

# CHAPITRE IV

## *Diagnostic de structures par spectroscopie en champ proche*

### Tables des matières

1. Notion de champ proche.....	57
2. Méthode différentielle de modélisation à la mesure du champ évanescent .....	57
2.1 Réseau éclairé par une onde polarisée TE.....	58
2.2 Expression du champ dans les milieux extrêmes.....	59
2.3 Expression du champ dans la zone modulée.....	61
2.4 Matrice de transmission et de réflexion.....	63
2.5 Condition au limite.....	64
2.6 Principe de la méthode différentielle .....	65
3. <b>Les application</b> .....	68
3.1 Application 1.....	68
3.2 Application 2.....	69
3.3 Diagnostic d'Ag en champ proche.....	72

## 1. Notion de champ proche

Lorsqu'un objet est éclairé par un faisceau de longueur d'onde  $\lambda$ , la lumière diffusée par cet objet est composée de deux catégories d'ondes : les ondes évanescentes (ou non-radiatives) dont l'amplitude décroît exponentiellement et qui demeurent confinées au voisinage de la surface de l'objet et les ondes propagatives (ou radiatives) qui ne peuvent se déplacer loin de la surface de l'objet. On appelle champ proche la zone où l'amplitude des ondes évanescentes n'est pas négligeable devant celle des ondes propagatives. Cette zone est limitée aux distances inférieures à  $\lambda/2\pi$ . On définit le champ lointain comme la zone correspondant aux distances supérieures à  $\lambda/2\pi$ . Dans cette zone on trouve que des ondes propagatives. C'est ce champ qui est détecté en microscopie classique. Il existe différentes manières à générer un champ évanescent [NEEL 2006].

## 2. Méthode différentielle de modélisation à la mesure du champ évanescent :

La méthode différentielle (MD) présente l'ensemble des informations pratiques nécessaires à la mise en place rapide des codes numériques. Dans ce but, il est présenté dans un premier temps le principe de base de la méthode différentielle en considérant le cas d'un réseau diffractant éclairé par une onde plane de **polarisation transverse électrique (TE)**. Dans un second temps on traite le cas de polarisation qui nous intéresse le plus, qui est celui d'une onde **polarisée transverse magnétique (TM)**. Il faut Préciser, que les traitements numériques ne seront fait qu'à une seule dimension vu les difficultés d'interprétation des résultats à deux dimensions, dans le cas des structures métalliques (en forme de réseau périodique) que nous envisageons d'étudier.

## 2.1 Réseau éclairé par une onde polarisée TE

Considérons la situation de la figure (**Fig.IV.1**) où un réseau de forme quelconque de période  $\mathbf{d}$  et de hauteur  $\mathbf{a}_2$ , est éclairé par une onde **plane TE** sous un angle d'incidence  $\theta$  en diffraction normale (plan d'incidence normale aux génératrices du réseau). Nous s'intéressons au champ diffracté en tout point de l'espace. Les milieux extrême **zone I** et **II** sont homogènes, isotropes, semi-infinis et sont décrits par leurs indices de réfraction respectifs  $\mathbf{n}_1$  et  $\mathbf{n}_2$ . Le milieu intermédiaire est désigné conventionnellement sous le terme de zone modulée. Dans cette zone, on distingue deux domaines, celui dont l'indice est  $\mathbf{n}_{1a}$  et le complémentaire sur la période d'indice  $\mathbf{n}_{1b}$ . Comme l'onde incidente est polarisée **TE**, la seule composante  $\mathbf{E}_z$  du champ électrique permet de définir l'ensemble des composantes du champ électromagnétique. Nous supposons une dépendance temporelle harmonique des champs de la forme  $\mathbf{exp}(-i\omega t)$ , où  $\omega$  est la pulsation de l'onde incidente, non explicitée dans les relations pour une raison de simplifier les écritures.

Les équations de Maxwell relatives à notre problème de propagation d'ondes dans le volume de la configuration géométrique s'écrivent :

$$\mathbf{div}\vec{\mathbf{E}} = \mathbf{div}\vec{\mathbf{B}} = 0 \quad (\text{IV.1a})$$

$$\mathbf{rot}\vec{\mathbf{E}} = \mathbf{j}\omega\mu_0\vec{\mathbf{H}} \quad (\text{IV.1b})$$

$$\mathbf{rot}\vec{\mathbf{H}} = -\mathbf{j}\omega\epsilon(\mathbf{x},\mathbf{y})\vec{\mathbf{E}} \quad (\text{IV.1c})$$

Ainsi dans les zones **I** et **II** l'équation de propagation se réduit à une équation d'Helmholtz :

$$\Delta E_z + a(\mathbf{x},\mathbf{y})E_z = 0 \quad \text{avec } a(\mathbf{x},\mathbf{y}) = K_l^2 = \omega^2\mu_0\xi(\mathbf{x},\mathbf{y}) \quad (\text{IV.1})$$

Où  $\Delta$  désigne l'opérateur laplacien et  $\xi(\mathbf{x},\mathbf{y})$  la permittivité électrique du milieu dans lequel se situe le point d'observation.

