénomène d'absorption relative aux paramètres de structure, l'onde absorbée par le plasmon implique une diminution de l'énergie. En dehors de l'existence du plasmon, l'énergie se prédit par un maximum. De plus, il est bien évident que le matériau considéré peut se caractériser par des pertes, et par conséquent le profil de la SPR peut être affecté par un largissement mesurable à la valeur $R(\theta)/2$ appelé largeur à mi-hauteur. Finalement, il convient de définir deux paramètres caractéristiques du système :

- i) en particulier, la sensibilité angulaire relative à l'indice du milieu adjacent au métal

$$S_\theta = \frac{\Delta\theta_{SPR}}{\Delta n_a} \quad (20)$$

- ii) la finesse du profil SPR

$$D = \frac{1}{\Delta\theta_{0.5}} \quad (21)$$

Où $\theta_{0.5}$ est l'angle de résonance mesuré à la valeur $R(\theta)/2$.

Ces deux grandeurs spécifiques définissent la performance de tout système photonique appelé capteur SPR dont le potentiel est de supporter des modes plasmons.

Dans cette section, la description théorique du capteur SPR repose essentiellement sur le paramètre clé qui est la fonction diélectrique du matériau actif définie par $\varepsilon_m(\lambda)$. Cette fonction consigne les propriétés de propagation de l'onde électromagnétique dans le visible ou l'infrarouge. Vu l'existence d'un grand nombre de matériaux spécifiés par leurs propriétés optiques : le silicium dopé, matériaux composites, polymère isolant/conducteur,...ect, une étude similaire à la précédente est formulée dont la problématique est de considérer un matériau effectif. Il est opté pour une surface d'Ag affecté par des pores dont le volume est un milieu diélectrique :



Fig. 3. Matériau poreux constituant un milieu effectif.

4) Modèle optique de matériau effectif

Dans cette partie, on considère que la configuration monocouche (Fig. 3) est constituée d'une surface plane en Ag comportant des microporosités (vues comme un milieu diélectrique) définie par une permittivité réelle ε_d . Ainsi, la

composition est simulée par une permittivité effective, ε_{eff} dans le modèle de Looyenga [4] par la relation :

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{1/3}(\lambda) = (1 - p)\varepsilon_m^{1/3} + p\varepsilon_d^{1/3} \quad (22.(a))$$

Après un calcul élémentaire, l'Eq. 22a prend la forme:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\lambda) = \varepsilon'_{\text{eff}} + i\varepsilon''_{\text{eff}} \quad (23.(b))$$

Ainsi, il convient de définir l'ensemble des paramètres caractéristiques évoqués précédemment où les termes complexes de ε_m s'introduisent pour se retrouver être dépendants dans ce cas de la porosité p et de la nature optique du volume de ces pores.

Compte tenu de l'Eq. 10 à introduire dans l'Eq. 22(a), les propriétés optiques du matériau effectif se trouve influencer par la porosité p et la nature optique du diélectrique remplissant les pores.

Soit la présentation de ce calcul dans une forme algorithmique exploitable en Fortran ou en tout autre langage numérique (Matlab...ect) :

Pour une simplification, on prend $n_a = 1$ et on introduit la déclaration des paramètres dans l'ordre suivant

$$\omega_p = 1.369d14$$

$$\gamma = 1.45d13$$

$$C = 3.0d8$$

$$\pi = 3.14d0$$

$$p = 0.1d0$$

$$m = 1 - p$$

$$\lambda = 6.328d_0$$

$$\omega = 2\pi C / \lambda$$

$$A = 1 - \frac{\omega_0^2}{(\omega^2 + \gamma^2)}$$

$$B = \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}$$

$$\varepsilon_{eff}^{1/3} = (1 - p)\varepsilon_m^{1/3} + p$$

$$\varepsilon_m = A + iB$$

$$\beta = 3\arctg(B/A)$$

$$\varepsilon_m^{1/3} = (A^2 + B^2)^{1/6} [\cos\beta/3 + i\sin\beta/3]$$

$$D = m(A^2 + B^2)^{1/6}\cos\beta/3 + p$$

$$F = m(A^2 + B^2)^{1/6}\sin\beta/3$$

$$\varepsilon_{eff}^{1/3} = D + iF$$

Soit

avec

$$\alpha = \arctg(F/D)$$

Il s'en suit ainsi la simulation d'un nouveau matériau défini par la détermination numérique des termes complexes de la permittivité effective selon la forme.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{eff} &= (D + iF)^3 = (D^2 + F^2)^{3/2}\cos 3\alpha + i(D^2 + F^2)^{3/2}\sin 3\alpha &= \\ A_{eff}(\omega) + iB_{eff}(\omega) & & (23.(c)) \end{aligned}$$

