

I Un réseau de tiges infiniment conducteur utilisé en transmission est représenté sur la fig.1 qui définit les notations utilisées dans la suite. Les génératrices, non-représentées, sont parallèles à l'axe  $Oz$ . Les zones hachurées sont remplies d'un métal infiniment conducteur. Les zones non-hachurées sont remplis de diélectriques transparents dont les indices de réfraction ( $\nu, \nu_1$ ) sont indiqués sur la figure. On notera que les indices du superstrat et du substrat sont égaux. Une onde plane incidente, de vecteur d'onde  $\vec{k}_i$  appartenant au plan  $xOy$ , tombe sur le réseau sous l'angle d'incidence  $\theta$ , et l'on suppose son champ électrique parallèle à l'axe  $\vec{Oz}$ , d'amplitude unité.

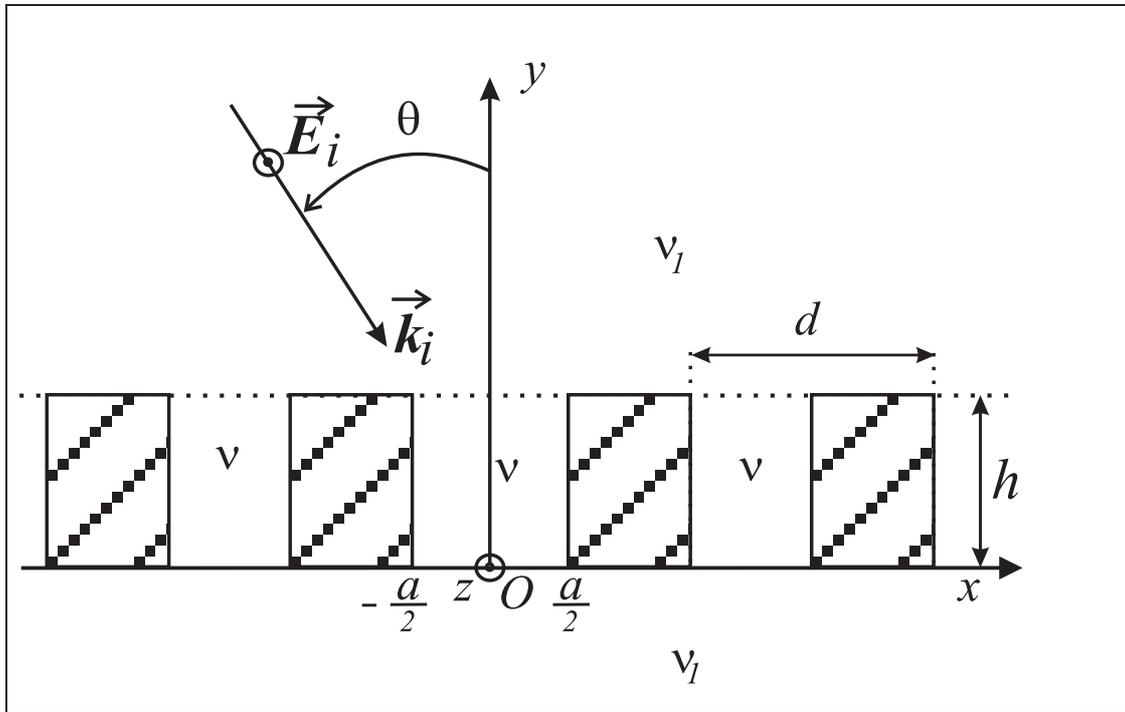


Figure 1:

1. Donner l'expression de l'amplitude complexe  $E^i$  du champ incident.

Dépendance en temps  $e^{-i\omega t}$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^i &= A_0 \exp \left[ i \vec{k}_i \cdot \vec{r} \right] = \underline{\underline{1}} \exp \left[ i \vec{k}_i \cdot \vec{r} \right] \\ &= \underline{\underline{1}} \exp \left[ ik_1 (x \sin \theta - y \cos \theta) \right] \equiv \underline{\underline{1}} \exp \left[ i (\alpha x - \beta y) \right] \end{aligned}$$