Le caractère périodique de l'objet diffractant nous autorise à écrire le champ  $E(x,y)$  sous forme d'une série infinie de fonctions pseudo-périodiques :

$$E(x, y) = \sum_n E_n(y) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.2})$$

Avec  $\alpha_n = \alpha_{inc} + nK$  Où  $\alpha_{inc} = k_{inc} = n_l \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$  et  $K = \frac{2\pi}{d}$

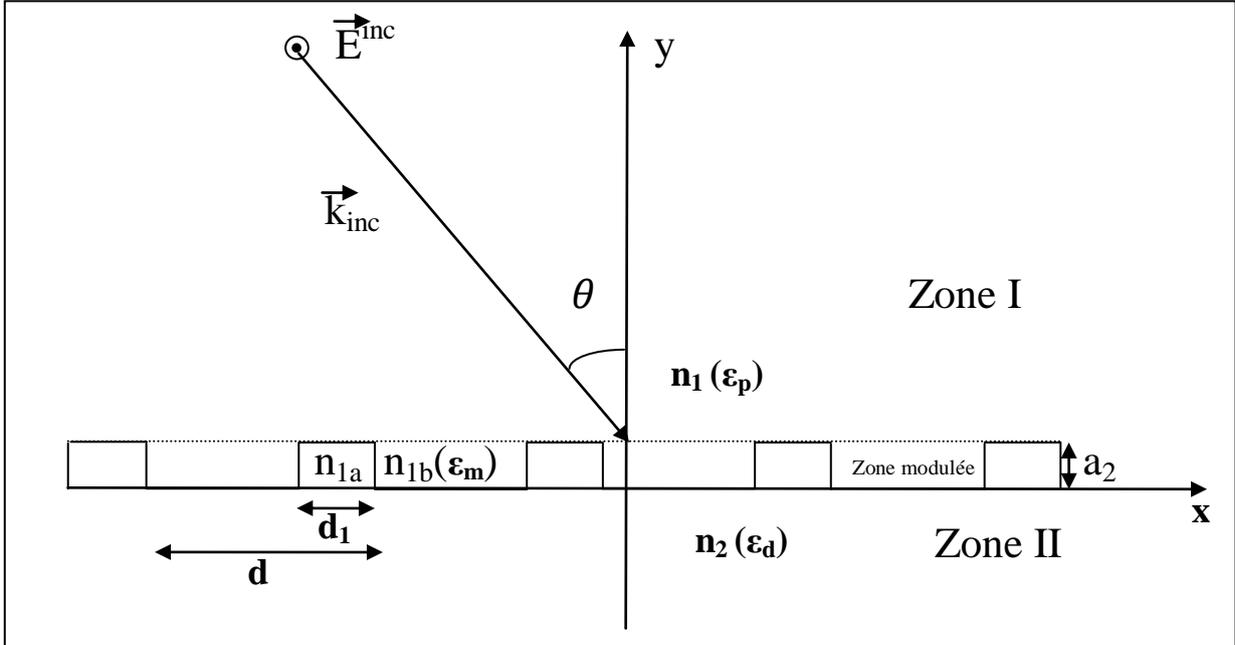


Fig.IV.1 : structure géométrique du problème

## 2.2 Expression du champ dans les milieux extrêmes

Dans les milieux 1 et 2, l'indice de réfraction est une constante, l'équation (IV.1) se résume donc à une équation de Helmholtz scalaire. En introduisant (IV.2) dans (IV.1) on obtient :

$$\sum_n \left( \frac{\partial^2 E_n^{(l)}(y)}{\partial y^2} + (K_l^2 - \alpha_n^2) E_n^{(l)}(y) \right) \exp(j\alpha_n x) = 0 \quad (\text{IV.3})$$

avec  $l=1$  ou  $2$  selon le milieu considéré. On peut écrire aussi, quelque soit la valeur de  $n$  :

$$\frac{\partial^2 E_n^{(l)}(y)}{\partial y^2} + (K_l^2 - \alpha_n^2) E_n^{(l)}(y) = 0 \quad (\text{IV.4})$$

pour chaque valeur de  $n$ , l'équation (IV.4) admet une solution analytique de la forme :

$$E^{(l)}(x, y) = \sum_{-\infty}^{+\infty} (A_n^{(l)} \exp(-j\chi_n^{(l)} y) + B_n^{(l)} \exp(j\chi_n^{(l)} y)) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.5})$$

Cette décomposition, dite décomposition de **Raleigh** s'interprète classiquement comme la somme d'une onde incidente se dirigeant vers les  $y$  négatifs (terme  $A_n$ ) et d'une onde réfléchie se dirigeant vers les  $y$  positifs (terme  $B_n$ ). Les composantes  $\chi_n^{(l)}$  selon  $y$  des vecteurs d'ondes associés à ces deux types de vibrations sont alors définies par :

$$\chi_n^{(l)} = \sqrt{K_n^{(l)2} - \alpha_n^2} \quad \text{si } (K_n^{(l)2} - \alpha_n^2) \geq 0 \quad (\text{IV.6a})$$

$$\chi_n^{(l)} = j\sqrt{\alpha_n^2 + K_n^{(l)2}} \quad \text{si } (K_n^{(l)2} - \alpha_n^2) \leq 0 \quad (\text{IV.6b})$$

Les indices  $n_1$  et  $n_2$  étant réels, la composante  $\chi_n^{(l)}$  du vecteur d'onde de l'harmonique  $n$  ne peut prendre que des valeurs réelles ou imaginaires pures. Les valeurs réelles sont associées à des harmoniques radiatives du champ alors que les valeurs imaginaires pures correspondent aux harmoniques non-radiatives évanescents et anti-évanescents.