Pour rejoindre la problématique du sujet, le développement de ce calcul mené systématiquement par un programme numérique conduit à la

caractérisation de l'Ag poreux dont les nouvelles propriétés optiques sont prédites sur les termes A_{eff} , B_{eff} (proportionnellement à D , F et α) qui vont par conséquence influencer les paramètres de performance du capteur. Pour clore notre étude, les termes complexes explicites de la permittivité effective sont contrôlables sur la porosité et la nature du volume des pores qui permettent de prédire des propriétés optiques améliorées ou du moins manipuler différemment les paramètres de performance du capteur SPR [2] .

En considérant cette nouvelle situation de l'Ag poreux, dans toutes les expressions du chapitre 2, le terme de la permittivité $\epsilon_m(\omega)$ de l'Eq. 10 est à substituer par celui de l'Eq. 23 c.

Pour dégager une différence qualitative entre l'Ag pur et l'Ag poreux, résumons l'objectif de la problématique selon le tableau 1 suivant :

Matériau pur	Paramètres impliqués
<p>Dispersion : $D = 1 - \frac{\omega_0^2}{(\omega^2 + \gamma^2)}$</p> <p>Absorption : $A = \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega^2 + \gamma^2)}$</p>	<p>La longueur d'onde, λ</p>

Matériau effectif	
Disp : $(D^2 + F^2)^{3/2} \cos 3\alpha$	La longueur d'onde, λ
Abs : $(D^2 + F^2)^{3/2} \sin 3\alpha$	Porosité : $m = 1 - p$
$D = m(A^2 + B^2)^{1/6} \cos \beta$ $/3 + p$	Nature du volume des pores : ε_d
$F = m(A^2 + B^2)^{1/6} \sin \beta$ $/3$	
$\beta = 3 \arctg(B/A)$	
$\alpha = \arctg(F/D)$	

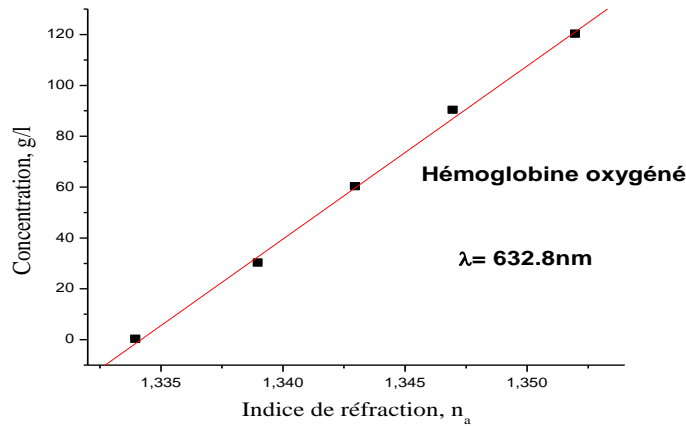
Tableau 1 : Résumé des paramètres d'influence pour les deux types du matériau actif.

