

## 1. Introduction

Dans cette partie, nous abordons l'étude du profile de la réflectivité lumineuse prédite analytiquement pour montrer la présence de la résonance angulaire. Ainsi, nous dégagons en particulier l'optimisation des paramètres optiques de la géométrie adoptée relatives à la présence des modes plasmons. D'autre part, nous montrons l'effet de la concentration des porteurs de charge (selon les deux types de dopage p et n) du silicium. En effet, ce matériau étant un semi-conducteur, il est par évidence de pouvoir définir quantitativement un seuil sur la concentration impliquant une sensibilité sur la propagation des modes plasmon de surface (appelés encore plasmon-polaritons de surface) et voir aussi le caractère de conducteur parfait (comparé à l'or par exemple).

Pour se confirmer la possibilité de générer les modes PPS sur une telle structure, nous avons adopté les deux conditions  $|\varepsilon'_m| \gg \varepsilon''_m$ , où  $\varepsilon'_m$  et  $\varepsilon''_m$  sont les parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique du silicium. Cette condition est bien vérifiée sur le silicium dans l'intervalle spectrale 1-20 $\mu$ m. Dans cet intervalle, les deux termes complexes contribuant aux deux effets optiques : dispersion, absorption (d'une onde électromagnétique à travers un milieu matériel) peuvent devenir sensiblement égaux avec une petite différence. Cette hypothèse posée par plusieurs auteurs [Barnes] en utilisant Ag, Au, Cu, ect... n'est pas contraignante pour le cas du Si. Toutefois, l'existence des PPS sur un matériau donnée impose la condition essentielle

$\varepsilon'_m < -1$  ; une condition vérifiée dans notre cas.

## 2. Modèle d'indice de réfraction du Si dépendant du dopage

Le silicium est caractérisé par son indice de réfraction  $n_{Si} = \sqrt{\varepsilon_{Si}}$ , tel que la permittivité complexe est donnée par :

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i/\tau)] \quad (\text{II -1})$$

avec

$$\omega_p^2 = Ne^2 / (m^* \varepsilon_0) \quad (\text{II -2})$$

$$\tau = m^* / (Ne^2 \rho) \quad (\text{II -3})$$

$$\lambda = 2\pi c / \omega \quad (\text{II -4})$$

Note :  $m^* = 0.34m_0$  ( pour le dopage p)

(II -5)

$$m^* = 0.27m_0 \text{ ( pour le dopage n)}$$

où  $e$  est la charge de l'électron de masse et  $m_0$ ,  $c$  la vitesse de la lumière.

[ F. Marquier et al. Optics Communications 237 (2004) 379–388]

Pour la concentration  $N$  et la résistivité  $\rho$  les valeurs sont tabulées comme suite :

Concentration N (cm <sup>-3</sup> )	Résistivité $\rho$ ( $\Omega\text{cm}$ )	
	type p	type n
$3 \times 10^{19}$	$3.5 \times 10^{-3}$	$2.5 \times 10^{-3}$
$8 \times 10^{19}$	$1.5 \times 10^{-3}$	$1.0 \times 10^{-3}$
$2 \times 10^{20}$	$6.0 \times 10^{-4}$	$5.0 \times 10^{-4}$
$3 \times 10^{20}$	$4.0 \times 10^{-4}$	$4.0 \times 10^{-4}$
$4 \times 10^{20}$	$3.0 \times 10^{-4}$	$3.6 \times 10^{-4}$
$5 \times 10^{20}$	$2.5 \times 10^{-4}$	$3.4 \times 10^{-4}$

**Table. (II-1)**: Dépendance de la résistivité. en fonction de la concentration des porteurs de charge du silicium d'après la référence [Handbook]

En explicitant l'équation (II-1) en termes réel et complexe,  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m + i \varepsilon''_m$  nous traçons leurs dépendance dans l'intervalle spectrale  $\lambda=1-20\mu\text{m}$  pour différentes concentrations  $N$  selon le type de dopage n.

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{II -6})$$

avec

$$\varepsilon'_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad (\text{II -7})$$

$$\varepsilon''_m(\omega) = \frac{\omega_p^2 \cdot \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{II -8})$$

A partir des données précédentes, nous avons entrepris l'étude numérique de ces termes : Eqs (II-7) et (II-8) en fonction de la longueur d'onde pour les concentrations regroupées dans la table. (II-1). Les résultats sont résumés sur les (figs (.II- 1)et(II-2) ,(II-3) , (II-4). On peut voir que  $\varepsilon'_{Si}$  présente des valeurs négatives dans l'intervalle

(1- 20 $\mu\text{m}$ ). Ainsi le silicium est un bon candidat à la génération des modes PPS. L'effet d'augmenter la concentration pour le dopage p est que la contribution de la dispersion est décalée vers les grandes fréquences (longueurs d'onde vers l'infrarouge proche). Un effet similaire se produit pour la contribution de l'absorption. Ces effets sur le silicium sont comparables à ceux des métaux conducteurs.

## 2.1. Dopage type ( n )

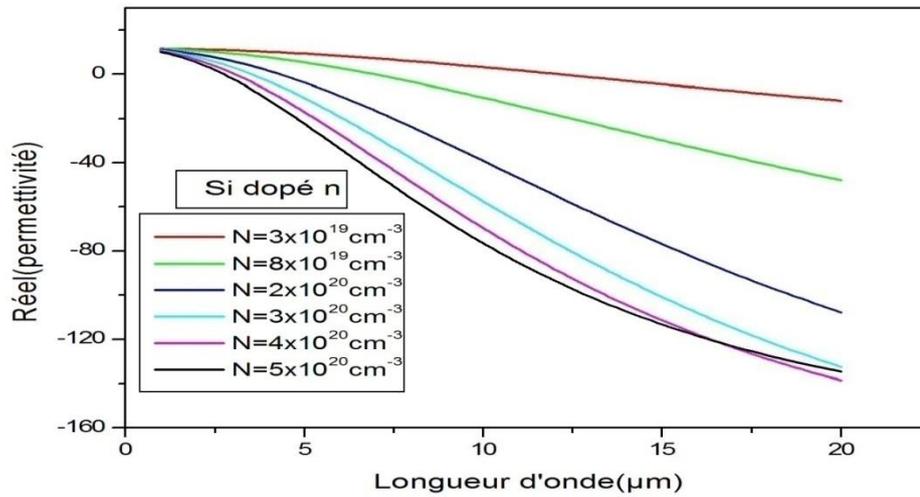


Fig. (II-1) : Comportement de la permittivité du silicium (dopé n) en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration N des porteurs de charge : a) partie réelle

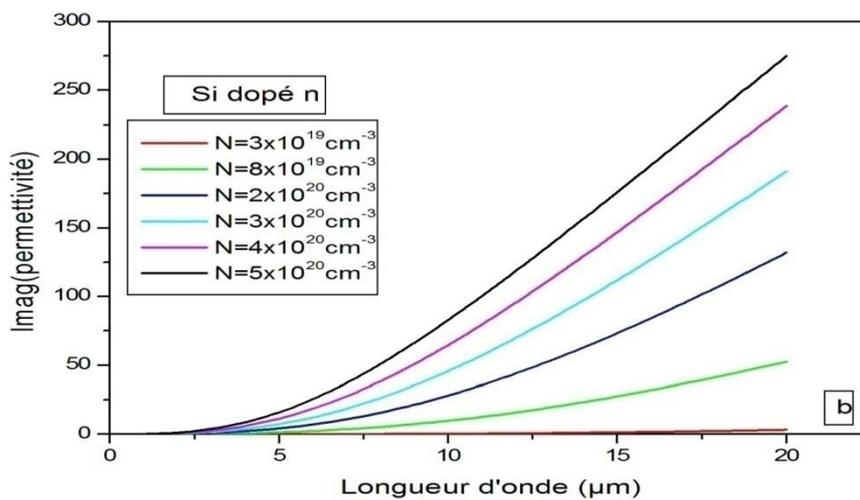


Fig.(II-2) : Comportement de la permittivité du silicium (dopé n) en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration N des porteurs de charge : b) partie imaginaire.

