République Algérienne Démocratique et populaire

Ministère de l'enseignement et de la recherche scientifique

Université Dr Moulay Tahar de Saida

Faculté des sciences et technologies

Département de physique

Mémoire de licence

Spécialité spectroscopie moléculaire

Option physique

Thème

FRUSTRATION DE LA REFLEXION TOTAL EN MODE DE LA POLARISATION (P)

Présenté par : Mr Hamri Mohamed

: Mr Remmas Djamel

Soutenu le : 23/06/2013

Devant le jury composé de :

A. Boudali …………………………………………..…....Président.
M.zemouli ……………………………………..……..Examinateur.
N .benkhaled …………………………………… ....Examinatrice.
F. saadaoui…………………………………........Examinatrice.
H.boutaleb…………………………………..…..Rapporteur.

Dédicace

Merci Allah (mon dieu) de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la force d'y croire, la patience d'aller jusqu'au bout du rêve et le bonheur de lever mes mains vers le ciel et de dire
" Ya Kayoum "

Je dédie ce modeste travail à celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère …
A mon père, école de mon enfance, qui a été mon ombre durant toutes les années des études, et qui a veillé tout au long de ma vie à m’encourager, à me donner l'aide et à me protéger.
Que dieu les gardes et les protège.
A mes adorables sœurs Saliha Bakhta Ahlam

A mes frères Karim et Oussama Mohamed ben doumia
A mes amies. Mohamed Chélif .Hakim khsantini Hichem rammas.
A tous ceux qui me sont chères.
A tous ceux qui m'aiment.
A tous ceux que j'aime.
Je dédie ce travail.

Mohamed

Dédicace

Merci Allah (mon dieu) de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la force d'y croire, la patience d'aller jusqu'au bout du rêve et le bonheur de lever mes mains vers le ciel et de dire
" Ya Kayoum "

Je dédie ce modeste travail à celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère …
A mon père, école de mon enfance, qui a été mon ombre durant toutes les années des études, et qui a veillé tout au long de ma vie à m'encourager, à me donner l'aide et à me protéger.
Que dieu les gardes et les protèges.
A mes adorables sœurs Djamila Fatima Souad Karima Hafida Rabiaa

A mes frères Krimo Bouziane Adda Belkhasem
A mes amies. Mohamed Bounegab Réda Taleb Amine Janito Hichem et Daoudi et notre oncle khelifa
A tous ceux qui me sont chères.
A tous ceux qui m'aiment.
A tous ceux que j'aime.
Je dédie ce travail

Djamel

Remercîment

Nous tenons tout d'abord à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce Modeste travail.

En second lieu, nous tenons à remercier notre encadreur M : H.Boutaleb , son précieux conseil et son aide durant toute la période du travail.

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail Et de l'enrichir par leurs propositions.

Enfin, nous tenons également à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Sommaire

CHAPITRE I : Réflexion et réfraction d'une onde plane électromagnétique (Mode P)

1-1 Introduction ……………………………………………….….….……….(12)
1-2 Schéma de la réfraction et de la réflexion d'une onde de champ électrique polarisé(P) …………………… ……………………………………..…….(12)
1-3 Continuité des champs……………………………………………………..…...(14)
1-4 Coefficient de réflexion r_p et de transmission t_p ………………………………..(15)
1-5 Conclusion……………………………………………………………(16)

Chapitre II : Etude de la réflexion totale en mode de polarisation P

2-1 Introduction :orientation des champs dans le cas de la réflexion totale ………(18).
2-2 Calculs du champ électrique de l'onde évanescente en polarisation (P) (mode TM)…………… ……………………….…………….…….………...(20)
2-3 Calcul de l'intensité du champ électrique transmis………..……..…………..…(21)
2-4 Notion de profondeur de pénétration……………………..………..…………..(23)
2-5 Conclusion…………………………… ………………………..…..(24)

Chapitre III : Etude en polarisation P de la frustration de la réflexion totale

3-1 Introduction……………………………………………………………...(29)
3-2 Frustration par un milieu d'indice de réfraction n_3 égal à l'indice de Réfraction du prisme n_1 ($n_3 = n_1$)………… ………………………………..…….(30)
3-3 Conclusion…………….. … …………………………….……………(33)
Conclusion général
Bibliographie

Liste des figures

Figure 1 réflexion et réfraction d'une onde de champ magnétique
Perpendiculaire au plan d'incidence (polarisation p)

Figure 2 schéma de la réfraction d'une onde d'un milieu moins réfringent vers un milieu plus réfringent ($n_1<n_2$)

Figure 3 réfraction d'une onde d'un milieu plus réfringent vers un milieu moins réfringent
a) en dehors de la réflexion totale (à gauche de la fig.2).
b) Au dessus de la réflexion totale (à droite de la fig.2).

Figure 4 le système d'axes que nous avons choisis et l'orientation des champs en polarisation P

Figure 5 variation de l'intensité transmise dans le second milieu en fonction de l'angle d'incidence

Figure 6 décroissance de l'intensité transmise en fonction de z,
Notion de profondeur de pénétration

Figure 7 Expérience de Newton, frustration de la réflexion totale

Figure 8 schéma descriptif de frustration de la réflexion totale. Le premier milieu a un indice n_1, le second milieu au n indice n_2.
C'est là où l'onde évanescente prend naissance. Le troisième milieu a un indice n_3. C'est là où l'onde incidente reprend sa propagation

Figure 9 Variation de la transmit tance en fonction de la distance dans le cas où $n_3< n_1$

Figure 10 Variation de la transmit tance en fonction de la distance dans le cas où $n\ 3> n_1$
pour différents angles d'incidence

Figure 11 Décroissance de l'intensité en fonction de la distance d pour un $\theta_i = 75°$

Figure 12 Décroissance de l'intensité en fonction de la distance d pour un $\theta_i = 85°$

Liste des tableaux

Tableau 2-1

Résumé:

Nous allons étudier dans ce mémoire les lois de Snell-Descartes régissant la réflexion et la réfraction d’une onde électromagnétique au passage d’un dioptre plan séparant deux milieux diélectriques homogènes et isotropes, ceci étant dans le cas de la polarisation P. Nous présentons ensuite l'étude de la réflexion totale et nous décrirons le champ électromagnétique associé. La notion de profondeur de pénétration du champ évanescent sera également présentée. Nous terminons ce travail par l'étude du phénomène de frustration de la réflexion totale, d'une onde plane totalement réfléchie, par un milieu semi-infini possédant un indice de réfraction quelconque.