**Zone I.** Dans cette zone le champ total est la somme du champ incident et du champ diffracté par réseau. Cependant, le développement précédent reste vrai pour le champ incident et le champ diffracté pris séparément puisque ces deux champs vérifient indépendamment l'un de l'autre l'équation de Helmholtz. Le champ incident ne peut pas contenir d'onde anti-évanescents, ce qui conduit à annuler les coefficients correspondant du type incident. Le champ dans le milieu 1 est donc la somme d'une onde incidente radiative et d'ondes diffractées radiatives ou évanescents, soit :

$$E^{(l)}(x, y) = \sum_{-\infty}^{+\infty} (A_n^{(l)} \delta(n) \exp(-j\chi_n^{(l)} y) + B_n^{(l)} \exp(j\chi_n^{(l)} y)) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.7})$$

où  $\delta(n)$  désigne le symbole de Kronecker.

**Zone II** : Pour conserver une signification physique aux solutions fournies par la relation (IV.5), il est nécessaire d'annuler les termes associés aux ondes anti-évanescents ce qui constitue la condition d'onde sortante (C.O.S). En effet le milieu 2 étant supposé semi-infini l'onde de retour n'existe pas. Ainsi dans la zone II, on impose que  $B_n=0 \quad \forall n$ . Le champ dans le milieu 2 s'exprime alors sous la forme :

$$E^{(2)}(x, y) = \sum_{-\infty}^{+\infty} (A_n^{(2)} \exp(-j\chi_n^{(2)}y) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.8})$$

### 2.3 Expression du champ dans la zone modulée

Dans cette zone la décomposition de **Rayleigh** n'est plus valable. En effet, l'indice de réfraction dans ce cas n'étant plus constant la résolution de l'équation (IV.1) n'est plus aussi facile que précédemment. La décomposition de Rayleigh reste toutefois licite dans le cas des profils très peu rugueux qui ne présentent pas de points anguleux ce qui n'est pas le cas des objets que nous allons considérer dans ce travail. Il faut donc s'affranchir de l'expression du champ électrique sous la forme de la décomposition de Rayleigh. Dans ce but, considérons l'équation (IV.1) en attribuant à  $y$  la valeur  $y_0$  ce qui donne :

$$\Delta E_z(x, y_0) + \omega^2 \mu_0 \xi(x, y_0) E_z(x, y_0) = 0 \quad (\text{IV.9})$$

L'examen d'une période du système le long d'une ligne  $y=y_0$  révèle que  $\xi(x, y_0)$  ne prend que deux valeurs fixes  $n_{1a}$  et  $n_{1b}$ . Par conséquent, la fonction  $\xi(x, y_0) = n^2(x, y_0)$  est une fonction périodique selon  $x$  de période  $d$  qui peut donc s'écrire sous la forme d'une série de Fourier :

$$a(x, y) = \omega^2 \mu_0 \xi(x, y_0) = \sum_{-\infty}^{+\infty} \gamma_n(y_0) \exp(jnKx) \quad (\text{IV.10})$$

avec  $\gamma_n$  les coefficients de Fourier déterminés à partir de la fonction  $a(x, y)$ .

En reportant les équations (IV.2) et (IV.10) dans (IV.9) on obtient pour chaque harmonique n une équation de la forme :

$$\frac{d^2}{dy^2} E_n(y) - \alpha_n^2 E_n(y) + \sum_{n'} \gamma_{n-n'}(y) E_{n'}(y) = 0 \quad (\text{IV.11})$$

Cette équation représente un système d'équations différentielles couplées du second ordre.

En procédant au changement de variable suivant :

$$\frac{d}{dy} E_n(y) = \tilde{E}_n(y) \quad (\text{IV.12})$$

L'équation (IV.11) se transforme en une équation différentielle du premier ordre soit :

$$\frac{d}{dy} \tilde{E}_n(y) - \alpha_n^2 E_n(y) + \sum_{n'} \gamma_{n-n'}(y) E_{n'}(y) = 0 \quad (\text{IV.13})$$

Ce qui peut s'écrire sous la forme matricielle suivante  $\frac{\partial \psi}{\partial y} = V \psi$

Avec  $\psi$  étant une matrice colonne formée par les  $E_n$  et  $\tilde{E}_n$  :  $V$  est une matrice carrée dont les élément sont tels que :

$$\frac{d}{dy} \begin{bmatrix} E_n(y) \\ \tilde{E}_n(y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & I \\ \alpha_n^2 - \sum_{n'} \gamma_{n-n'}(y) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_n(y) \\ \tilde{E}_n(y) \end{bmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

I désignant la matrice unité.