Du point de vue effet de cette composante diélectrique, elle contribue à la dispersion optique de l'onde incidente par le matériau impliqué. La différence du silicium par rapport aux métaux alcalins, par exemple l'argent, l'or, ect, est que la partie imaginaire  $\epsilon_m''(\omega)$  contribue de façon significative à l'effet de l'absorption optique de l'onde incidente en augmentant la concentration N pour devenir comparable à la partie réelle. Ainsi, les propriétés des plasmons-polaritons excités sur la structure dopée n sont fortement modifiées par l'effet d'absorption selon l'intervalle spectrale d'excitation par champ électromagnétique incident. Dans la suite de ce chapitre, nous allons définir une bande gap,

$$\Delta E = \hbar(\omega_p - \omega_{sp}) \quad (\text{II -9})$$

dans laquelle la nature de l'onde se propageant à travers la structure est contrôlée relativement à la concentration. Cette caractéristique insinuée fait appel à l'étude analytique de la relation de dispersion typique  $k_{sp}(\omega)$  dans les différentes conditions de la concentration. Nous soulignons cette hypothèse remplie par le silicium excité dans l'intervalle  $\lambda = 1-20\mu\text{m}$ , i.e., que  $|\epsilon'|$  peut être égale et ou supérieure à  $\epsilon_m''$  et l'onde de surface recherchée existe. Dans le cas des métaux alcalins,  $|\epsilon'| \gg \epsilon_m''$ , la génération de l'onde de surface à la résonance plasmon est possible mais non affectée par l'effet d'absorption[Barnes]. Nous évoquons cette différence de l'effet d'absorption sur le profil de la réflexion en champ lointain sur l'Au et le silicium dopé.

## 2.2. dopage type (p)

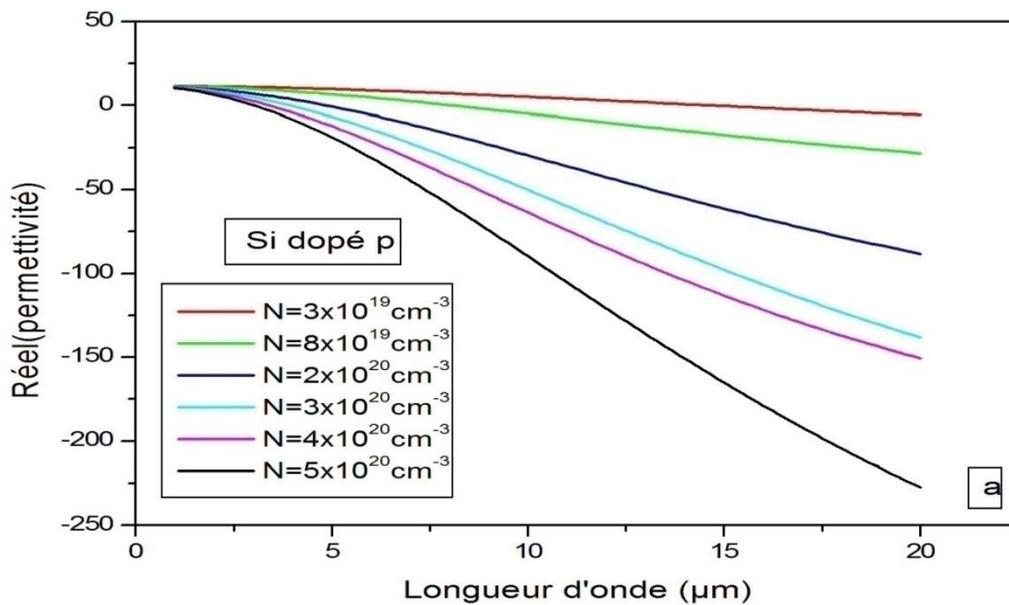


Fig.(II- 3) : Comportement de la permittivité du silicium (dopé p ) en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration N des porteurs de charge : a) partie réelle

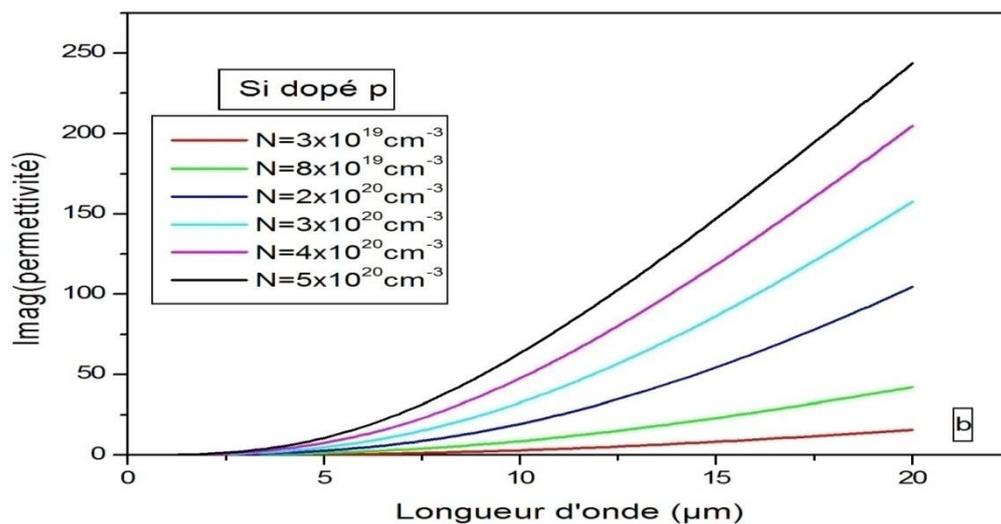


Fig. (II- 4) : Comportement de la permittivité du silicium (dopé p ) en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration N des porteurs de charge : b) partie imaginaire

### 2.3. Comparaison entre les deux types de dopage :

La différence du comportement des deux types de dopage est schématisée dans les fig.(II – 5)

La partie réelle de la permittivité dans le cas de dopage n et pour la concentration des porteurs de charge  $N = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  les comportements des deux types étaient rapprochés même il existe certaines différences fig. (II-5) – a) .

La partie imaginaire du comportement des deux types dans l'intervalle de la longueur d'onde ( 0-20) $\mu\text{m}$  apparaît identique, mais il y a une différence apparemment claire entre les deux types au niveau de la valeur de permittivité fig. (II-5) – b) et Tab (II – 2)

La partie imaginaire du permittivité			
Longueur d'onde( $\mu\text{m}$ )	Dopage n	Dopage p	$\Delta\epsilon$
2.5	0	0	0
10	25	40	15
15	95	135	30
20	155	190	35