2. Montrer que le champ total est pseudo-périodique par rapport à  $x$ .

Il doit exister un opérateur linéaire (disons l'opérateur  $\mathcal{R}$ ) qui dépend des coordonnées  $x$  et  $y$  (au module de  $d$  près : voir ci-dessous) et qui relie le champ incident au champ total  $\mathcal{E}(x, y)$  :

$$\mathcal{E}(x, y) = \mathcal{R} \mathcal{E}^i(x, y) \quad (1)$$

La linéarité de cette opérateur implique que pour  $\forall C$  où  $C$  est une constante :

$$\forall C \quad C\mathcal{E}(x, y) = \mathcal{R}C\mathcal{E}^i(x, y)$$

Faisons subir au trièdre de référence une translation d'amplitude  $-d$  le long de  $Ox$ . La structure infini idéale étant invariante dans cette translation, **l'opérateur  $\mathcal{R}$  est in-changé** tandis que  $\mathcal{E}^i(x, y)$  et  $\mathcal{E}(x, y)$  sont respectivement remplacés par  $\mathcal{E}^i(x + d, y)$  et  $\mathcal{E}(x + d, y)$ . On peut donc écrire que :

$$\mathcal{E}(x + d, y) = \mathcal{R}\mathcal{E}^i(x + d, y)$$

ou encore

$$\mathcal{E}(x + d, y) = \mathcal{R}e^{ik_1 \sin \theta d} \mathcal{E}^i(x, y) = e^{ik_1 \sin \theta d} \mathcal{R}\mathcal{E}^i(x, y)$$

ce qui après l'éq.(1) entraîne

$$\mathcal{E}(x + d, y) = e^{ik_1 \sin \theta d} \mathcal{E}(x, y) \quad (2)$$

qui est l'expression de pseudo-périodicité du champ total. Puisque le champ incident satisfait la même expression, le champ diffracté  $\mathcal{E}^d(x, y) \equiv \mathcal{E}(x, y) - \mathcal{E}^i(x, y)$  est également pseudo-périodique.

*En déduire qu'il est représentable par une série que l'on précisera.*

On constate alors que

$$\mathcal{E}(x, y) e^{-i\alpha x} \text{ est périodique sur } x \text{ de période } d.$$

En effet :

$$[\mathcal{E}(x + d, y) e^{-i\alpha(x+d)}] = \mathcal{E}(x, y) e^{i\alpha d} e^{-i\alpha x} e^{-i\alpha d} = \mathcal{E}(x, y) e^{-i\alpha x}$$

Un champ périodique est développable en série de Fourier, i.e.

$$\mathcal{E}(x, y) e^{-i\alpha x} = \sum_{-\infty}^{\infty} E_n(y) e^{in\frac{2\pi}{d}x} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} E_n(y) e^{inKx} \quad \boxed{K = \frac{2\pi}{d}}$$

Le champ total  $\mathcal{E}(x, y)$  est donc développable en série de Fourier généralisée :

$$\mathcal{E}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} E_n(y) e^{\alpha_n x} \quad \text{avec } \alpha_n = \alpha + nK = k \sin \theta + nK$$

3. *Etablir les expressions des champs diffractés dans le superstrat ( $y > h$ ) et le substrat ( $y < 0$ ) sous la forme de développements de Rayleigh. En déduire les angles de diffraction  $\theta_n$  et  $\theta'_n$  des ordres réfléchis et transmis.*

Le demi-espace  $y > h$  est un milieu homogène. Le champ total dans cette région satisfait donc

$$\Delta \mathcal{E} + k_1^2 \mathcal{E} = 0$$

avec  $k_1^2 = \nu_1^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = \varepsilon_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ . Insérant l'éq.(3) dans l'éq.(7) nous donne

$$\sum_n [E_n''(y) + (k_1^2 - \alpha_n^2) E_n(y)] e^{i\alpha_n x} = 0$$

où en multipliant par  $e^{-i\alpha x}$  + la base de Fourier

$$\Rightarrow \forall n : E_n''(y) + \beta_n^2 E_n(y) = 0 \quad \beta_n = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - \alpha_n^2} & \text{si } k_1^2 - \alpha_n^2 > 0 \\ i\sqrt{\alpha_n^2 - k_1^2} & \text{si } k_1^2 - \alpha_n^2 < 0 \end{cases}$$

Cette équation implique

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_n(y) &= A_n e^{-i\beta_n y} + B_n e^{i\beta_n y} \\ \Rightarrow E_n(x, y) &= \sum_n \underbrace{A_n e^{-i\beta_n y} e^{i\alpha_n x}}_{\boxed{1}} + \sum_n \underbrace{B_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x}}_{\boxed{2}} \end{aligned}$$