Nous supposons que le champ électromagnétique est bien décrit grâce à un nombre fini d'harmoniques égale à  $2N+1$ . Dans ce cas, le vecteur colonne  $\psi$  contient  $2 \times (2N+1)$  termes et la matrice  $V$  a pour dimension  $4 \times (2N+1)^2$ .

La résolution du problème nous conduit donc à une intégration numérique du système différentiel (IV.14) sur l'intervalle  $[0.a]$  sachant que la solution doit s'identifier aux valeurs numériques fournies par les développements (IV.7) et (IV.8) en dehors de la zone modulée.

## 2.4 Matrice de transmission et de réflexion

Les coefficients des champs incident  $A_n^{(1)}$  et diffracté  $B_n^{(1)}$  ainsi que les  $A_n^{(2)}$ , sont assimilés respectivement aux vecteurs colonnes  $\psi_A^{(1)}$ ,  $\psi_B^{(1)}$ ,  $\psi_A^{(2)}$ . La linéarité du problème de diffraction (linéarité des équations de Maxwell et les relations de continuités), fait que ces vecteurs peuvent être reliés entre eux par des matrices carrées  $M_A$  et  $M_B$  ce qui se traduit par les relations matricielles :

$$\psi_A^{(1)} = M_A \psi_A^{(2)} \quad (\text{IV.15a})$$

$$\psi_B^{(1)} = M_B \psi_A^{(2)} \quad (\text{IV.15b})$$

De la relation (IV.15a) on peut déduire le champ transmis en fonction du champ incident :

$$\psi_A^{(2)} = M_A^{-1} \psi_A^{(1)}$$

De même la relation (IV.15b) nous indique que le champ diffracté dans le milieu 1 se déduit du champ incident par la relation :

$$\psi_B^{(1)} = M_B M_A^{-1} \psi_A^{(1)}$$

La matrice  $M_A^{-1}$  s'apparente à une matrice de transmission tandis que le produit  $M_B M_A^{-1}$  s'interprète comme une matrice de réflexion, soit :

$$T = M_A^{-1} \quad (\text{IV.16a})$$

$$R = M_B M_A^{-1} \quad (\text{IV.16b})$$

Ces deux matrices R et T suffisent à déterminer le champ diffracté dans les deux milieux homogènes 1 et 2.

## 2.5 Conditions aux limites

La conservation des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique implique la continuité de la solution et de sa dérivée normale pour  $y=0$  et  $y=a$ . ce qui nous permettons d'écrire à partir des relations (IV.7), (IV.8) et (IV.12) les équations suivantes :

$$E_n(0) = A_n^{(2)} \quad (\text{IV.17a})$$

$$\tilde{E}_n(0) = \left[ \frac{d}{dy} E_n^{(2)} \right]_{y=0} = -j\chi_n^{(2)} A_n^{(2)} \quad (\text{IV.17b})$$

$$E_n(a) = A_n^{(1)} \exp(-j\chi_n^{(1)} a) + B_n^{(1)} \exp(j\chi_n^{(1)} a) \quad (\text{IV.17c})$$

$$\tilde{E}_n(a) = \left[ \frac{d}{dy} E_n \right]_{y=a} = j\chi_n^{(1)} (-A_n^{(1)} \exp(-j\chi_n^{(1)} a) + B_n^{(1)} \exp(j\chi_n^{(1)} a)) \quad (\text{IV.17d})$$

Des équations (IV.17a) ou (IV.17b) on obtient les composantes du vecteur colonne dans le milieu 2 sachant que  $-N \leq n \leq N$  :

$$\psi_A^{(2)} = [E_n(0)] \quad (\text{IV.18a})$$

De même à partir des équation (IV.17c) et (IV.17d) on déduit les composantes des vecteurs colonne dans le milieu 1 :

$$\psi_A^{(1)} = \frac{1}{2} \left[ E_n(a) - \frac{1}{j\chi_n^{(1)}} \tilde{E}_n(a) \right] \exp(j\chi_n^{(1)} a) \quad (\text{IV.18b})$$

$$\psi_B^{(1)} = \frac{1}{2} \left[ E_n(a) + \frac{1}{j\chi_n^{(1)}} \tilde{E}_n(a) \right] \exp(-j\chi_n^{(1)} a) \quad (\text{IV.18c})$$