Table .(II – 2) Comparaison entre les deux types de dopage

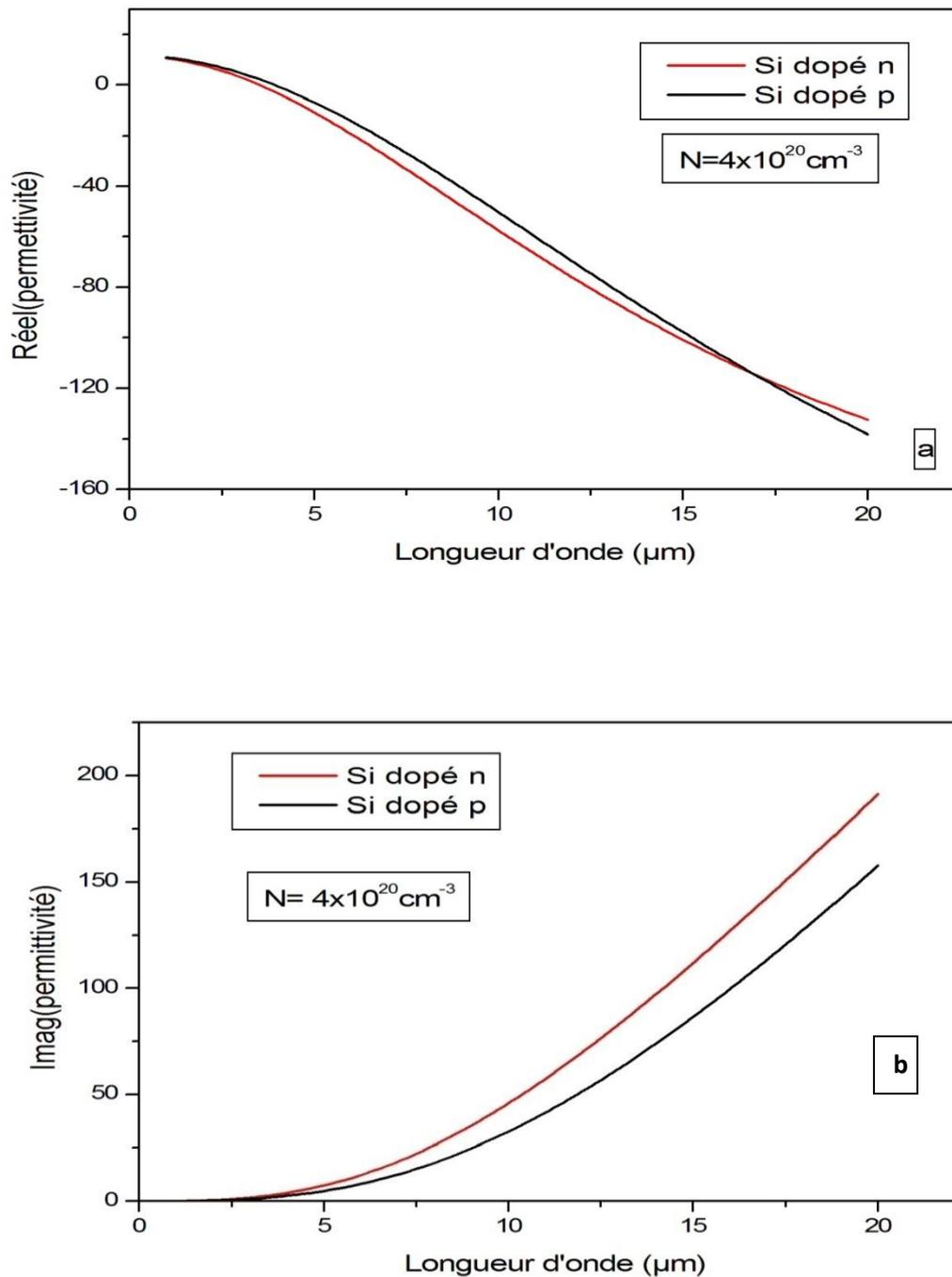


Fig.( II-5) : Comportement de la permittivité en fonction de la longueur d'onde pour la concentration  $N$  des porteurs de charge fixée du silicium (dopé p) par rapport du silicium (dopé n): a) partie réelle, et b) partie imaginaire

## 2.4. Comparaison entre le Si et métal (Ag)

La variation de permittivité (absorption et dispersion) du silicium et les autres métaux(exemple : Ag) est représentée par les courbes suivantes :A partie de la comparaison qu'ou à effectue sur la Si par rapport avec les autres matières ( Ex : Ag ) ou a vu que la variation de permittivité de Si (absorption et dispersion ) est identique a celui de Ag . pour tant l'étude du Si dans l'intervalle approche de l'infrarouge et  $|\epsilon'_m| > \epsilon''_m$  , et Ag était dans l'intervalle visible et  $|\epsilon'_m| \gg \epsilon''_m$  et  $\omega_p = 1.2 \times 10^{16}$  (rd.s<sup>-1</sup>) et  $\Gamma = 1.45 \times 10^{13}$  (rd.s<sup>-1</sup>) il cela vraiment une nouvelle idée .fig. (II-6) a-b

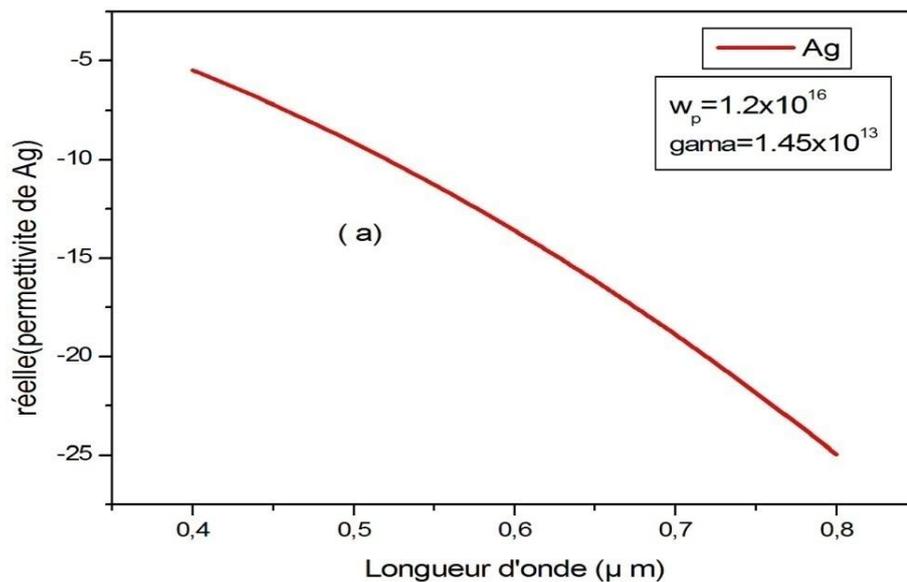


Fig.(II- 6) : Comportement de la permittivité du Ag en fonction de la longueur d'onde

a) partie réelle

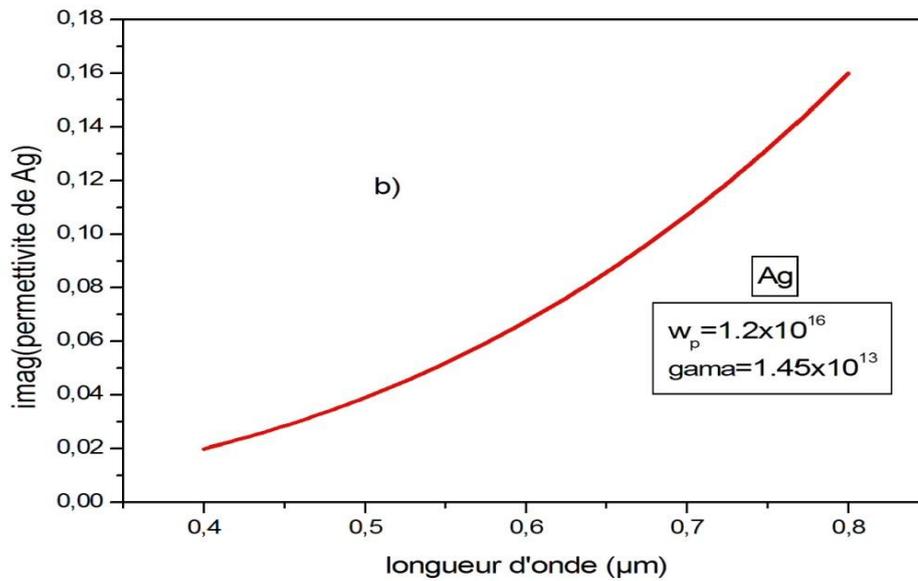
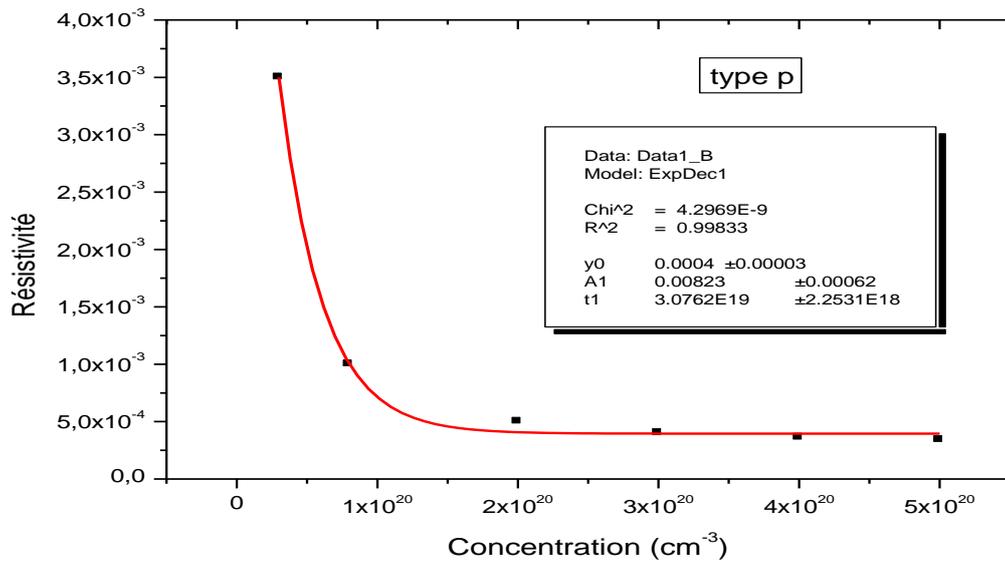