$\boxed{1}$  : champ incident ou non borné à  $y \rightarrow \infty$

$$+ \text{Condition d'onde sortante} \Rightarrow A_n = \delta_{n,0}$$

$\boxed{2}$  : champ diffracté, propagateur ou évanescant

$$\begin{aligned} E^d(x, y) &= \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} B_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x} \\ \alpha_n &= k_1 \sin \theta + nK \end{aligned}$$

Le développement du champ total dans l'espace  $y > h$  s'exprime donc :

$$E_n(x, y) = e^{-i\beta_0 y} e^{i\alpha_0 x} + \sum_n B_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x}$$

Les mêmes considérations pour le champ total transmis  $y < 0$  donne :

$$E_n^T(x, y) = \sum_n A'_n e^{-i\beta_n y} e^{i\alpha_n x} + \sum_n B'_n e^{i\beta_n y} e^{i\alpha_n x}$$

La condition d'onde sortant donne  $B'_n = 0, \forall n$ . Le champ transmis ( $y < 0$ ) s'exprime :

$$E_n^T(x, y) = \sum_n A'_n e^{-i\beta_n y} e^{i\alpha_n x}$$

Les ondes propagateurs doivent satisfaire

$$\left| \vec{\mathbf{k}}_n \right| = \left| \vec{\mathbf{k}}_i \right| = k_1$$

or  $\alpha_n = \alpha + nK$ . Dans le domaine  $y > h$  on a donc

$$\begin{aligned} k_1 \sin \theta_n &= k_1 \sin \theta + nK \\ \Rightarrow \sin \theta_n &= \sin \theta + n \frac{\lambda_1}{d} \end{aligned}$$

Dans le domaine  $y < 0$  on a (avec la convention des signes habituelle)

$$\sin \theta'_n = \sin \theta + n \frac{\lambda_1}{d}$$

4. On choisit l'incidence  $\theta$  correspondant au montage de Littrow dans l'ordre  $-1$ , c'est-à-dire tel que l'ordre  $-1$  réfléchi se propage dans la même direction que l'onde incidente, mais en sens inverse. Etablir la relation liant  $\theta$ , la longueur d'onde  $\lambda_1$  dans le superstrat et la période  $d$  du réseau.

Il faut que  $\theta_{-1} = -\theta_1$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \sin \theta_{-1} &= -\sin \theta = \sin \theta - \frac{\lambda_1}{d} \\ \Rightarrow \sin \theta &= \frac{\lambda_1}{2d}\end{aligned}$$

La valeur de  $\alpha$  dans le montage de Littrow est donc :

$$\alpha_{L,-1} = k_1 \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{\lambda_1}{2d} = \frac{\pi}{d}$$

Cette condition sera supposé dans toute la suite

## II Théorie modale :

1. On s'intéresse au champ électrique total,  $E_s$  qui s'établit à l'intérieur du premier sillon défini par  $x \in [-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}]$  et  $y \in [0, h]$ , et on le représente par la série :

$$\mathcal{E}_s = \sum_{m=1}^{\infty} u_m(y) G_m(x) \quad (3)$$

- a) Déterminer les fonctions  $G_m(x)$  en écrivant les conditions aux limites en  $x = \pm \frac{a}{2}$ .  
Conditions aux limites en  $x = \pm a$  :  $E = 0$

$$\sum_{m=1}^{\infty} u_m(y) G_m(x) = 0 \quad \forall y \in [0, h] \Rightarrow G_m(x) = 0 \text{ en } x = \pm \frac{a}{2}$$

or chaque mode doit vérifier Helmholtz :

$$\Delta u_m(y) G_m(x) + k^2 u_m(y) G_m(x) = 0$$

où  $k^2 = \nu^2 \frac{\omega^2}{c^2} = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}$ . L'application de l'équation de Helmholtz

$$\Rightarrow \frac{d^2 u_m}{dy^2} G_m + u_m \frac{d^2 G_m}{dx^2} + k^2 u_m(y) G_m(x) = 0$$

Divisant le tout par  $u_m G_m$  on obtient :

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{1}{u_m} \frac{d^2 u_m}{dy^2}}_{\text{fonction de } y} + k^2 + \underbrace{\frac{1}{G_m} \frac{d^2 G_m}{dx^2}}_{\text{fonction de } x} = 0 \quad (4)$$

La solution d'une telle équation (de variable séparés) doit prendre la forme

$$\frac{1}{u_m} \frac{d^2 u_m}{dy^2} + k^2 = Cte = -\frac{1}{G_m} \frac{d^2 G_m}{dx^2}$$