## 2.6 Principe de la méthode différentielle

Si les conditions initiales à l'interface  $y=a$  étaient connues, l'intégration numérique de (IV.14) entre  $y = a$  et  $y = 0$  pour chaque harmonique déterminerait le champ diffracté. Ces conditions sont inconnues puisqu'elles font intervenir le champ diffracté dans la zone 1 et que ce champ lui-même est inconnu. L'idée est donc de considérer le problème dans le sens inverse. En effet il est bien connu qu'une application linéaire, définie sur un espace de dimension fini, est entièrement déterminé, lorsque les images de vecteurs de la base sont connues. Comme nous avons supposé que notre espace est de dimension  $(2N+1)$ , la base est donc finie, il suffit juste de se donner  $2N+1$  vecteurs  $\psi_A^{(2)}$  linéairement indépendant et calculer leurs images en intégrant le système différentiel (IV.14). La forme du vecteur colonne d'excitation d'ordre  $k$  a pour forme à la côte  $y=0$  :

$$\begin{cases} E_k^{(2)}(0) = \left[ \sum_{n=1}^{2N+1} \delta(n-k) \right] \\ k \in [1, 2N+1] \end{cases} \quad (\text{IV.19})$$

Les condition de continuité des composantes tangentiels des champs électrique et magnétique à l'interface  $y=0$ , fournissent les conditions initiales de l'intégration numérique de (IV.14) entre  $y=0$  et  $y=a$ . En faisant de nouveau appel aux conditions de continuité en  $z = a_2$ , et en utilisant les équations (IV.18a) et (IV.18b), on détermine les composantes  $\psi_A^{(1)}_k$  et  $\psi_B^{(1)}_k$  du champ dans le milieu 1 ayant généré le champ transmis dans le milieu 2 décrit par (IV.19).

$$\begin{cases} \psi_{A\ k}^{(1)} = [A_n^{(1)}] \\ \psi_{B\ k}^{(1)} = [B_n^{(1)}] \end{cases} \quad (\text{IV.20})$$

Les matrices  $M_A$  et  $M_B$  sont formées respectivement, par la juxtaposition des vecteurs colonnes  $\psi_A^{(1)}_k$  et  $\psi_B^{(1)}_k$ .

Ce qui nous permettons de déterminer d'après les équations ((IV.3), (IV.16a) et (IV.16b)) les matrices de transmission T et de réflexion R.

La connaissance de ces deux dernières matrices est suffisante pour calculer les champ électrique transmis et réfléchi sachant que :

$$\psi_A^{(2)} = [T]\psi_A^{(inc)} \quad (\text{IV.21})$$

$$\psi_B^{(1)} = [R]\psi_A^{(inc)} \quad (\text{IV.22})$$

Comme l'onde incidente ne contient que l'harmonique d'ordre zéro, le vecteur colonne correspondant s'écrit :

$$\psi_A^{(inc)} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ E_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.23})$$

De ce fait, les coefficients des vecteurs colonnes  $\psi_B^{(1)}$  et  $\psi_A^{(2)}$  se réduisent, au facteur  $E_0$  près, aux éléments de la colonne N+1 des matrices R et T respectivement.  $E_0$  est supposé égale à l'unité dans notre cas.

$$\psi_B^{(1)} = [B_n^{(1)}] = [E_n^{(1)y+}] = [R]\psi_A^{(inc)} \quad (\text{IV.24})$$

$$\psi_A^{(2)} = [A_n^{(2)}] = [E_n^{(2)y-}] = [T]\psi_A^{(inc)} \quad (\text{IV.25})$$

Les  $E_n^{(1)y+}$  et les  $E_n^{(2)y-}$  représentent les amplitudes des harmoniques du champ diffracté dans le milieu d'incidence et de transmission respectivement. Le champ électrique transmis s'écrit alors :

$$E^{(2)}(x, y) = \sum_n E_n^{(2)} \exp(-j\chi_n^{(2)}y) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.26})$$

L'équation de Maxwell-Ampère ( relation ( IV.1b )), nous permet de déterminer les deux composantes de l'induction magnétique à partir du champ électrique :

$$\begin{cases} H_x = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \\ H_y = \frac{-1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{IV.27})$$

D'où l'on peut déduire les coefficients de la décomposition en série de Fourier des composantes de l'induction magnétique dans le même milieu :

$$\begin{cases} H_n^{(2)}{}_x = -\frac{\chi_n^{(2)}}{\omega\mu_0} E_n^{(2)} \\ H_n^{(2)}{}_y = -\frac{\alpha_n}{\omega\mu_0} E_n^{(2)} \end{cases} \quad (\text{IV.28})$$

De la même manière, on obtient pour le champ électrique réfléchi dans le milieu 1 :

$$E^{(1)}(x, y) = \sum_n E_n^{(1)} \exp(j\chi_n^{(1)} y) \exp(j\alpha_n x) \quad (\text{IV.29})$$

et les coefficients de la décomposition en série de Fourier des composantes de l'induction magnétique :

$$\begin{cases} H_n^{(1)}{}_x = -\frac{\chi_n^{(1)}}{\omega\mu_0} E_n^{(1)} \\ H_n^{(1)}{}_y = -\frac{\alpha_n}{\omega\mu_0} E_n^{(1)} \end{cases} \quad (\text{IV.30})$$

Après projection des champs dans la base exponentielle, la méthode différentielle se décompose en trois phases majeures.