Introduction

Les microscopes optiques classiques ou conventionnels utilisent généralement les ondes propagatives se propageant très loin de l'échantillon étudié. Il existe en optique un autre type d'onde aussi intéressant que le premier appelé les ondes évanescentes, celles-ci sont utilisées dans une autre génération de microscopes connue sous le nom de microscopes optiques à champ proche. cette appellation est justement due au fait que les ondes évanescente ne se propagent qu'à une distance proche de l'objet et font de ces microscopes des outils très performants pour l'étude et la caractérisation des matériaux. Dans ce travail, nous nous sommes proposé d'étudier les ondes évanescentes, crées à l'aide d'une géométrie simple, à savoir un dioptre plan éclairé par une lumière polarisée en mode P en plus sous certaines conditions d'éclairage (angle d'incidence, indice de réfraction, longueur d'onde).

Dans la première partie, nous calculons les coefficients de réflexion et de transmission en polarisation P. Puis dans la deuxième partie nous examinons ces coefficients dans le cas de la réflexion totale. Dans la dernière partie, nous étudions la frustration de la réflexion totale, c'est-à-dire la conversion de l'onde évanescente en question en une onde propagative et nous achevons ce travail par une conclusion.

Chapitre I

Réflexion et réfraction d'une onde plane (Mode P)

I-1 **Intoduction**

Snell et Descartes ont découvert les lois qui régissent le comportement de la lumière à la surface d'un miroir ou d'un dioptre séparant deux milieux différents, mais ceci ne nous renseigne que sur la direction que la lumière emprunte après son interaction avec le dioptre. Les informations sur l'amplitude des champs résultants sont en fait données par les coefficients de réflexion et de transmission, c'est ce que nous développons dans ce qui suit.

I-2 Schéma de la réfraction et de la réflexion d'une onde de champ électrique polarisé(P)

On considère deux milieux diélectriques parfaits, isotropes, homogènes et non magnétiques de permittivités diélectriques ε_1 et ε_2, séparés par une surface plane $\sum$et non parcourue pas des courants.

Une onde plane arrive sur $\sum$ sous une incidence θ_i comme c'est montré sur la figure 1. En se basant sur cette figure, nous pouvons écrire les vecteurs d'ondes incident, réfléchi et transmis comme ci-après :

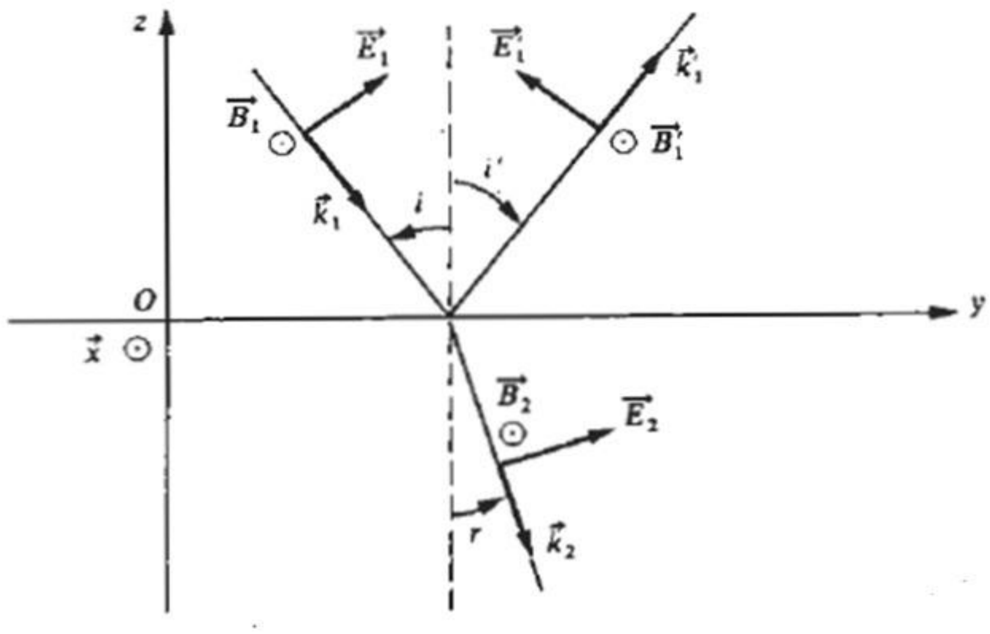

Figure 1 : réflexion et réfraction d'une onde de champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence (polarisation p)

$$\begin{cases} \overrightarrow{K_i} = n_1 \frac{\omega}{c} (\sin \theta_i \vec{y} - \cos\theta_i \vec{z}\ ) \\ \overrightarrow{K_r} = n_1 \frac{\omega}{c} (-\sin \theta_r \vec{y} - \cos\theta_r \vec{z}\ ) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1) \\ \overrightarrow{K_t} = n_2 \frac{\omega}{c} (\sin \theta_t \vec{y} - \cos\theta t \vec{z}\ ) \end{cases}$$

Les champs magnétiques des ondes incidente, réfléchie et transmise sont perpendiculaires au plan d'incidence et s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} \overrightarrow{B_i} = B_i \vec{x} \exp j(\omega t - \overrightarrow{K_i} \cdot \vec{r}) \\ \overrightarrow{B_r} = B_r \vec{x} \exp j(\omega t - \overrightarrow{K_r} \cdot \vec{r}) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2) \\ \overrightarrow{B_t} = B_t \vec{x} \exp j(\omega t - \overrightarrow{K_t} \cdot \vec{r}) \end{cases}$$

Avec $\overrightarrow{K_i} = n_1 \frac{\omega}{c}$, $\overrightarrow{K_t} = n_2 \frac{\omega}{c}$……………………………………………(3)

Sur la surface $\sum$ (z =0), les différents champs magnétique deviennent

$$\begin{cases} \overrightarrow{B_i} = B_i \vec{x} \exp j\omega (t - \frac{n_1}{c} y \sin \theta i\ ) \\ \overrightarrow{B_r} = B_r \vec{x}\ \exp j\omega\ (t + \frac{n_1}{c} y \sin \theta r\ ) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4) \\ \overrightarrow{B_t} = B_t \vec{x}\ \exp j\omega\ (t - \frac{n_2}{c} y \sin \theta t) \end{cases}$$

Le champ magnétique d'une onde plane est tel que

$$\vec{B} = \frac{1}{\omega} \vec{k} \times \vec{E} \ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

$$\vec{E} = \frac{\omega}{k^2} \vec{B} \times \vec{k} = \frac{C^2}{n^2 \omega} \vec{B} \times \vec{K}$$

Où "n" est l'indice du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

D'après cette relation les champs électriques sont situés dans le plan d'incidence. Sur la surface $\sum$, z = o on obtient respectivement pour les ondes incidente, réfléchie et transmise les relation suivantes

- $\vec{E}_i = \frac{C^2}{n^2\omega}\vec{B}_i \times \vec{K}$……………………………………………………...…(6)

