



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

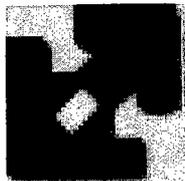
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

6 161972



**UNIVERSITÉ DE METZ**

**THÈSE**

Présentée à l'Université de Metz

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE METZ**

par

**Mohamed EL HACHEMI**

**ANALYSE DE DISCONTINUITÉS DE TRANSITIONS  
HYPERFRÉQUENCES PAR UNE MÉTHODE DE  
DIFFÉRENCES FINIES TEMPS-FRÉQUENCES**

Soutenue le 18 décembre 1998  
devant la commission d'examen :

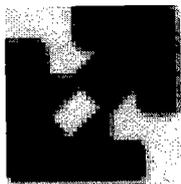
Président du jury :	Mr. <b>R. BESSON</b>	Pr. à ENSMM de Besançon
Rapporteurs :	Mr. <b>Y. LEROY</b> Mr. <b>R. CRAMPAGNE</b>	Pr. Émérite à l'université de Lille Pr. à l'ENSEEIH de Toulouse
Examineurs :	Mr. <b>G. ROUSSY</b> Mr. <b>G. KUGEL</b> Mr. <b>F. X. ROYER</b>	Dr CNRS à l'université de Nancy Pr. à l'université de Metz Pr. à l'université de Metz
Directeurs de thèse	Mr. <b>A. T. ROUSSEY</b> Mme. <b>C. T. ROUSSEY</b>	Pr. à l'université de Metz M. C. à l'université de Metz

Laboratoire L.P.L.I.- I.P.E.M.  
Technonôle 2000  
BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 304769 9

981145



UNIVERSITÉ DE METZ

THÈSE

Présentée à l'Université de Metz

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE METZ

par

Mohamed EL HACHEMI

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	1998 1145
Cote	SIM3 98/55
Loc	Magasin

**ANALYSE DE DISCONTINUITÉS DE TRANSITIONS  
HYPERFRÉQUENCES PAR UNE MÉTHODE DE  
DIFFÉRENCES FINIES TEMPS-FRÉQUENCES**

Soutenue le 18 décembre 1998  
devant la commission d'examen :

Président du jury :

Mr. **R. BESSON**

Pr. à ENSMM de Besançon

Rapporteurs :

Mr. **Y. LEROY**  
Mr. **R. CRAMPAGNE**

Pr. Émérite à l'université de Lille  
Pr. à l'ENSEEIH de Toulouse

Examineurs :

Mr. **G. ROUSSY**  
Mr. **G. KUGEL**  
Mr. **F. X. ROYER**

Dr CNRS à l'université de Nancy  
Pr. à l'université de Metz  
Pr. à l'université de Metz

Directeurs de thèse

Mr. **A. T. ROUSSEY**  
Mme. **C. T. ROUSSEY**

Pr. à l'université de Metz  
M. C. à l'université de Metz

## Remerciements

*Les travaux rassemblés dans ce mémoire sont le fruit d'une consécration, d'une persévérance, d'un sacrifice et d'un soutien permanent de ma famille (mon père, ma mère, mes frères et mes sœurs).*

*Je tiens à remercier, tout particulièrement, mon père pour son dévouement, pour son soutien moral et matériel, de m'avoir tout simplement aimé.*

*“ Merci mon père “*

*Je tiens à remercier, tout particulièrement, Monsieur le professeur André Tosser-Roussey, professeur à l'université de Metz, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour la confiance qu'il m'a accordé aussi pour les nombreux conseils et suggestions qui m'ont aidé à améliorer ce mémoire. Et également je remercie Madame Cathrine Tosser Roussey pour ces nombreux conseils et documents qu'elle m'a prodigués en temps utile.*

*Que chaque membre de l'équipe JE244, ainsi que tous les membres de l'institut de Physique et d'Electronique de METZ, seraient remerciés pour leurs nombreux services et l'excellente ambiance dans laquelle ce travail a été mené.*

*Une pensée amicale et fraternelle à tous ceux qui se retrouvent dans ces qualificatifs, merci pour votre présence, votre bonne humeur et pour votre soutien.*

*“Merci mes amis “*

## Table des matières

<b><u>Sommaire</u></b> .....	<b><i>i</i></b>
<b><u>Introduction Générale</u></b> .....	<b><i>1</i></b>
 <b><u>Première Partie</u></b>	
 <b><u>Propagation guidée des ondes électromagnétiques</u></b>	
<b><i>I. Le champ électromagnétique</i></b> .....	<b><i>3</i></b>
1. <i>Propagation du champ électromagnétique</i> .....	<i>4</i>
2. <i>Conditions aux limites</i> .....	<i>4</i>
3. <i>Théorème de Poynting</i> .....	<i>5</i>
 <b><i>II. Structure de guidage : Guide d'onde</i></b> .....	 <b><i>6</i></b>
1. <i>Équations de propagation</i> .....	<i>7</i>
2. <i>Modes de propagation : Ondes T.E, T.M et T.E.M</i> .....	<i>8</i>
2.1. <i>Onde TE</i> .....	<i>9</i>
2.2. <i>Onde TM</i> .....	<i>9</i>
2.3. <i>Onde TEM</i> .....	<i>10</i>
3. <i>Guidage dans un tube métallique</i> .....	<i>11</i>
3.1. <i>Longueurs d'ondes guidée et de coupure</i> .....	<i>11</i>
3.2. <i>Cas particulier</i> .....	<i>12</i>
3.2.1. <i>Cas d'un guide rectangulaire</i> .....	<i>12</i>
3.2.2 <i>Cas du guide circulaire</i> .....	<i>14</i>
4. <i>Puissance transportée dans les guides</i> .....	<i>16</i>

---

5. Transitions entre guides rectangulaires et avec une ligne T.E.M.....	16
6. Obstacles dans les guides rectangulaires et susceptance d'adaptation.....	19
6.1. Détermination de la susceptance normalisé par la Méthode variationnelle.....	19
6.2 Méthode de J. Schwinger.....	22
6.3 Méthode de T. Rozzi.....	23

## **Deuxième Partie**

### **Structures rayonnantes : Antennes**

<b>I. Champ électromagnétique d'un dipôle gainé.....</b>	<b>26</b>
1. Cas d'une gaine uniforme:	
Approche de R.W.P.KING.....	27
2. Cas d'un dipôle gainé avec gorges :	
Approche de R.Mouecoucou et al.....	33
2.1. Première méthode.....	34
2.2. Deuxième méthode.....	43
<b>II. Discussion.....</b>	<b>48</b>

## **Troisième Partie**

### **Simulation numérique de la propagation des ondes par la méthode DF-DT**

<b>I. Introduction.....</b>	<b>49</b>
1. Base de l'approximation par la méthode DFDT.....	50
1.1 Cellule de Yee.....	51
1.2 Conditions aux limites absorbantes.....	52
<b>II. Étude de l'antenne dipôle <math>\lambda/2</math>.....</b>	<b>56</b>
1 Dipôle simple $\lambda/2$ .....	56

---

1.1. application de la méthode DF-DT.....	56
1.2. Diagrammes de rayonnement.....	58
1.3. Calcul d'admittance d'entrée.....	63
2. Cas d'une antenne filaires gainée à singularités (fenêtres).....	65
2.1. application de la méthode DF-DT.....	65
2.2. Résultats et interprétations.....	66
2.3. Calcul de l'admittance d'entrée.....	75
3. Discussion.....	76
<b>III. Cas d'un guide rectangulaire.....</b>	<b>77</b>
1. Simulation de propagation.....	77
2. Comportement avec la fréquence.....	86
<b>IV. Transition entre ligne coaxiale et guide rectangulaire.....</b>	<b>91</b>
1. Équations discretisées.....	92
2. Représentations graphique.....	95
<b>V. Application de la DF-DT pour l'adaptation par iris capacitif.....</b>	<b>102</b>
1. Calcul de la susceptance normalisé.....	102
2. Adaptation de la transition coaxial - guide rectangulaire.....	102
3. Représentations graphique.....	103
<b><u>Conclusion Générale</u>.....</b>	<b>110</b>
<b><u>Annexes</u></b>	
<b>I. Annexe1.....</b>	<b>112</b>
<b>II. Annexe2.....</b>	<b>122</b>
<b>III. Annexe3.....</b>	<b>128</b>
<b><u>Références</u>.....</b>	<b>133</b>

## **Introduction Générale**

Le progrès à l'échelle des radiocommunications, notamment en radiotéléphonie, n'a cessé de connaître des succès ces dernières décennies tant au niveau de la recherche fondamentale que des applications industrielles. Ces succès se traduisent par l'importance des congrès internationaux organisés sur le sujet. C'est dans cette direction que nous avons orienté le travail de thèse qui fait l'objet de ce manuscrit.

Le premier chapitre est consacré à des rappels théoriques sur la propagation et la propagation guidée en modes circulaire et rectangulaire aussi bien que sur la transition rectangulaire-rectangulaire. Aussi, l'excitation coaxiale et la technique de l'adaptation par diaphragme capacitif sont évoquées.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude théorique du rayonnement des antennes filaires gainées présentant des fenêtres diélectriques, une approche générale du rayonnement est proposée. En raison des hypothèses simplificatrices nécessaires pour effectuer commodément les calculs, ces résultats sont entachés d'une approximation dont l'évaluation n'est pas possible, d'où la nécessité d'une nouvelle méthode de simulation.

Le troisième chapitre est consacré à la méthode DF-DT, initialement proposée par Yee[4], et utilisée principalement pour l'étude de la diffusion des ondes électromagnétiques. Quelques études sur le rayonnement ont utilisé cette méthode dans certains cas particuliers d'antennes ne présentant pas de fenêtres diélectriques. Les conditions aux limites simulées sont inspirées de la méthode d'Einguist et Majda utilisée pour la simulation de propagation d'onde de surface.

La méthode DF-DT avec ces conditions qui correspondent à des conditions aux limites absorbantes spécifiques est ensuite utilisée pour étudier le rayonnement d'une antenne dipôle  $\lambda/2$  ; la répartition spatiale du module du champ électrique au cours du temps montre le caractère adéquat des conditions aux limites absorbantes et un bon accord avec les résultats de Maloney[22]. Les calculs d'admittance d'entrée effectués sont en bon accord avec les mesures de Cooper. Cette méthode étant ainsi validée, est utilisée pour une étude systématique des antennes filaires gainées présentant des fenêtres diélectriques. Les résultats obtenus associés aux résultats de Moecoucou contribuent à orienter le choix optimal pour l'antenne gainée à fenêtres.

La méthode est ensuite utilisée pour étudier la propagation dans les guides rectangulaires ; la simulation montre bien le fonctionnement dans le mode  $TE_{10}$ . L'apparition du mode  $TE_{20}$  au dessus du mode  $TE_{10}$  en cas de glissement de fréquence est mise en évidence. La méthode DF-DT permet également des études de paquet d'ondes transmises, les résultats sont alors en accord satisfaisant avec une procédure dérivée de la FFT.

Enfin, la transition ligne coaxiale-guide rectangulaire a été étudiée de façon à faire apparaître les phénomènes de distorsion des lignes du champ électromagnétique dûs à la transition, l'existence de susceptance locale est mise en évidence. Aussi, nous avons introduit un diaphragme capacitif dans le système ligne coaxiale-guide rectangulaire et nous avons simulé le comportement de l'ensemble, ce qui nous a permis la mise au point de telles adaptations. Les résultats obtenus sont semblables aux des résultats empiriques que nous avons dans la littérature.

Première Partie

Propagation Guidée des Ondes  
Electromagnétiques

## Propagation guidée des ondes électromagnétiques

### I. Le champ électromagnétique

Les équations de Maxwell sont le système d'équations aux dérivées partielles qui expriment les interactions électromagnétiques locales. Elles lient les vecteurs  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$  et  $\vec{B}$  aux densités de charge  $\rho$  et de courant  $\vec{J}$  des milieux traversés, par les relations :

$$\text{rot}\vec{E} + \partial_t\vec{B} = 0 \quad \text{"loi de Maxwell-Faraday"} ; \quad (1.1)$$

$$\text{rot}\vec{H} - \partial_t\vec{D} = \vec{J} \quad \text{"loi de Maxwell-Ampère"} ; \quad (1.2)$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho \quad \text{"loi de Gauss électrique"} ; \quad (1.3)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0 \quad \text{"loi de Gauss magnétique"} . \quad (1.4)$$

Les milieux conducteurs vérifient la loi d'Ohm :

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} \quad (1.5)$$

$\sigma$  représente la conductivité, elle est exprimée en  $\Omega^{-1}/m$ . Dans les métaux purs (sauf Hg), elle est de l'ordre de  $10^7$  (Ag :  $6,1 \cdot 10^7$  - Cu :  $5,8 \cdot 10^7$ ).

Les charges intérieures suivent la relation de relaxation :

$$\rho(x,t) = \rho(x,0)e^{-\frac{t}{\tau}} ; \quad (1.6)$$

où  $\tau = \frac{\epsilon}{\sigma}$  est le temps de relaxation, il est extrêmement faible dans les bons conducteurs. Les charges se portent presque instantanément à la surface. Il peut être commode dans l'étude des antennes de distinguer, le courant ohmique et un courant extérieur  $\vec{J}_a$  considéré comme source appliquée à l'antenne. Dans les

régions où les deux coexistent, le courant total  $\sigma \vec{E} + \vec{J}_a$  constitue le second membre de l'équation (1.2) de Maxwell-Ampère.

Ce qui précède suggère le modèle idéalisé de conductivité infinie. Il simplifie considérablement les calculs relatifs aux conducteurs métalliques et les résultats constituent une approximation largement suffisante dans les applications.

### 1. Propagation du champ électromagnétique.

En dehors des charges et des courants, on a en milieu homogène et isotrope :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon \mu \partial_{tt}^2 \vec{E} = 0; \quad (1.7)$$

$$\Delta \vec{H} - \epsilon \mu \partial_{tt}^2 \vec{H} = 0. \quad (1.8)$$

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  vérifient l'équation vectorielle des ondes (équation de D'Alembert). Ils se propagent donc par ondes avec la vitesse :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}. \quad (1.9)$$

L'indice du milieu est défini par :  $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ .

Cette première conséquence capitale des équations de Maxwell, est à l'origine de la théorie électromagnétique de la lumière (le vecteur électrique étant le vecteur lumineux). C'est Hertz, qui vingt ans plus tard (1887), devait apporter la confirmation expérimentale de la propagation du champ électromagnétique, et être considéré comme l'inventeur de la radioélectricité. Ses expériences constituent les premières liaisons qu'on appellera, à juste raison, Hertiennes. L'éclateur et le résonateur de Hertz furent les premières antennes.

### 2. Conditions aux limites.

En traversant deux milieux aux propriétés physiques ( $\sigma, \epsilon, \mu$ ) différentes, la surface de discontinuité des champs fait apparaître des sources superficielles, dites secondaires, les conditions aux limites usuelles sont :

$$\begin{aligned} \vec{n} \wedge [\vec{E}]_s &= 0 ; \\ \vec{n} \cdot [\vec{B}]_s &= 0 . \end{aligned} \quad (1.10)$$

Pour un conducteur parfait plongé dans un diélectrique ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ) vers lequel est orientée la normale, on a :

$$\begin{aligned}\vec{n} \wedge \vec{E}_s &= 0 \quad ; \quad \vec{n} \cdot \vec{E}_s = \frac{1}{\epsilon} \rho_s \quad ; \\ \vec{n} \wedge \vec{H}_s &= \vec{J}_s \quad ; \quad \vec{n} \cdot \vec{H}_s = 0 \quad .\end{aligned}\tag{1.11}$$

Ces conditions se résument comme suit :

- A la surface d'un conducteur parfait le champ électrique extérieur est normal et le champ magnétique extérieur est tangent.
- Le champ électrique mesure la densité de charges.
- Le champ magnétique mesure la densité de courant.

### 3. Théorème de Poynting.

Soit un domaine  $\Omega$  limité par une surface fermée (S) contenant un milieu simple ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ), des parties conductrices et des sources appliquées. Il résulte des équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}-\vec{E} \cdot \vec{J}^* &= -\vec{E} \cdot \text{rot} \vec{H}^* - j\omega\epsilon E^2 + \sigma E^2 \\ &= \vec{H}^* \cdot \text{rot} \vec{E} - \vec{E} \cdot \text{rot} \vec{H}^* + j\omega\mu H^2 - j\omega\epsilon E^2 + \sigma E^2 \\ &= \text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) + i\omega(\mu H^2 - \epsilon E^2) + \sigma E^2 \quad .\end{aligned}\tag{1.12}$$

En intégrant dans  $\Omega$  l'expression (1.12) :

$$\begin{aligned}-\frac{1}{2} \int \vec{E} \cdot \vec{J}^* d\Omega &= \frac{1}{2} \int \text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) d\Omega \\ &\quad + j\frac{\omega}{2} \int (\mu H^2 - \epsilon E^2) d\Omega \\ &\quad + \frac{\sigma}{2} \int E^2 d\Omega \quad ,\end{aligned}\tag{1.13}$$

où :

$-\frac{1}{2} \int \vec{E} \cdot \vec{J}^* d\Omega$  : c'est la puissance appliquée sur le domaine  $\Omega$ ,

$\frac{\sigma}{2} \int E^2 d\Omega$  : est la puissance dissipée dans le milieu par effet Joule,

$j\frac{\omega}{2}\int(\mu H^2 - \epsilon E^2)d\Omega$  : la puissance réactive localisée dans  $\Omega$  et

$\frac{1}{2}\int\text{div}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*)d\Omega = \frac{1}{2}\int_s(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{n}ds$  est le flux sortant à travers la surface S du vecteur Poynting complexe défini par :

$$\vec{P} = \frac{1}{2}(\vec{E} \wedge \vec{H}^*). \quad (1.14)$$

On définit aussi la composante radiale du vecteur de Poynting complexe par :

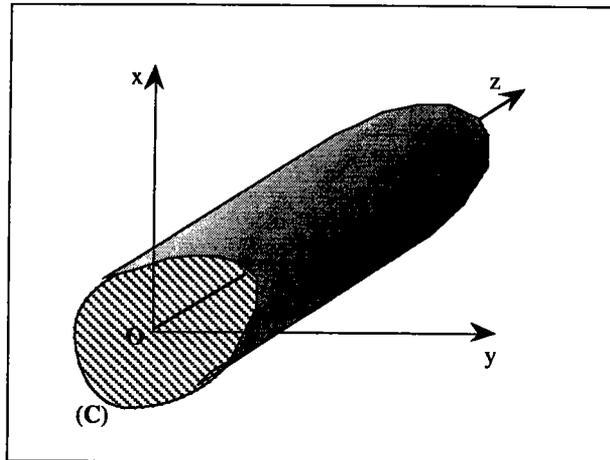
$$S_r(r, z, t) = \frac{1}{2}E_z(r, z, t)H_\phi^*(r, z, t) \quad (1.15)$$

Le flux de la composante radiale du vecteur de Poynting complexe s'écrit :

$$\Phi(t) = \int_0^{2\pi} d\phi \int r S_r(r, z, t) dz. \quad (1.16)$$

## II. Structure de guidage : Guide d'onde

Nous allons rappeler de façon non exhaustive, les propriétés fondamentales d'ondes électromagnétiques à l'intérieur d'une structure qu'on appelle guide d'onde. Le guide sera considéré de forme tubulaire, de section uniforme le long de l'axe de propagation (figure 1.1).