5) Exploit de la SPR au profit des applications

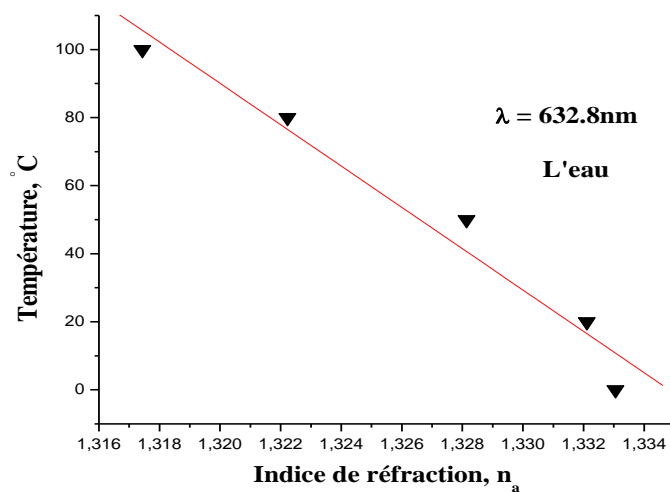
Le calcul de la réponse d'une onde électromagnétique au voisinage d'une interface démontre que l'indice de réfraction de tout milieu adjacent au métal affecte les paramètres de performance. De cette propriété, et en considérant un matériau conducteur remplissant des conditions optiques similaires à ceux de l'Ag, la mesure de la SPR constitue un support efficace pour le diagnostic des effets de surface impliqués par le milieu environnant le métal. Si sur le métal est disposé une substance (en solution) tel que l'hémoglobine par exemple dont l'indice varie selon sa concentration [], le suivi de la SPR via les paramètres de performance revient à concevoir un capteur dont le potentiel est l'identification de la substance. Cette hypothèse peut être généralisée pour différents types d'analyse biochimique.

Comme une deuxième application et sur la base de la propriété précédente, le suivi de la SPR peut constituer un moyen de contrôler le dopage des semi-conducteurs.

Le suivi de la SPR est finalement prometteur à concevoir des structures photoniques de caractérisation des couches minces et ou à usage d'oscillateurs optiques ; un filtre sélectif de longueur d'onde correspondante à la résonance angulaire qui se déduit de la relation de dispersion du plasmon.



a)



b)

Fig. 4. Données typiques de l'indice de réfraction selon la concentration pour un milieu à détecter que l'on considère comme (a) l'hémoglobine humaine oxygénée (HbO_2), (b) celui de l'eau sous l'effet de la température. Données tabulées dans les refs [6, 7].

L'intérêt majeur souligné dans ce travail repose essentiellement sur de telles données des figs. 3 (a)-(b) pour l'indice de réfraction (de milieux organiques) variable sous l'effet de diverses conditions spécifiques. Le principe de l'idée peut être étendu à d'autres applications similaires sans particularités et la raison revient à ce que la propagation du plasmon dont le profil

angulaire/spectral s'influence sensiblement pour toute variation d'indice à son passage à travers une interface.