  $= \frac{c}{n_1}$ (cosθ$_i\vec{y}$+ sinθi$\vec{z}$)$\overrightarrow{B_\iota}$ exp jω (t-$\frac{n_1}{c}ysin\theta_i$)

- $\overrightarrow{E_r} = \frac{C^2}{n^2\omega}\overrightarrow{B_r}\Lambda\overrightarrow{k_r}$………………………………………….……….(7)

  $=-\frac{c}{n_1}$(cosθ$_i\vec{y}$ + sinθ$_i\vec{z}$)$\overrightarrow{B_r}$exp jω (t+$\frac{n_1}{c}ysin$θ$_r$)

- $\overrightarrow{E_t} = \frac{C^2}{n^2\omega}\overrightarrow{B_t}\,\Lambda\overrightarrow{k_t}$…………………………….……… (8)
- =$\frac{c}{n_2}$(cosθt.$\vec{y}$ + sin θt.$\vec{z}$)$\overrightarrow{B_t}$exp jω (t-$\frac{n_2}{c}ysin$ θt)

I-3 Continuité des champs

La continuité des composantes tangentielles du champ électrique conduit à :

$\frac{1}{n_1}$cosθiB_i exp j ω (t-$\frac{n_1}{C}ysin$ θi)- $\frac{1}{n_1}$ cosθrB_r exp jω (t+$\frac{n_1}{C}ysin$θr)

=$\frac{1}{n_1}$ cosθt$B_t$expω(t-$\frac{n_2}{C}ysin$θt)……………………………………..(9)

En l'absence de courants superficiels sur ∑ les milieux I et II étant non magnétiques, ainsi les composantes tangentielles du champ magnétique sont continues soit :

B_i exp j ω (t-$\frac{n_1}{C}ysin$θi)+$B_r$exp jω (t+$\frac{n_1}{C}$sinθr)=

B_t exp jω(t-$\frac{n_2}{C}sin\theta_t$)……….……………………………...……(10)

Les équations 12 et 13 devront être vérifiées quels que soient t et y

Ceci n'est possible que si :

n_1 sinθ $i = -\,n_1$ sin θ$r =\ n_2$ sinθt ……………………………………..(11)

On retrouve ainsi les lois de Snell-Descartes relatives à la réflexion et à la réfraction en polarisation P

θi=-θr……………………………………………………… ………..(12)

$n_1 \sin \theta i = n_2 \sin\theta r$ ……………………………………………….…….……(13)

n_1 est étant inférieur à n_2, donc sin*r* est inféri*eu*r à sinθi, est donc toujours défini et est inférieur à i en valeur absolue.

En introduisant ce dernier résultat dans les équations 13 et 14, ces dernières deviennent :

$B_i + B_{\ r} = B_t$……………………………………………………..……..…(14)

$\frac{1}{n_1}\cos \theta_i B_i - \frac{1}{n_1} \cos\theta r B_r = \frac{1}{n_2}\cos \theta t B_t$………………………………….…(15)

I-4 Coefficient de réflexion r_p et de transmission t_p :

Le coefficient de réflexion r_p pour l'amplitude est défini par :

$r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}}$………………………………………………..……………(16)

Le coefficient de transmission t_p pour l'amplitude est défini par

$t_p = \frac{E_{tp}}{E_{ip}}$…………………………………………………………….………….*(17)*

On divise le système d'équation et après calcul en déduit le coefficient r_p et t_p les résultats suivantes

$r_p = \frac{n_1 \cos\theta_2 - n_2 \cos\theta i}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_i}$…………………………………….………(19)

$t_p = \frac{2 n_1 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_i}$……………………………………….………(20)

On peut exprimer les coefficients r_p et t_p uniquement en fonction des angles d'incidence et de transmission en utilisant la relation (14)

$n_1 sin\theta_i = n_2 sin\ \theta_t$..(21)

$n_1 = \frac{n_2 sin\theta_{i_2}}{sin\theta_{i_1}}$…………………………………………………………………*(22)*

23 dans 21 et 22

On obtient

$$r_p = \frac{2\sin 2\theta_i}{\sin 2\theta_t + \sin 2\theta_t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(23)$$

$$t_p = \frac{sin2\theta_i - sin2\theta_t}{2\cos 2\theta_i + sin2\theta_t} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(24)$$

I-5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons débuté par le calcul des coefficients de réflexion r_p et de transmission t_p en polarisation P. Par la suite, nous avons exprimé ces coefficients uniquement en fonction de l'angle d'incidence et de l'angle de transmission. Ce passage est vraiment important car dans certains cas nous ignorons les indices de réfraction des milieux intervenants. Dans la partie qui suit nous allons examiner ces relation dans le cas d'une onde évanescente autrement dit la réflexion total

Chapitre II

Etude de la réflexion totale en mode de polarisation (P)

II-1 Introduction

Condition d'obtention d'une onde évanescente

Nous admettons ici toutes les hypothèses et les résultats du chapitre 1, En effet, considérant la figure1, d'après l'étude présentée précédemment, nous pouvons remarquer que lorsque l'indice de réfraction du deuxième milieu (figure 1) est supérieur à celui du premier, nous avons toujours réfraction de la lumière; en d'autres termes, une partie du faisceau est réfléchie tandis que l'autre est transmise sous forme d'onde plane dont les directions de propagation sont décrites par les relations de Snell- Descartes:

$$n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t \quad \text{(21)}$$

Ainsi, le passage de la lumière du milieu d'indice le moins élevé vers le milieu d'indice le plus élevé se traduit par une réduction de l'angle de propagation avec la normale à la surface de séparation, (figure 2).

Considérons maintenant le passage inverse, c'est à-dire que la lumière passe du milieu le plus réfringent (n_1) vers le milieu le moins réfringent $n_2<n_1$, la loi de Shell Descartes nous permet de déterminer l'angle du rayon réfracté tant que l'angle d'incidence n'atteint pas la valeur θ_c=Arc sin(n_2/n_1). Cet angle est appelé angle limite de réfraction ou angle critique et est généralement noté θ_c, figure 3. Si l'angle d'incidence dépasse cette valeur cela signifie qu'il ne peut y avoir de propagation possible dans le deuxième milieu. Ce dernier serait le siège d'une onde de forme particulière qu'on appelle onde évanescente. C'est ce que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