Figure(1.1): Guide tubulaire, d'axe Oz et (C) est le contour de la section droite dans le plan(xOy)

### 1. Équations de propagation

Nous allons supposer qu'une onde se propage dans un guide d'onde, contenant un milieu homogène et isotrope avec les paramètres  $\epsilon$  et  $\mu$ . Sans atténuation, parallèlement à un axe Oz, l'onde progressive est de la forme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(x, y) e^{j\omega t} e^{-j2\pi z/\lambda_g}, \quad (1.17)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0(x, y) e^{j\omega t} e^{-j2\pi z/\lambda_g}. \quad (1.18)$$

Où  $\lambda_g$  est la longueur d'onde dans le guide,  $\mathbf{E}_0$  et  $\mathbf{H}_0$  sont respectivement les amplitudes des champs électrique et magnétique dont les répartitions spatiales dans une section droite du guide ne dépendent que de  $(x$  et  $y)$  en l'absence d'atténuation et d'ondes stationnaires.

Les équations de Maxwell (1.1 et 1.2) dans un guide contenant un diélectrique pur, deviennent pour une grandeur sinusoïdale :

$$\text{rot} \left[ \left( \vec{\mathbf{H}}_T + H_z \vec{\mathbf{u}} \right) e^{-j2\pi z/\lambda_g} \right] = j\epsilon\omega \left( \vec{\mathbf{E}}_T + E_z \vec{\mathbf{u}} \right) e^{-j2\pi z/\lambda_g};$$

$$\text{rot} \left[ \left( \vec{\mathbf{E}}_T + E_z \vec{\mathbf{u}} \right) e^{-j2\pi z/\lambda_g} \right] = -j\mu\omega \left( \vec{\mathbf{H}}_T + H_z \vec{\mathbf{u}} \right) e^{-j2\pi z/\lambda_g}.$$

Ce qui permet d'écrire ;

$$\vec{\mathbf{u}} \wedge \text{grad} H_z + j \frac{2\pi}{\lambda_g} \vec{\mathbf{u}} \wedge \vec{\mathbf{H}}_T = -j\epsilon\omega \vec{\mathbf{E}}_T; \quad (1.19)$$

$$\vec{\mathbf{u}} \wedge \text{grad} E_z + j \frac{2\pi}{\lambda_g} \vec{\mathbf{u}} \wedge \vec{\mathbf{E}}_T = j\mu\omega \vec{\mathbf{H}}_T. \quad (1.20)$$

De ces deux équations (1.19 et 1.20), on peut tirer les expressions de  $\vec{\mathbf{E}}_T$  et  $\vec{\mathbf{H}}_T$ , en fonction de  $E_z$  et  $H_z$ , sous la forme :

$$\vec{\mathbf{E}}_T = \frac{j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{2\pi}{\lambda} \left( \vec{\mathbf{u}} \wedge \text{grad} H_z \right) - j \frac{2\pi}{\lambda_g} \text{grad} E_z}{4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}; \quad (1.21)$$

$$\vec{H}_T = \frac{j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{2\pi}{\lambda} \left( \vec{u} \wedge \vec{\text{grad}} E_z \right) + j \frac{2\pi}{\lambda_g} \vec{\text{grad}} H_z}{4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}, \quad (1.22)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le milieu indéfini de caractéristiques  $\epsilon$  et  $\mu$ .

En utilisant les deux autres équations de Maxwell (1.3 et 1.4), on trouve :

$$\text{div} \vec{E}_T - j \frac{2\pi}{\lambda_g} E_z = 0; \quad (1.23)$$

$$\text{div} \vec{H}_T - j \frac{2\pi}{\lambda_g} H_z = 0. \quad (1.24)$$

A partir des relations (1.21, 1.22, 1.23 et 1.24) on déduit les équations donnant les champs  $E_z$  et  $H_z$  dans un milieu ne comportant aucune charge, sous les formes :

$$\Delta_t E_z + 4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right) E_z = 0; \quad (1.25)$$

$$\Delta_t H_z + 4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right) H_z = 0. \quad (1.26)$$

Les relations (1.25 et 1.26) représentent les équations de propagation guidée par la structure, le long de Oz.  $\lambda_g$  est la longueur d'onde mesurée suivant Oz. Si  $\lambda_g$  est différente de  $\lambda$ , ces deux équations permettront de calculer la vitesse de phase  $v_\phi$ , dans le cas contraire si  $\lambda_g = \lambda$ , les composantes  $E_z$  et  $H_z$  seront nécessairement nulles. Des solutions non évanessantes sont obtenues pour  $\lambda_g > \lambda$ .

## 2. Modes de propagation : Ondes T.E, T.M et T.E.M.

Dans le cas général, le fait que  $E_z$  et (ou)  $H_z$  existent montre que l'onde qui se propage le long de Oz n'est pas une onde transversale, donc n'est pas une onde plane et la configuration des champs va dépendre des conditions aux limites imposées par la structure du dispositif de guidage suivant Oz.

### 2.1. onde TE

Supposons pour le moment que la structure de guidage est telle que  $E_z=0$  : le champ électrique se réduit à  $\vec{E}_T$  et l'on dira que l'onde est une onde transversale électrique que l'on appelle onde TE ou encore onde H.

Pour cette onde TE les équations de propagation se réduisent à l'équation (1.26) tandis que le gradient de  $E_z$  est nul, ce qui simplifie les relations (1.21 et 1.22) de sorte que :

$$\begin{aligned}\vec{E}_T &= j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\vec{u} \wedge \text{grad } H_z}{2\pi\lambda \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}, \\ \vec{H}_T &= -j \frac{\text{grad } H_z}{2\pi\lambda_g \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}, \\ \Delta_t H_z + 4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right) H_z &= 0.\end{aligned}\tag{1.27}$$

$\vec{E}_T$  et  $\vec{H}_T$  sont en phase et le rapport de leurs amplitudes qui s'écrit :

$$\frac{E_T}{H_T} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_g}{\lambda} = Z_{TE},\tag{1.28}$$

a la dimension d'une impédance, on l'appelle impédance des ondes TE.

### 2.2. onde TM

Supposons maintenant que la structure de guidage est telle que  $H_z=0$  : le champ magnétique se réduit à  $\vec{H}_T$  et l'on dira que l'onde est une onde transversale magnétique que l'on appelle onde TM ou encore onde E.

Pour cette onde TM, les équations de propagation se réduisent à l'équation (1.25) tandis que le gradient de  $H_z$  est nul, ce qui permet de simplifier les expressions (1.21 et 1.22) sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}_T &= -j \frac{\vec{\text{grad}} E_z}{2\pi\lambda_g \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}, \\ \vec{H}_T &= -j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\vec{u} \wedge \vec{\text{grad}} E_z}{2\pi\lambda \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)}, \\ \Delta_t E_z + 4\pi^2 \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right) E_z &= 0.\end{aligned}\tag{1.29}$$

Le rapport de  $\vec{E}_T$  et  $\vec{H}_T$  est toujours réel et permet de définir une impédance d'onde des ondes TM.

$$\frac{E_T}{H_T} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda}{\lambda_g} = Z_{TM},\tag{1.30}$$

### 2.3. onde TEM.

On suppose maintenant que le dispositif de guidage est tel que  $\lambda_g = \lambda$ . Dans ces conditions, c'est à dire quand la vitesse de propagation suivant Oz est égale à la vitesse de propagation dans le milieu indéfini qui remplit la structure, les équations (1.21 et 1.22) donnent des champs infinis. Les seules solutions physiquement possibles sont :

$$j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{2\pi}{\lambda} \left( \vec{u} \wedge \vec{\text{grad}} H_z \right) - j \frac{2\pi}{\lambda_g} \vec{\text{grad}} E_z = 0;\tag{1.31}$$

$$j\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{2\pi}{\lambda} \left( \vec{u} \wedge \vec{\text{grad}} E_z \right) + j \frac{2\pi}{\lambda_g} \vec{\text{grad}} H_z = 0.\tag{1.32}$$

Ces équations ne peuvent être satisfaites que si les gradients de  $E_z$  et  $H_z$  sont simultanément nuls, dans ce cas  $E_z$  et  $H_z$  sont des constantes.

En considérant le cas particulier où  $E_z = H_z = 0$ , à partir de l'équation (1.19) et en tenant compte de l'égalité  $\lambda = \lambda_g$ , il vient :

$$\vec{E}_T = -\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \vec{u} \wedge \vec{H}_T.\tag{1.33}$$

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont orthogonaux et ont la même disposition par rapport à l'axe Oz. L'impédance d'onde est maintenant celle du milieu indéfini :

$$\frac{E_T}{H_T} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = Z_{\text{TEM}}. \quad (1.34)$$

### 3. Guidage dans un tube métallique

#### 3.1. Longueurs d'onde guidée et de coupure

On considère une onde se propageant suivant l'axe Oz à l'intérieur d'un tube métallique dont la paroi est supposée être un conducteur parfait.

Dans le tube, les équations de propagation sont les relations (1.25 et 1.26) et la présence des parois métalliques impose des conditions aux limites ; sur le plan  $x\hat{O}y$  le champ  $\vec{E}_T$  doit être perpendiculaire au contour (C) ou nul puisque le conducteur est supposé parfait.

Dans le cas d'onde TEM, les équations (1.23 et 1.24) se réduisent à

$$\text{div}\vec{E}_T = 0 \quad \text{et} \quad \text{div}\vec{H}_T = 0. \quad (1.35)$$

$E_T$  dérive d'un potentiel  $V(x,y)$  qui doit satisfaire à la relation de Laplace :  $\Delta V(x,y) = 0$ . Le gradient du potentiel est nul sur le contour (C) du fait que le champ électrique est nul ou normal à la paroi, ceci implique que le potentiel est constant sur la paroi et donc la seule solution possible pour l'équation de Laplace dans la section droite est  $V=0$ . On note alors que s'il n'y a pas au moins deux conducteurs, l'onde TEM ne peut pas exister.

Dans le cas des ondes TE, la relation (1.26) doit être satisfaite et comme  $\vec{E}_T$  est normal à (C), orthogonal à  $\vec{u}$  (porté par Oz) et à  $\text{grad}H_z$ , il vient que la dérivée normale de  $H_z$  est nulle :

$$\frac{\partial}{\partial n} H_z = 0. \quad (1.36)$$

En posant :  $\frac{1}{\lambda_c^2} = \left( \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} \right)$ , la relation (1.26) devient :

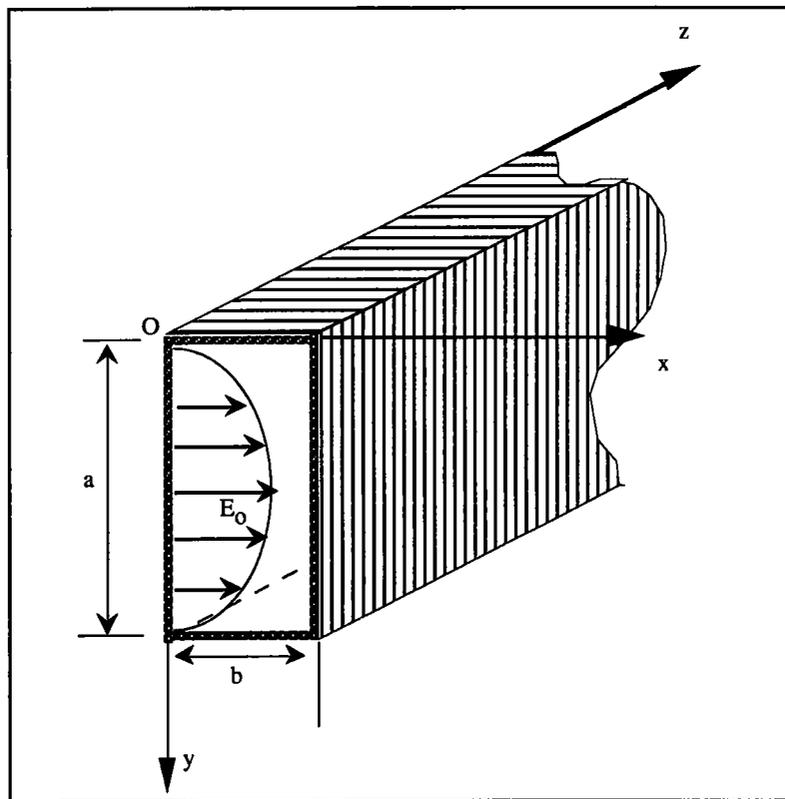
$$\Delta_t H_z + 4\pi^2 \frac{1}{\lambda_c^2} H_z = 0 . \quad (1.37)$$

Pour qu'une solution satisfasse à cette dernière, il faut que  $\lambda_c$  soit réelle, ce qui signifie que la propagation d'une onde TE dans un tube métallique n'est possible que si la longueur d'onde  $\lambda$  dans le milieu indéfini est inférieure à  $\lambda_c$ , dite longueur d'onde de coupure qui ne dépend que de la section droite du tube, donc indépendante du matériau qui remplit le tube.

Dans le cas des ondes TM, la relation (1.25) doit être satisfaite ainsi que la condition  $E_z=0$  sur la paroi. Ceci exige que  $\lambda_c$  soit encore réelle, on trouve aussi une longueur d'onde de coupure qui ne dépend que des dimensions de la section droite du tube.

### 3.2. Cas particulier

#### 3.2.1. Cas d'un guide rectangulaire



Figure(1.2): Schéma du guide métallique rectangulaire

Le guide tubulaire métallique est de section droite rectangulaire de côtés  $a$  et  $b$  (figure 1.2), où peuvent se propager des ondes sous des configurations qui dépendent des entiers  $(m)$  et  $(n)$  qu'on désigne par  $TE_{mn}$  ou  $TM_{mn}$ .

D'après les relations (1.27 et 1.29) les composantes d'ondes  $TE_{mn}$  s'écrivent :

$$e^{j(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_g} z)} \times \begin{cases} E_z = 0 \\ H_z = H_0 \cos\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \cos\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ E_x = j \frac{m}{2a} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c^2}{\lambda} H_0 \cos\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \sin\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ E_y = -j \frac{n}{2b} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c^2}{\lambda} H_0 \sin\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \cos\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ H_x = j \frac{n}{2b} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_g} H_0 \sin\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \cos\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ H_y = j \frac{m}{2a} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_g} H_0 \cos\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \sin\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \end{cases} \quad (1.38)$$

et celles d'ondes  $TM_{mn}$  :

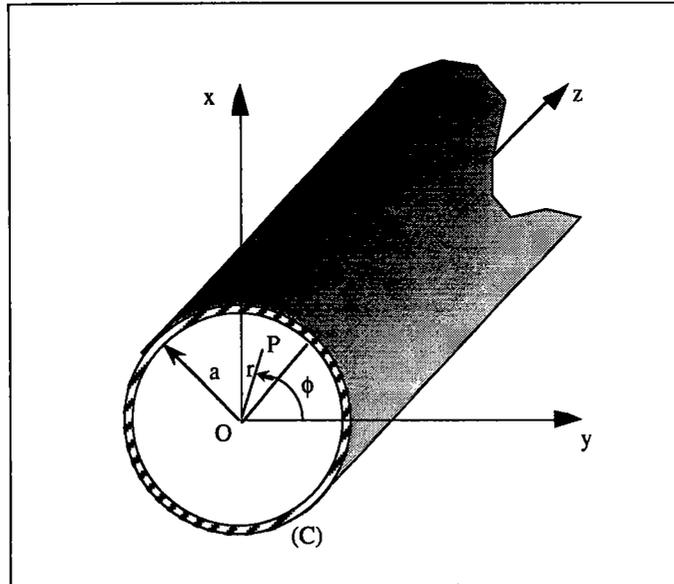
$$e^{j(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_g} z)} \times \begin{cases} H_z = 0 \\ E_z = E_0 \sin\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \sin\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ E_x = -j \frac{n}{2b} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_g} E_0 \cos\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \sin\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ E_y = -j \frac{m}{2a} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_g} E_0 \sin\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \cos\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ H_x = j \frac{m}{2a} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c^2}{\lambda} E_0 \sin\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \cos\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \\ H_y = -j \frac{n}{2b} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c^2}{\lambda} E_0 \cos\left(n\pi \frac{x}{b}\right) \sin\left(m\pi \frac{y}{a}\right) \end{cases} \quad (1.39)$$

où la longueur d'onde de coupure est donnée par la relation :

$$\frac{1}{\lambda_c^2} = \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 \quad (1.40)$$

### 3.2.2 Cas du guide circulaire

On considère maintenant le guide d'onde conformément à la figure(1.3). Un point (P) de la section droite est défini par les coordonnées  $(r, \phi, z)$ .



*Figure(1.3): Guide cylindrique de rayon( a) et (C) le contour de sa section droite.*

Les équations (1.25 et 1.26) prennent, en coordonnées cylindriques  $(r, \phi$  et  $z)$ , la forme :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda_c^2} F = 0. \quad (1.41)$$

Comme la solution aura la forme  $F=f(r) \cdot g(\phi)$ , on obtient les deux équations :

$$\frac{1}{g} \frac{\partial^2 g}{\partial \phi^2} = -m^2, \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \left( \frac{4\pi^2}{\lambda_c^2} - \frac{m^2}{r^2} \right) f = 0, \quad (1.43)$$

dont les solutions sont :

\* pour le mode TE :

$$e^{j(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda_g})} \times \begin{cases} E_z = 0 \\ H_z = H_0 \cos(m\phi) \cdot J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ H_r = -j \frac{\lambda_c}{\lambda_g} H_0 \cos(m\phi) \cdot J'_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ H_\phi = j \frac{\lambda_c^2}{2\pi \lambda_g r} H_0 m \cdot \sin(m\phi) J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ E_r = j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c^2}{2\pi \lambda r} H_0 m \cdot \sin(m\phi) J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ E_\phi = j \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_c}{\lambda} H_0 \cos(m\phi) \cdot J'_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \end{cases} \quad (1.44)$$

\* et pour le mode TM :

$$e^{j(\omega t - \frac{2\pi z}{\lambda_g})} \times \begin{cases} H_z = 0 \\ E_z = E_0 \cos(m\phi) \cdot J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ E_r = -j \frac{\lambda_c}{\lambda_g} E_0 \cos(m\phi) \cdot J'_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ E_\phi = j \frac{\lambda_c^2}{2\pi \lambda_g r} E_0 m \cdot \sin(m\phi) J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ H_r = -j \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\lambda_c^2}{2\pi \lambda r} E_0 m \cdot \sin(m\phi) \cdot J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \\ H_\phi = -j \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\lambda_c}{\lambda} E_0 \cos(m\phi) \cdot J'_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right) \end{cases} \quad (1.45)$$

où les fonctions  $J_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right)$  et  $J'_m\left(\frac{2\pi r}{\lambda_c}\right)$  sont respectivement la fonction de Bessel et sa dérivée.  $\lambda_c$  doit être choisie de façon à satisfaire les conditions aux limites imposées, c'est à dire que : pour le mode TE,  $\frac{\partial H_z}{\partial r}\Big|_a = 0$  soit  $J'_m\left(\frac{2\pi a}{\lambda_c}\right) = 0$  et pour le mode TM,  $E_z=0$  soit :  $J_m\left(\frac{2\pi a}{\lambda_c}\right) = 0$ . Ces équations admettent plusieurs racines, soit plusieurs valeurs possibles de  $\lambda_c$  pour la même valeur de  $m$ . Le mode qui correspond à la  $n^{\text{ième}}$  racine est noté respectivement  $TE_{mn}$  ou  $TM_{mn}$ .