$\Rightarrow Cte$  : est une valeur propre de l'opérateur  $\frac{d^2}{dx^2}$  plus les conditions aux limites de Dirichlet ( $G_m(\pm\frac{a}{2}) = 0$ )

$$\Rightarrow Cte = \eta^2 \text{ réelle } > 0$$

$$\Rightarrow \frac{d^2 G_m}{dx^2} = -\eta^2 G_m \quad (5)$$

La solution générale est de la forme

$$G_m(x) = C \cos \eta x + D \sin \eta x$$

Les conditions limites sont :

$$C \cos \eta \frac{a}{2} + D \sin \eta \frac{a}{2} = 0 \quad (6a)$$

$$C \cos \eta \frac{a}{2} - D \sin \eta \frac{a}{2} = 0 \quad (6b)$$

On obtient une solutions non-trivial si le déterminant de ces équations est nul i.e.

$$\begin{vmatrix} \cos \eta \frac{a}{2} & \sin \eta \frac{a}{2} \\ \cos \eta \frac{a}{2} & -\sin \eta \frac{a}{2} \end{vmatrix} = 0$$

Ce qui indique des solutions non-trivial si

$$\cos \left( \eta \frac{a}{2} \right) \sin \left( \eta \frac{a}{2} \right) = 0$$

Il y a deux solutions possibles à cette équation :

$$- \sin \left( \eta \frac{a}{2} \right) = 0 :$$

$$\sin \left( \eta \frac{a}{2} \right) = 0 \Rightarrow \eta \frac{a}{2} = q\pi \text{ où } q \text{ est un entier}$$

$$\eta = q \frac{2\pi}{a}$$

Le fait que  $\sin \eta \frac{a}{2} = 0 \Rightarrow \cos \eta \frac{a}{2} \neq 0$ . En insérant  $\sin \eta \frac{a}{2} = 0$  dans l'éq.(6a)  $\Rightarrow C \cos \eta \frac{a}{2} = 0 \Rightarrow C = 0$  et

$$G_q(x) = D_q \sin \left( q \frac{2\pi}{a} x \right)$$

qui sont des solutions impaires de  $x$ . (i.e.  $G_q(-x) = -G_q(x)$ ).

$$- \cos \left( \eta \frac{a}{2} \right) = 0 :$$

$$\cos \left( \eta \frac{a}{2} \right) = 0 \Rightarrow \eta \frac{a}{2} = \frac{\pi}{2} + p\pi, \text{ où } p \text{ est un entier } \geq 0$$

$$\eta = \frac{2\pi}{a} \left( \frac{1}{2} + p \right) = \frac{\pi}{a} (2p + 1)$$

Le fait que  $\cos \eta \frac{a}{2} = 0 \Rightarrow \sin \eta \frac{a}{2} \neq 0$ . En insérant  $\cos \eta \frac{a}{2} = 0$  dans l'éq.(6a)  $\Rightarrow D \sin \eta \frac{a}{2} = 0 \Rightarrow D = 0$  et

$$G_p(x) = D_p \sin \left( \frac{\pi}{a} (2p + 1) x \right)$$

qui sont des solutions paires de  $x$ . (i.e.  $G_p(-x) = -G_p(x)$ ).  
 Définissons maintenant un indice  $m$  tel que :

$$m = \begin{cases} 2q & \text{solution impaire} \\ 2p + 1 & \text{solution paire} \end{cases}$$

Les constants  $C_p$  et  $D_q$  peuvent être assimilés dans les fonctions  $u_m(y)$ . On peut donc écrire :

$$G_m(x) = \begin{cases} \cos\left(m\frac{\pi}{a}x\right) & m \text{ impaire, } \geq 1 : (\text{solution impaire}) \\ \sin\left(m\frac{\pi}{a}x\right) & m \text{ paire, } \geq 2 : (\text{solution paire}) \end{cases}$$

b) *Montrer que les fonctions  $u_m(y)$  peuvent s'écrire sous la forme :*

$$u_m(y) = a_m \exp[i\mu_m(y+h)] + b_m \exp[-i\mu_m(y-h)] \quad (7)$$

*et préciser la valeur de  $\mu_m$ . Discuter le caractère propagateur ou évanescent de la solution élémentaire  $u_m(y) G_m(x)$ .*

