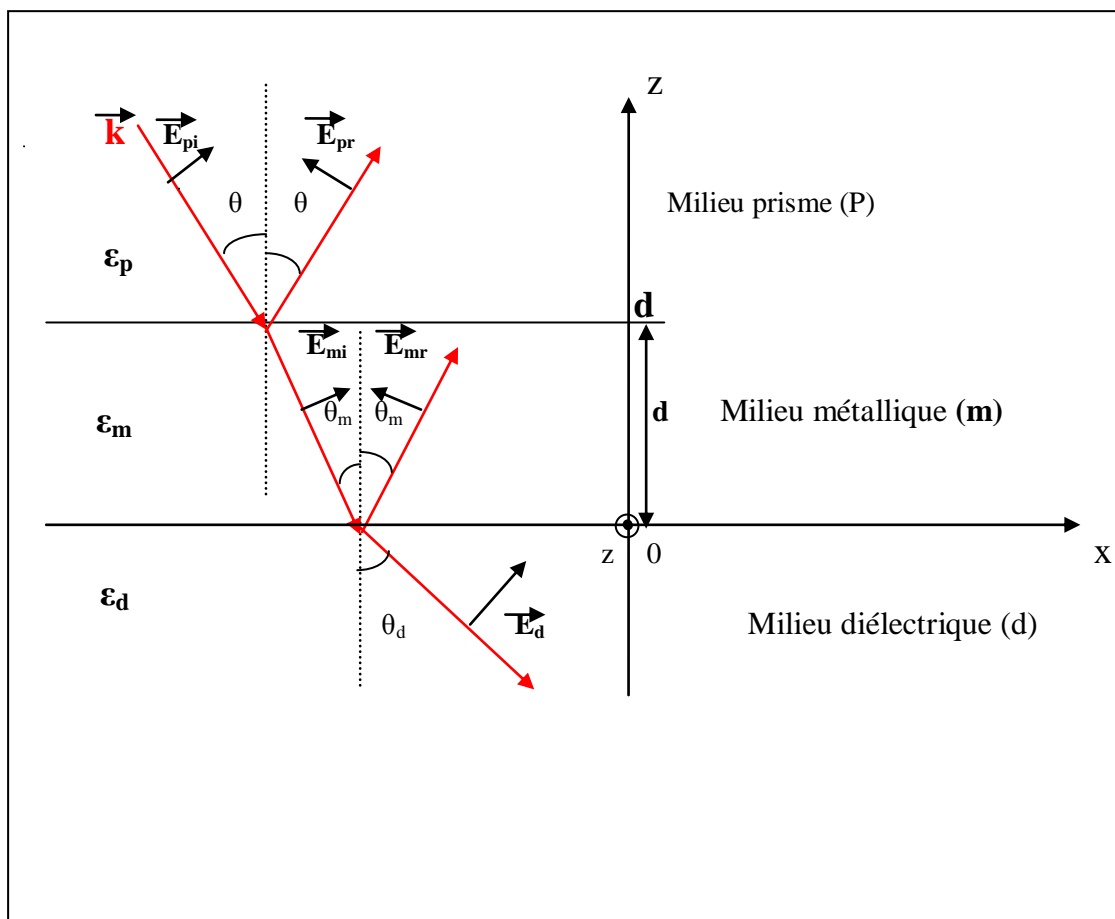


## Calculs analytiques et résultats

### 1. Cas d'une structure à deux interfaces matériaux /diélectriques

Nous avons choisi le modèle de Kretschmann pour exciter les ondes électromagnétique de surface, qui ce caractérise par un empilement de trois milieux (3 couches) **Fig(3.1)** .

Dans la Configuration Kretschmann [Kretschmann 1968], une couche fine de métal de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur est directement en contact avec la base du prisme. Lors de la réflexion de la lumière sur la couche métallique à l'intérieur du prisme, l'excitation du plasmon métal-milieu d'indice  $n$  n'est pas possible. Le champ évanescents s'étend dans le métal et se couple avec le plasmon de surface sur la deuxième face de la couche métallique, à l'interface entre le métal et l'air.