Le mode qui a la plus grande longueur d'onde de coupure, est celui qui s'excite le plus facilement quand plusieurs fréquences peuvent être simultanément propagées dans le guide. Il est appelé le mode dominant; les autres modes étant appelés modes supérieurs.

#### 4. Puissance transportée dans les guides.

Pour calculer la puissance transportée par un guide d'onde, on considère que celui-ci est infiniment long. La puissance moyenne transportée à l'intérieur du guide est donc le flux du vecteur Poynting à travers une section droite du guide.

Dans le cas d'un guide rectangulaire en mode TE<sub>10</sub>, dans la section totale de largeur a et de hauteur b on a la puissance transportée sous la forme :

$$P = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\lambda}{\lambda_g} \frac{ab}{4} E_{\max}^2 \quad (1.46)$$

#### 5. Transitions entre guides rectangulaires et avec une ligne T.E.M.

La bande de fonctionnement du guide est limitée du côté des fréquences basses par la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  du mode TE<sub>10</sub> et l'on n'utilisera pas le guide au dessous de  $1,2 f_c$ . Du côté des fréquences élevées, les premiers modes supérieurs qui peuvent apparaître sont les modes TE<sub>11</sub>, TM<sub>11</sub> ou TE<sub>20</sub>. On notera que pour les guides rectangulaires, les modes TE<sub>mn</sub> et TM<sub>mn</sub> ont la même longueur d'onde de coupure, soit pour les modes TE<sub>11</sub> et TM<sub>11</sub> :

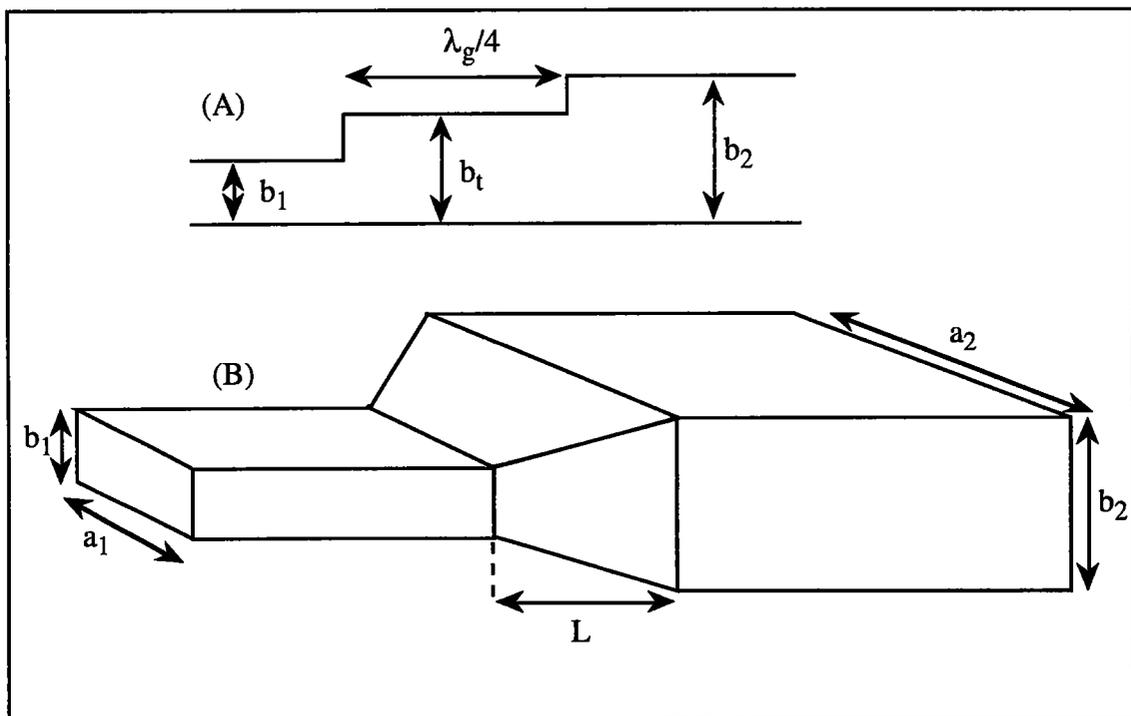
$$\lambda'_c = \frac{2a}{\sqrt{1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2}} \quad (1.47)$$

Pour augmenter la bande de fonctionnement, donc diminuer  $\lambda'_c$ , il faut prendre la hauteur (b) aussi petite que possible, mais on est limité dans cette voie car il existe un deuxième mode supérieur, le TE<sub>20</sub> pour lequel  $\lambda''_c = a$  et on voit que si  $a = b\sqrt{3}$   $\lambda''_c = \lambda'_c$ . Donc, c'est le mode TE<sub>20</sub> qui fixera la limite supérieure de la bande. Par ailleurs, si l'on considère la tenue en puissance, il faut que la hauteur (b) soit la plus grande possible. Ces considérations ainsi que des considérations d'impédance ont conduit à choisir pour le guide rectangulaire  $a \approx 2b$ . Le tableau (A1.1) regroupe les standards de guides pleins d'air les plus courants avec leurs principales

caractéristiques. Pour un guide en mode TE<sub>10</sub>, l'impédance équivalente au guide est [19] :

$$Z_e = 120\pi \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \frac{b}{a} \quad (1.48)$$

Réduire la hauteur (b) du guide revient donc à travailler à basse impédance, ce qui diminue la tenue en puissance. Cette pratique est cependant parfois intéressante au-dessous de 2GHz car la largeur (a) est imposée par  $\lambda_c$  et l'on ne peut réduire les encombrements qu'en diminuant la hauteur (b) : ainsi pour la bande L (1,12 à 1,7 GHz) on utilise souvent le guide RG69U de hauteur réduite de moitié.



*Figure(1.4): Schéma de transition entre deux guides métalliques rectangulaires*

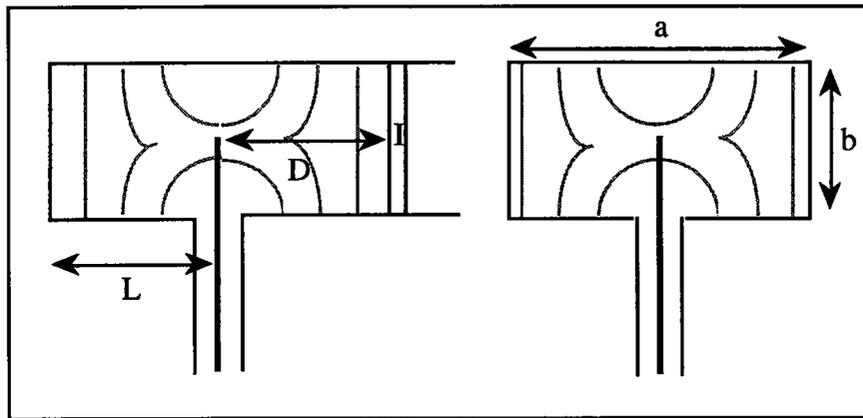
La relation (1.48) conduit à parler des transitions entre guides rectangulaires de dimensions différentes. Le cas le plus simple est celui où la largeur (a) est identique pour les deux guides à réunir (figure 1.4A); les  $\lambda_g$  dans les deux guides sont égales et on se trouve dans le cas de deux lignes d'impédances différentes, Il suffit donc de les relier par une section ( $\lambda_g/4$ ) de hauteur [19]

$$b_t = \sqrt{b_1 b_2} . \quad (1.49)$$

Quand la largeur (a) et la hauteur (b) sont toutes les deux différentes pour les deux guides (figure 1.4B), la situation est plus complexe car les ( $\lambda_g$ ) sont différents. La façon la plus simple est d'utiliser une transition progressive: si le rapport (a/b) est maintenu constant le long de la transition, la longueur de la transition (L) est donnée par [19] :

$$L = \frac{N(a_2 - a_1)}{\left( \frac{2a_2}{\lambda_{g2}} - \frac{2a_1}{\lambda_{g1}} \right) - \arccos \left\{ \frac{\lambda_0^2}{4a_1a_2} \left[ 1 + \frac{4a_1a_2}{\lambda_{g1}\lambda_{g2}} \right] \right\}}, \quad (1.50)$$

où N est un nombre entier.



*Figure(1.5): Schéma de transition entre un guide rectangulaire et une ligne coaxiale*

L'excitation du mode TE<sub>10</sub> à partir d'une ligne coaxiale, se fait en insérant le conducteur central de la ligne dans le guide parallèlement aux petits côtés ; le conducteur extérieur étant réuni à la paroi . Le couplage est maximal quand l'insertion se fait au centre du guide, celui-ci doit être fermé par un plan de court-circuit à une distance  $L=\lambda_g/4$ . Le dispositif est sensible à la fréquence, comme pour toutes les discontinuités le terme réactif est dû à la distorsion des lignes de champ. On peut y remédier par l'emploi d'un iris (I) comme il est montré dans la figure (1.5), ce qui a pour effet de diminuer la valeur de la susceptance parasite, l'adaptation se fait en agissant sur la valeur de (L) et la position de l'iris.

## 6. Obstacles dans les guides rectangulaires et susceptance d'adaptation.

Dans la pratique des guides d'onde, il est souvent nécessaire d'introduire des discontinuités comme diaphragme ou iris pour l'adaptation. La présence de ces discontinuités entraîne des distorsions de champ qui se traduisent par l'apparition locale de susceptance ou quadripôles réactifs.

En général, la solution exacte des équations de Maxwell pour la distribution du champ au voisinage de la discontinuité est très difficile, voire impossible, à obtenir.

Les obstacles les plus commodes à étudier théoriquement sont des diaphragmes métalliques minces, il s'agit ici d'un iris d'épaisseur négligeable de telle sorte que la susceptance équivalente ne dépend que de la hauteur (d) figure(1.6). Le tableau (A1.2) groupe les principaux types d'éléments d'adaptation employés dans les guides rectangulaires et donne les principales formules de la susceptance correspondante données par certains ouvrages[19].

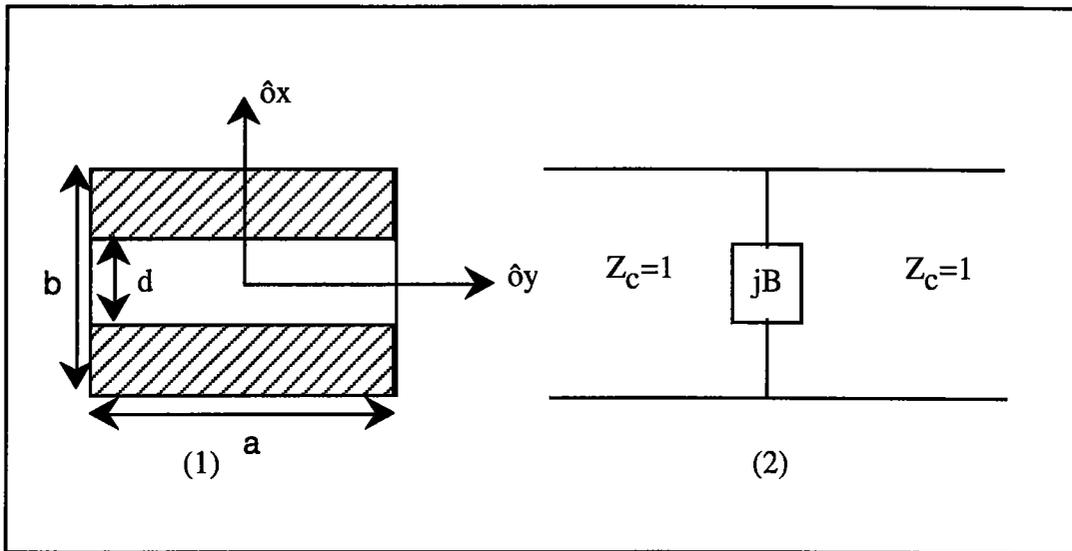
### 6. 1. Détermination de la susceptance normalisée par la Méthode variationnelle.

Schwinger [5] durant la période de 1940-1945 a utilisé une méthode variationnelle pour étudier les problèmes de discontinuité dans les guides. Un exemple pour lequel nous allons développer ici une formulation variationnelle, est le diaphragme capacitif dans un guide d'onde rectangulaire fig(1.6);le même raisonnement peut être fait pour le diaphragme inductif.

Le diaphragme est considéré comme conducteur parfait, le mode incident de la région  $z < 0$  est le mode dominant  $TE_{10}$ , les autres modes supérieurs sont excités au voisinage du diaphragme, qui ne peuvent généralement pas se propager et qui sont appelés, pour cette raison modes évanescents.

Les équations des champs électrique et magnétique en fonction du potentiel magnétique Hertzien  $\Pi_h$ , s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} E &= -j\omega\mu_0\nabla\times\Pi_h \\ H &= k_0^2\Pi_h + \nabla\nabla\cdot\Pi_h \\ \nabla^2\Pi_h + k_0^2\Pi_h &= 0 \end{aligned} \tag{1.51a}$$



*Figure(1.6): (1) : Schéma du diaphragme capacitif dans un guide rectangulaire;  
(2) : Schéma du circuit équivalent du diaphragme capacitif.*

dans le guide rectangulaire, on a :

$$\Pi_h = \cos \frac{\pi y}{a} \Pi'_h(x, z, k_g^2) \quad (1.51b)$$

L'équation à résoudre est :

$$(\partial_x^2 + \partial_z^2) \Pi'_h + k_g^2 \Pi'_h = 0 \quad (1.51c)$$

Les composantes du champ transverse s'écrivent alors :

$$E_x = \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \begin{cases} a_1 \left( e^{-jk_g z} + \text{Re} e^{jk_g z} \right) + \sum_2^{\infty} a_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) e^{\Gamma_n z} & z < 0 \\ T a_1 e^{-jk_g z} + \sum_2^{\infty} b_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) e^{-\Gamma_n z} & z > 0 \end{cases} \quad (1.52a)$$

$$H_y = \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) \begin{cases} -a_1 Y_0 \left( e^{-jk_g z} - \text{Re} e^{jk_g z} \right) + \sum_2^{\infty} a_n Y_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) e^{\Gamma_n z} & z < 0 \\ -T a_1 Y_0 e^{-jk_g z} - \sum_2^{\infty} b_n Y_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) e^{-\Gamma_n z} & z > 0 \end{cases} \quad (1.52b)$$

$$\text{où } k_g^2 = k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2, \Gamma_n^2 = \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k_g^2, \text{ et } Y_n = \frac{jk_g}{\Gamma_n} Y_0 = \frac{jk_g}{\Gamma_n} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2}.$$

La continuité du champ transverse à travers la section ( $z=0$ ) donne :

$$a_1(1+R) + \sum_2^{\infty} a_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) = Ta_1 + \sum_2^{\infty} b_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \quad -\frac{b}{2} \leq x \leq \frac{b}{2} \quad (1.53a)$$

$$a_1 Y_0(1-R) - \sum_2^{\infty} a_n Y_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) = Ta_1 Y_0 + \sum_2^{\infty} b_n Y_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2} \quad (1.53b)$$

Soit  $\mathcal{E}(x)$  le champ électrique qui existe dans l'ouverture du diaphragme. L'analyse de Fourier pour la relation (1.53a) donne :

$$a_1(1+R) = Ta_1 = \frac{1}{b} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \mathcal{E}(x') dx' \quad (1.54a)$$

$$a_n = b_n = \frac{2}{b} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \mathcal{E}(x') \cos\left(\frac{n\pi x'}{b}\right) dx' \quad (1.54b)$$

En remplaçant les coefficients dans (1.53b), il vient :

$$jBY_0 \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \mathcal{E}(x') dx' = 4 \sum_2^{\infty} Y_n \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \mathcal{E}(x') \cos\left(\frac{n\pi x'}{b}\right) dx' \quad -\frac{d}{2} \leq x \leq \frac{d}{2}. \quad (1.55)$$

où la susceptance de shunt  $jB$  de la ligne de transmission équivalente fig(1.6) est liée au coefficient de réflexion par :  $R = \frac{1 - Y_{in}}{1 + Y_{in}} = \frac{-jB}{2 + jB}$ .

La relation représente l'équation intégrale qui donne la susceptance normalisée  $B$ . La forme variationnelle pour  $B$  est obtenue en multipliant par  $\mathcal{E}(x)$  et en intégrant sur l'ouverture du diaphragme, on a donc :

$$B = 4k_g \frac{\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{\Gamma_n} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \mathcal{E}(x) \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \mathcal{E}(x') \cos\left(\frac{n\pi x'}{b}\right) dx' dx}{\left[ \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \mathcal{E}(x) dx \right]^2} \quad (1.56)$$

Cette forme variationnelle de B n'est pas simple à résoudre directement, il existe deux méthodes pour la calculer.

### 6.2 Méthode de J. Schwinger[5],[23]

La relation (1.56) peut être transformée en utilisant les changements suivants :

$$\cos\left(\frac{\pi x}{b}\right) = \alpha_1 + \alpha_2 \cos \theta \quad \text{où} \quad \alpha_1 = \cos^2\left(\frac{\pi d}{2b}\right), \alpha_2 = \sin^2\left(\frac{\pi d}{2b}\right),$$

$$\cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) = \sum_{m=0}^n P_{nm} \cos m\theta \quad \text{et} \quad \mathfrak{R}(\theta) = \mathcal{E}(x) \frac{dx}{d\theta}.$$

Après avoir effectué les changements, il vient :

$$B = \frac{2k_g b}{\pi} \frac{\int_0^{\pi} \int_0^{\pi} \mathfrak{R}(\theta) \mathfrak{R}(\theta') \left[ \ln \csc \frac{\pi d}{2b} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n} \cos n\theta \cos n\theta' + \sum_{n=2}^{\infty} \left( \frac{2\pi}{b\Gamma_n} - \frac{1}{n} \right) \sum_{m=0}^n \sum_{l=0}^n P_{nm} P_{nl} \cos m\theta \cos l\theta' \right] d\theta d\theta'}{\left[ \int_0^{\pi} \mathfrak{R}(\theta) d\theta \right]^2} \quad (1.57)$$

Pour  $\mathfrak{R}(\theta) = 1$ , nous avons la limite supérieure de la susceptance sous la forme :

$$B = \frac{2k_g b}{\pi} \left[ \ln \csc \frac{\pi d}{2b} + \sum_{n=2}^{\infty} \left( \frac{2\pi}{b\Gamma_n} - \frac{1}{n} \right) P_{n0}^2 \right]. \quad (1.58)$$

Les coefficients  $P_{n0}$  peuvent être déterminés en utilisant les polynômes de Tchebysheff (voir Annexe1).