Fig.(II- 6) : Comportement de la permittivité du Ag en fonction de la longueur d'onde

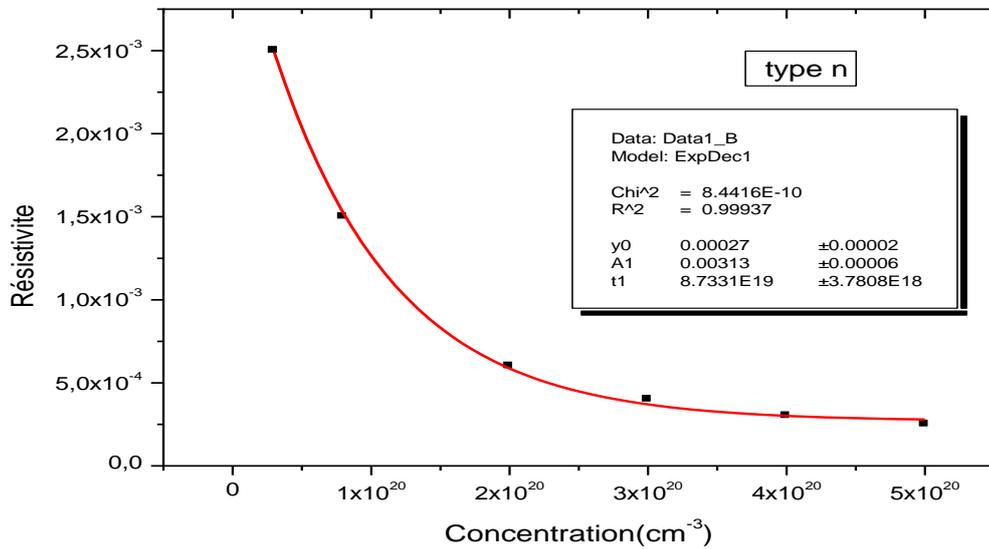
b) partie imaginaire

### 3. Caractéristique complémentaire du silicium

Les paramètres  $N$  et  $\rho$  caractérisant le silicium sont recueillis d'après la référence [ Handbook]. Leur dépendance pour les deux types de dopages  $p$  et  $n$  sont traduites par la fig.(II-7).(II-8) Au moyen de logiciel numérique, cette dépendance prévoit un modèle de "fitting" dont les expressions sont mentionnées comme suite



**Fig.(II-7) :** Dépendance de la résistivité en fonction de la concentration N des porteurs de charge du silicium dopage p.



**Fig.(II-8) :** Dépendance de la résistivité en fonction de la concentration N des porteurs de charge du silicium dopage n.

## 4. Etude de la résonance angulaire sur le profil de la réflectivité d'interface

### 4.1. Introduction

Les modes plasmons produits par les interactions entre les photons-électrons libres se propageant le long d'une interface entre un matériau et un diélectrique sont excités au delà de la réflexion totale d'un faisceau incident. Leur présence est donc marquée par une résonance angulaire  $\theta_{\text{PPS}} > \theta_c$  (angle critique) sur le coefficient de réflexion. Pour confirmer cette caractéristique, nous avons adopté le modèle à trois couches diélectrique ((cf. Fig.( II-9)). Les paramètres calculés sont présentés dans la partie suivante.

### 4.2. Etude la réflexion lumineuse sur une interface silicium dopé - diélectrique

#### 4.2.1. Géométrie adoptée

On considère un empilement à trois couches définies par leurs fonctions diélectriques  $\varepsilon_p$ ,  $\varepsilon_m$  et  $\varepsilon_d$  tel que  $\varepsilon_p > \varepsilon_d$ . La structure est irradiée sous une incidence  $\theta_i$  par une onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda$ , et de polarisation transverse magnétique (TM). La fonction diélectrique  $\varepsilon_m(\omega)$  du matériau admet une dépendance avec la fréquence  $\omega = 2\pi c/\lambda$ . Cette configuration est décrite par la fig.(II-9)

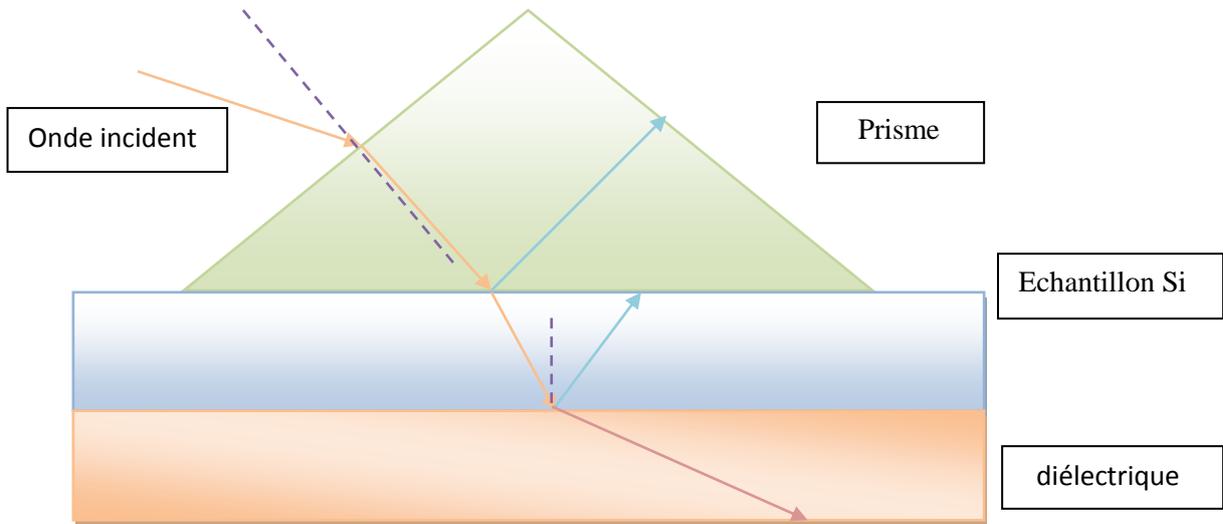


Figure .(II - 9)

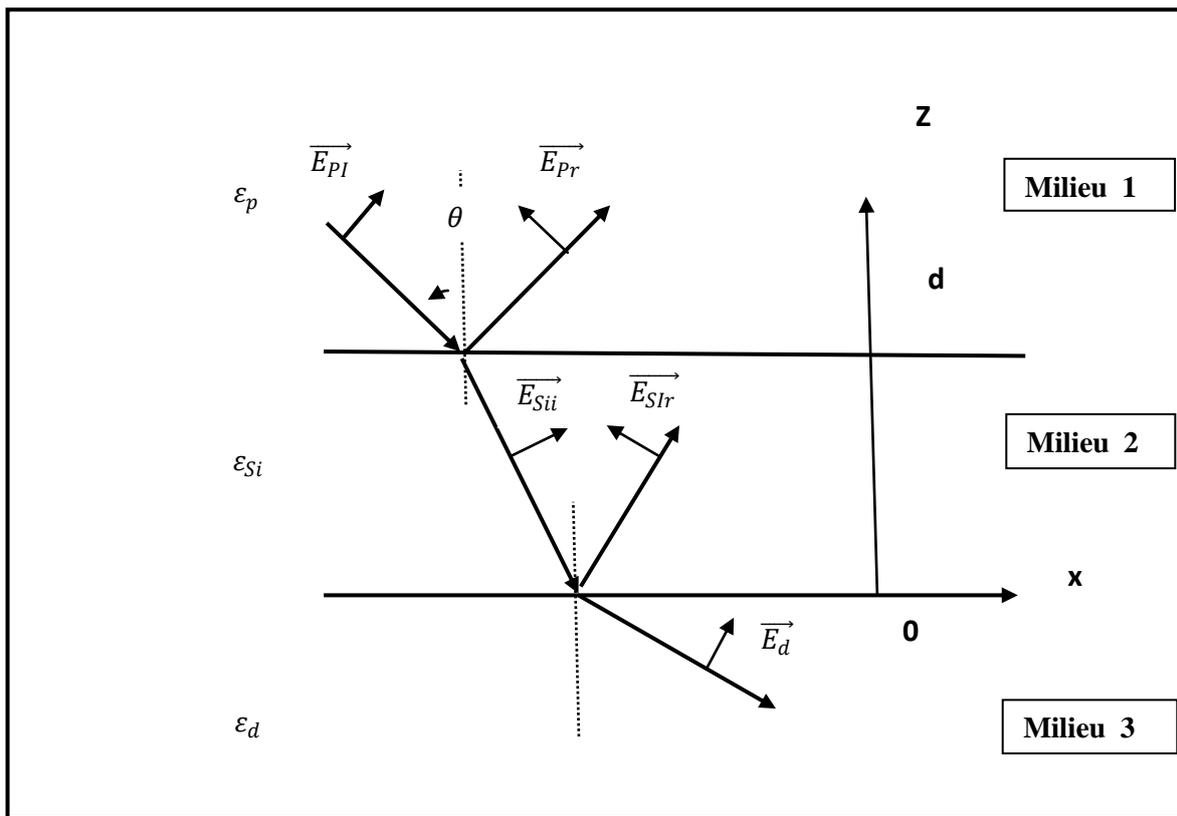


Figure .(II-10) : Modèle géométrique pour l'excitation de l'onde de surface.