**Fig(3.1)** Géométrie de Kretschmann pour l'excitation des PPS.

# Résultat et calcul analytique

---

Ces ondes étant planes ,nous avons :

$$\vec{k} = k_x \vec{i} + k_z \vec{k} \quad , \quad (k_{yp}=0, k_{ym}=0, k_{yd}=0) \quad , \quad (k_x = k_{xp} = k_{xm} = k_{xd})$$

$$\sqrt{\varepsilon_p} \sin \theta = \sqrt{\varepsilon_m} \sin \theta_m = \sqrt{\varepsilon_d} \sin \theta_d$$

$k_x$  : le vecteur d'onde du plasmon parallèle a l'interface est conservé.

$$\text{Où} \quad k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_p} \sin \theta$$

$$\text{le milieu prisme} \quad k_{xp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_p} \cos \theta$$

$$\text{le milieu métallique :} \quad k_{zm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_m} \cos \theta_m = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_m - \varepsilon_p \sin^2 \theta} \quad (3.1)$$

$$\text{le milieu diélectrique} \quad k_{zd} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d} \cos \theta_d = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d - \varepsilon_p \sin^2 \theta}$$

## 2. Expressions des champs électromagnétiques et calcul des réflectivités d'interfaces

Nous considérons une onde électromagnétique incidente, monochromatique de pulsation  $\omega$ , polarisée transverse magnétique faisant un angle  $\theta$  avec l'axe  $\mathbf{z}$ . L'onde se propage, et subit une réflexion à l'interface  $\mathbf{z} = \mathbf{d}$ , le reste pénètre dans le métal puis se réfléchit sur l'interface  $\mathbf{z} = \mathbf{0}$ , ou une partie est transmise dans le milieu diélectrique (permittivité  $\varepsilon_d$ ).

Nous allons écrire le champ électrique  $\mathbf{E}$  dans les trois milieux, en tenant compte des conditions de continuité aux interfaces, pour obtenir la condition d'existence d'un plasmon à l'interface métal - diélectrique dans ce modèle à trois couches.

Dans le milieu  $p(z \geq d)$  :

## Résultat et calcul analytique

$$\vec{E}_p = \vec{E}_i + \vec{E}_r$$

$$\vec{E}_p = [ \vec{E}_{pi} \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) + E_{pr} \exp(i \vec{k}' \cdot \vec{r}) ] e^{-i\omega t}$$

Avec:  $\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x - k_{zp}(z-d)$  et  $\vec{k}' \cdot \vec{r} = k_x x + k_{zp}(z-d)$

$$\vec{E}_p = [ \vec{E}_{pi} \exp(i(k_x x - k_{zp}(z-d))) + \vec{E}_{pr} \exp(i(k_x x + k_{zp}(z-d))) ] e^{-i\omega t} \quad (3.2a)$$

$$\text{avec: } \begin{cases} \vec{E}_{pi} = E_{px} (1, 0, k_x/k_{zp}) \\ \vec{E}_{pr} = r_p E_{px}(-1, 0, k_x/k_{zp}) \end{cases} \quad (3.2b)$$

Dans le milieu métallique ( $0 \leq z \leq d$ ) :

$$\vec{E}_m = [ \vec{E}_{mi} \exp(i(k_x x - k_{zm} z)) + \vec{E}_{mr} \exp(i(k_x x + k_{zm} z)) ] e^{-i\omega t} \quad (3.3a)$$

$$\text{avec: } \begin{cases} \vec{E}_{mi} = E_{mx} (1, 0, k_x/k_{zm}) \\ \vec{E}_{mr} = r_m E_{mx}(-1, 0, k_x/k_{zm}) \end{cases} \quad (3.3b)$$

Dans le diélectrique ( $z \leq 0$ ) :

$$\vec{E}_d = [ \vec{E}_{dt} \exp(i(k_x x - k_{zd} z)) ] e^{-i\omega t} \quad (3.4a)$$

avec:

$$\vec{E}_{dt} = E_{dx} (1, 0, k_x/k_{zd}) \quad (3.4b)$$

les conditions de continuité :