Maintenant on considère que la forme exacte de  $\mathfrak{R}(\theta)$  s'écrit de la façon suivante :

$$\mathfrak{R}(\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \cos m\theta$$

La susceptance B devient :

$$B = \frac{2k_g b}{\pi C_0^2} \left[ C_0^2 \ln \csc \frac{\pi d}{2b} + \frac{1}{4} \sum_{m=2}^{\infty} \frac{C_m^2}{m} + \frac{1}{4} \sum_{n=2}^{\infty} \left( \frac{2\pi}{b\Gamma_n} - \frac{1}{n} \right) \left( \sum_{m=0}^n \frac{2}{\epsilon_m} C_m P_{nm} \right)^2 \right] \quad (1.59)$$

En tenant compte du fait que  $\frac{\partial B}{\partial C_m} = 0$ , il arrive que  $C_m = 0$  pour  $m > 1$  et les deux premières dérivées partielles donnent deux équations qui permettent de déterminer les deux coefficients  $C_0$  et  $C_1$ , ce qui donne la limite inférieure de la susceptance sous la forme :

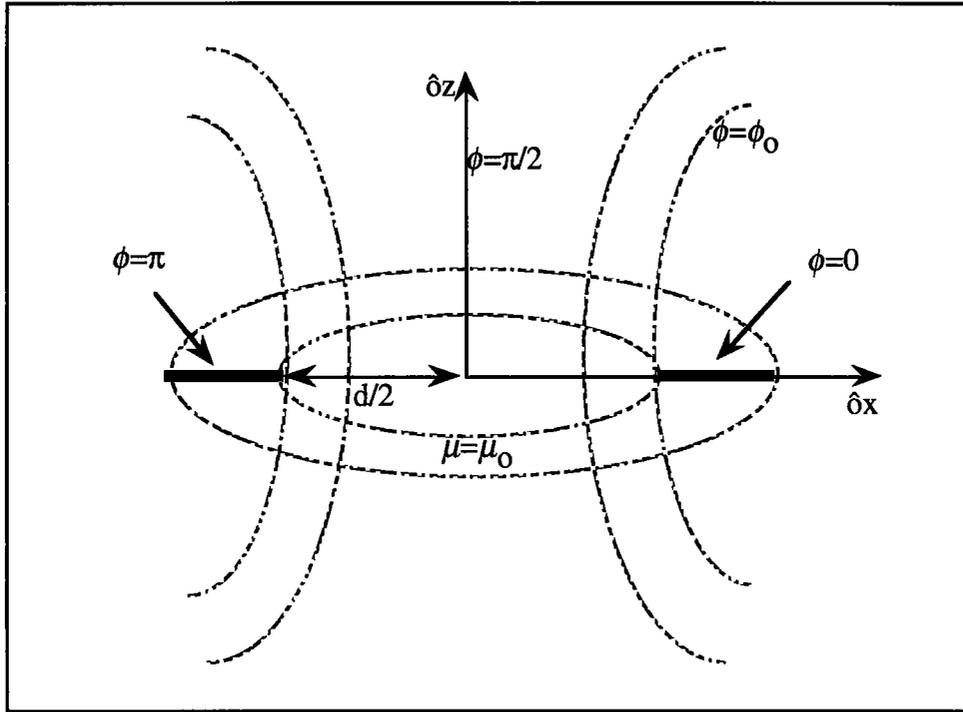
$$B = \frac{2k_g b}{\pi} \left[ \ln \csc \frac{\pi d}{2b} + \frac{\left( \frac{2\pi}{b\Gamma_1} - 1 \right) \alpha_1^2}{1 + \left( \frac{2\pi}{b\Gamma_1} - 1 \right) \alpha_2^2} \right]. \quad (1.60)$$

### 6.2 Méthode de T. Rozzi [57].

On considère le système de coordonnées elliptiques centré sur le diaphragme comme le montre la figure (1.7), avec les relations entre les coordonnées :

$$x = \frac{d}{2} \cosh \mu \cos \phi$$

$$z = \frac{d}{2} \sinh \mu \sin \phi$$



*Figure(1.7): Schéma du diaphragme capacitif dans un système de coordonnées elliptiques.*

L'équation d'onde pour le potentiel magnétique (1.51c) devient l'équation de Mathieu, elle s'écrit :

$$\left[ \partial_{\mu}^2 + \partial_{\phi}^2 + h^2 (\cosh^2 \mu - \cos^2 \phi) \right] \Pi'_h(\mu, \phi) = 0 \quad (1.61)$$

où  $h^2 = \frac{k_g d}{2}$ .

Les conditions aux limites sont :

- $\Pi'_h(0, \phi) = 0$  dans l'ouverture du diaphragme.
- $\partial_{\phi} \Pi'_h(\mu, \pi) = \partial_{\phi} \Pi'_h(\mu, 0) = 0$  sur le diaphragme.

La solution de l'équation (1.61) avec ces conditions aux limites est :

$$\Pi'_h(\mu, \phi) = S_{e2n}(q, \phi) P_{e2n}(q, \mu); \quad n=0,1,2,\dots \quad (1.62)$$

$$S_{e2n}(q, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{2n}(q) \cos 2r\phi; \quad \frac{\partial}{\partial \phi} S_{e2n}(q, \pi) = \frac{\partial}{\partial \phi} S_{e2n}(q, 0) = 0$$

$$P_{e2n}(q, \mu) = J_{e2n}(q, \mu) N_{e2n}(q, 0) - J_{e2n}(q, 0) N_{e2n}(q, \mu);$$

$$P_{e2n}(q, 0) = 0 \text{ et } P'_{e2n}(q, 0) = 1.$$

où  $q = \frac{h^2}{4}$ ,  $S_{e2n}(q, \phi)$  est la fonction de Mathieu de première espèce et  $P_{e2n}(q, \mu)$  est une combinaison des fonctions de Mathieu de seconde espèce.

Si on ne considère que le premier mode propre, on a le champ électrique dans l'ouverture qui s'écrit sous la forme :

$$E_x(x, d) = \frac{E_0}{\sin \phi} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^0(q) \cos 2r\phi \quad (1.63)$$

on aura alors [3]:

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) E_x(x, d) dx = \frac{E_0 d \pi}{2} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^0(q) (-1)^r J_{2r}\left(\frac{n\pi d}{2b}\right) \quad (1.64)$$

d'où l'expression finale de la susceptance normalisée :

$$B = \frac{4k_g}{(A_0^0)^2} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{\Gamma_n} \left[ \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^0(q) (-1)^r J_{2r}\left(\frac{n\pi d}{2b}\right) \right]^2 \quad (1.65)$$

où  $A_{2r}^0(q)$  qui sont les coefficients de Mathieu peuvent être déterminés facilement, (théorie de l'équation de Mathieu (Annexe 1)).

## Deuxième Partie

# Structures Rayonnantes : Antennes

## **Structures rayonnantes : Antennes**

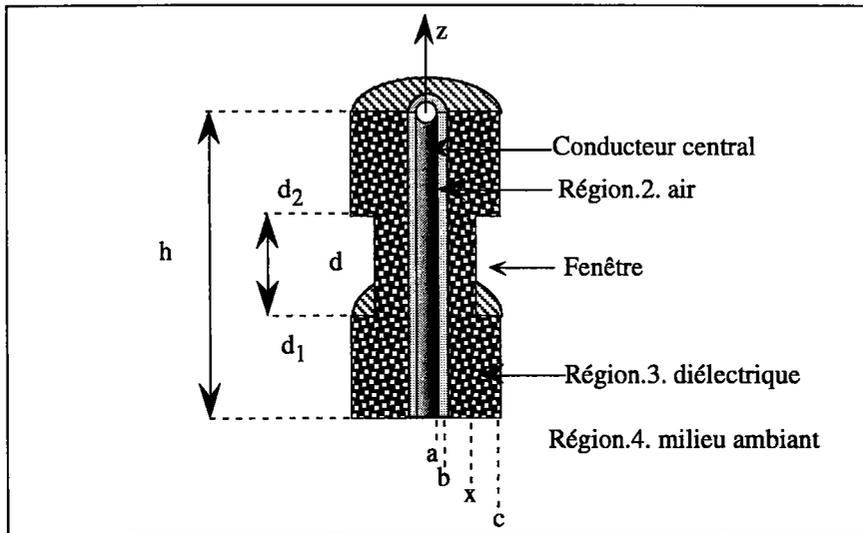
Une antenne d'émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre une source (émetteur) et l'espace libre dans lequel cette énergie va se propager. La source d'émission est reliée à l'antenne par une ligne fonctionnant en mode TEM, comme par exemple une ligne coaxiale.

L'antenne de référence est le dipôle demi-onde, dont les caractéristiques sont connues. Mais le besoin technique d'utiliser une gaine isolante entourant l'antenne filaire pour protéger le courant qui passe à travers l'antenne, a conduit à l'étude des caractéristiques de cette dernière. Des procédures approchées de calcul ont été envisagées par [8, 16 et 49] pour essayer d'en déduire des modèles simplifiés. On peut alors étendre nos recherches et faire l'étude des discontinuités dans la gaine (fenêtres) que nous allons exposer ci dessous.

### **I. Champ électromagnétique d'un dipôle gainé.**

La détermination du champ électromagnétique émis par un dipôle est rendue difficile par le fait que le nombre d'ondes du courant qui parcourt le dipôle est plus complexe et différent du nombre d'ondes du milieu qui l'entoure.

Le dipôle gainé est constitué d'un conducteur central parfaitement conducteur (région 1), de longueur totale ( $h$ ) et de rayon ( $a$ ), entouré par un cylindre diélectrique qui se compose de deux couches concentriques (régions 2 et 3) et, à l'extérieur, d'un milieu ambiant (région 4). L'ensemble possède un plan de symétrie perpendiculaire à  $\hat{O}z$ .



*Figure(2.1a). Antenne gainée à une gorge.*

Les nombres d'ondes dans les régions sont [8, 16, 49]:

$$k_2 = \omega(\mu_0 \epsilon_2)^{1/2}, \quad (2.1)$$

$$k_3 = \omega(\mu_0 \epsilon_3)^{1/2}, \quad (2.2)$$

$$k_4 = \omega \left( \mu_0 \left( \epsilon_4 + j \frac{\sigma_4}{\omega} \right) \right)^{1/2}. \quad (2.3)$$

### 1. Cas d'une gaine uniforme: approche de R.W.P.KING[8, 16]

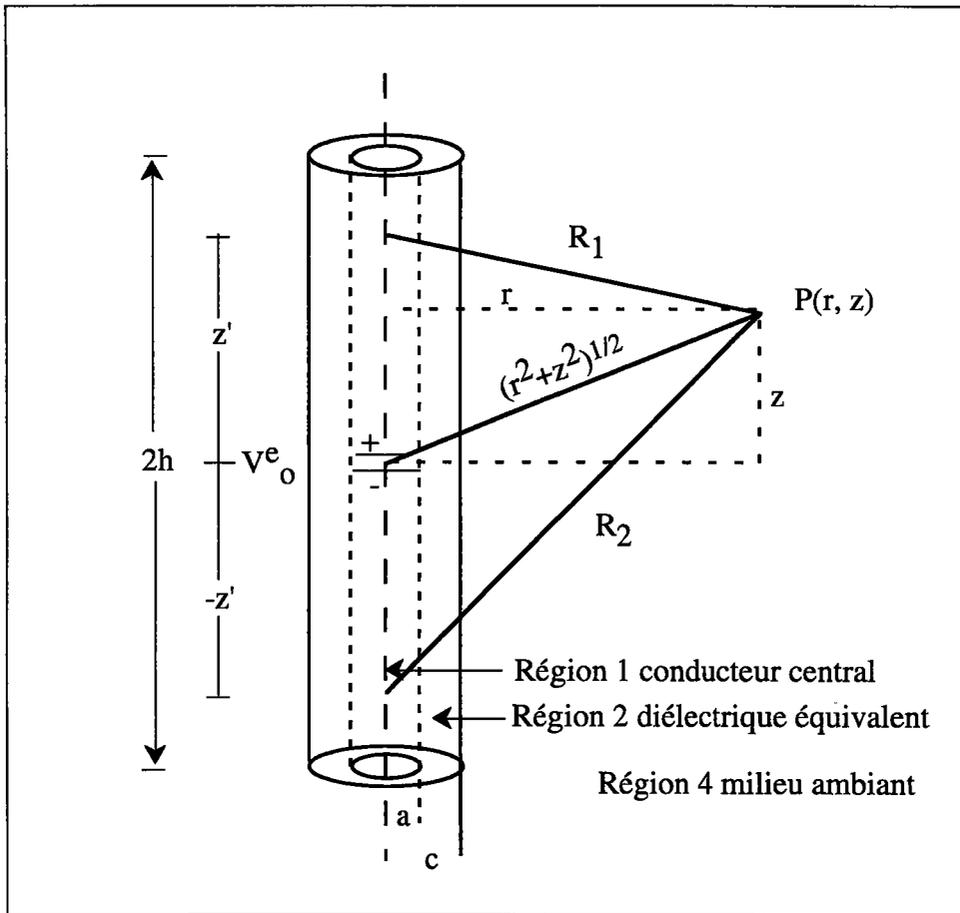
Cette approche utilise la théorie générale avec les conditions suivantes : d'une part le nombre d'ondes du milieu ambiant est plus grand que celui de la gaine , et d'autre part la section de l'antenne est suffisamment petite. Cela revient à écrire :

$$\left| \frac{k_4}{k_2} \right|^2 \gg 1 ; \left| \frac{k_4}{k_3} \right|^2 \gg 1 ; (k_2 b)^2 \ll 1 \text{ et } (k_3 c)^2 \ll 1.$$

Le courant dans le conducteur central s'écrit sous la forme :

$$I(z, t) = I_0 \frac{\sin(k_L (h - |z|))}{\sin(k_L h)} e^{-j\omega t}, \quad (2.4)$$

avec  $I_0 = -j \frac{V_0^e \tan(k_L h)}{2Z_c}$ ,  $V_0^e$  est la force électromotrice et  $Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne équivalente.



*Figure(2.1b). Antenne à gain uniforme.*

Pour des raisons de simplicité, les régions (2 et 3) sont considérées comme une seule région occupée par un diélectrique équivalent dont les paramètres sont :

$$k_{2e} = k_2 \left[ \frac{\text{Ln}\left(\frac{c}{a}\right)}{\text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right) + n_{23}^2 \text{Ln}\left(\frac{c}{b}\right)} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

et

$$\epsilon_{2e} = \epsilon_2 \left[ \frac{\text{Ln}\left(\frac{c}{a}\right)}{\text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right) + n_{23}^2 \text{Ln}\left(\frac{c}{b}\right)} \right]. \quad (2.6)$$

Le nombre d'ondes du courant et l'impédance caractéristique s'écrivent :

$$k_L = k_{2e} \left[ \text{Ln} \left( \frac{c}{a} \right) + F \right]^{1/2} \left[ \text{Ln} \left( \frac{c}{a} \right) + n_{24}^2 F \right]^{-1/2}, \quad (2.7)$$

$$Z_c = \frac{\omega \mu_0 k_L}{2\pi k_{2e}^2} \left[ \text{Ln} \left( \frac{c}{a} \right) + n_{24}^2 F \right], \quad (2.8)$$

avec  $n_{23}^2 = \frac{k_2^2}{k_3^2}$  ;  $n_{24}^2 = \frac{k_2^2}{k_4^2}$  ;  $n_{2e4}^2 = \frac{k_{2e}^2}{k_4^2}$  et  $F = \frac{H_0^{(1)}(k_4 c)}{k_4 c H_1^{(1)}(k_4 c)}$ , où  $H_0^{(1)}$  et  $H_1^{(1)}$  sont les fonctions de Bessel de troisième espèce ou fonctions de Hankel.

L'expression du champ électromagnétique dans la région comprise entre les rayons (a et c) est approchée par :

$$H_{2\phi}(r, z, t) = \frac{I_0}{2\pi r} \frac{\sin(k_L(h - |z|))}{\sin(k_L h)} e^{-j\omega t}, \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} E_{2r}(r, z, t) &= j \frac{k_L I_0}{2\pi \epsilon_{2e} \omega r} \frac{\cos(k_L(h - z))}{\sin(k_L h)} e^{-j\omega t}, \quad 0 \leq z \leq h \\ &= -j \frac{k_L I_0}{2\pi \epsilon_{2e} \omega r} \frac{\cos(k_L(h + z))}{\sin(k_L h)} e^{-j\omega t}, \quad -h \leq z \leq 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$E_{2z}(r, z, t) = -j \frac{\mu_0 \omega}{2\pi} \text{Ln} \left( \frac{r}{a} \right) \left( 1 - \frac{k_L^2}{k_{2e}^2} \right) I(z, t). \quad (2.11)$$

En un point P(r, z) dans la région 4, le champ électrique est déterminé à partir des valeurs du champ électromagnétique sur la surface de la gaine avec les coordonnées locales (r', φ', z') sous la forme suivante [16] :

$$\vec{E}_4(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-h}^h dz' \int_{-\pi}^{\pi} r' d\phi' \begin{bmatrix} j\omega \mu_0 H_{4\phi}(c, z') \psi'(z, z') \hat{z}' \\ -E_{4z}(c, z') \hat{\phi}' \wedge \nabla' \psi'(z, z') \\ +E_{4r}(c, z') \nabla' \psi'(z, z') \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

avec  $\psi'(z, z') = \frac{e^{jk_4 R'_1}}{R'_1}$  et  $R'_1 = \left[ (z - z')^2 + r^2 - 2rr' \cos \phi' + r'^2 \right]^{1/2} \Big|_{r'=c}$ .

Les composantes du champ électromagnétique sur la surface de la gaine (r'=c) sont obtenues à partir des conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned}
 H_{4\phi}(c, z') &= H_{2\phi}(c, z') \\
 E_{4r}(c, z') &= \frac{\epsilon_{2e}}{\tilde{\epsilon}_4} E_{2r}(c, z'), \\
 E_{4z}(c, z') &= E_{2z}(c, z')
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

$$\text{avec } \frac{\epsilon_{2e}}{\tilde{\epsilon}_4} = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_{2e}}{\omega^2 \mu_0 \tilde{\epsilon}_4} = \frac{k_{2e}^2}{k_4^2}.$$

Dans l'approximation  $|k_4 c|^2 \ll 1$ , i.e. pour une antenne suffisamment fine, on a :

$$\begin{aligned}
 \int_{-\pi}^{\pi} \psi'(z, z') d\phi' &\approx 2\pi \psi(z, z') \\
 \int_{-\pi}^{\pi} \nabla' \psi'(z, z') d\phi' &\approx -2\pi \left[ \frac{\partial \psi(z, z')}{\partial r} \hat{r} + \frac{\partial \psi(z, z')}{\partial z} \hat{z} \right], \\
 \int_{-\pi}^{\pi} \hat{\phi}' \wedge \nabla' \psi'(z, z') d\phi' &\approx \pi c \left[ \frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial r \partial z} \hat{r} - \frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial r^2} \hat{z} \right]
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\text{avec } \psi(z, z') = \frac{e^{jk_4 R_1}}{R_1} \text{ et } R_1 = [(z - z')^2 + r^2]^{1/2}.$$

En utilisant (2.9-11, 13, 14) dans (2.12) et en séparant les composantes du champ électrique, on obtient avec une intégration par partie les expressions suivantes:

$$E_{4r}(r, z, t) = -\frac{j\mu_0 \omega I_0 e^{-j\omega t}}{4\pi \sin(k_L h)} \left\{ \begin{aligned} &\frac{k_L r}{k_4^2} \int_0^h \cos(k_L (h - z')) \left[ \left( \frac{jk_4}{R_1} - \frac{1}{R_1^2} \right) \psi(z, z') - \left( \frac{jk_4}{R_2} - \frac{1}{R_2^2} \right) \psi(z, -z') \right] dz' \\ &- \frac{1}{2} \left( \frac{k_L^2}{k_{2e}^2} - 1 \right) k_L c^2 \text{Ln} \frac{c}{a} \int_0^h \left[ \cos(k_L (h - z')) \cdot \frac{\partial}{\partial r} [\psi(z, z') - \psi(z, -z')] \right] dz' \end{aligned} \right\}; \tag{2.15}$$

$$E_{4z}(r, z, t) = \frac{j\mu_0\omega I_0 e^{-j\omega t}}{4\pi \sin(k_L h)} \left\{ \begin{array}{l} \left(1 - \frac{k_L^2}{k_4^2}\right) \int_0^h \sin(k_L(h-z')) [\psi(z, z') + \psi(z, -z')] dz' \\ \frac{k_L}{k_4^2} [\psi(z, h) + \psi(z, -h) - 2\psi(z, 0) \cos(k_L h)] + \\ \frac{1}{2} \left(\frac{k_L^2}{k_{2e}^2} - 1\right) c^2 L n \frac{c}{a} \int_0^h \frac{\sin(k_L(h-z'))}{\partial r^2} [\psi(z, z') + \psi(z, -z')] dz' \end{array} \right\}; \quad (2.15)$$

avec  $\psi(z, -z') = \frac{e^{jk_4 R_2}}{R_2}$  et  $R_2 = [(z+z')^2 + r^2]^{1/2}$ .