### 4.2.2. Champ électrique de propagation

L'onde incidente sur la structure précédemment décrite subit des réflexions et transmission à travers le volume des différentes couches. Ainsi, la propagation de l'onde électromagnétique se décrit par divers champs électriques que nous allons spécifier comme suite :

dans le milieu p à la coordonnée  $z \leq d$  :

$$\vec{E}_p = \left[ \vec{E}_{pi} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} + \vec{E}_{pr} e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}} \right] e^{-i\omega t} \quad (\text{II -10})$$

avec :

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x \cdot x - k_{zp} \cdot (z - d)$$

Et

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

$$\vec{E}_{pi} = E_{px} (1, 0, k_x/k_{zp}) \quad (\text{II -11})$$

$$\vec{E}_{pr} = r_p E_{px} (-1, 0, k_x/k_{zp}) \quad (\text{II -12})$$

où  $k_{xi}$ ,  $k_{zi}$  désignent les composantes selon x et z des vecteurs d'onde dans les milieux p, m et d respectivement.

Ces ondes étant planes, nous avons pour le vecteur d'onde selon x dans le milieu d'incidence:

$$k_x = \sqrt{\varepsilon_p} \frac{\omega}{c} \sin \theta \quad (\text{II -13})$$

et

$$k_{zp} = \sqrt{\varepsilon_p} \frac{\omega}{c} \cos \theta \quad (\text{II -14})$$

Dans le milieu ( silicium) situé à la coordonnée  $0 \leq z \leq d$  , le champ électrique totale s'écrit :

$$\vec{E}_{Si} = \left[ \vec{E}_{Si i} e^{i(k_x x - k_{zSi} z)} + \vec{E}_{Si r} e^{i(k_x x + k_{zSi} z)} \right] e^{-i\omega t} \quad (\text{II -15})$$

avec

$$\vec{E}_{Si i} = E_{Si x} ( 1, 0, k_x / k_{zSi} ) \quad (\text{II -16})$$

$$\vec{E}_{Si r} = r_{Si} E_{Si x} ( - 1, 0, k_x / k_{zSi} ) \quad (\text{II -17})$$

Dans le milieu diélectrique supposé l'air ambient dans la suite situé à la coordonnée  $z \leq 0$  , le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}_d = \vec{E}_{d i} e^{i(k_x x - k_{zd} z)} e^{-i\omega t} \quad (\text{II -18})$$

avec

$$\vec{E}_{d i} = E_{dx} ( 1, 0, k_x / k_{zd} ) \quad (\text{II -19})$$

En appliquant les conditions de continuité de la composante tangentielle de  $\vec{E}$  et de la composante normale du vecteur déplacement  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  respectivement aux deux interfaces p-m et m-d, il est aisement déduit le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} E_{px} ( 1 + r_p ) = E_{Si} ( e^{-ik_{zSi} d} - r_{Si} e^{ik_{zSi} d} ) \\ \epsilon_p E_{px} ( 1 + r_p ) k_{zSi} = \epsilon_{Si} E_{Si x} ( e^{-ik_{zSi} d} + r_{Si} e^{ik_{zSi} d} ) k_{zp} \\ E_{Si x} ( 1 - r_{Si} ) = E_{dx} \\ \epsilon_{Si} E_{Si x} ( 1 + r_{Si} ) k_{zd} = \epsilon_d E_{dx} k_{zSi} \end{cases} \quad (\text{II -20})$$

Ce dernier système d'équations permet d'exprimer les coefficients de réflexion d'interfaces respectivement aux coordonnées  $z = d$  et  $z = 0$  :

$$r_{p-Si} = \frac{\epsilon_{Si} k_{zp} ( 1 + A ) - \epsilon_p k_{zSi} ( 1 - A )}{\epsilon_{Si} k_{zp} ( 1 + A ) + \epsilon_p k_{zSi} ( 1 - A )} \quad (\text{II -21})$$

$$r_{\text{Si-d}} = \frac{\varepsilon_d k_{z\text{Si}} - \varepsilon_{\text{Si}} k_{zd}}{\varepsilon_{\text{Si}} k_{z\text{Si}} + \varepsilon_{\text{Si}} k_{zd}} \quad (\text{II -22})$$

avec :

$$A = r_{\text{Si-d}} e^{2ik_{z\text{Si}} d} \quad (\text{II -23})$$

Finalement pour la réflectivité qui décrit les caractéristiques des modes PPS, elle est donnée par la quantité :

$$R = |r_p|^2 \quad (\text{II -24})$$

Pour se faire une idée sur la présence des modes excités sur le silicium, on fait recours à une étude analytique de l'équation (II-24) en introduisant les paramètres optiques . Ces derniers étant contrôlés, l'optimisation de la présence des modes PPS est obtenue en introduisant en particulier l'effet de la concentration des porteurs de charge selon le type de dopage.

### 4.2.3. Etude de la résonance angulaire sur le profil de la réflectivité d'interface

L'onde de surface que nous cherchons en  $z = 0$  doit être caractérisée par des champs dont les amplitudes décroissent exponentiellement de part et d'autre de l'interface silicium – diélectrique .cela impose donc

$$k_{z\text{Si}} = i\alpha_{\text{Si}} \quad (\text{II -25})$$

$$k_{zd} = i\alpha_d \quad (\text{II -26})$$

avec réel  $(\alpha_{\text{Si}})$  et réel  $(\alpha_d) > 0$ .

L'interface p-m est le siège de la propagation de l'onde de surface excitée le long de celle-ci ; c'est-à-dire selon x. Son vecteur d'onde noté  $k_x^{SPP}$  est déduit par la résolution de l'équation typique de Maxwell à laquelle obeit le champ électrique de l'onde de surface :

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{II -27})$$

Les vecteurs d'onde dans le silicium et le milieu diélectrique selon  $z$  sont données respectivement par :

$$k_{zSi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{(\epsilon_{Si} - \epsilon_p \sin^2 \theta)} \quad (\text{II -28})$$

$$k_{zd} = \frac{\omega}{c} \sqrt{(\epsilon_d - \epsilon_p \sin^2 \theta)} \quad (\text{II -29})$$

#### 4.2.4. Etude numérique de la réflectivité sur le silicium dopé (n)

##### a) Effet de l'épaisseur sur la résonance angulaire

Nous supposons un prisme optique de permittivité  $\epsilon_p = 2,1$ . Le silicium étant un semi conducteur, sa concentration et sa résistivité récapitulées dans le Tableau.(II- 2) sont introduites sur les termes de sa fonction diélectrique complexe précédemment définie (cf. Eq. (II- ). Nous obtenons le profil de la réflectivité  $R(\theta)$  (cf. fig.(II-11) ) pour une épaisseur  $d$  donnée. Cette étude montre la présence d'une résonance angulaire qui fait signe d'une excitation des PPS et dont le taux est sensible à l'épaisseur de la couche du silicium. Le couplage optimale recherché est prédit ; i.e.,  $R(\theta) = 0\%$ , lorsque  $d = 80 \text{ nm}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 8,03 \mu\text{m}$ , où la permittivité du silicium est estimée comme indiqué dans le tableau(II- 2), et où la concentration des porteurs de charge est fixée à  $N = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Nous pouvons constater que la diminution de  $d < d_{\text{opt}}$ , décale la résonance angulaire  $\theta_{\text{sp}}$  loin de l'angle critique avec une croissance du taux de la réflectivité. Pour des faibles épaisseurs, le matériau devient transparent puisque la réflexion lumineuse augmente. En atteignant la résonance angulaire, pour le cas du silicium, nous constatons que le creux est plus large pour signifier que nous excitons des modes PPS sur un matériau avec pertes dues à l'absorption optique. Autrement dit, au-delà de la résonance angulaire plasmon, le creux est élargie.