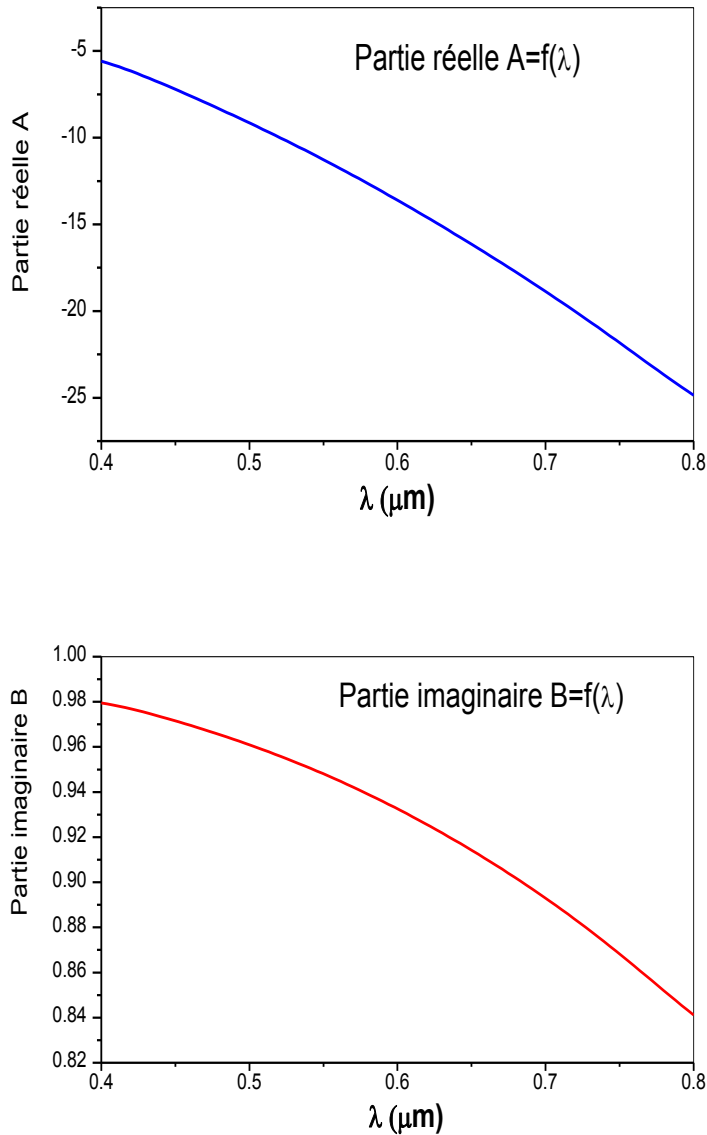


Fig. 5. Comportement optique de l'Ag avec la lumière dans le spectre visible observé sur les termes dispersif (A) et absorptif (B).

Selon le modèle de Drude, une surface métallique en Ag excitée dans le spectre visible requiert la condition prévisible $\varepsilon' < 0$, $|\varepsilon'| > \varepsilon''$ avec $\varepsilon_m(\lambda) = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Par exemple pour $\lambda = 632.2\mu\text{m}$, $\varepsilon_m(\lambda) = -15.2 + i0.95$.

Pour une seconde étape où on considère l'Ag poreux, on se fixe la longueur d'onde λ pour réévaluer la permittivité effective $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon'_{\text{eff}} + i\varepsilon''_{\text{eff}}$ pour différentes valeurs de la porosité p . Cette hypothèse fait l'objet de concevoir un nouveau matériau effectif dont les termes de sa permittivité complexe sont affectés par la porosité différemment que le cas de l'Ag pur décrit par le modèle de Drude. En se référant au tableau 1, les termes complexes de l'Ag poreux sont déduits et un calcul numérique est nécessaire pour prédire le comportement de ces termes selon la porosité estimée dans l'intervalle 0.1-2.0.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Ce travail décrit par la théorie rigoureuse des ondes électromagnétiques est essentiel à comprendre et prédire l'influence des paramètres de performance d'un capteur SPR monocouche. Pour se faire, deux types de matériaux actifs plasmoniques ont été considérés. Les propriétés optiques de l'interface sont traduites sur les caractéristiques du profil de la réponse plasmons de surface. Un tel profil déduit à partir des équations de propagation des ondes électromagnétiques est un signal porteur d'informations (à l'échelle microscopique) exploitables en terme de diagnostic des effets produits sur une surface. L'étude de ces effets par l'excitation du plasmon contrôlé sur la porosité offre l'avantage de concevoir un matériau actif dont les propriétés optiques sont améliorées.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] P. Lorrain, Dale. R. Corson, and F. Lorrain, Electromagnetic phenomena, Dunod, 2000.
- [2] Kretschmann E, and Raether H, (1968), Z. Naturf. a **23**, 2135.
- [3] Palik, E.D, Handbook of optical constants of solid, '1985), Academic Press inc., Sandiego
- [4] H. Looyenga, Physica, vol.31, (1965), pp401-406.
- [5] William M. Merrill, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 47, N°1, 1999.
- [6] Handbook of Chemistry and Physics, Eds. Lide D. R. , CRC Press LLC, 2000.
- [7] O. Zhernovaya and all, Phys. Med.Biol. **56**, (2011), 4013-4021.

Résumé

Ce travail évoque une description théorique d'un capteur à résonance plasmon de surface. C'est un dispositif monocouche dont la réponse optique est analysée en réflexion totale d'une onde TM de longueur d'onde dans le spectre visible. Dans deux types de modèles pour les propriétés optiques d'un matériau conducteur (en contact avec un diélectrique) sont présentés pour dégager le potentiel du capteur RPS.

Mots clefs : Capteur à résonance plasmon de surface, réflexion totale

Abstract. This work deals with a theoretical description of a surface plasmon resonance sensor. The device is a single layer whose the optical response is analyzed in the attenuated total reflection of a TM-wave in the visible spectrum. Two types of models on optical properties of a metallic conductor (in contact with a dielectric medium) are considered to show the potential of the SPR sensor.