En considérant que  $|k_L c|^2 < |k_4 c|^2 \ll 1$ ;  $\left(\frac{c}{R_1}\right)^2 \ll 1$  et  $\left(\frac{c}{R_2}\right)^2 \ll 1$ , les termes

$k_L c^2 \frac{\partial}{\partial r} [\psi(z, z') - \psi(z, -z')]$  et  $c^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} [\psi(z, z') + \psi(z, -z')]$  deviennent négligeables, les expressions finales s'écrivent alors :

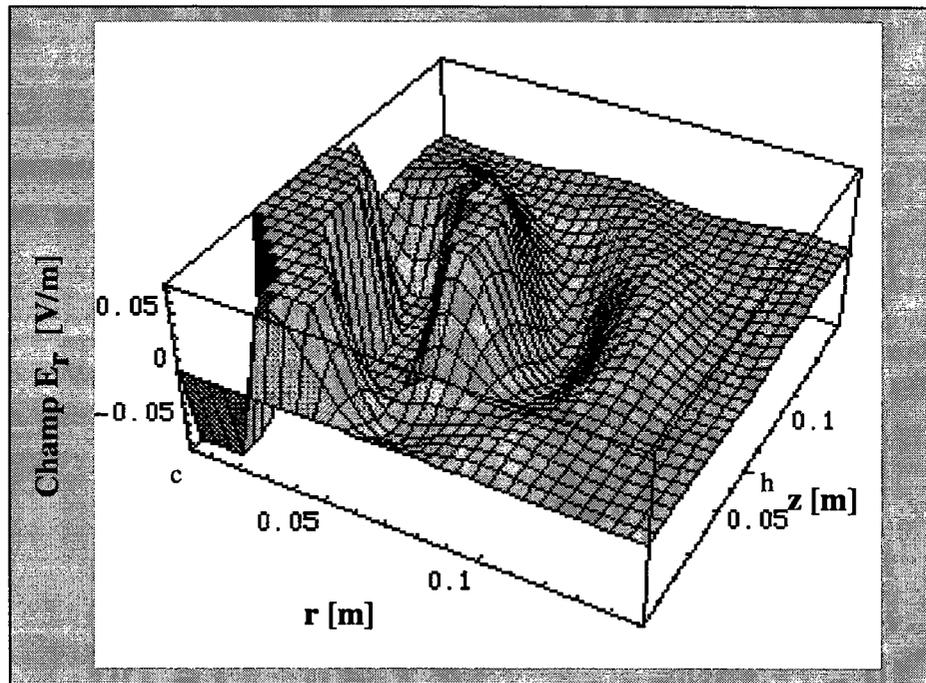
$$E_{4z}(r, z, t) = \frac{j\mu_0\omega I_0 e^{-j\omega t}}{4\pi \sin(k_L h)} \left\{ \begin{array}{l} \frac{k_L}{k_4^2} [\psi(z, h) + \psi(z, -h) - 2\psi(z, 0) \cos(k_L h)] + \\ \left(1 - \frac{k_L^2}{k_4^2}\right) \int_0^h \sin(k_L(h-z')) [\psi(z, z') + \psi(z, -z')] dz' \end{array} \right\}, \quad (2.16)$$

$$E_{4r}(r, z, t) = -\frac{j\mu_0\omega I_0 e^{-j\omega t}}{4\pi \sin(k_L h)} \frac{k_L r}{k_4^2} \int_0^h \cos(k_L(h-z')) \left[ \begin{array}{l} \left(\frac{jk_4}{R_1} - \frac{1}{R_1^2}\right) \psi(z, z') - \\ \left(\frac{jk_4}{R_2} - \frac{1}{R_2^2}\right) \psi(z, -z') \end{array} \right] dz', \quad (2.17)$$

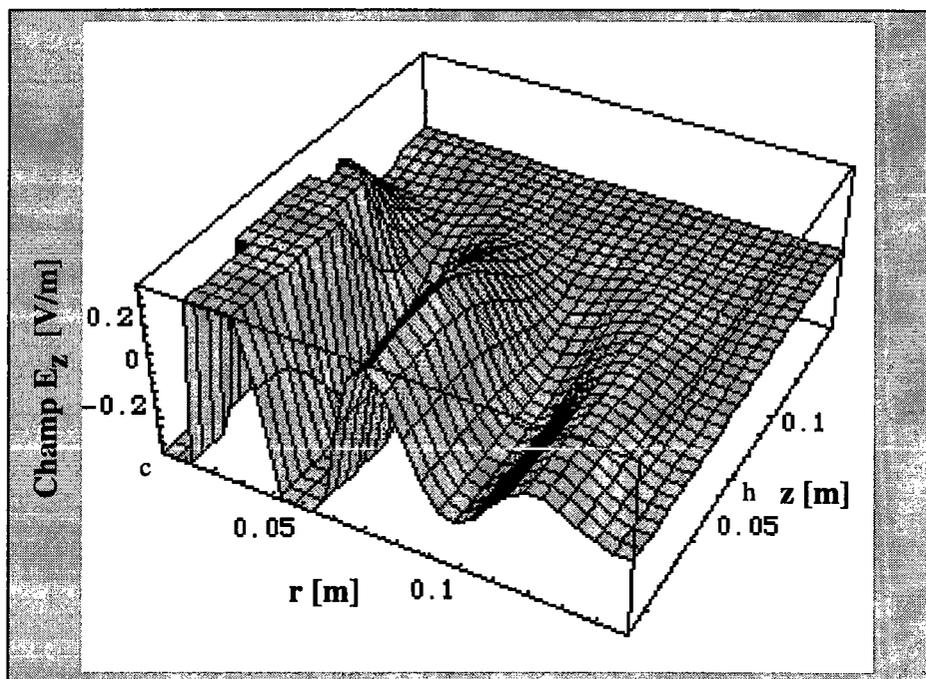
Les intégrales dans les expressions (2,15 et 2.16) ne pouvant pas être déterminées analytiquement, elles doivent être calculées numériquement.

Nous allons représenter graphiquement les composantes  $E_r$ ,  $E_z$  et le module du champ électrique pour un dipôle avec les paramètres géométriques suivants :  $h=7.5$  cm ;  $a=1.139$  mm ;  $b=1.469$  mm et  $c=2.657$  mm. Le milieu (2) est considéré comme étant une couche d'air de nombre d'ondes  $k_2=19.2$  m<sup>-1</sup>. Le milieu (3) est une gaine diélectrique uniforme de nombre d'ondes  $k_3=25.6$  m<sup>-1</sup>. Le milieu (4) est considéré comme étant dissipatif avec des propriétés du tissu humain avec  $\sigma =0.88$  S/m,  $\epsilon_r=42.5$  et le nombre d'ondes  $k_4=127.5+j25$  m<sup>-1</sup>. La fréquence utilisé est 915 MHz,

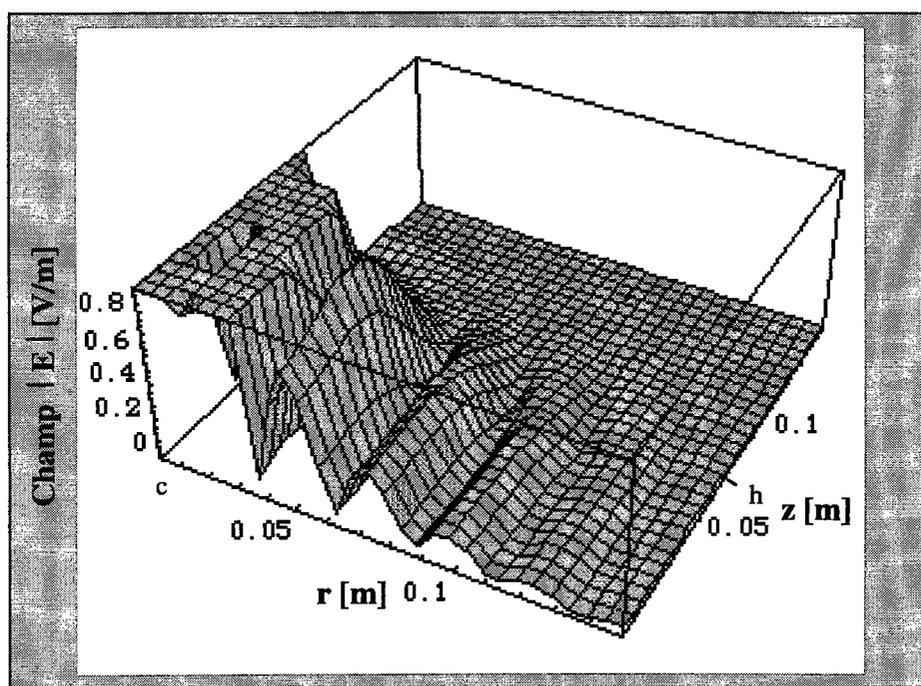
la force électromotrice est égale à 1 V.



*Figure (2.2) Représentation de la composante  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$ .*



*Figure (2.3) Représentation de la composante  $E_z$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$ .*



*Figure (2.4) Représentation du module  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$ .*

Les graphiques précédents représentent bien dans la zone de champ proche, les fluctuations prédites dans la littérature [24, 25].

Cependant les approximations faites pour déterminer les expressions du champ électrique dans le milieu 4 exigent que  $R_1^2 \gg c^2$ , dans notre cas, soit  $R_1 \geq 4c \approx 1\text{cm}$ , ce qui rend ces graphiques très inexacts dans la zone proche de la valeur ( $r=c$ ).

## 2. Cas d'un dipôle gainé avec gorges : Approche de R.Mouecoucou et al [49]

L'antenne est en grande partie étudiée comme la ligne coaxiale généralisée avec un conducteur central de rayon fini entouré d'une gaine isolante et un conducteur extérieur de rayon infini.

L'équation du courant dans le conducteur central est de la forme :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_L^2 \right) I(z) = 0, \quad (2.18)$$

où  $k_L$  est fonction des paramètres géométriques de l'antenne, de la gaine isolante qui entoure le conducteur central et du milieu ambiant. Sa détermination donne l'expression du courant dans l'antenne. Deux méthodes sont proposées.

### 2.1. Première méthode

Elle est basée sur la théorie de la ligne de transmission généralisée, parcourue par une onde progressive. La continuité des puissances complexes radiales au niveau des interfaces séparant les différents milieux a été appliquée moyennant les hypothèses suivantes:

- \* le calcul des coefficients intervenant dans les équations du champ électromagnétique se fait comme si la gaine était uniforme ;
- \* la continuité de la puissance complexe radiale est appliquée à l'interface de tous les milieux deux à deux contigus ;
- \* l'expression du champ électromagnétique dans la gorge est la même que dans le milieu ambiant. Ainsi, l'interface choisie pour l'application de la continuité de la puissance entre la gaine isolante et le milieu ambiant annule la contribution des parties transversales de la gorge à cette puissance.

Le courant s'écrit alors sous la forme d'onde progressive :

$$I(z, t) = I_0 e^{j(k_L z - \omega t)}, \quad (2.19)$$

avec  $I_0 = -j \frac{V_0 k_L}{Z_c}$  et  $Z_c$  est l'impédance caractéristique.

Le champ électromagnétique dans les différentes régions de l'antenne se met sous la forme :

\* Région 1

$$E_{r1}(r, z, t) = \frac{I(z, t) J_1(K_1 r)}{2\pi a J_1(K_1 a)}; \quad (2.20)$$

$$E_{z1}(r, z, t) = \frac{I(z, t) J_0(K_1 r)}{2\pi a J_1(K_1 a)}; \quad (2.21)$$

$$H_{\phi 1}(r, z, t) = -j \frac{k_1^2 I(z, t) J_1(K_1 r)}{2\pi a \omega \mu_0 \sigma_1 J_1(K_1 a)}. \quad (2.22)$$

## \* Région 2

$$E_{r2}(r, z, t) = -j \frac{k_L}{K_2} [AJ_1(K_2 r) + BN_1(K_2 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.23)$$

$$E_{z2}(r, z, t) = [AJ_0(K_2 r) + BN_0(K_2 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.24)$$

$$H_{\phi 2}(r, z, t) = -j \frac{k_2^2}{\omega \mu_0 K_2} [AJ_1(K_2 r) + BN_1(K_2 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} . \quad (2.25)$$

## \* Région 3

$$E_{r3}(r, z, t) = -j \frac{k_L}{K_3} [DJ_1(K_3 r) + FN_1(K_3 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.26)$$

$$E_{z3}(r, z, t) = [DJ_0(K_3 r) + FN_0(K_3 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.27)$$

$$H_{\phi 3}(r, z, t) = -j \frac{k_3^2}{\omega \mu_0 K_3} [DJ_1(K_3 r) + FN_1(K_3 r)] e^{j(k_L z - \omega t)} . \quad (2.28)$$

## \* Région 4

$$E_{r4}(r, z, t) = -j \frac{k_L}{K_4} GH_1^{(1)}(K_4 r) e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.29)$$

$$E_{z4}(r, z, t) = GH_0^{(1)}(K_4 r) e^{j(k_L z - \omega t)} ; \quad (2.30)$$

$$H_{\phi 4}(r, z, t) = -j \frac{k_4^2}{\omega \mu_0 K_4} GH_1^{(1)}(K_4 r) e^{j(k_L z - \omega t)} . \quad (2.31)$$

Avec  $K_i^2 = k_i^2 - k_L^2$   $i=1, 2, 3, 4$ .

Les coefficients A, B, D, F, G et  $k_L$  sont déterminés par l'application des conditions aux limites sur les composantes du champ, en négligeant la présence de la gorge et l'égalité de la puissance complexe radiale entre les différentes régions en regard. En supposant que les ondes se propagent dans des milieux différents contigus avec la même constante de propagation, les équations du champ dans le milieu (3) sont celles de la gaine uniforme. Les équations dans la gorge ont les mêmes expressions que dans le milieu ambiant. Ceci revient à écrire :

$$\begin{aligned} Z_r^1 &= Z_r^2, \quad \Phi_r^1 = \Phi_r^2 \quad \text{en } a; \\ Z_r^2 &= Z_r^3, \quad \Phi_r^2 = \Phi_r^3 \quad \text{en } b; \\ Z_r^3 &= Z_r^4, \quad \Phi_r^3 = \Phi_r^4 \quad \text{en } c; \end{aligned}$$

où  $Z_r^i = -\frac{E_{zi}}{H_{\phi i}}$   $i = 1, 2, 3, 4$ , sont les impédances radiales et les  $\Phi_r^i, i = 1, 2, 3, 4$ , sont les puissances complexes radiales

Il en résulte alors :

$$A = -BN_0(K_2a); \tag{2.32}$$

$$B = -\frac{k_L}{R\pi^2 a Z_c} \frac{k_3^2 k_4}{K_3^2 b} H_1^{(1)}(K_4 c); \tag{2.33}$$

$$F = \frac{k_L}{R\pi^2 a Z_c} \frac{k_2^2 k_4}{K_3^2 b} H_1^{(1)}(K_4 c); \tag{2.34}$$

$$\frac{k_3^2}{K_3^2} [DF^* + FF^* N_0(K_3 b)] = \frac{2k_2^2}{\pi K_2^2} BB^* \text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right); \tag{2.35}$$

$$G = -\frac{2k_L}{R\pi^3 a Z_c} \frac{k_2^2 k_3^2}{K_2^2 K_3^2 bc}; \tag{2.36}$$

avec  $R = \frac{4}{\pi^2 b} \left[ \frac{k_2^2 k_3^2 H_0^{(1)}(K_4 c)}{K_2^2 K_3^2 c} + k_4 H_1^{(1)}(K_4 c) \left[ \frac{k_2^2}{K_2^2} \text{Ln}\left(\frac{c}{b}\right) + \frac{k_3^2}{K_3^2} \text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right) \right] \right]$ ,

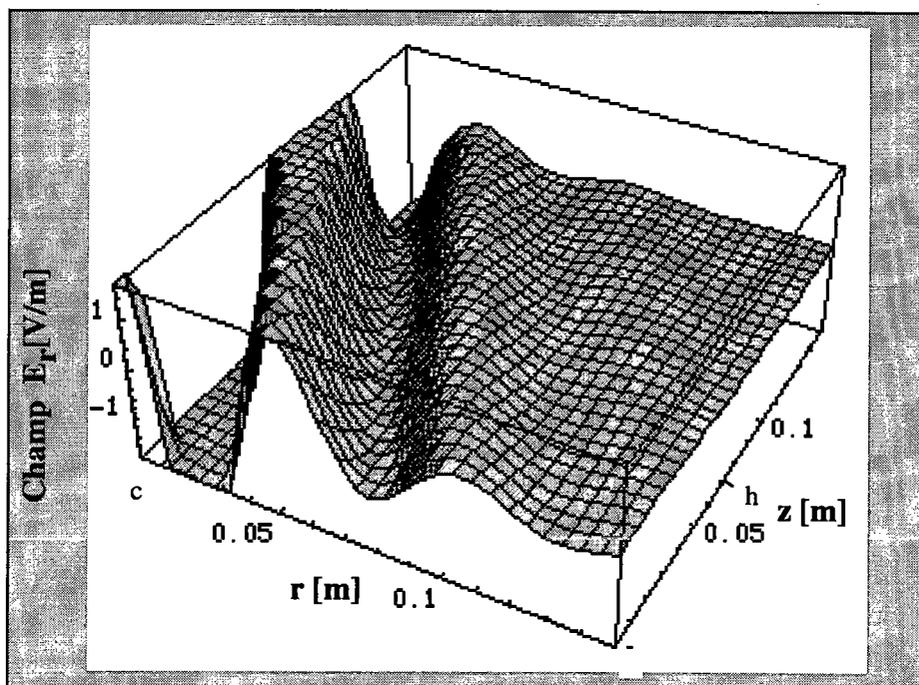
et  $Z_c = \frac{\omega \mu_0 k_L}{2\pi k_{2e}^2} \text{Ln}\left(\frac{c}{a}\right)$ .