$\lambda$ (Å)	$\epsilon'_m(\omega)$	$\epsilon''_m(\omega)$	$d$ (Å)	$\theta_{sp}$	$R(\theta)$ %
80300	-38.20	26.63	600	50.33	0.07%
			700	49.16	0.03%
			800	47.88	0.01%
			1115	46.39	0.01%

Table.(II- 3) : Caractéristiques des modes PPS excités à une longueur d'onde  $\lambda=8,03\mu\text{m}$ . pour une concentration  $N=3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

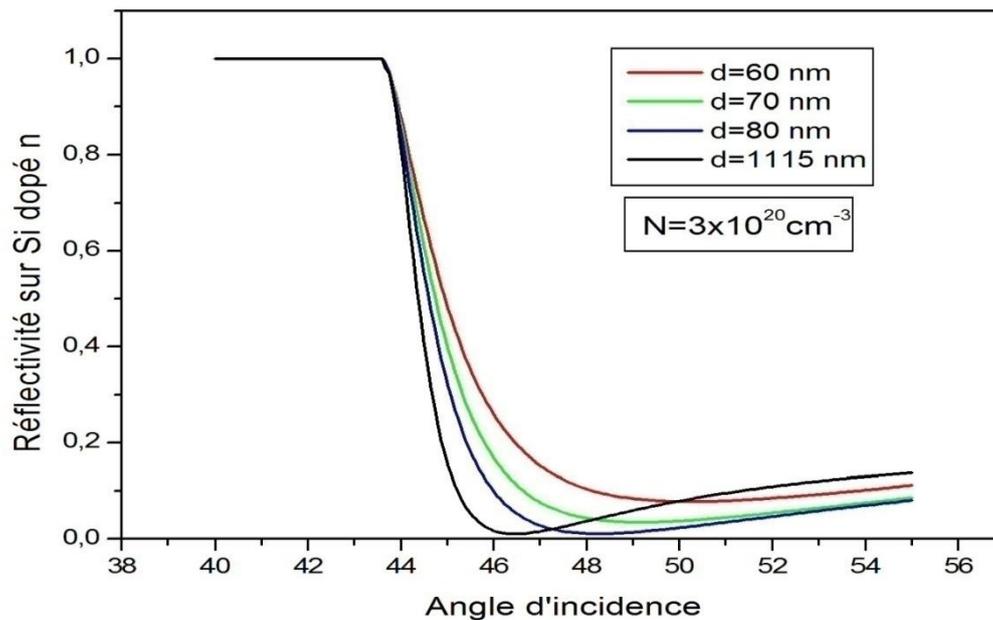


Fig. (II -11): Mesure de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence sur le silicium dopé n avec une concentration fixée  $N = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , et pour différentes épaisseurs ( $d = 60\text{-}111,5\text{nm}$ .)

## b) Effet de la concentration sur la résonance angulaire

A base de la même étude numérique de la réflectivité mesurée sur le silicium dopé, nous présentons l'effet de la concentration  $N$  sur ce profil pour une épaisseur  $d$  fixée. Les paramètres du système matériel sont résumés dans le table (II-4). En diminuant la concentration en porteurs de charge, la résonance angulaire plasmon est décalée loin de l'angle critique avec une augmentation du taux de réflectivité. Pour ce comportement, la fréquence plasma décroît proportionnellement avec la concentration et le matériau admet le comportement d'un bon conducteur de façon équivalente à celui des métaux. Toute fois, en atteignant la résonance angulaire du plasmon, par effet d'absorption le creux de la réflectivité est élargi(cf. fig (II-13))

$\lambda(\text{Å})$	$\epsilon'_m(\omega)$	$\epsilon''_m(\omega)$	$N(\text{m}^{-3})$	$\theta_{\text{spp}}$	$R(\theta)\%$
<b>80300</b>	<b>-24.06</b>	<b>15.86</b>	<b><math>2 \times 10^{26}</math></b>	<b>51.45</b>	<b>0.15%</b>
	<b>-38.32</b>	<b>26.63</b>	<b><math>3 \times 10^{26}</math></b>	<b>48</b>	<b>0.01%</b>
	<b>-49.08</b>	<b>38.82</b>	<b><math>4 \times 10^{26}</math></b>	<b>47</b>	<b>0.01%</b>

Table.(II- 4) : Caractéristiques des modes PPS excités à une longueur d'onde

$\lambda = 8,03 \mu\text{m}$ . pour un épaisseur  $d = 80 \text{ nm}$

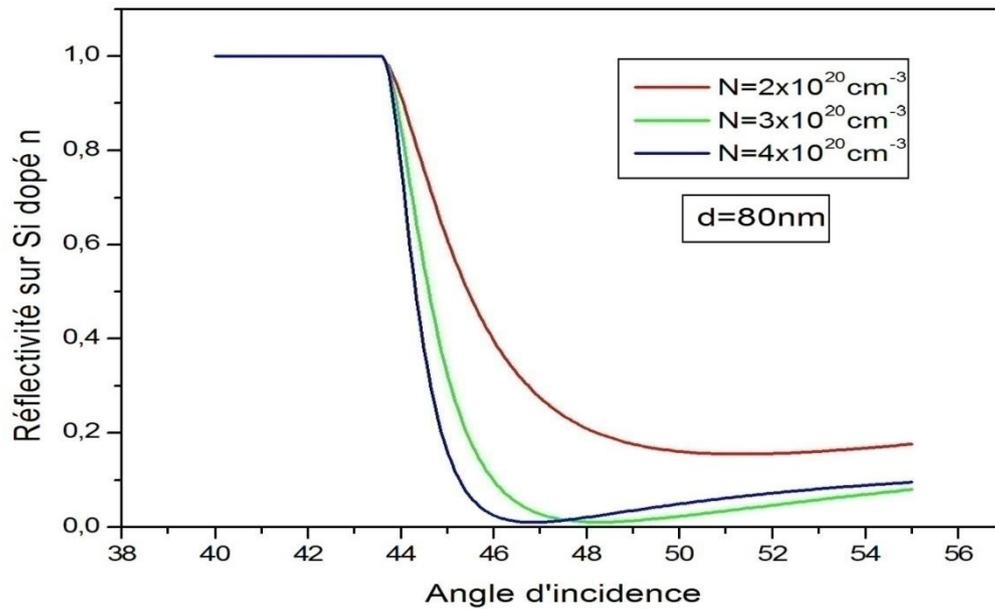


Fig .(II -12):: Influence de la concentration  $N$  sur réflectivité mesurée sur le silicium dopé  $n$  pour une épaisseur  $d = 80\text{nm}$ .

#### 4.2.5. Etude numérique de la réflectivité sur le silicium dopé (p)

##### a) Effet de l'épaisseur sur la résonance angulaire

Dans cette partie complémentaire, nous présentons les caractéristiques des modes PPS en champ lointain en considérant cette fois-ci un film du silicium dopé  $p$  dans les mêmes conditions géométrique et paramétrique décrites précédemment.

Dans ce cas, nous constatons que le profil de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour une concentration  $N$  fixée en porteurs de charge démontre la présence d'une excitation des modes PPS à la résonance angulaire  $\theta_{SP}$  dans la fig. (II-13) Il est bien apparent que le taux de réflectivité est optimum ; i.e., il s'effectue un couplage maximum quelque soit l'épaisseur du film ( $d= 60, 70$  et  $80\text{nm}$ ) . Il est prédit plutôt sur le profil de la réflectivité que le couplage optique optimal (transfert énergétique) est obtenu avec un décalage angulaire dépendant fortement de l'épaisseur  $d$ . Cette caractéristique remarquable (sur le taux de la réflectivité) (fig(II-13) est différente que celle du cas où le silicium est dopé  $n$ . Les paramètres impliqués dans cette analyse sont regroupés dans le table (II- 5).