Ecrivons les conditions de continuité de la composante tangentielle de  $E$  et  $\vec{D}$  de la composante normale de  $D$  ( $D = \epsilon \vec{E}$ ) respectivement aux interfaces :

- milieu p-métal :  $E_p \vec{T}_{z=d} = E_m \vec{T}_{z=d} \quad ; \quad D_p \vec{T}_{z=d} = D_m \vec{T}_{z=d}$

$$\begin{cases} (1-r_p)E_{px} = E_{mx} ( \exp(-ik_{zm}d) - r_m \exp(ik_{zm}d) ) \\ (1+r_p)E_{px} \epsilon_p k_{zm} = E_{mx} \epsilon_m k_{zp} ( \exp(-ik_{zm}d) + r_m \exp(ik_{zm}d) ) \end{cases} \quad (3.5)$$

- milieu métal- diélectrique:  $E_m \vec{T}_{z=0} = E_d \vec{T}_{z=0} \quad ; \quad D_m \vec{T}_{z=0} = D_d \vec{T}_{z=0}$

## Résultat et calcul analytique

---

$$\begin{cases} (1-r_m)E_{mx} = E_{dx} \\ (1+r_m)E_{mx} \quad \varepsilon_m k_{zd} = E_{dx} \quad \varepsilon_d k_{zm} \end{cases} \quad (3.6)$$

A partir des équations ( 3.13 ) et ( 3.14 ) on peut calculer **les coefficients**

**de réflexion  $r_p, r_m$  :**

$$\left\{ \begin{array}{l} r_p = \frac{\varepsilon_m k_{zp}(1+A) - \varepsilon_p k_{zm}(1-A)}{\varepsilon_m k_{zp}(1+A) + \varepsilon_p k_{zm}(1-A)} \\ r_m = \frac{\varepsilon_d k_{zm} - \varepsilon_m k_{zd}}{\varepsilon_d k_{zm} + \varepsilon_m k_{zd}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{c} \boxed{\begin{array}{c} \varepsilon_p \\ \varepsilon_m \\ \varepsilon_d \end{array}} \quad \begin{array}{c} \updownarrow \\ d \end{array} \end{array} \quad (3.7)$$

avec:  $A = r_m \exp(2ik_{zm}d)$

On pourra alors calculer **la réflectivité** du système définie par :

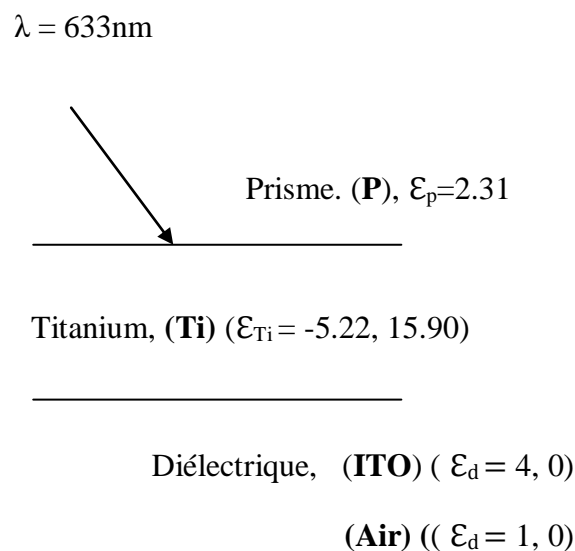
$$R = |r_p|^2 \quad (3.8)$$

# Résultat et calcul analytique

Nous avons basé notre étude sur la configuration Kretschmann, où le couplage optique d'une lumière incidente à l'oscillation collective est régie par l'épaisseur métallique au long d'une interface entre un métal et un diélectrique. Le milieu incident de cette structure est considéré comme semi-infini et possède une permittivité  $\epsilon_p=2.31$ , correspondant au prisme. Le milieu émergent, semi-infini également, est constitué par l'air ambiant, de permittivité  $\epsilon_a=1$ , et l'Indium Tin Oxyde (ITO), de permittivité  $\epsilon_p=4$ . Nous avons pris le cas de l'argent (Ag) qui fait contact avec le prisme optique et un diélectrique (air ou indium titanium oxyde ITO) et une autre fois le Titanium (Ti). L'onde électromagnétique incidente est de longueur d'onde dans le domaine visible ( $\lambda = 633\text{nm}$ ).