Revenant à l'éq.(4). On trouve

$$\begin{aligned} \frac{1}{u_m} \frac{d^2 u_m}{dy^2} + k^2 &= \eta_m^2 = m^2 \frac{\pi^2}{a^2} \\ \Rightarrow \frac{d^2 u_m}{dy^2} &= -\left(k^2 - m^2 \frac{\pi^2}{a^2}\right) u_m \equiv -\mu_m^2 u_m \\ \Rightarrow \mu_m &= \begin{cases} \sqrt{k^2 - m^2 \frac{\pi^2}{a^2}} & \text{si } k^2 - m^2 \frac{\pi^2}{a^2} > 0 \\ i\sqrt{m^2 \frac{\pi^2}{a^2} - k^2} & \text{si } k^2 - m^2 \frac{\pi^2}{a^2} < 0 \end{cases} \end{aligned}$$

La solution est donc de la forme :

$$u_m(y) = a'_m e^{i\mu_m y} + b'_m e^{-i\mu_m y}$$

Posons

$$\begin{aligned} a'_m &= a_m e^{i\mu_m h} \quad \text{et} \quad b'_m = b_m e^{i\mu_m h} \\ \Rightarrow u_m &= a_m e^{i\mu_m(y+h)} + b_m e^{-i\mu_m(y-h)} \end{aligned} \quad (8)$$

Il s'agit d'une onde propagateur si  $\mu_m > 0 \Rightarrow$  si  $\frac{\pi^2}{a^2} m^2 < k^2$

$$\Rightarrow m < \frac{ka}{\pi} \quad (9)$$

c) *Déterminer la valeur limite de  $a$  au dessous de laquelle toutes les solutions données par l'expression (7) conduisent à des ondes évanescentes.*

Toutes les ondes sont évanescentes si même quand  $m = 1$ , on a (9) non vérifiée

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{ka}{\pi} &< 1 \\ \Rightarrow a &< \frac{\pi}{k} = \frac{\pi\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{2} \end{aligned}$$

Toutes les ondes sont évanescentes si

$$a < \frac{\lambda}{2}$$

L'ordre  $m = 1$  est propagateur si  $a > \frac{\lambda}{2}$  mais il est le seul ordre propagateur si

$$\frac{ka}{\pi} < 2 \Rightarrow a < \lambda$$

*Montrer qu'alors, à la base des sillons, le champ  $E_s(x, 0)$  peut être approximé par :*

$$\mathcal{E}_s(x, 0) \simeq (a_1 + b_1) \exp(i\mu_1 h) \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

*dès que  $h$  est suffisamment grand.*

Si  $h$  est assez grand, seule subsiste au cours de propagation à travers les sillons l'onde avec le plus petit  $|\mu_m|$ , c'est-à-dire  $m = 1$ .

$$\begin{aligned} \Rightarrow \mathcal{E}_s(x, 0) &= (a_1 + b_1) \exp(i\mu_1 h) \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) + (a_2 + b_2) \exp(i\mu_2 h) \sin\left(\frac{2\pi}{a}x\right) + \dots \\ &\simeq (a_1 + b_1) \exp(i\mu_1 h) \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \end{aligned}$$

*En déduire la valeur du champ  $\mathcal{E}(x, 0)$  au bas des deux plus proches sillons et conclure sur la parité de la fonction  $\mathcal{E}(x, 0)$ ,  $\forall x$ .*

Si  $x \rightarrow x + d$ ,  $\mathcal{E}(x, 0) = \mathcal{E}_s(x, 0)$  est multiplié par  $e^{i\alpha d} = e^{i\pi} = -1$  (Rappel  $\alpha_{L,-1} = \frac{\pi}{d}$ ). Idem si  $x \rightarrow x - d$ .  $\mathcal{E}(x, 0)$  est donc périodique en  $x$  de période  $2d$ . Puisque le champ  $\vec{\mathcal{E}}$  est entièrement tangentiel au plan  $xOy$ , nous avons  $\mathcal{E}(x, 0) = \mathcal{E}_s(x, 0)$  au bas des sillons rempli du diélectrique. Donc  $\mathcal{E}_s(x, 0)$  est également une fonction périodique en  $x$  de période  $2d$  et  $\mathcal{E}(x, 0)$  comme  $\mathcal{E}_s(x, 0)$  doit être une fonction paire de  $x$ .

Donc,  $\mathcal{E}(x, 0)$  est une fonction paire comme  $\mathcal{E}_s(x, 0)$ . Puisque il n'y a pas de champ incident en  $y < 0$ , le champ et  $\mathcal{E}(x, 0)$  peut être vu comme la "source" du champ pour toute  $\forall y < 0$ . Ceci impliquent que  $\mathcal{E}(x, y)$  est une fonction paire pour  $\forall y < 0$ .