$\lambda(\text{nm})$	$\epsilon'_m(\omega)$	$\epsilon''_m(\omega)$	$d(\text{nm})$	$R(\theta)\%$	$\theta_{\text{sp}}$
8030	-38	26	60	0.01	48
			70	00	47
			80	00	46.18

Table(II- 5) : Caractéristiques des modes PPS excités à une longueur d'onde  $\lambda=8,03\mu\text{m}$  et une concentration donnée  $N = 3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$  dans cas du silicium dopé type p

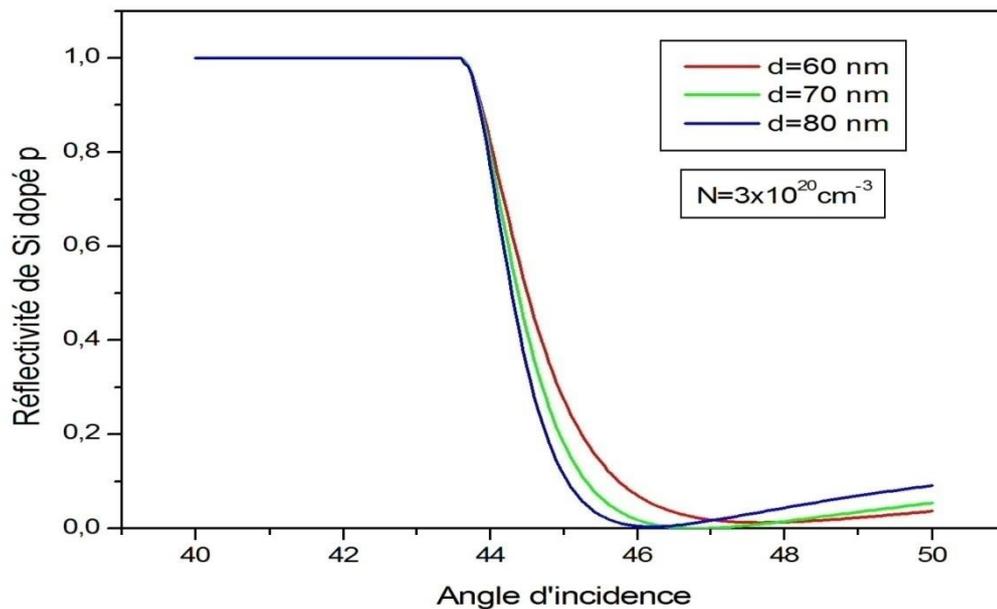


Fig. (II -13): .influence de l'épaisseur de la couche de Si dope type p sur la réflectivité mesurée sur le silicium dopé p pour une concentration  $N=3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ .

### b) Effet de la concentration sur la résonance angulaire

A base de la même étude numérique de la réflectivité faite sur le silicium dopé p, nous présentons l'effet de la concentration  $N$  sur le profil pour une épaisseur  $d$  fixée. Les paramètres du système matériel sont résumés dans le table (II-6.) La diminution de la concentration en porteurs de charge, décale la résonance angulaire du plasmon loin de l'angle critique avec une augmentation du taux de réflectivité. Pour cette réponse, la fréquence plasma décroît proportionnellement avec la concentration et le matériau obéit aux critères d'un bon conducteur de façon équivalente à celui des métaux. Toute fois, en atteignant la résonance angulaire du plasmon, par effet d'absorption le creux de la réflectivité est élargi. Pour une comparaison systématique entre les deux cas de dopage du silicium, le couplage plasmonique sur le profil  $R(\theta)$  augmente avec la diminution de la concentration du moment que la résonance angulaire plasmon est déplacée loin de l'angle critique.(fig(II-14))

$\lambda$ (nm)	$\epsilon'_m(\omega)$	$\epsilon''_m(\omega)$	$N$ (m <sup>-3</sup> )	$R(\theta)\%$	$\theta_{sp}$
8030	-21	14	$2 \times 10^{26}$	0.22	49.89
	-38	26	$3 \times 10^{26}$	0.02	48.54
	-55	35	$4 \times 10^{26}$	00	46

Table.(II- 6): Caractéristiques des modes PPS excités à une longueur d'onde  $\lambda=8,03\mu\text{m}$ . et à une épaisseur  $d=80$  nm dans le cas du silicium dopé type P.

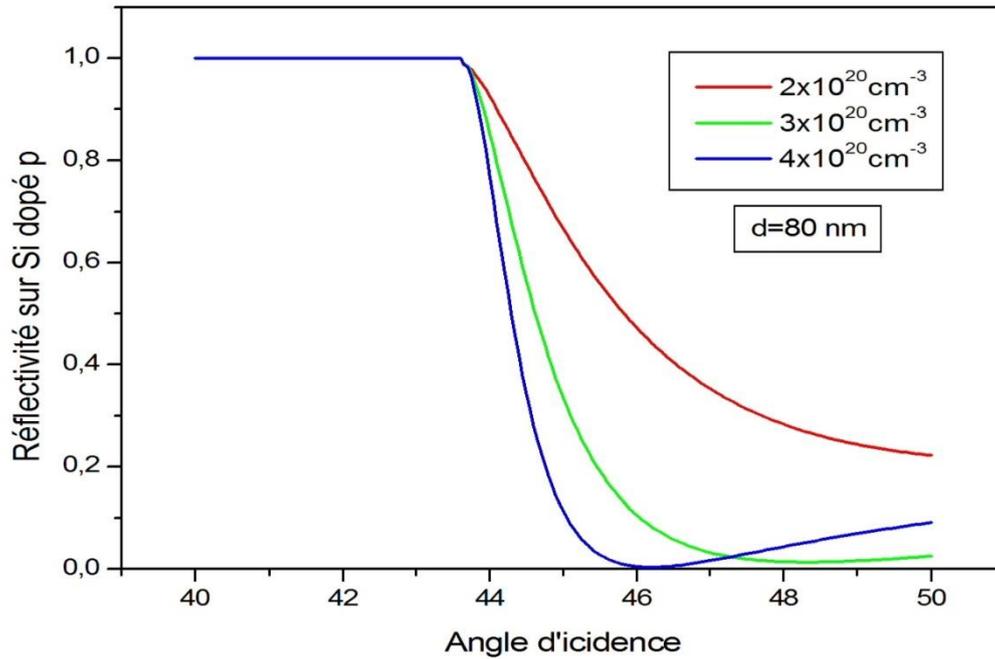


Fig. (II -14): : Influence de la concentration  $N$  sur la réflectivité mesurée sur le silicium dopé p pour une épaisseur  $d = 80\text{nm}$ .

**4.2.6. Etude comparative de la résonance angulaire en champ lointain** La connaissance des propriétés des matériaux choisis dans les applications dans le domaine du photonique, est basée sur la comparaison de leurs caractéristiques des modes PPS excités. Pour cet objectif deux matériaux ont fait l'objet de cette comparaison il s'agit de l'argent et le silicium.

Avant de faire la comparaison, nous donnons les résultats prédits pour le cas de l'argent.

#### Modèle de la permittivité de l'Ag

Le model du Drude de métal est donné par les équations suivantes :

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega} \quad (\text{II -30})$$

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{II -31})$$

avec

$$\varepsilon'_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad (\text{II -32})$$

$$\varepsilon''_m(\omega) = \frac{\omega_p^2 \cdot \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{II -33})$$

### Profil de la réflectivité :

#### a) Effet de l'épaisseur

Dans ce cas nous présenterons les caractéristiques des modes PPS en champ lointain en considérant cette fois ci un film d'Argent dans les mêmes conditions géométriques et paramétrique que précédemment. (Tab.(II-7))

Ainsi, nous constatons que le profil de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence démontre la présence d'une excitation des modes PPS à la résonance angulaire  $\theta_{SP}$ . dans la (fig.(II-15)), il est bien claire que le pic du profil de la réflectivité est décroissant avec une augmentation de l'épaisseur du film et un décalage angulaire vers l'angle critique qui dépend fortement de l'épaisseur (d) jusqu'à la valeur 55 nm à partir duquel il se montera conforme au profil de la résonance angulaire de l'Argent. ces caractéristique observées dans cette analyse sont résumées en paramètres montrés par le table (II-7). D'autre part nous remarquons que l'augmentation de la longueur d'onde incidente décale la résonance angulaire vers l'angle critique ( .Table (II-7)).