Nous avons appliqué ce formalisme analytique sur deux cas d'interfaces dont les résultats obtenus sont les suivants :

## 1. Interface P/Ti / ITO



**Fig.3.2.** Géométrie de Kretschmann applique pour des données réelles.

Définitions des paramètres optiques de structure:

$$\lambda = 633\text{nm} \quad n_{\text{Ti}} = 2.4 + i3.313 \quad n_{\text{ITO}} = 2 + i0.001 \quad n_{\text{P}} = 1.52$$

$$\text{Angle d'incidence } \theta_{\min} = 30^\circ, \theta_{\max} = 80^\circ$$

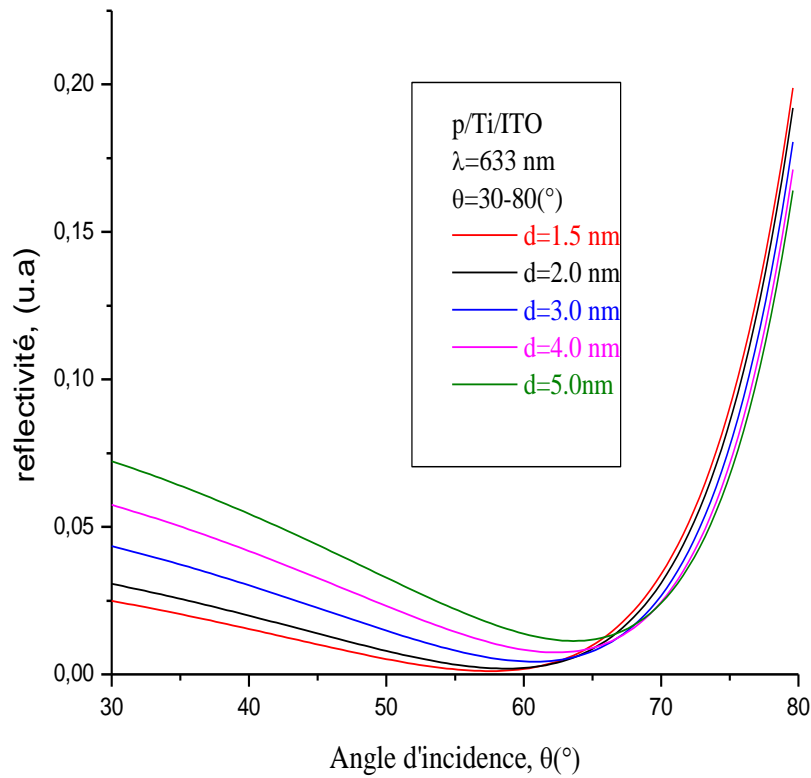
$$\epsilon_p = 2.31$$

$$\epsilon_{\text{Ti}} = -5.22 + i15.9$$

## Résultat et calcul analytique

$$\epsilon_{Ag} = -22.54 + i1.33$$

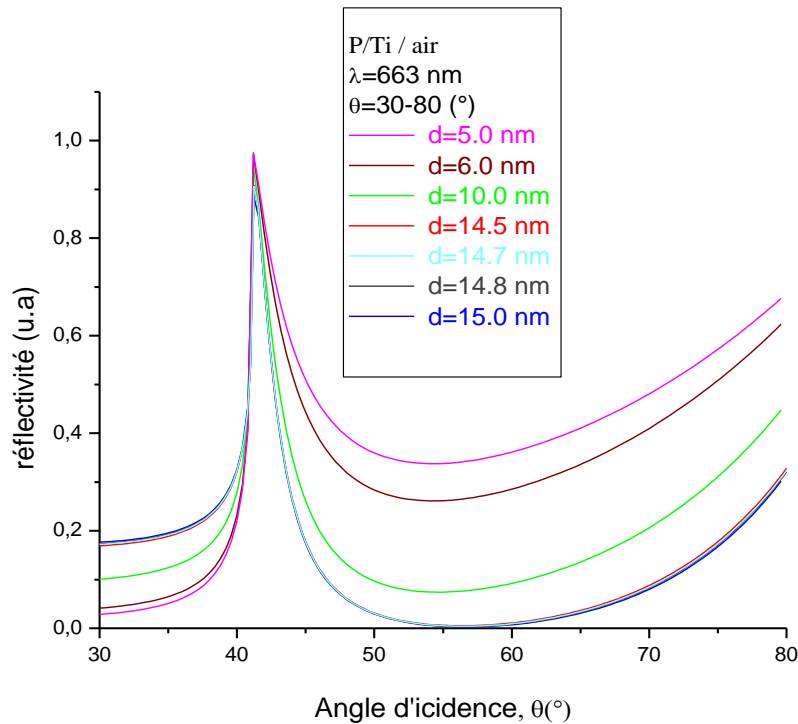
$$\epsilon_{ITO} = 4 + i0$$



**Fig. 1** : Influence de l'épaisseur  $d$  du Titanium sur la résonance plasmonique sur la structure P/ Ti /ITO que l'on excite par une onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda = 633$ nm et où  $\epsilon_{ITO} = 4$ .