-La première phase consiste à intégrer, du milieu de transmission vers le milieu d'incidence, les équations de propagation du champ dans la zone modulée avec des conditions initiales imposées dans le milieu de transmission qui décrivent l'ensemble des vecteurs de la base d'onde planes. De cette intégration, on tire les éléments  $M_A$  et  $M_B$ . Ces éléments matriciels sont le résultat de l'intégration numérique de l'équation différentielle (IV.14) entre  $y=0$  et  $y=a$  pour des champs dans le milieu 2 définis par la relation (IV.19).

-Au cours de la second phase, on déduit de  $M_A$  et  $M_B$  les matrices de transmission et de réflexion T et R du système définies par

$$T = (M_A)^{-1} \text{ et } R = M_B.T$$

-Enfin, dans un troisième temps, on calcule les amplitudes des harmoniques du champ diffracté dans les milieux 1 et 2 à partir du champ incident et des matrices R et T.

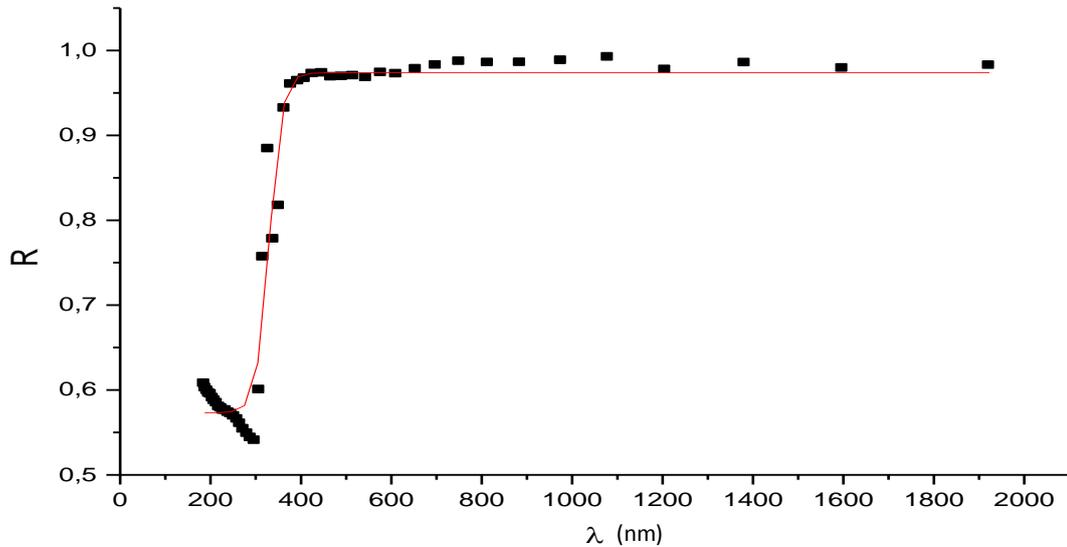
### 3. Les applications

#### 3.1 Application 1

Nous pouvons alors faire une étude numérique des variations de la réflectivité **R** en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ .

**Table IV.1**

Les paramètres	Les valeurs
$\theta$ (angle d'incidence)	(49.12)°
$\lambda$ (longueur d'onde)	(187.....1923) nm
$n_1$ (indice de prisme)	2.1
$n_2$ (indice de l'air)	1.0
$n_{1a}$ (indice de l'air)	1.0
$n_{1b}$ (indice du matériau Ag)	(0.14+i2.91 .....)
$d$ (periode du réseau )	40.00 $\mu\text{m}$
$d_1$ (créneau de l'air) longueur de creux	20.00 $\mu\text{m}$
$a_2$ (épaisseur du réseau)	47.00 nm
<b>N</b> (nombre de mode de réseau)	200
<b>NH</b> (nombre pas du réseau)	5



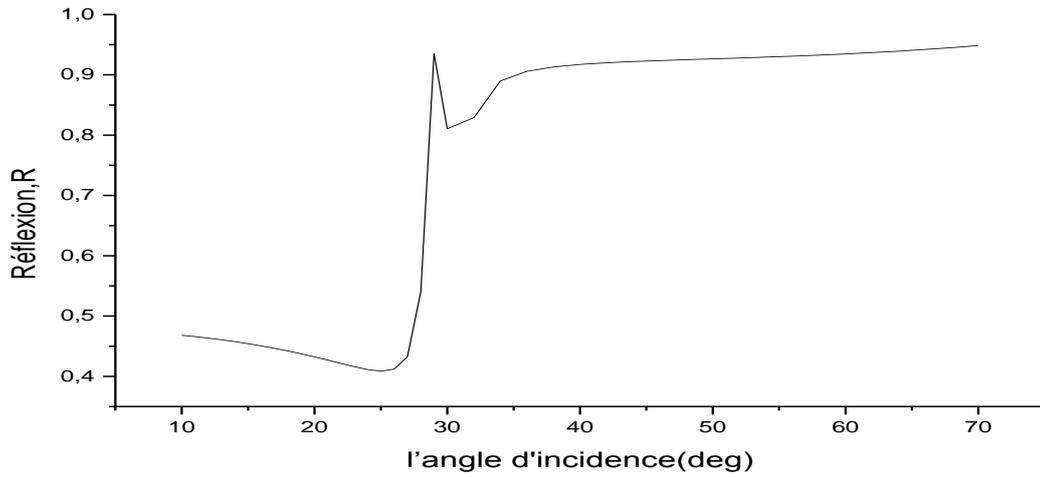
**Fig.IV.2 :** Evolution de la réflectivité en fonction de longueur d'onde  $\lambda$ , pour le cas d'un film d'Ag (en forme de réseau périodique).