Pour le cas de la gaine uniforme :

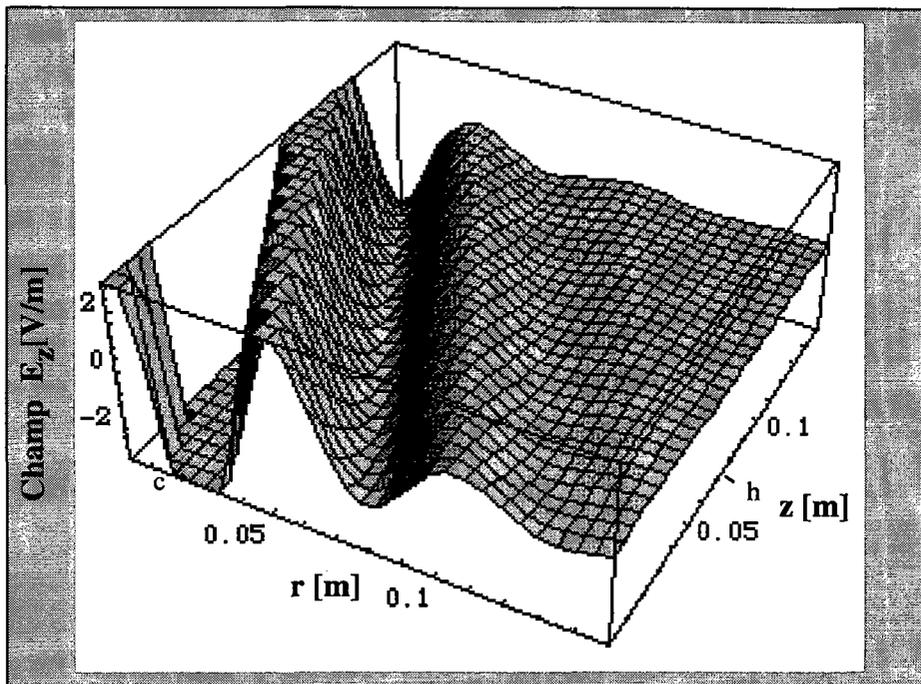
$$k_{L0} = k_{2e0} \left[ 1 - \frac{1}{k_4 c \text{Ln}\left(\frac{a}{c}\right)} \frac{H_0^{(1)}(K_4 c)}{H_1^{(1)}(K_4 c)} \right]^{1/2}, \tag{2.37}$$

$$k_{2e0} = k_2 \left[ \frac{\text{Ln}\left(\frac{a}{c}\right)}{\text{Ln}\left(\frac{a}{b}\right) + \frac{k_2^2}{k_3^2} \text{Ln}\left(\frac{b}{c}\right)} \right]^{1/2}. \tag{2.38}$$

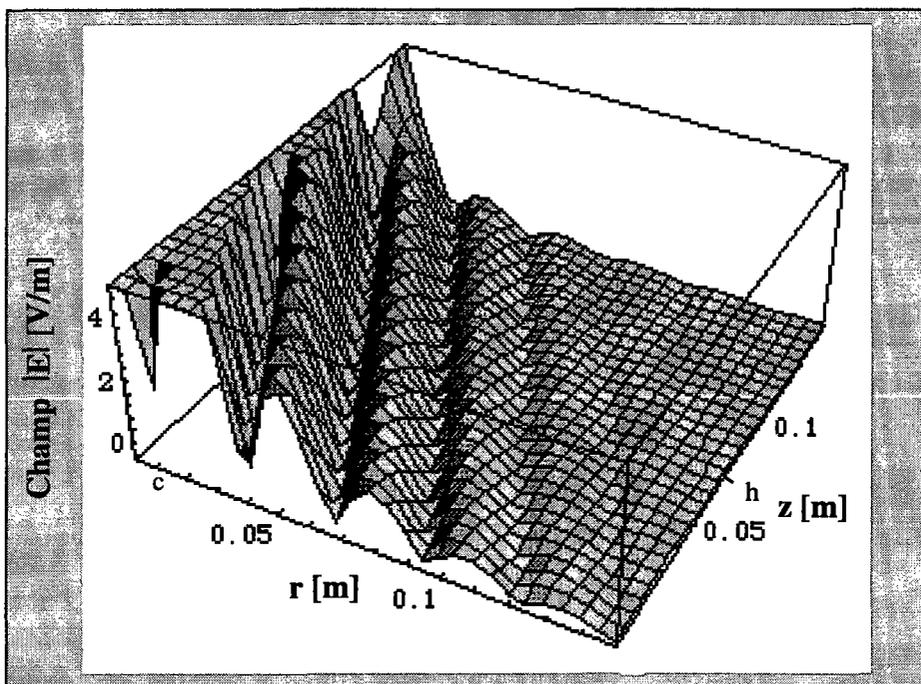
Nous représentons dans les figures (2.5, 2.6 et 2.7), les configurations du champ électrique pour le dipôle avec les mêmes paramètres géométriques ainsi que les mêmes propriétés électriques des milieux entourant le conducteur central. Nous remarquons une différence très nette des configurations et des amplitudes en comparant les résultats des deux approches. Ceci peut être expliqué par le fait que l'approche de King [8, 16] considère la forme stationnaire du courant qui parcourt le conducteur central alors que celui de Mouecoucou [49] considère la forme d'onde progressive du courant qui parcourt le conducteur central d'une part, et d'autre part la méthode de King utilise les caractéristiques de la ligne de transmission généralisées pour un conducteur central entouré d'une gaine et le conducteur extérieur d'épaisseur infini. Le calcul des expressions du champs électromagnétiques sont calculées à partir de la théorie générale par contre Mouecoucou utilise les expressions du champ électromagnétique qui découlent de la théorie des lignes de transmission généralisées.



*Figure (2.5) Représentation de la composante  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine uniforme.*



*Figure (2.6) Représentation de la composante  $E_z$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine uniforme.*



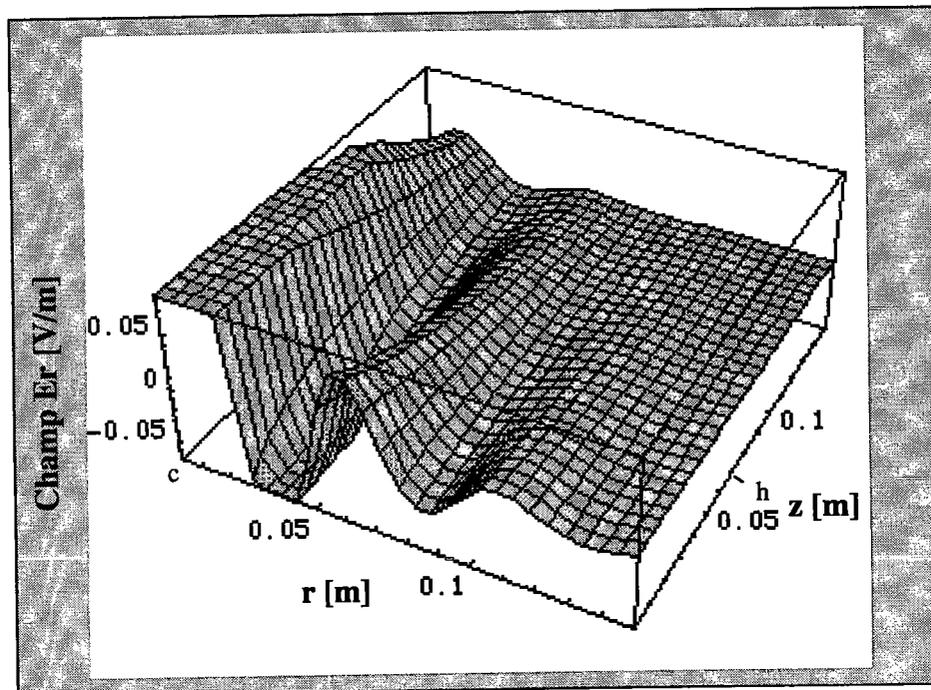
*Figure (2.7) Représentation du module  $E$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine uniforme.*

Pour le cas de la gaine avec une seule gorge :

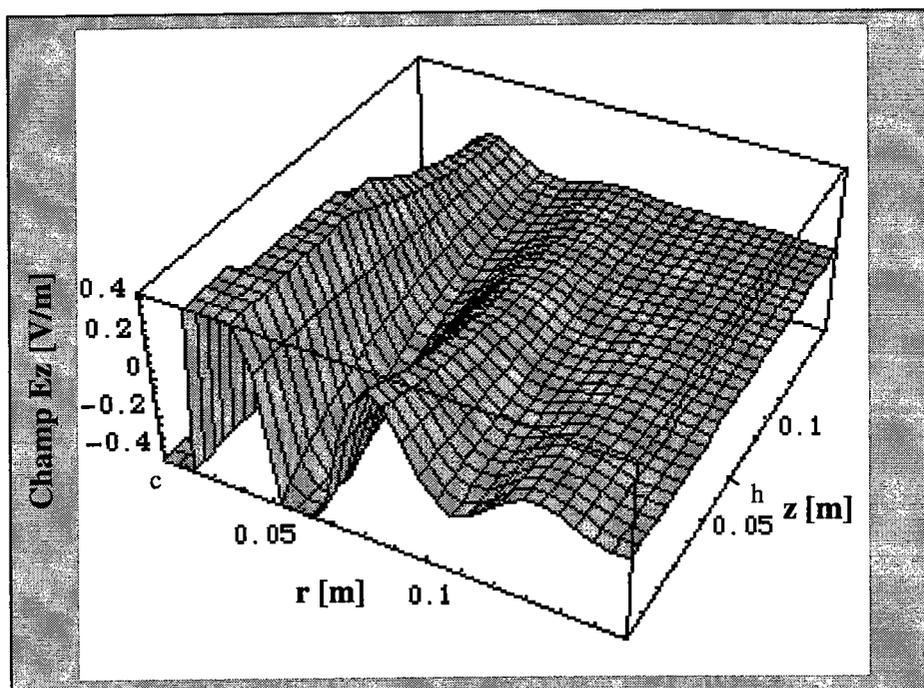
$$k_{L1} = k_{2e1} \left[ 1 - \frac{\left[ c(2h-d) \frac{H_0^{(1)}(K_4c)}{H_1^{(1)}(K_4c)} + dx \frac{H_0^{(1)}(K_4x) H_1^{(1)*}(K_4x)}{H_1^{(1)}(K_4c) H_1^{(1)*}(K_4c)} \right]}{k_4 c^2 \left[ d \ln\left(\frac{c}{x}\right) + 2h \ln\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{1/2}; \quad (2.39)$$

$$k_{2e1} = k_2 \left[ \frac{d \ln\left(\frac{c}{x}\right) + 2h \ln\left(\frac{a}{c}\right)}{2h \ln\left(\frac{a}{b}\right) + \frac{k_2^2}{k_3^2} \left[ d \ln\left(\frac{c}{x}\right) + 2h \ln\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{1/2}. \quad (2.40)$$

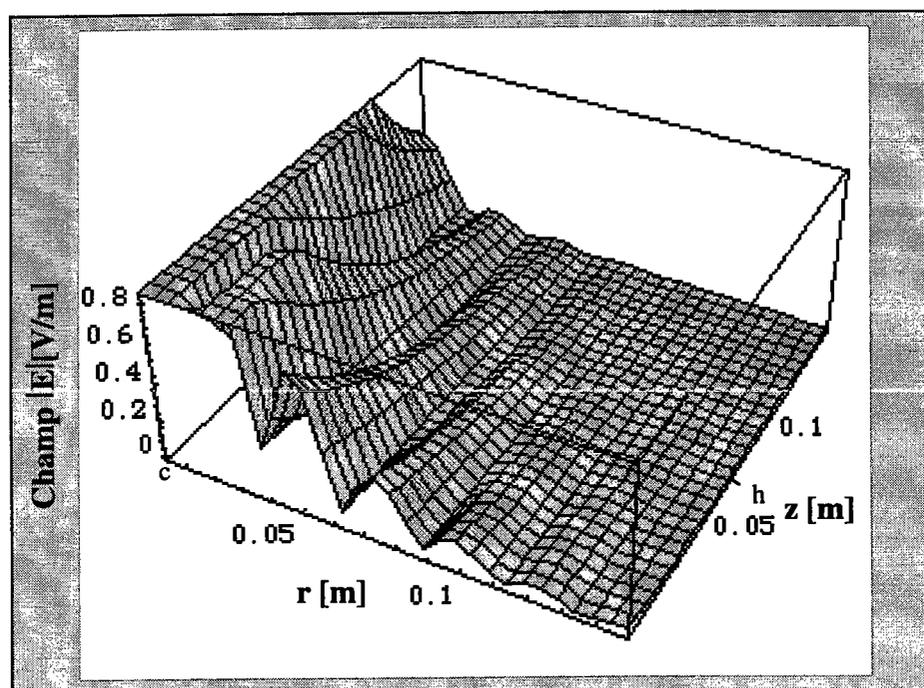
Nous représentons dans les figures (2.8, 2.9 et 2.10) les configurations du champ électrique pour le dipôle avec les mêmes paramètres géométriques ainsi que les mêmes propriétés électriques des milieux qui entourent le conducteur central, cette fois-ci avec une fenêtre de dimensions ( $d=1$  cm ;  $x=(b+c)/2$ ).



*Figure (2.8) Représentation de la composante  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec une seule gorge.*



*Figure (2.9) Représentation de la composante  $E_z$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec une seule gorge.*



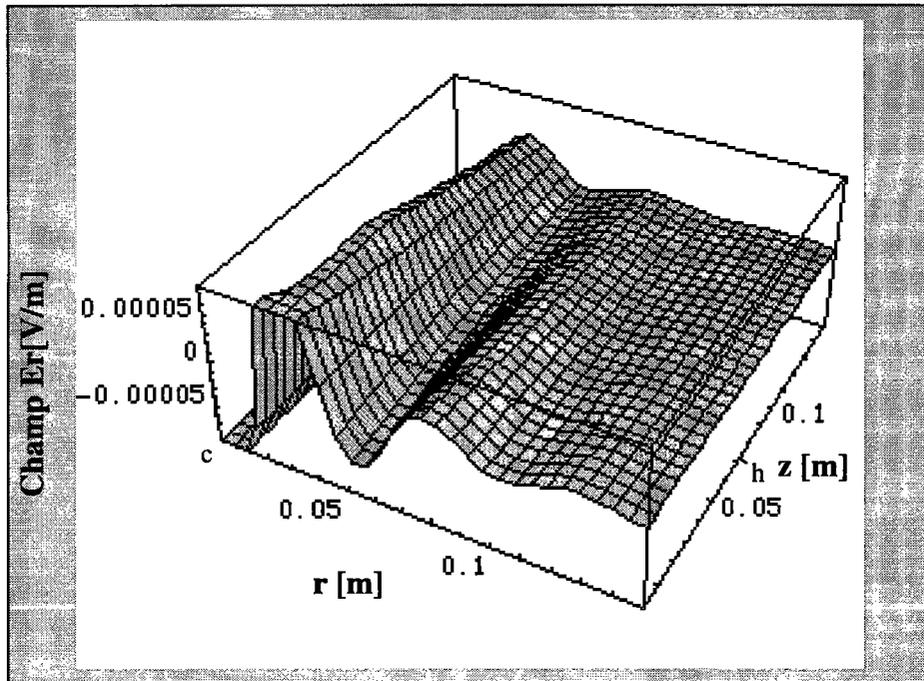
*Figure (2.10) Représentation du module  $E$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec une seule gorge.*

À partir des graphiques précédents, nous pouvons remarquer que la présence de la gorge dans la gaine isolante modifie l'amplitude ainsi que les configurations du champ électrique; celle-ci devient plus axiale.

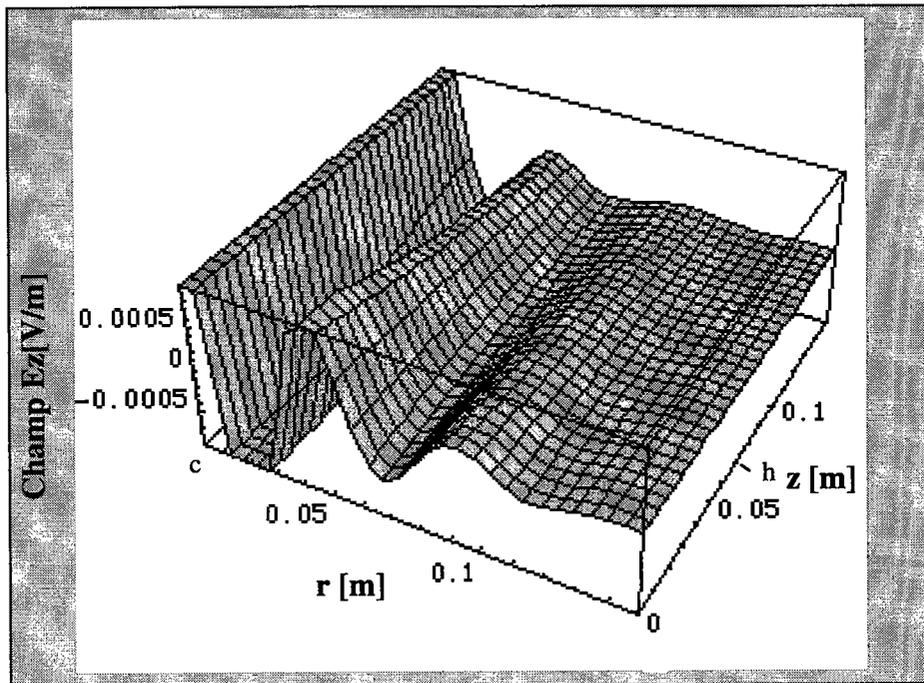
Dans le cas de la gaine avec deux gorges :

$$k_{L2} = k_{2e2} \left[ 1 - \frac{\left[ c(h-d) \frac{H_0^{(1)}(K_4c)}{H_1^{(1)}(K_4c)} + dx \frac{H_0^{(1)}(K_4x)}{H_1^{(1)}(K_4c)} \frac{H_1^{(1)*}(K_4x)}{H_1^{(1)*}(K_4c)} \right]}{k_4 c^2 \left[ d \ln\left(\frac{a}{x}\right) + (h-d) \ln\left(\frac{a}{c}\right) \right]} \right]^{1/2}; \quad (2.41)$$

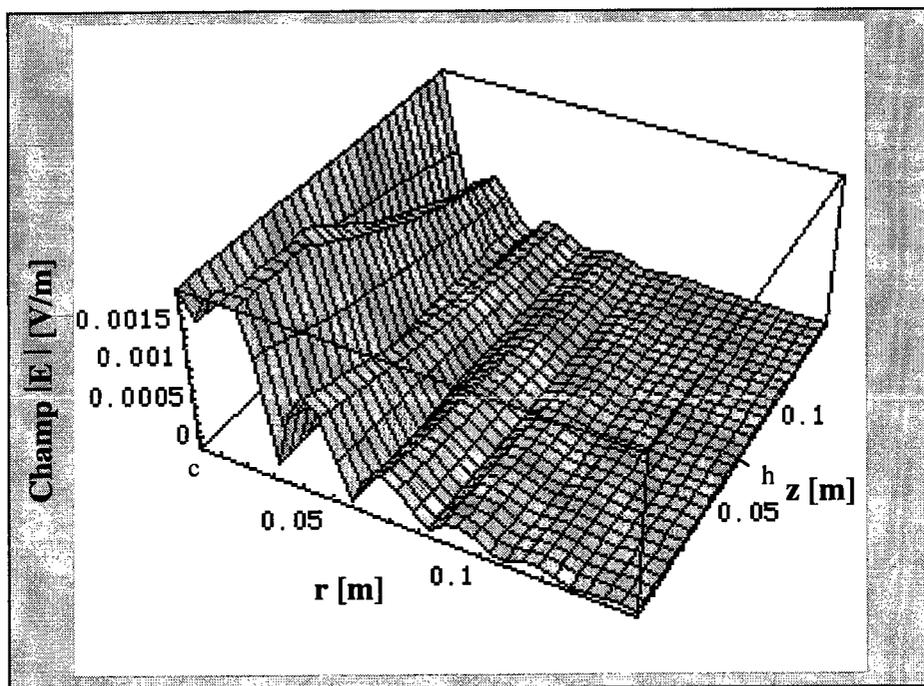
$$k_{2e2} = k_2 \left[ \frac{d \ln\left(\frac{a}{x}\right) + (h-d) \ln\left(\frac{a}{c}\right)}{h \ln\left(\frac{a}{b}\right) + \frac{k_2^2}{k_3^2} \left[ d \ln\left(\frac{b}{x}\right) + (h-d) \ln\left(\frac{b}{c}\right) \right]} \right]^{1/2}. \quad (2.42)$$



*Figure (2.11) Représentation de la composante  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec deux gorges.*



*Figure (2.12) Représentation de la composante  $E_z$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec deux gorges.*



*Figure (2.13) Représentation du module  $E$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour une gaine avec deux gorges.*

Nous avons représenté dans les figures (2.11, 2.12 et 2.13), les configurations du champ électrique pour le dipôle avec les mêmes paramètres géométriques ainsi que les mêmes propriétés électriques des milieux qui entourent le conducteur central, cette fois-ci avec deux fenêtres.