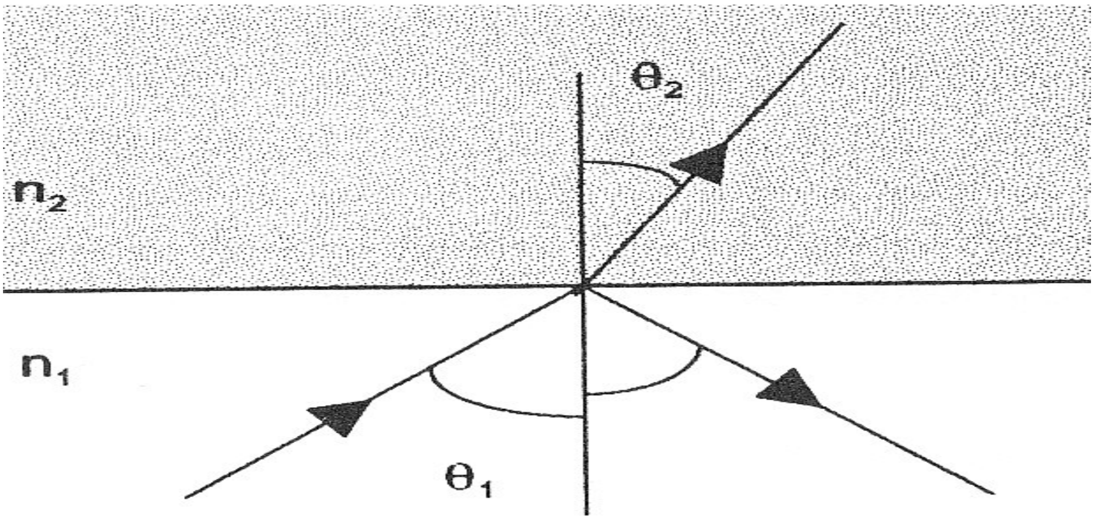

Figure 2 : schéma de expliquant la réfraction d'une onde allante d'un milieu moins réfringent vers un milieu plus réfringent ($n_1<n_2$)

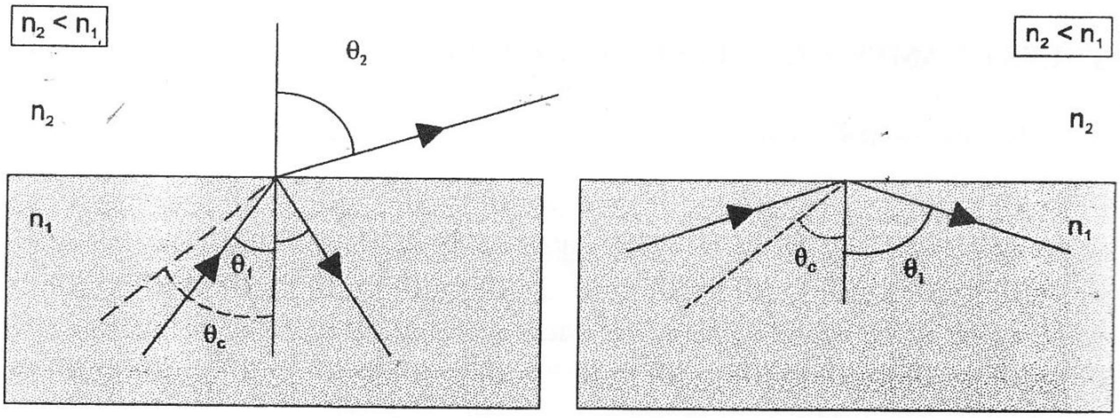

Figure 3 : réfraction d'une onde allante d'un milieu plus réfringent vers un milieu moins réfringent

i. *en dehors de la réflexion totale (à gauche de la fig.3).*

ii. *Au dessus de la réflexion totale (à droite de la fig.3).*

II-2 Orientation des champs dans le cas de réflexion totale

La figure 4 montre le système d'axes que nous allons choisir ainsi que l'orientation des champs présents dans le cas de la polarisation P. Cette figure décrit également la structure de l'onde évanescente.

En effet considérant deux milieux semi-infinis, homogènes, isotropes D'indice de réfraction n_1 et $n_2<n_1$ et séparés une surface plane $\sum$. Soit une onde plane électromagnétique, de vecteur d'onde $\overrightarrow{k_\iota}$ se propageant du milieu I vers le milieu II (le milieu 1 est d'indice n_1 et le milieu 2 est d'indice n_2) sous une incidence θ_i, l'onde subit une réflexion total interne (Total Internal Réflexion) sur $\sum$ si θ_i est supérieur à l'angle critique θ_c. Nous proposons donc de calculer l'intensité de la lumière transmise (donc de l'onde évanescente) dans le deuxième milieu et ceci dans le seul cas de polarisation(p)

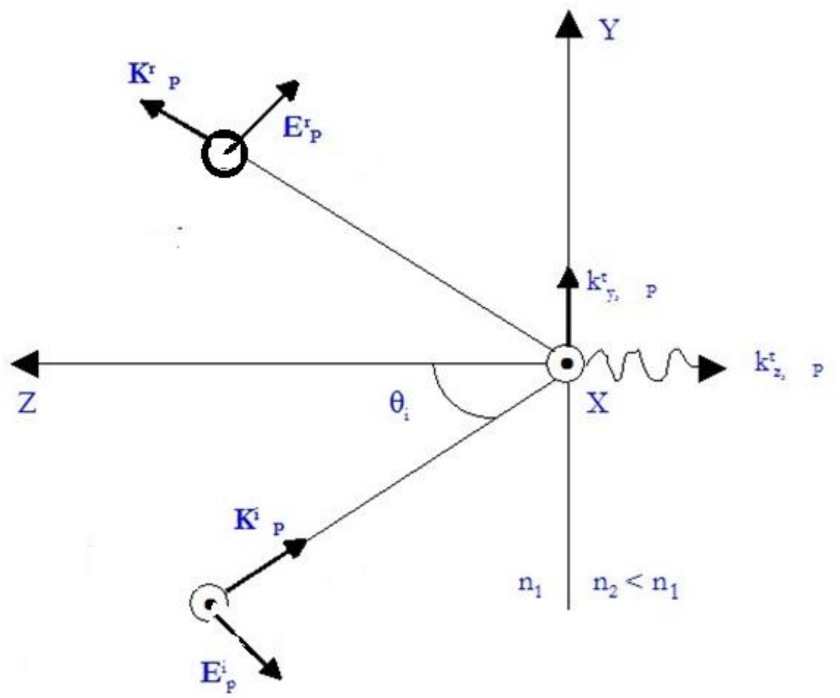

Figure 4 : le système d'axes que nous avons choisis et l'orientation des champs en polarisation (P).

II-3 Calculs du champ électromagnétique de l'onde évanescente en polarisation P (mode TM)

Considérons le système d'axe présenté sur la figure 4, le vecteur d'onde incident possède les trois composantes suivantes:

$$\overrightarrow{k_\iota} = \left(0, n_1 \frac{\omega}{c} \sin\theta_i - n_1 \frac{\omega}{c} \cos\theta_i\right) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (25)$$

Où "ω" est la fréquence de l'onde incidente et "c" la célérité de la lumière dans le vide. En polarisations P, le vecteur champ magnétique est perpendiculaire au plan d'incidence, ce dernier est formé par le vecteur d'onde incident $\overrightarrow{K_\iota}$ et la normale à la surface de séparation. Ce cas est aussi appelé mode transverse magnétique; noté T.M.