Le creux de la réflectivité est optimum à la résonance plasmonique pour  $d_{Ti} = 1.5$ nm dont la largeur est fortement élargie par absorption. Cet effet est due en particulier à l'angle de perte du Ti (  $\tan \alpha = \text{Im } \epsilon_{Ti} / \text{Re } \epsilon_{Ti} = 3.04$  ).

## 2. Interface P/Ti / air

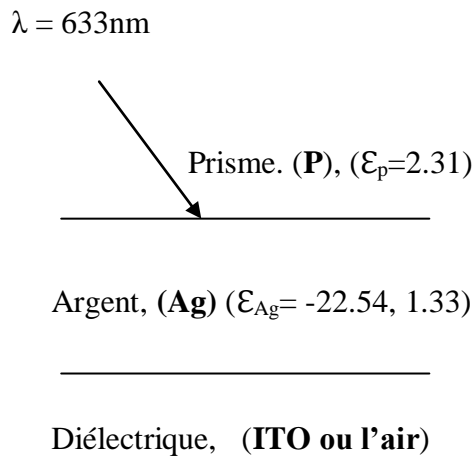


**Fig. 2** : Influence du milieu diélectrique environnant  $\epsilon_d=1$  sur le profil de la résonance plasmonique pour différentes conditions sur l'épaisseur du Ti pour la même géométrie de la figure 1.

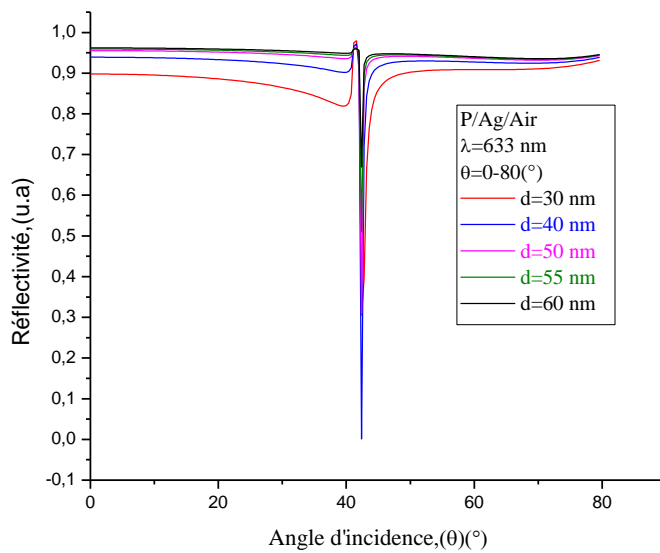
Un milieu diélectrique de faible permittivité  $\epsilon_d$  permet de contrôler différemment la résonance plasmonique par rapport au cas précédent (Cf. Fig. 1). La contribution de ce milieu faiblement dispersif génère différents ordres des modes plasmons (deux résonances PS). En outre, le taux de la réflectivité reste lié à l'épaisseur du Titanium qui doit être plus importante que dans le cas de la figure 1.