### 3.2 Application 2

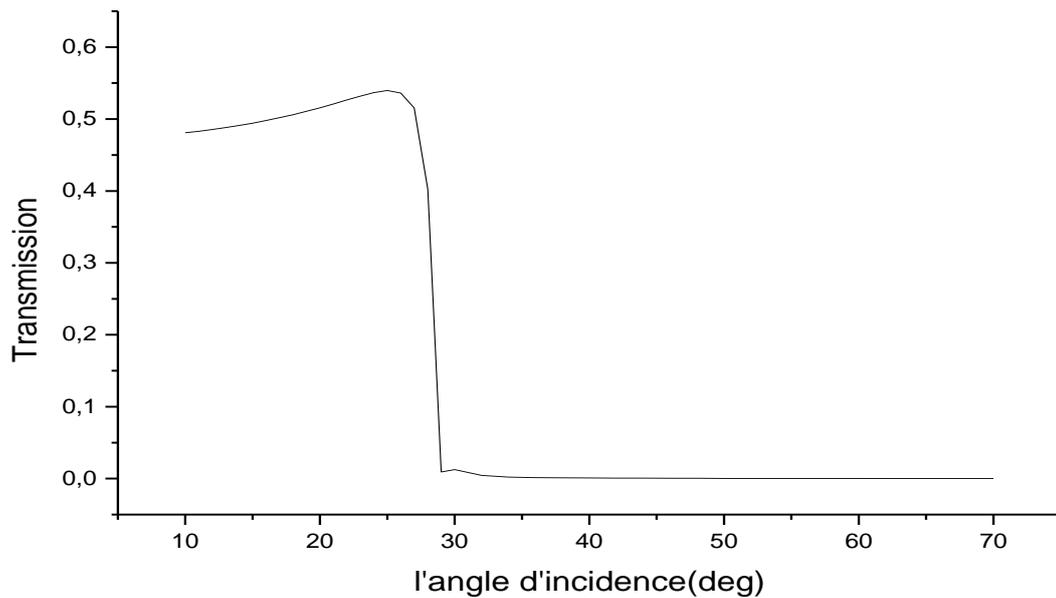
Nous pouvons alors faire une étude numérique des variations de la réflectivité  $R$ , transmission, efficacité et l'absorption en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ .

**Table IV.2**

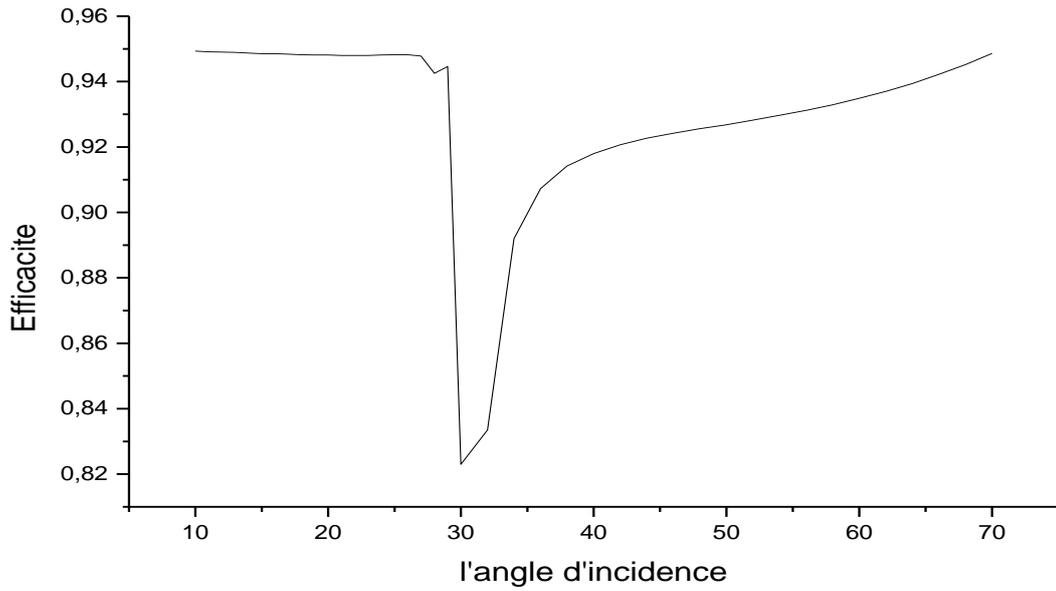
Les paramètres	Les valeurs
$\theta$ (angle d'incidence)	(10.0...70.0)°
$\lambda$ (longueur d'onde)	427 nm
$n_1$ (indice de prisme)	2.1
$n_2$ (indice de l'air)	1.0
$n_{1a}$ (indice de l'air)	1.0
$n_{1b}$ (indice du matériau Ag)	(0.04, 2.46)
$d$ (periode du réseau)	40.00 $\mu\text{m}$
$d_1$ (créneau de l'air) longueur de creux	20.00 $\mu\text{m}$
$a_2$ (épaisseur du réseau)	60.00 nm
$N$ (nombre de mode de réseau)	200
$NH$ (nombre pas du réseau)	5