À partir des graphiques précédents, nous remarquons que la présence de la gorge supplémentaire dans la gaine isolante accentue la différence d'amplitude ainsi que les configurations du champ électrique qui deviennent de plus en plus axiales.

## 2.2. Deuxième Méthode :

Elle est basée sur la ligne de transmission généralisée parcourue par une onde stationnaire de courant. Cela revient à considérer que l'antenne se comporte comme une ligne bifilaire ouverte. L'égalité de la puissance complexe entre les différentes régions de l'antenne est appliquée en tenant compte des considérations suivantes :

- Le calcul des coefficients qui interviennent dans les équations du champ tient compte de la gorge tout en négligeant sa faible largeur ;
- Les équations du champ dans la gorge sont différentes de celles du milieu ambiant. Ceci revient à établir une limite fictive entre la gorge et le milieu ambiant ;
- Ce qui se passe dans la gaine est considéré comme secondaire et sont privilégiés les phénomènes qui existent entre le milieu extérieur et les surfaces extérieures de la gorge et de la gaine isolante. Ceci revient à appliquer la continuité de la puissance complexe radiale seulement sur la surface ( $r = c$ ) ;
- Le milieu ambiant est constitué d'une solution dissipatrice telle que

$$|k_4|^2 \gg |k_2|^2 \text{ et } |k_4|^2 \gg |k_3|^2 ;$$

- Les sections transversales du conducteur central et des diélectriques sont faibles

$$|k_2 a| \ll |k_2 b| \ll 1 \text{ et } |k_2 a| \ll |k_2 b| \ll 1 \text{ avec } L \gg c > b \gg a.$$

L'expression du courant stationnaire s'écrit sous la forme :

$$I(z, t) = I_0 \frac{\text{Sin}(k_L(h - |z|))}{\text{Sin}(k_L h)} e^{-j\omega t}, \quad (2.43)$$

$$\text{avec } I_0 = -j \frac{V_0^e \tan(k_L h)}{2Z_c}$$

L'impédance caractéristique s'écrit :

$$Z_c = \frac{\omega \mu_0 k_L}{2\pi k_2^2} \left[ \text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{k_2^2}{k_3^2} \text{Ln}\left(\frac{c}{b}\right) + \frac{k_2^2}{k_4^2} \frac{H_0^{(1)}(k_4 c)}{k_4 c H_1^{(1)}(k_4 c)} \right]. \quad (2.44)$$

Les expressions des composantes du champ dans chaque région s'écrivent :

\*Région 2

$$E_{r2}(r, z, t) = \frac{k_L}{K_2} [A_2 J_1(K_2 r) + B_2 N_1(K_2 r)] \cos(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.45)$$

$$E_{z2}(r, z, t) = [A_2 J_0(K_2 r) + B_2 N_0(K_2 r)] \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.46)$$

$$H_{\phi 2}(r, z, t) = -j \frac{K_2}{\mu \omega} [A_2 J_1(K_2 r) + B_2 N_1(K_2 r)] \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}. \quad (2.47)$$

\*Région 3

$$E_{r3}(r, z, t) = \frac{k_L}{K_3} [A_3 J_1(K_3 r) + B_3 N_1(K_3 r)] \cos(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.48)$$

$$E_{z3}(r, z, t) = [A_3 J_0(K_3 r) + B_3 N_0(K_3 r)] \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.49)$$

$$H_{\phi 3}(r, z, t) = -j \frac{K_3}{\mu \omega} [A_3 J_1(K_3 r) + B_3 N_1(K_3 r)] \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}. \quad (2.50)$$

\*Région 4

$$E_{r4}(r, z, t) = \frac{k_L}{K_4} A_4 H_1^{(1)}(K_4 r) \cos(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.51)$$

$$E_{z4}(r, z, t) = A_4 H_0^{(1)}(K_4 r) \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.52)$$

$$H_{\phi 4}(r, z, t) = -j \frac{K_4}{\mu \omega} A_4 H_1^{(1)}(K_4 r) \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}. \quad (2.53)$$

\*dans la gorge

$$E_{rg}(r, z, t) = \frac{k_L}{K_4} A_g H_1^{(1)}(K_4 r) \cos(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.54)$$

$$E_{zg}(r, z, t) = A_g H_0^{(1)}(K_4 r) \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}; \quad (2.55)$$

$$H_{\phi g}(r, z, t) = -j \frac{K_4}{\mu\omega} A_g H_1^{(1)}(K_4 r) \sin(k_L(h - |z|)) e^{-j\omega t}. \quad (2.56)$$

Les coefficients  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$ ,  $A_g$ ,  $B_2$  et  $B_3$  sont donnés par :

$$A_2 = -B_2 N_0(K_2 a); \quad (2.57)$$

$$A_3 = \left( \frac{2}{\pi} \text{Ln}\left(\frac{b}{a}\right) - N_0(K_3 b) \right) B_2; \quad (2.58)$$

$$A_4 = \frac{2}{\pi} \frac{\text{Ln}\left(\frac{c}{a}\right)}{H_0^{(1)}(K_4 c)} B_2; \quad (2.59)$$

$$A_g = \frac{2}{\pi} \frac{\text{Ln}\left(\frac{x}{a}\right)}{H_0^{(1)}(K_4 x)} B_2; \quad (2.60)$$

$$B_2 = B_3 = \frac{\mu\omega}{4\pi a Z_c K_2 \sinh k_L} [N_0(K_2 a) - N_1(K_2 a)]^{-1}. \quad (2.61)$$

L'équation en  $k_L$  est donnée par :

$$(\psi_4 - \psi_3) \sin 4hk_L + (\psi_3 - \psi_g) [\sin(2(2h - d_1)k_L) - \sin(2(2h - d_2)k_L)] \\ = 2k_L [2h\psi_4 + (d_1 - d_2)\psi_g - (2h + d_1 - d_2)\psi_3], \quad (2.62)$$

avec

$$\psi_3 = -j \frac{k_3}{\mu\omega} [A_3 + B_3 N_0(K_3 c)] B_3^* N_1^*(K_3 c),$$

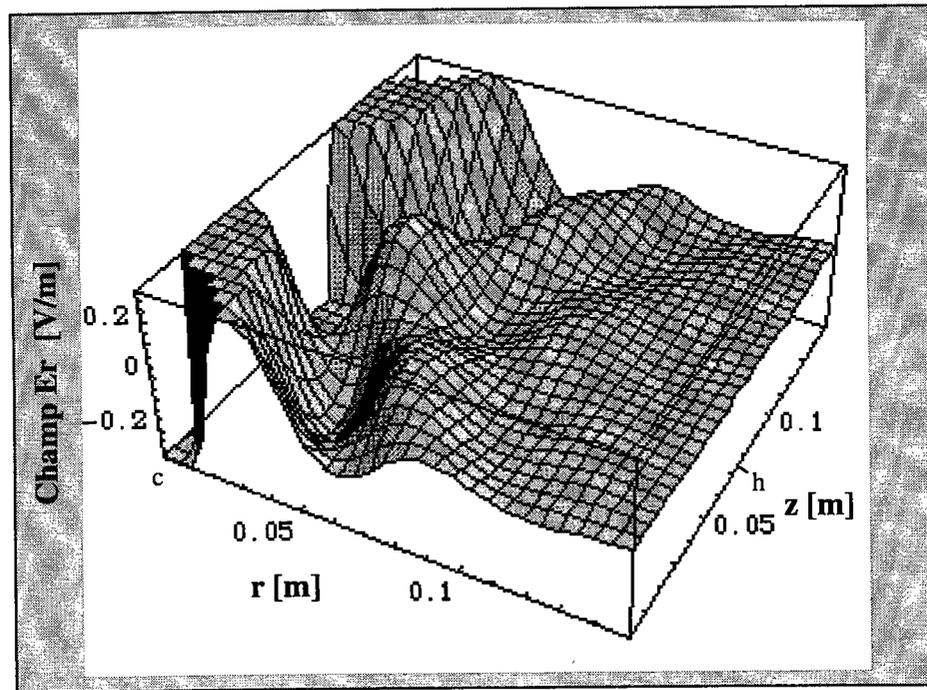
$$\psi_4 = -j \frac{k_4}{\mu\omega} A_4 A_4^* H_0^{(1)}(K_4 c) H_1^{(1)*}(K_4 c),$$

$$\psi_g = -j \frac{k_4}{\mu\omega} A_g A_g^* H_0^{(1)}(K_4 c) H_1^{(1)*}(K_4 c).$$

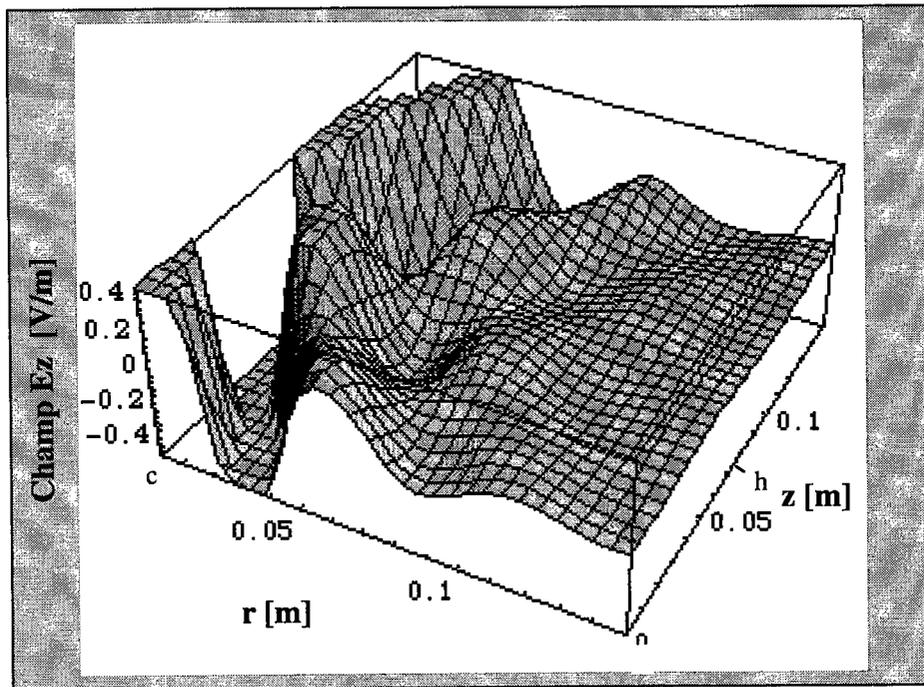
Cette équation présente l'inconvénient que le nombre d'onde est obtenu moins facilement et sa résolution doit se faire de façon numérique.

Pour le cas du dipôle représenté dans la figure (2.1) avec les mêmes paramètres que les exemples précédents, et en considérant les approximations  $K_2=k_2$  et  $K_3=k_3$  [49] pour des raisons de simplifications, la résolution de l'équation (2.62) nous donne plusieurs solutions dont on ne garde que celle pour laquelle la partie imaginaire est la plus faible, soit la valeur :

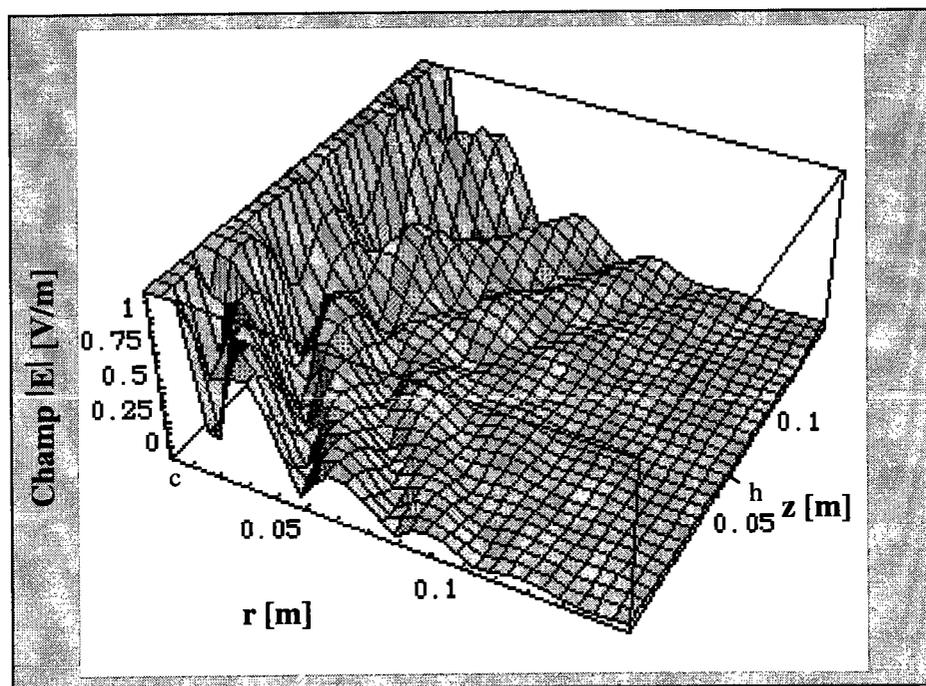
$$k_L = (67.659 + j 11.313) \text{ m}^{-1}$$



*Figure (2.14) Représentation de la composante  $E_r$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour le cas d'une gaine avec une gorge.*



*Figure (2.15) Représentation de la composante  $E_z$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour le cas d'une gaine avec une gorge.*



*Figure (2.16) Représentation du module  $E$  dans le plan  $(r\hat{O}z)$  pour le cas d'une gaine avec une gorge.*

Nous avons représenté dans les figures (2.14, 2.15 et 2.16) les configurations du champ électrique pour le dipôle avec les mêmes paramètres géométriques ainsi que les mêmes propriétés électriques des milieux entourant le conducteur central. Une comparaison des résultats des approches précédentes nous a permis de remarquer une différence très nette au niveau des configurations et des amplitudes du champ électrique. Ceci peut être expliqué par le fait que la deuxième méthode s'appuie sur certaines simplifications, étant donné la complexité de l'équation à résoudre, pour trouver le nombre d'onde  $k_L$ . Le désaccord dans ces résultats nous permet de conclure, dans ces conditions de calcul, la non exactitude de ces approches [8, 16, 49] dans la zone très proche du brin rayonnant.

### **3. Discussion**

Les approches précédentes proposent des méthodes simples d'analyse du fonctionnement en UHF de brins métalliques avec un gainage diélectrique présentant des singularités. Elles passent par la détermination du nombre d'onde  $k_L$ , mais les résultats analytiques présentent une certaine complexité. Ceci oblige à supposer des hypothèses simplificatrices qui ont probablement engendrés de façon indirecte la différence des configurations et des amplitudes du champ électromagnétique. D'autre part, sur les graphiques présentés pour chacune des approches, nous ne remarquons pas les phénomènes de réflexions dus au bout de l'antenne d'où la nécessité d'une approche de simulation numérique que nous allons exposer dans la partie suivante.

## Troisièmes Partie

# Simulation Numérique des la Propagation des Ondes par Méthode DF-DT

## *Simulation numérique de la propagation des ondes* *par la méthode DF-DT*

### *I. Introduction*

Le problème de rayonnement des ondes électromagnétiques émises par une antenne dans des conditions données, est essentiellement de résoudre les équations de Maxwell tout en considérant des conditions aux limites introduites par l'effet du rayonnement de l'antenne et son environnement.

Les techniques utilisées pour résoudre ces problèmes de rayonnement peuvent être divisées en deux classes : domaine fréquence et domaine temps. Les techniques antérieures du domaine fréquence ont été largement utilisées pour analyser les rayonnements d'antennes.

L'algorithme DFDT initialement proposé par Yee en 1966 [4], fut ensuite développé par beaucoup d'auteurs. Holland et Simpson [13] ont utilisé la DFDT pour étudier la diffusion des ondes électromagnétiques par des obstacles diélectriques. Taflove et Umashankar[15] utilisaient une approche hybride entre méthode des moments et DFDT. Ils introduisent également l'approche aux équations intégrales qui leur permet une analyse détaillée de la pénétration d'un champ électromagnétique dans une fente étroite[17]. Cette approche conduit à la modélisation des surfaces conductrices légèrement courbées.

Bien qu'il y ait eu des recherches extensives d'applications de la méthode DFDT aux problèmes de pénétration et de diffusion électromagnétique, peu se sont orientées vers l'application de cette méthode aux problèmes de rayonnement des antennes. Citons Maloney[22] qui a présenté des résultats de rayonnement pour les cas des dipôles cylindrique et conique. Tirkas et Balanis[33] ont présenté des résultats en champ lointain pour une antenne  $\lambda/2$  montée sur un plan fini. Ces auteurs ont également présenté une analyse en 3D d'une antenne cornet et d'une ouverture rayonnante d'un guide d'onde rectangulaire. Reineix et Jecko[21] ont appliqué la méthode DFDT pour l'analyse des antennes micro-bandes. Leveque [37]

a modélisé la dispersion des fréquences par une antenne micro-bandes. Wu et al [36] utilisaient la méthode DFDT pour calculer les coefficients de réflexion pour des configurations différentes d'antennes micro-bandes. Kashiwa et al [45] utilisaient une approche DFDT conforme pour analyser les antennes micro-bandes sur des surfaces courbées.

## 1. Base de l'approximation par la méthode DFDT [5]

### 1.1 Cellule de Yee

La méthode des différences-finies domaine-temps est utilisée pour résoudre la boucle des équations de Maxwell, sous leurs formes différentielles, directement dans le domaine temps, en les convertissant à des équations aux différences finies qui sont ensuite résolues dans une séquence variable du temps, avec calcul alterné de champ électrique et magnétique, dans un réseau de champ électrique et de champ magnétique décalés dans l'espace et le temps comme il est illustré dans la figure (3.1).