Dans le sens d'appuyer l'influence de la nature optique du matériau qui joue un rôle très important à la manipulation de la résonance plasmon de surface, nous faisons une comparaison systématique du profil de la réflectivité sur la structure p/Ag /air à la même longueur d'onde  $\lambda = 633$ nm

## 3. Interface P/Ag/air et P/Ag/ITO.

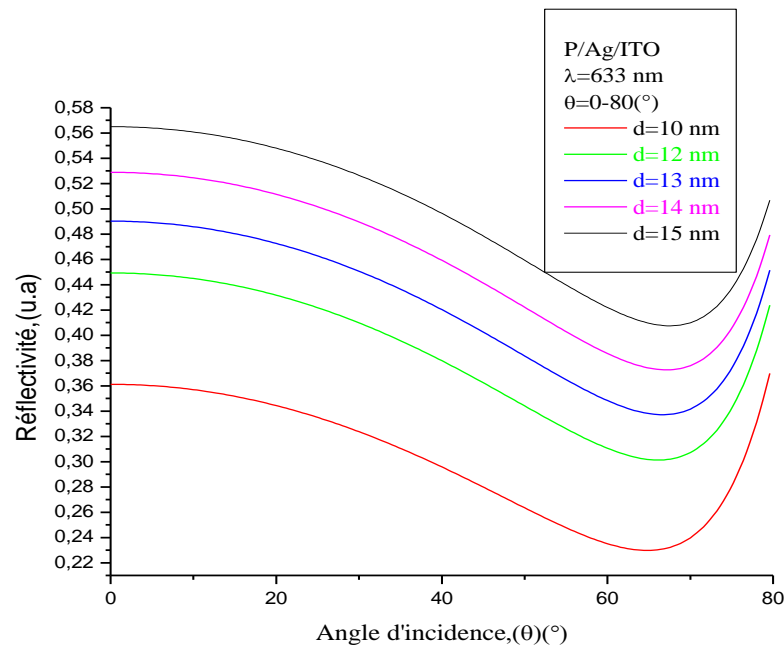


**Fig.3.3.** Géométrie de Kretschmann



a) P/Ag/Air





b) P/Ag/ITO

**Fig. 3 :** Influence de l'épaisseur  $d$  sur le profil de la réflectivité sur la structure a) P/Ag/air et b) P/Ag/ITO.

A l'appui de ce profil de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence, la résonance plasmonique sur l'Ag faisant un contact avec un milieu diélectrique de faible dispersion est plus sélective angulairement (Cf. Fig. 3a)). La caractéristique sur la résonance PS est qu'un matériau à faible contribution en dispersion ( $\text{Im}\epsilon_m$ ) affine la SPR et où l'épaisseur fiable est plus importante que celle d'un matériau à fort angle de perte. Par contre, la résonance PS est fortement élargie dans le cas d'un diélectrique de forte dispersion et où l'épaisseur du métal (Ag) contrôle le taux énergétique de transfert au plasmon de surface.

D'après les interprétations reportées dans cette partie, nous pouvons retenir que la résonance plasmon de surface qui se génère sur une structure typique dite de Kretschmann est un moyen de caractérisation de la nature des milieux diélectriques environnants un matériau conducteur et est sensible à tous les paramètres de la structure. L'intérêt particulier porté à de telle structure sur laquelle existe la résonance plasmon est la réalisation d'un guide d'onde dont les performances optiques reviennent à l'optimisation des paramètres impliqués dans la géométrie.