L'étude d'un film d'Argent et un autre du silicium montre clairement une nette différence dans les valeurs de l'épaisseur qui est vérifiée par une différence de résonance. voir (table . (II-9))

$\lambda(\text{nm})$	$\epsilon'_m(\omega)$	$\epsilon''_m(\omega)$	$d(\text{nm})$	$R(\theta)\%$	$\theta_{\text{sp}}$
<b>632.4</b>	<b>-17.23</b>	<b>0.49</b>	<b>20</b>	<b>0.77</b>	<b>46.62</b>
			<b>40</b>	<b>0.286</b>	<b>45.45</b>
			<b>55</b>	<b>00</b>	<b>45.34</b>
			<b>70</b>	<b>0.328</b>	<b>45.32</b>

Table(II- 7): Caractéristiques des modes PPS excités à une longueur d'onde  $\lambda=632.4$  nm. dans le cas du l'argent.

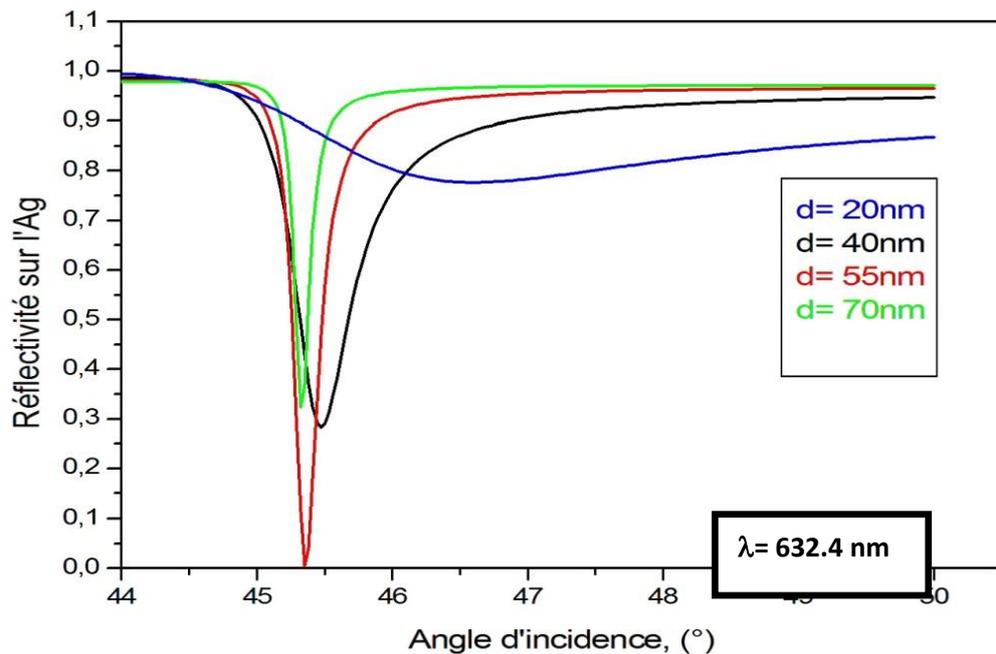


Fig. (II -15): : Mesure de la réflectivité sur une couche d'Ag en fonction de l'angle d'incidence à la longueur d'onde pour différentes épaisseur  $d = 20$  ,  $40$  ,  $55$  et  $70\text{nm}$ .

### b) Effet de la longueur d'onde

nous constatons que le profil de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence démontre la présence d'une excitation des modes PPS à la résonance angulaire  $\theta_{SP}$ . dans la (fig.(II-16)), il est bien claire que le pic du profil de la réflectivité est décroissant avec une augmentation de la longueur d'onde incidente sur film et un décalage angulaire vers l'angle critique qui dépend de la longueur d'onde. ces caractéristique observées dans cette analyse sont résumées en paramètres montrés par (.Table (II-8)).

<b>d(nm)</b>	<b><math>\epsilon'_m(\omega)</math></b>	<b><math>\epsilon''_m(\omega)</math></b>	<b><math>\lambda(\text{nm})</math></b>	<b>R(<math>\theta</math>)</b>	<b><math>\theta_{sp}</math></b>
<b>55</b>	<b>-20.01</b>	<b>0.448</b>	<b>654</b>	<b>00</b>	<b>45.34</b>
	<b>-23.4</b>	<b>0.387</b>	<b>699</b>	<b>0.043</b>	<b>44.86</b>
	<b>-27.48</b>	<b>0.315</b>	<b>750</b>	<b>0.055</b>	<b>44.68</b>

Tableau.(II- 8 ): Caractéristiques des modes PPS excités à une épaisseur de la couche d'argent d=55 nm

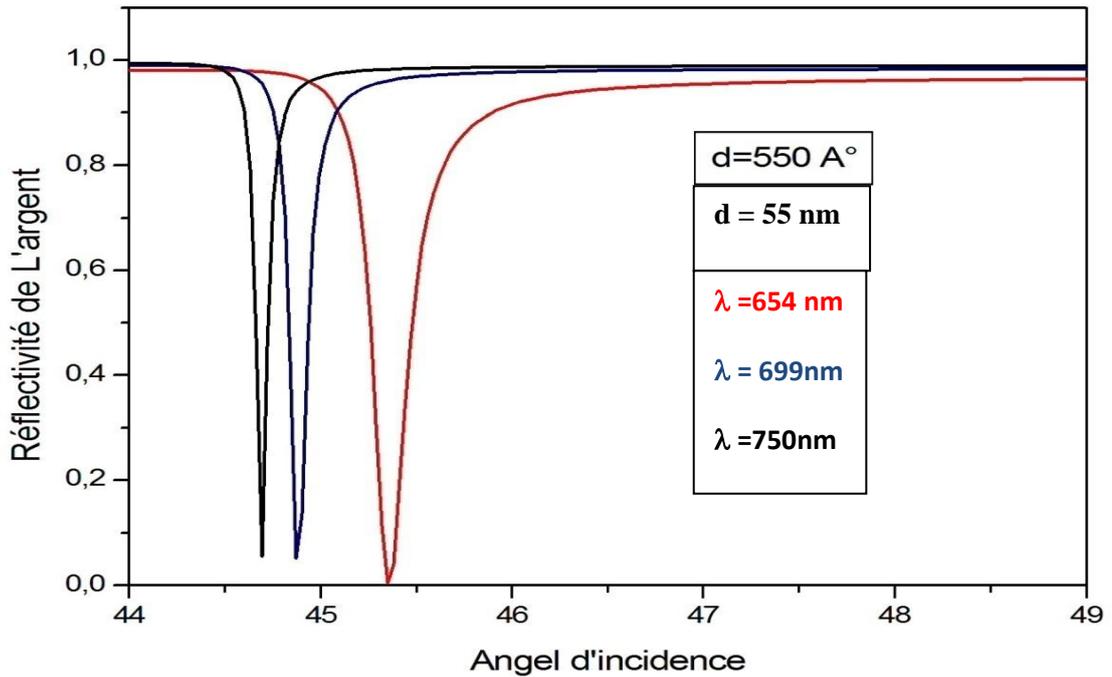


Fig. (II -16):: Mesure de la réflectivité sur une couche d'Ag en fonction de l'angle d'incidence pour différentes longueur d'ondes 654nm , 699nm ,750nm.

	Si dopé p	Si dopé n	Ag
$\theta_{sp}$	47	47.88	45.34
d (nm)	70	80	55
$\lambda$ (nm)	8030	8030	632.4
$\epsilon_m(\omega)$	-38 + i26	-38.20 + i26.63	-17.23 + i0.49

Table (II-9) comparaison de la résonance angulaire du Si (p,n) et Ag

### Conclusion

Dans ces deux chapitres, nous avons exploré les notions fondamentales des plasmons-polaritons de surface en présentant analytiquement leurs propriétés classiques sur les structures Si-air et Ag-air.

La description des propriétés des plasmons sur ces deux types de matériaux de propriétés intrinsèques différentes conduit de manière générale à la sélection du matériau échantillon le plus intéressant à analyser au moyen d'une expérience éventuelle. Ainsi, il est possible de confirmer ou infirmer la validité du calcul analytique entrepris et les paramètres géométriques adoptés. D'autre part, d'une synthèse comparative entre ces deux types de matériaux, il s'en suit le choix sur l'un ou l'autre pour des applications dans le domaine des plasmons.

Le choix fait sur le silicium dopé revient à montrer que c'est un candidat intéressant pour diagnostiquer les propriétés des ondes résonnantes de surface malgré la contribution de son absorption. Et la dernière raison pour avoir pris le Si c'est l'offre de la possibilité d'étendre la largeur spectrale  $\lambda=1-20\mu\text{m}$  et d'introduire l'effet de la concentration des porteurs de charge (des deux types de dopage) qui modifient fortement les propriétés optiques du matériau.