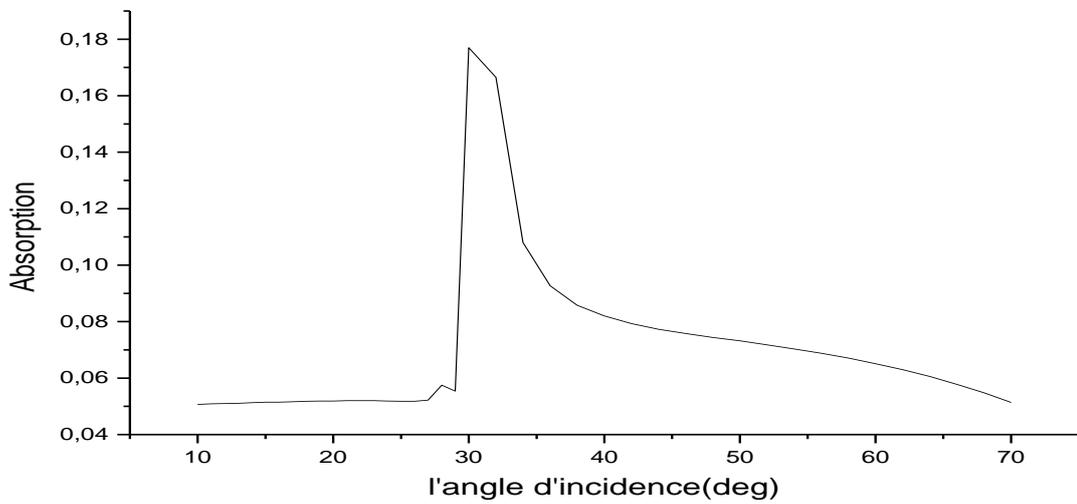
**Fig.IV.3** : Evolution de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ , pour le cas d'un film d'Ag (en forme de réseau périodique).



**Fig.IV.4** : Evolution de la transmission en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ , pour le cas d'un film d'Ag (en forme de réseau périodique).

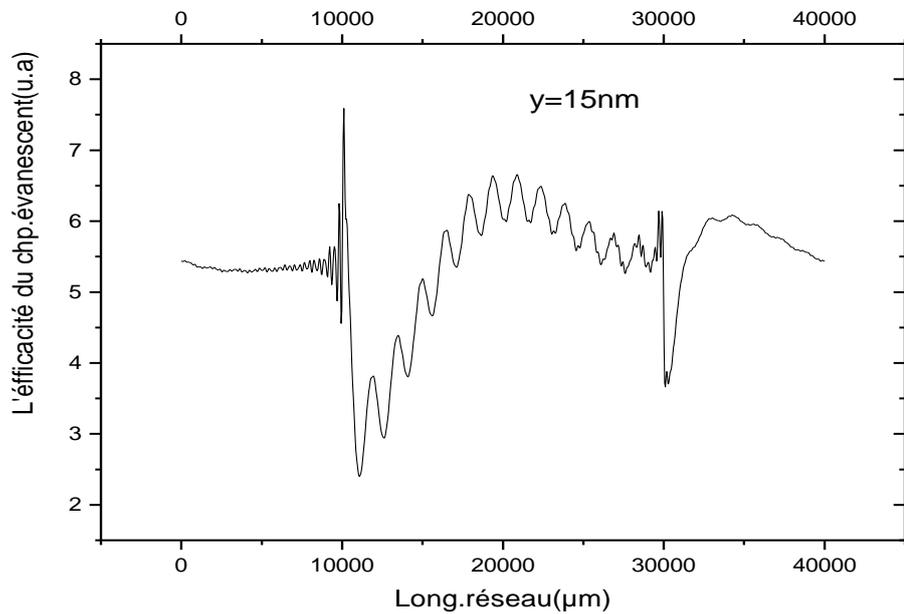


**Fig.IV.5** : Evolution de l'efficacité en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ , pour le cas d'un film d'Ag (en forme de réseau périodique).



**Fig.IV.6** : Evolution de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$ , pour le cas d'un film d'Ag (en forme de réseau périodique).

### 3.3 Diagnostic d'Ag en champ proche



**Fig.IV.7** Comportement du champ évanescent en fonction du balayage de la longueur du réseau **Ag-diélectrique** en contact avec l'air ambiant. Mesure effectuée à une distance **y=15 nm** de l'échantillon. Les paramètres de la structure sont résumés dans **Table IV.1**.

Dans le comportement du champ évanescent en fonction de la longueur de réseau, il apparaît le caractère oscillatoire de modulation de l'onde sur lequel on a la présence d'une forte résonance du pic de transmission.