Les coefficients de réflexion r_p et de transmission t_p sont donnés en fonction de l'angle d'incidence θ_i, de l'angle de transmission θ_t et des indices de réfraction par :

$$r_p = \frac{n_1 \cos\theta_2 - n_2 \cos\theta i}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_i} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (21)$$

$$t_p = \frac{2 n_1 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_i} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (22)$$

Ces deux coefficients sont réels pour des angles d'incidences inférieurs à l'ongle critique θ_c tandis que pour des angles d'incidences y supérieurs, l'onde se trouve totalement réfléchie dans le premier milieu. L'angle critique θ_c est déterminé à partir de la loi de Snell-Descartes en imposant à θ_t la valeur $\frac{\pi}{2}$

$$n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_t = \sum = S \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14)$$

Avec S est l'invariant de Snell

Soit $\theta_2 = arc \sin n_{2/} n_1 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (26)$

Déterminons r_p et t_p en fonction de θ_i et des indices de réfractionn_1 et n_2

Si $\theta_i = \theta_c \rightarrow n_1 \sin\theta_c = n_2 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (27)$

Si $\theta_i > \theta_c \rightarrow n_1 \sin\theta_i > n_2 \rightarrow n_2^2 - n_1^2\ sin^2\theta_i < 0$

D'où $n_2 cos\theta_2 = \sqrt{n_2^2 - n_2^2 sin^2\theta_t}$ =j$\sqrt{n_1^2 sin^2\theta_1 - n_2^2} = j\alpha$

Où α=$\sqrt{S^2 - n_2^2}$

Dans ce cas :

$r_p = expj(\pi + \varphi_p)$…………………………………………(28)

Avec : $tg\frac{\varphi_p}{2} = -\frac{n_1\alpha}{n_2^2 cos\theta_i}$

r_p est de module égal à 1, cela veut dire que l'onde est totalement réfléchie dans le premier milieu.

De même pour la relation de t_p après calcule

$$t_p = \frac{2n_{21} cos\theta_i}{\sqrt{n_{21}^4 cos^2\theta_i + sin^2\theta_i - n_{21}^2}} exp\, j\frac{\varphi_p}{2} \quad \text{…………………………………………(29)}$$

Avec : $n_{21} = n_2 / n_1$

Ainsi les composantes du champ électrique sont donne par :

$$\vec{E}_p^t = \begin{cases} 0 \\ \left|E_p^t\right| cos\theta_2 \, exp\, j(\omega t - \vec{K}_p^t \vec{r}) \\ \left|E_p^t\right| sin\theta_2 \, exp\, j(\omega t - \vec{K}_p^t \vec{r}) \end{cases} = \begin{cases} 0 \\ \left|t_p\right| \left|E_p^i\right| cos\theta_2 \, exp\, j(\omega t - \vec{K}_p^t \vec{r} + \frac{\varphi_p}{2}) \\ \left|t_p\right| \left|E_p^i\right| sin\theta_2 \, exp\, j(\omega t - \vec{K}_p^t \vec{r} + \frac{\varphi_p}{2}) \end{cases} \quad (30)$$

Le vecteur d'onde $\vec{K}_p^t$ est donné par la même expression que le vecteur d'onde $\vec{K}_p^t$ (relation 4).

En substituant les équations (27) et (9) dans ces dernières expressions, nous obtenons

$$\vec{E}_p^t = \begin{cases} 0 \\ \dfrac{2\cos\theta_i\sqrt{\sin^2\theta_i - n_{21}^2}}{\sqrt{n_{21}^4\cos^2\theta_i + \sin^2\theta_i - n_{21}^2}}\left|E_p^i\right| exp(-Kz)\, exp\, j(\omega t - n_1 k_0 y \sin\theta_i + \dfrac{\pi + \varphi_p}{2}) \\ \dfrac{\sin 2\theta_i}{\sqrt{n_{21}^4\cos^2\theta_i + \sin^2\theta_i - n_{21}^2}}\left|E_p^i\right| exp(-Kz)\, exp\, j(\omega t - n_1 k_0 y \sin\theta_i + \dfrac{\varphi_p}{2}) \end{cases}$$

II-4 Calcul de l'intensité du champ électrique transmis :

L'intensité du champ transmis est donnée par :

$$I_p^t = \frac{4\cos^2\theta_i(2\sin^2\theta_i - n_{21}^2)}{n_{21}^4\cos^2\theta_i + \sin^2\theta_i - n_{21}^2}\, exp - 2Kz \qquad \text{.............................}(32)$$

En examinons ces relations, nous remarquais qu'en dépit de la réflexion totale dans le premier milieu il ya une onde transmise dans le second milieu. La forme de cette onde indique qu'il ne s'agit pas d'une onde plane progressive. C'est une onde dont la phase se propage selon l'axe oy avec un vecteur d'onde $\overrightarrow{K_y^t}$ et d'amplitude décroissante suivant la direction oz. Son intensité est proportionnelle à exp-2kz. Elle est plus importante à l'interface (z=0) et décroit au fur à mesure que l'on s'éloigne de celle-ci. Les plans d'égales phases sont perpendiculaires aux planes d'égales amplitudes : c'est l'onde évanescente (Figure4). En z = 0 et pour deux diélectriques donnés, l'intensité du champ électrique dépend de l'angle d'incidence, elle décroit lorsque θ_i diminue, (figure 5).