2. *On choisit la période  $d$  du réseau telle que l'on ait :*

$$\frac{2d}{3} < \lambda_1 < 2d \tag{10}$$

a) *Déterminer le nombre d'ordres diffracté dans le substrat.*

$$\sin \theta_n = \sin \theta + n \frac{\lambda_1}{d}$$

or nous travaillons dans les conditions de Littrow (voir I.4):

$$\Rightarrow \sin \theta = \frac{\lambda_1}{2d}$$

On obtient donc :

$$\sin \theta_n = \frac{\lambda_1}{2d} + n \frac{\lambda_1}{d} = \frac{\lambda_1}{2d} (1 + 2n)$$

Le fait que  $\sin \theta_n \in [-1, 1]$  implique que les seules ordres propagateurs sont ceux qui satisfont

$$-1 < \frac{\lambda_1}{2d}(1 + 2n) < 1$$

On peut réécrire l'éq.(10) sur  $d$  :

$$\frac{1}{3} < \frac{\lambda_1}{2d} < 1$$

Pour les différents  $n$ , on a

$$n = 0, \quad \sin \theta_0 = \frac{\lambda_1}{2d} \text{ et } \frac{1}{3} < \frac{\lambda_1}{2d} < 1 \quad \text{OK ordre 0 est propagateur}$$

$$n = 1, \quad \sin \theta_1 = \frac{3\lambda_1}{2d} \text{ et } 1 < \frac{3\lambda_1}{2d} < 3 \Rightarrow \text{ordre + 1 est evanescent}$$

$$n = -1, \quad \sin \theta_{-1} = -\frac{\lambda_1}{2d} \text{ et } \frac{1}{3} < \frac{\lambda_1}{2d} < 1 \Rightarrow \text{OK ordre - 1 est propagateur}$$

$$n = -2, \quad \sin \theta_{-2} = -\frac{3\lambda_1}{2d} \text{ et } 1 < \frac{3\lambda_1}{2d} < 3 \Rightarrow \text{ordre - 2 est evanescent}$$

Seuls les ordres 0 et  $-1$  se propagent dans deux directions symétrique par rapport à  $Oy$  en dessus et en dessous :

- b) *Expliquer sommairement (sans détailler les calculs) la démarche à suivre pour calculer l'amplitude complexe des ordres diffractés.*

On a des développements du champ quasi-périodiques du champ dans le substrat, le superstrat, et dans les sillons.

Sur les diélectriques il faut satisfaire la continuité de  $\mathcal{E}$  et de  $\frac{d\mathcal{E}}{dy}$  à  $y = a$  et  $y = 0$ .

Sur le métal il faut  $\mathcal{E} = 0$  en  $y = a$  et  $y = 0$ .

On va introduire une fonction  $F$  .

$$F(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right] \\ 0 & \text{si } x \notin \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right] \end{cases}$$

Les conditions aux limites s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x, a) &= F(x) \mathcal{E}_s(x, a) \quad \forall x \in \left[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2}\right] \\ F(x) \frac{d\mathcal{E}}{dy} \Big|_{y=a} &= F(x) \frac{d\mathcal{E}_s}{dy} \Big|_{y=a} \quad \forall x \in \left[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2}\right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^T(x, 0) &= F(x) \mathcal{E}_s(x, 0) \quad \forall x \in \left[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2}\right] \\ F(x) \frac{d\mathcal{E}^T}{dy} \Big|_{y=0} &= F(x) \frac{d\mathcal{E}_s}{dy} \Big|_{y=0} \quad \forall x \in \left[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2}\right] \end{aligned}$$

Les développements pseudo-périodiques des ces équations nous donne un système linéaire à résoudre avec comme inconnues les quatre vecteurs de coefficients  $[a]$ ,  $[b]$ ,  $[B]$  et  $[A']$ .

c) Pouvez-vous prévoir une relation simple entre les efficacités des ordres transmis ?

Puisque le champ  $\mathcal{E}(x, 0)$  est pair, il reste pair pour toute  $y < 0$ . Loin du réseau, il n'y a que des ordres propagateurs qui contribuent au champ. Ces deux ordres sont émis en angles opposés et égaux par rapport à l'axe  $Oz$ . Par conséquent, leurs amplitudes (et leurs efficacités) doivent être égales,  $e_{-1}^T = e_0^T$ .

d) Pouvez-vous suggérer une ou plusieurs applications de ce composant ?

Filtre

Photolithographie

Capteur interférentiel