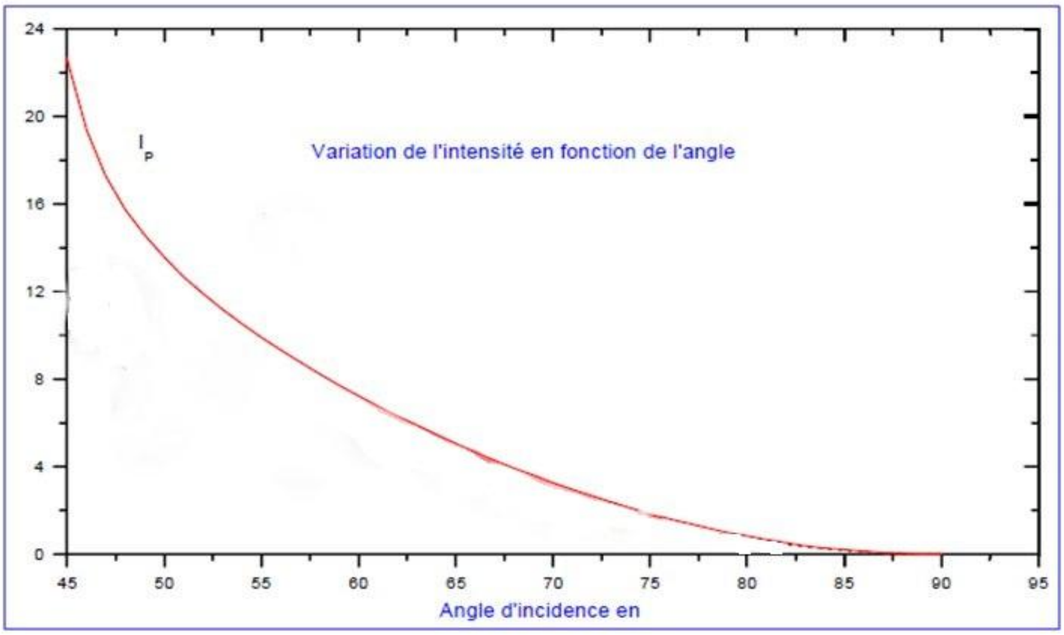

Figure 5 : variation de l'intensité transmise dans le second milieu en fonction de l'angle d'incidence.

II-5 Notion de profondeur de pénétration

Pour décrire la décroissance de l'intensité de l'onde évanescente. Il est d'usage d'introduire la notion de profondeur de pénétration *dp,* celle-ci étant la distance après laquelle l'amplitude du champ évanescente (ou son intensité) décroit dans le rapport 1/e ou (ou $\frac{1}{e^2}$) respectivement, figure 5

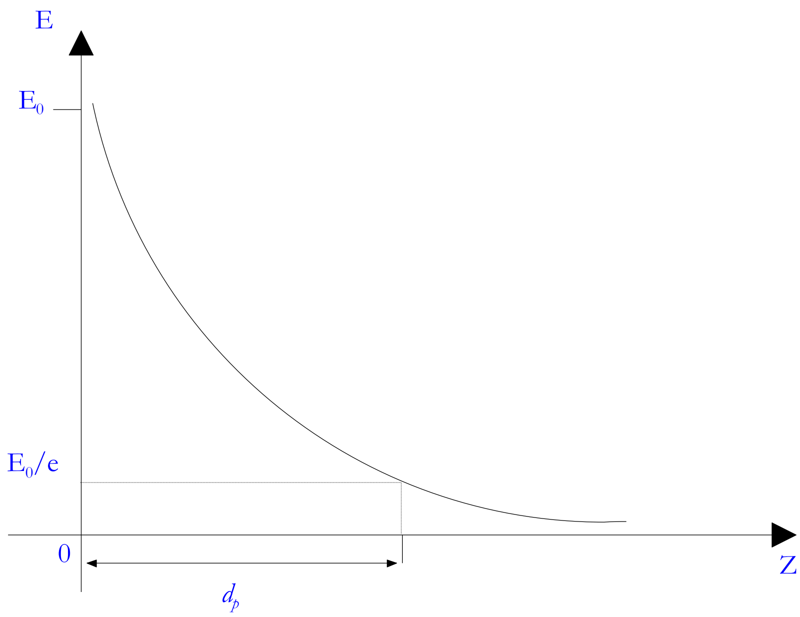

Figure 6 : décroissance de l'intensité transmise en fonction de z, notion de profondeur de pénétration

Si on écrit l'intensité sous la forme

I=$I_0 exp\frac{-2z}{dp}$……………………………………………………………(33)

La profondeur de pénétration sera donnée par l'expression :

dp=$-2\frac{I(z)}{dI/dz}$……………………………………………………………..……..(34)

Soit dp $=\frac{1}{k}=\frac{\omega}{C}\frac{1}{\sqrt{n_1^2 sin^2\theta_{\,i}-n_2^2}}=\frac{\lambda_0}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{n_1^2 sin^2\theta_{\,i}-n_2^2}}$…………..……..……(35)

Où λ_0 est la longueur d'onde utilisée.

La profondeur de pénétration traduit la rapidité de décroissance du champ évanescent lorsqu'on s'éloigne de la surface de séparation. En d'autre terme, elle montre le confinement du champ évanescent au voisinage de l'interface.

De l'expression (35) nous remarquons que :

1. la profondeur de pénétration *dp* est directement proportionnelle à la longueur d'onde, cela veut dire que *dp* est faible pour de faibles longueurs d'ondes.

2. la profondeur de pénétration dp est inversement proportionnelle à l'angle d'incidence i.e .dp est faible pour des angles d'incidence proches de$\frac{\pi}{2}$.

3. la profondeur de pénétration *dp* dépend des indices de réfractions des deux diélectriques, plus le rapport n_1/n_2 est grand, plus *dp* est faible.

A fin de mieux appréhender ces remarques, nous donnons le tableau suivant :

A partir du tableau 01, nous vérifions

i) pour un rapport n_1/n_2 et un angle d'incidence donné, la *dp* est faible pour une faible longueur d'onde (ligne 2 et 4)

(ii) pour une longueur d'onde et un rapport des indices n_1/n_2 fixé, la *dp* est faible lorsque l'angle d'incidence est grand (4 et 6).

(iii) : pour une longueur d'onde donnée, la profondeur de pénétration de démunie lorsque le rapport n_1/n_2 une longueur augmente (ligne 2 et 3)

(iiii) : pour un rapport d'indice n_1/n_2, une longueur d'onde et un angle d'incidence fixés, la *dp* diminue lorsque les indices n_1 et$n_2$augmententdans le même sens (lignes 6, 7 et 8).

Enfin, en tenant compte de toutes ces remarques et en optimisant les paramètres, il est possible de réduire notablement la profondeur de pénétration; par exemple pour λ_0 =414nm, n_1/n_2 = 1.458

Et θ_i =85° nous obtenons dp= 63nm (ligne9)

Longueur d’onde (nm)	Indice de premier milieu n_1	Indice de premier milieu n_2	Angle critique θ_c en dégrée	Angle d’incidenceθ_i en dégrée	*Dp* (nm)
1300	Verre=1.458	Air :1	43.3	45	825
1300	Silicuim3.430	Air :1	16.9	45	94
633	Verre1.458	Air :1	43.3	45	402
633	Verre1.458	Air :1	43.3	85	96
633	1.0962	Air :1	65.8	85	229
633	Verre1.458	Eau :1.33	65.8	85	179
633	2.916	2.66	65.8.	85	86
414	Verre1.458	Air :1	43.3	85	63

Tableau 1 : Valeurs de *dp* du champ évanescent pour déférentes configurations

II-6 **Conclusion**

L'étude présentée dans ce chapitre montre qu'en dépit de la réflexion totale, il existe une onde traversant la barrière causant la réflexion totale. Les caractéristiques de cette onde montrent qu'il ne s'agit d'une onde propagative, mais plutôt d'une onde évanescente. Nous avons calculé son intensité et avons identifié les différents paramètres excitateurs *(*λ_0*,* θ_i*,* n_1/n_2*)* régissant sa décroissance. Nous avons caractérisé cette décroissance par la notion de profondeur de pénétration et nous avons étudié son optimisation. Par ailleurs, Newton dans ses études a montré qu'il est possible de changer la nature de cette onde on la rendant propagative. C'est ce que nous allons voir dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Etude en polarisation (P) de la frustration de la réflexion totale

III-1 Introduction

Le phénomène de frustration est étudié pour la première fois par Newton. Il réalisa une expérience consistant à mettre en regard un prisme et une lentille de très grand rayon de courbure, figure 7

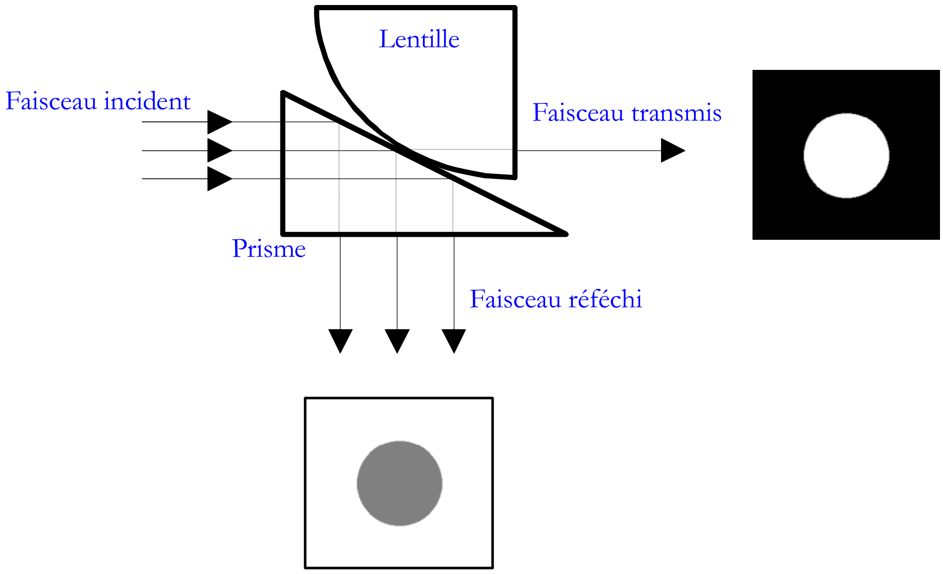

Figure 7 : Schéma de l'expérience de Newton (cf. [?]). Un prisme est éclairé en réflexion totale, une lentille de grand rayon de courbure est amenée au contact avec le prisme. Suivant l'axe du faisceau incident, on observe une zone lumineuse de taille supérieure à la zone de contact.

Il observa alors que l'intensité lumineuse transférée dans la lentille se situe sur une zone de la lentille de taille supérieure au simple point de contact. Il s'est passé alors un transfert d'énergie de l'onde incidente du premier milieu (prisme) vers le deuxième milieu (lentille). Ce transfert ne peut se faire que si la distance entre le prisme et la lentille est comparable à la profondeur de pénétration de l'onde évanescente crée dans le gap prisme-lentielle. Nous nous proposons donc de modéliser cette expérience par un modèle de trois milieux où le prisme et la lentille sont remplacés par deux milieux homogènes (I et II) semi-infini et séparés par un gap diélectrique qui est le vide (n = 1). Deux cas de figures peuvent se présentés. Ou bien les deux milieux ont le même indice de réfraction ou bien des indices de réfractions égales. Nous allons examiner seulement le deuxième cas. c'est ce que nous allons développer dans le paragraphe suivant.

III-2 Frustration par un milieu d'indice de réfraction n_3 égal à l'indice de réfraction du prisme n_1 ($n_3 = n_1$)

Considérons un système de trois milieux diélectriques, d'indices de réfraction n_1, n_2, et n_3 séparés par deux dioptres. Un premier dioptre P en z = 0 sépare le milieu d'indice n_1 de celui d'indice n_2 et un deuxième dioptre P' en z = $-d$ sépare le milieu d'indice n_2 de celui d'indice n_3, figure (7) .

Le phénomène de frustration impose des conditions sur les indices de réfraction et sur l'angle d'incidence, en effet, le deuxième milieu doit être le siège d'une onde évanescente et le troisième milieu doit être le siège d'une onde propagative. pour cela, l'angle d'incidence doit vérifier la condition suivante:

$$Arc\sin\frac{n_2}{n_1} < \theta_i < \frac{\pi}{2}$$

Quelque soit l'angle d'incidence, en prenant le module du champ incident égal à 1, l'intensité transmise dans le troisième milieu est donnée après un long calcul par la relation suivante :

$$I_p^E = \frac{\left\|E_p^i\right\|^2}{ch^2 Kd + U_p^2 sh^2 Kd} \qquad (36)$$

avec :

$k_0 = \omega / c$, $\alpha = \sqrt{S^2 - n_2^2}$ et $K = \alpha k_0$. S étant l'invariant de Snell.

$$U_p = cot\, g2\phi \qquad (37)$$

Sur la figure 8, nous représentons l'intensité transmise dans le troisième milieu (n_1) en polarisations P pour différents angles d'incidence.

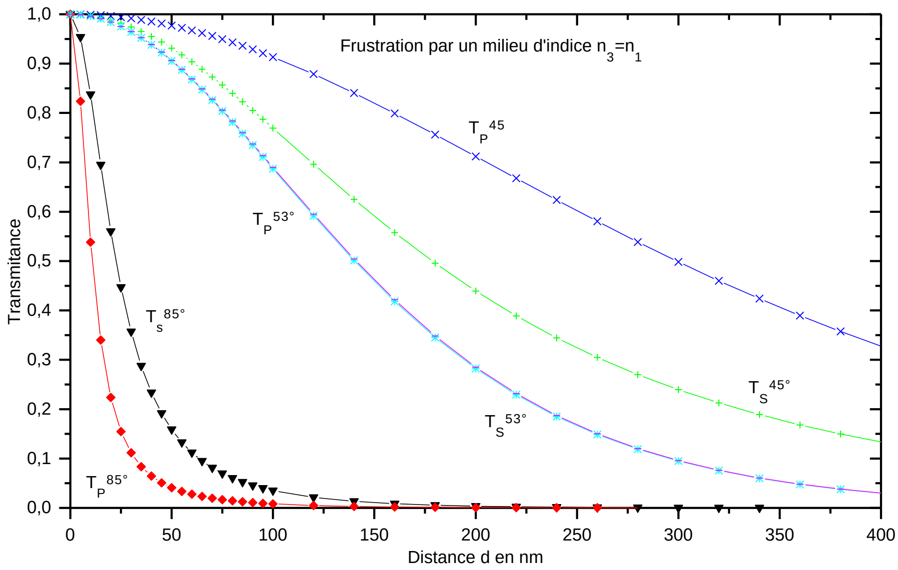

Figure 8: Variation de la transmit tance en fonction de la distance dans le cas où $n_3 = n_1$

en polarisation P, et pour différents angles d'incidence

Nous présentons également deux courbes expérimentales en polarisation P (figure 14 et 15), la première à une incidence de 75°, la deuxième à une incidence de 85°.

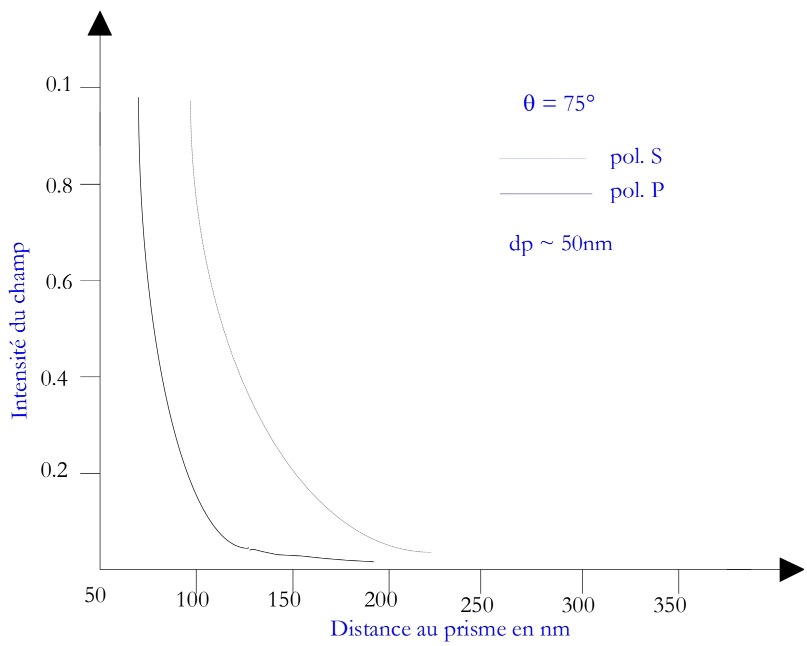

Figure 9 : Décroissance de l'intensité en fonction de la distance d pour un $\theta_i = 75°$

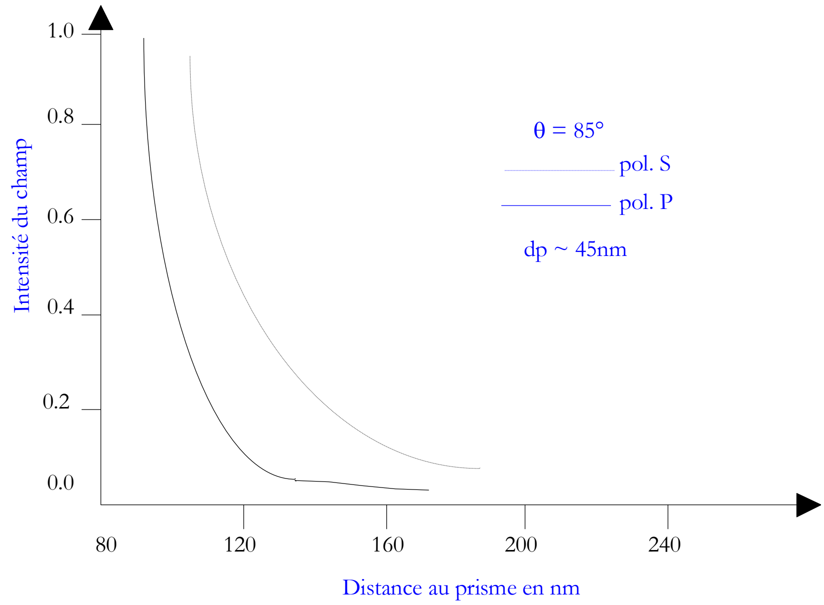

Figure 10 : Décroissance de l'intensité en fonction de la distance d pour un θ_i = 85°.

De nos courbes théoriques, nous concluons que l'intensité de la lumière transmise dans le troisième milieu ne décroît de façon exponentielle que pour certaines valeurs d'angles d'incidence et pour des distances d généralement supérieures à la profondeur de pénétration de l'O.E.N.F. Dans ce cas, on dit que le troisième milieu ne perturbe pas le champ évanescent.

L'incurvation observée sur nos courbes, près de la surface du prisme s'interprète comme une interaction entre le champ évanescent et le troisième milieu optique. Les courbes expérimentales présentent un comportement similaire aux courbes théoriques, ce qui montre bien que notre modélisation est très proche de la réalité sur la frustration de la réflexion totale.

III-3 Conclusion

De ces résultats, nous concluons que les profondeurs de pénétration obtenues dans ce cas de frustration ($n_3 = n_1$) sont généralement comparables à la profondeur de pénétration de l'onde évanescente non frustrée (O.E.N.F.). En effet, le cas frustrée (relation 40) donne une profondeur de pénétration de 100nm qui est pratiquement la même que celle de (O.E.N.F.), celle-ci est égale à 95.61nm. Le deuxième cas frustré (relation 41) donne une profondeur de pénétration de 77nm qui elle aussi est proche de la profondeur de pénétration de (O.E.N.F.), celle-ci est égale à 94.96nm.

Conclusion général

Dans ces mémoire ; nous avons débuté par le calcule des coefficient de réflexion r_p et de transmissions t_p en polarisation P ,par la suite l'étude présenter dans la deuxième partie de ce mémoire monter qu'en dépit de la réflexion total, Il existe une onde traversant la barrière causant la réflexion total qui nous allons permet de déduire une onde propagative ; mais plutôt d'une onde évanescente ainsi que nous avons de calculé sont intensite (i) et nous avons identifié les différentes paramètre excitateurs $\left(\lambda_0; \theta_i; {}^{n_1}/_{n_2}\right)$ régissante sa décroissance

Nous avons montre que l'intensité transmise dans la troisième milieu decroite de façon exponentiel ou presque en fonction de la distance (d) ainsi que avons calculer les profondeur de pénétration obtenus dans ce cas la frustration $n_3=n_1$ Sont généralement comparables a la profondeur de pénétration de l'onde évanescent non frustrée

Bibliographie

Optique - Optique Géométrique Matricielle Et Ondulatoire

Pérez José Philippe

[Xun_Li]_Optoelectronic_Devices_Design,_Modeling

[Didier_Decoster,_Joseph_Harari]_Optoelectronic_Se

Optoelectronique terahertz

Mémoire 2012