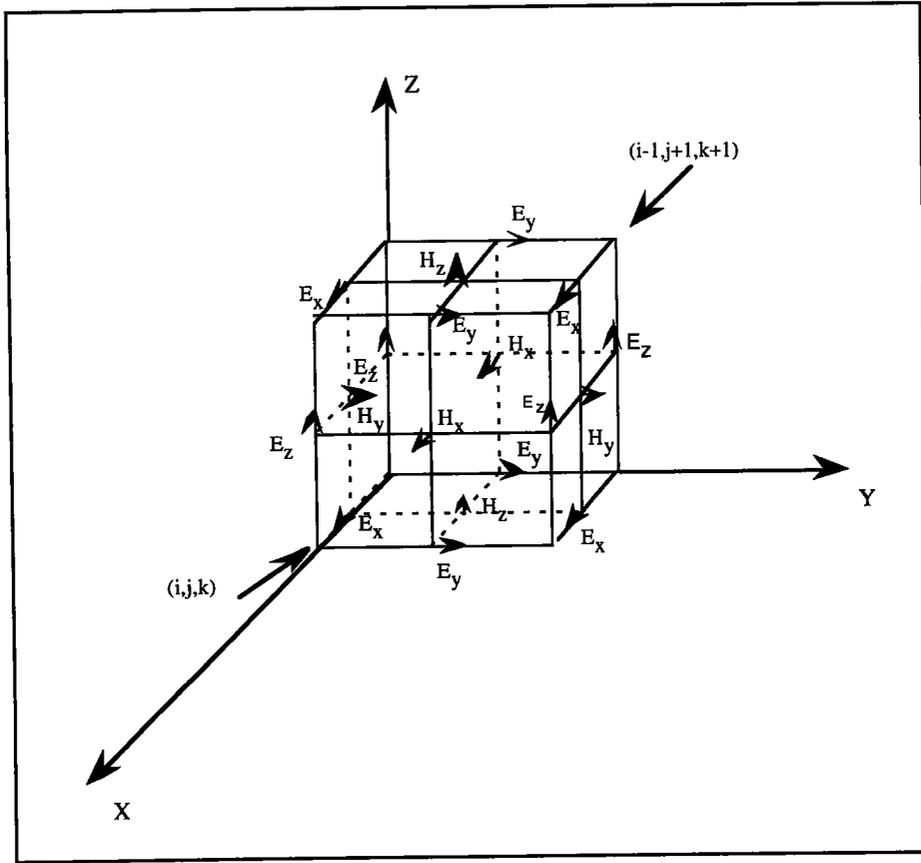
Considérons les équations de Maxwell (1.1) et (1.2) dans un système de coordonnées cartésiennes. Un point du réseau est noté suivant les notations de Yee [4], par le triplet :

$$(i, j, k) = (i\delta, j\delta, k\delta)$$

où  $d = dx = dy = dz$  est l'incrément dans l'espace. Une fonction à variables d'espace et de temps s'écrit :

$$F^n(i, j, k) = F(i\delta, j\delta, k\delta, n\delta t) \quad (3.1)$$

où  $dt$  est l'incrément de temps. En positionnant les composantes des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  dans le réseau, leurs évolutions sont obtenues par l'expression des équations de Maxwell en une alternance de demi-temps avec une erreur locale de troncation de second ordre dans tous les incréments.



*Figure(3.1). Positions des composantes du champ électromagnétique dans le réseau de Yee[4].*

Les approximations aux différences finies pour les équations (1.1 et 2) s'écrivent :

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\delta t}{\epsilon_0 \delta} \left[ H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) \right]; \quad (3.2)$$

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - \frac{\delta t}{\mu_0 \delta} \left[ E_z^n(i, j+1, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) - E_y^n(i, j+1/2, k+1) + E_y^n(i, j+1/2, k) \right]. \quad (3.3)$$

Pour les autres composantes des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$ , leurs expressions s'écrivent de la même manière. Cet algorithme nécessite que l'incrément de temps  $dt$  soit limité relativement aux lacis d'incrément  $dx$ ,  $dy$  et  $dz$  pour éviter le problème d'instabilité numérique [9]. Le critère de stabilité (Annexe 3) pour le cas général tridimensionnel se traduit par l'inégalité :

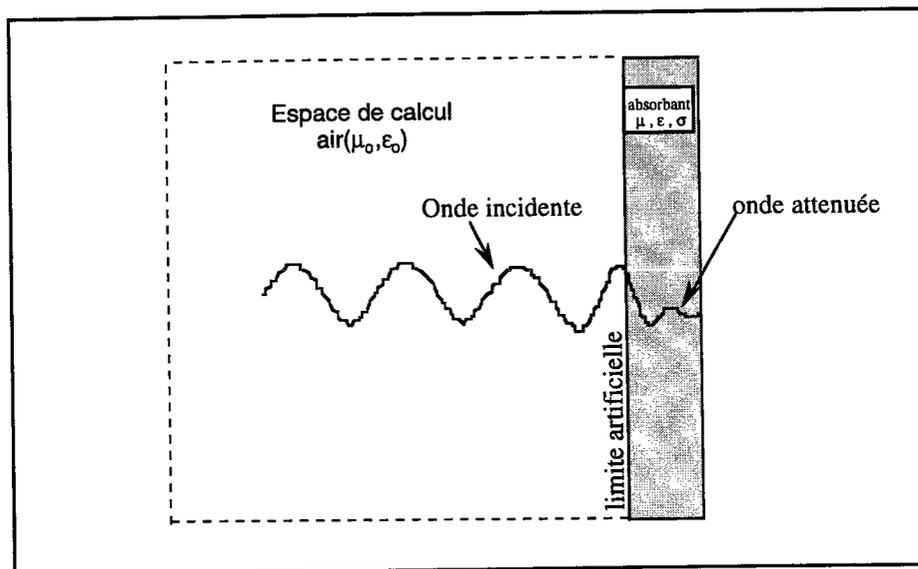
$$v_{\max} \delta t \leq \left[ \frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} + \frac{1}{\delta z^2} \right]^{-1/2}, \quad (3.4)$$

où  $v_{\max} = (\epsilon\mu)^{-1/2}$  est la célérité maximale de la lumière.

La difficulté rencontrée, lors du calcul des champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  dans un domaine réellement ouvert, est qu'on ne peut en réserver autant d'espace mémoire dans les calculateurs. Il est essentiel d'introduire des limites fictives pour réduire le domaine de calcul. Ceci nécessite des conditions pour ces limites fictives qui garantissent la stabilité et l'unicité de la solution : elles affectent la solution de sorte que, d'une part, elles simulent la solution d'espace libre qui existe en l'absence de ces limites et, d'autre part, réduisent l'amplitude des ondes réfléchies provenant de ces limites.

### 1.2. Conditions aux limites absorbantes pour la méthode (DFDT)

Les techniques des conditions aux limites absorbantes furent introduites dans la DFDT par plusieurs auteurs. Taylor et al [6] ont utilisé une simple méthode d'extrapolation. Taflove et Brodwin [9] simulaient l'onde progressive en utilisant un calcul de moyenne pour prendre en considération tous les angles d'incidence de cette onde. Une autre suggestion par Taflove [12] est d'introduire dans les limites artificielles une région dissipatrice, qui atténue l'amplitude des ondes progressives et réfléchies comme illustré par la figure(3.2).



Figure(3.2). Simulation de l'espace infini par une limite artificielle.

Afin d'obtenir des conditions aux limites absorbantes, Merewther [7], Kunz et Lee [11], utilisaient, la condition de rayonnement (RBC) qui considère que le comportement asymptotique du champ électrique est de la forme :  $f(t - R/v)/R$ . La composante tangentielle du champ électrique sur la surface limite se calcule à partir des valeurs locales à l'intérieur de la surface par interpolation.

Les conditions aux limites absorbantes ci-dessus présentent l'inconvénient d'induire des réflexions considérables quand le champ se propageant à côté des limites n'a pas une direction spécifique ( la direction normale à la surface limite). Par ailleurs, aucune théorie générale n'est disponible pour améliorer les approximations ci-dessus. Pour résoudre les difficultés de calcul relatif à la propagation d'onde de surface, Engquist et Majda [10], proposent une approximation potentiellement meilleure que les précédentes qui se déduit de l'équation d'onde scalaire. Mur[14] a utilisé les conditions de Engquist et Majda pour les problèmes du champ électromagnétique à deux dimensions. Nous utilisons un développement analogue pour déterminer des conditions aux limites absorbantes qui sont locales et bien adaptées au problème des valeurs aux limites.

Soit l'équation d'onde scalaire pour les coordonnées cartésiennes  $(x, y, z)$  :

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - v_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} \Phi = 0. \quad (3.5)$$

Considérons que la solution de cette équation (3.5) dans le demi-espace à gauche de  $S_x$  est une onde plane qui s'écrit sous la forme :

$$\Phi = e^{i(\omega t + k_x x + k_y y + k_z z)} + e^{-i(\omega t + k_x x + k_y y + k_z z)}, \quad (3.6)$$

où  $(\omega, k_x, k_z)$  sont les variables duales de  $(t, x, y, z)$ . En notant que  $\omega^2 = v_0^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ , la partie progressive de l'onde  $\Phi$  (3.6) s'écrit sous la forme suivante :

$$\Phi_p = e^{i\left(\omega t + v_0^{-1} \sqrt{\omega^2 - (v_0 k_y)^2 - (v_0 k_z)^2} x + k_y y + k_z z\right)}, \quad (3.7)$$

avec  $\text{Re} \sqrt{\omega^2 - (v_0 k_y)^2 - (v_0 k_z)^2} \geq 0$ .

La condition aux limites de non-réflexion qui est une condition artificielle permettant d'anéantir l'onde  $\Phi$  sur la surface  $S_x$ , est que le gradient de la surface

d'onde soit le gradient de l'onde progressive. Cette condition est du premier ordre et s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi|_{s_x} = \left( i v_0^{-1} \sqrt{\omega^2 - (k_y v_0)^2 - (k_z v_0)^2} \right) \Phi|_{s_x}. \quad (3.8)$$

Cette condition n'est pas simple pour la pratique numérique. Cependant, nous allons établir une approximation au voisinage de la normale c'est à dire pour  $\left( v_0 \frac{k_y}{\omega} \right)^2 + \left( v_0 \frac{k_z}{\omega} \right)^2 \ll 1$ .

En utilisant la relation entre les opérateurs  $(i\omega, ik_y, ik_z) \leftrightarrow \left( \frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ , nous allons pouvoir établir des conditions aux limites qui sont simples pour la pratique numérique.

**Première approximation :**

Nous allons approcher le terme sous le radicale par :

$$\sqrt{1 - \left( v_0 \frac{k_y}{\omega} \right)^2 - \left( v_0 \frac{k_z}{\omega} \right)^2} \approx 1. \quad (3.9)$$

Nous obtenons la première approximation sous la forme :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - v_0^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Phi \Big|_{s_x} = 0, \quad (3.10)$$

avec une amplitude de réflexion  $\frac{\cos\theta - 1}{\cos\theta + 1}$  où  $\theta$  est l'angle d'incidence.

**Deuxième approximation :**

Nous allons approcher le terme sous le radicale par :

$$\sqrt{1 - \left( v_0 \frac{k_y}{\omega} \right)^2 - \left( v_0 \frac{k_z}{\omega} \right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \left( v_0 \frac{k_y}{\omega} \right)^2 + \left( v_0 \frac{k_z}{\omega} \right)^2 \right). \quad (3.11)$$

Nous obtenons la deuxième approximation sous la forme :

$$\left( v_0^{-1} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} - v_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right) \Phi \Big|_{s_x} = 0, \quad (3.12)$$

avec une amplitude de réflexion  $\left| \frac{\cos \theta - 1}{\cos \theta + 1} \right|^2$ .

Troisième approximation:

En appliquant la deuxième approximation de Padé sous la forme :  $\sqrt{1+\xi} \approx 1 + \frac{2\xi}{4+\xi}$

l'équation (3.8) devient :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial x} - j v_0^{-1} \omega \left( 1 - \frac{2[(v_0 k_y)^2 + (v_0 k_z)^2]}{4\omega^2 - [(v_0 k_y)^2 + (v_0 k_z)^2]} \right) \right] \Phi \Big|_{s_x} = 0,$$

En développant cette équation, on obtient :

$$\left[ \begin{aligned} v_0^{-3} \frac{\partial}{\partial x} (j\omega)^2 - v_0^{-3} (j\omega)^3 - \frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial x} [(jk_y)^2 + (jk_z)^2] \\ + \frac{3v_0^{-1} j\omega}{4} [(jk_y)^2 + (jk_z)^2] \end{aligned} \right] \Phi \Big|_{s_x} = 0$$

Nous obtenons la troisième approximation sous la forme :

$$\left( v_0^{-2} \frac{\partial^3}{\partial x \partial t^2} - v_0^{-3} \frac{\partial^3}{\partial t^3} - \frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{3v_0^{-1}}{4} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right) \Phi \Big|_{s_x} = 0, \quad (3.13)$$

avec une amplitude de réflexion  $\left| \frac{\cos \theta - 1}{\cos \theta + 1} \right|^3$

La première approximation est très simple à utiliser, mais elle présente des réflexions non négligeables. La troisième approximation est de troisième ordre. Cependant, elle n'est pas commode à introduire dans le code de calcul. Nous allons donc utiliser la deuxième approximation qui ne produit que des réflexions insignifiantes et apporte de la facilité pour l'introduction dans le code de calcul.

## II. Étude de l'antenne dipôle $\lambda/2$

### 1. cas d'une antenne simple $\lambda/2$

#### 1.1 application de la méthode DF-DT

L'antenne simple  $\lambda/2$ , représentée dans la figure(3.3), notamment étudiée par Maloney [22] est l'un des cas canoniques dans l'analyse des antennes. C'est un conducteur cylindrique supposé parfait, posé sur un support conducteur plan et alimenté par une ligne coaxiale. Le conducteur central est lié à l'antenne et le conducteur extérieur est lié au support plan. Le champ incident à travers la ligne coaxiale est un mode TEM qui a seulement les composantes  $E_r$  et  $H_\phi$ . Il est produit par un signal incident de la forme suivante :

$$\vec{E}^i(t) = \frac{V^i(t)}{\ln(b/a)r} \hat{r}. \quad (3.14)$$

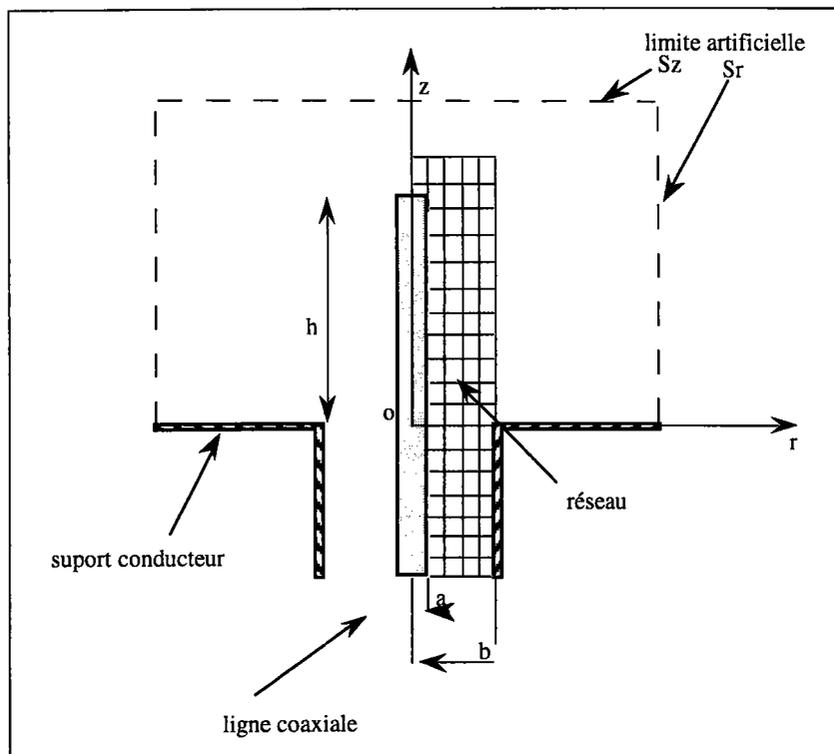


Figure (3.3) Schéma du dipôle alimenté par une ligne coaxiale.

A l'ouverture de la ligne coaxiale, c'est à dire à la jonction du coaxial avec l'antenne représentée sur la figure (3.3) par le point (O), un mode TM qui a pour composantes  $E_r$ ,  $E_z$ ,  $H_\phi$ . apparaît. Les équations de Maxwell en coordonnées cylindriques ont alors la forme suivante :

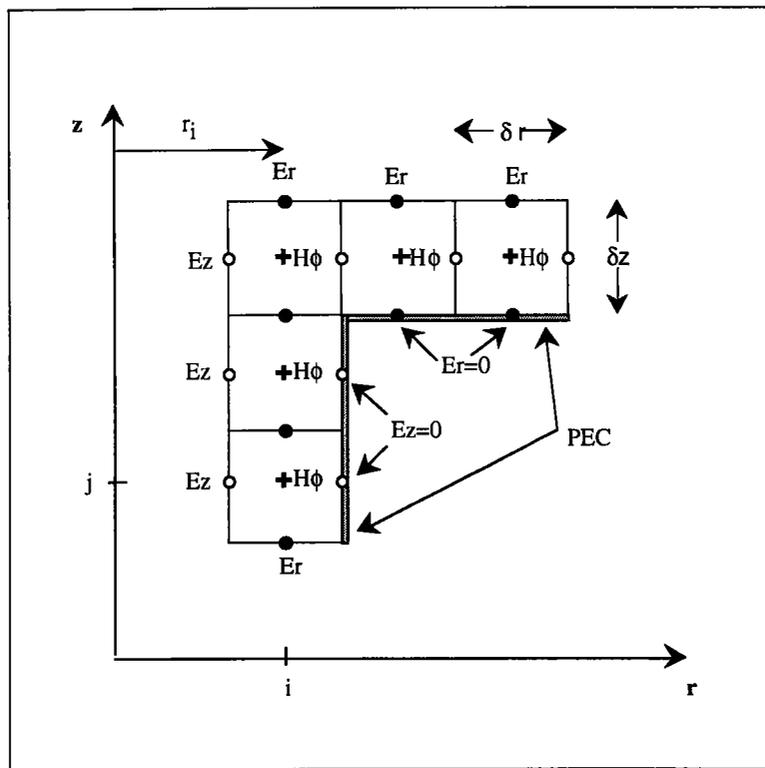
$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu_0 \frac{\partial H_\phi}{\partial t}, \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial H_\phi}{\partial z} = -\epsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t}, \quad (3.16)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rH_\phi)}{\partial r} = \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad (3.17)$$

Dans la formulation DF-DT de Yee, les incréments dans l'espace et le temps à deux dimensions sont  $\delta r$ ,  $\delta z$  et  $\delta t$  (figure.(3.4)). Ces incréments sont choisis de telle façon que la condition de stabilité (3.4) soit vérifiée, celle-ci s'écrit dans ce cas sous la forme suivante :

$$v_0 \delta t = \frac{\min(\delta r, \delta z)}{2}. \quad (3.18)$$



Figure(3.4). Position des composantes du champ pour le cas du problème à 2D avec une symétrie cylindrique.

Les équations de Maxwell (3.15, 3.16 et 3.17) sont alors discrétisées comme suit :

$$H_{\phi}^{n+1/2}(i,j) = H_{\phi}^{n-1/2}(i,j) + \frac{\delta t}{\mu_0 \delta r} \left[ E_z^n(i+1/2,j) - E_z^n(i-1/2,j) \right] - \frac{\delta t}{\mu_0 \delta z} \left[ E_r^n(i,j+1/2) - E_r^n(i,j-1/2) \right], \quad (3.19)$$

$$E_r^{n+1}(i,j-1/2) = E_r^n(i,j-1/2) - \frac{\delta t}{\epsilon_0 \delta z} \left[ H_{\phi}^{n+1/2}(i,j) - H_{\phi}^{n+1/2}(i,j-1) \right], \quad (3.20)$$

$$E_z^{n+1}(i+1/2,j) = E_z^n(i+1/2,j) - \frac{\delta t}{\epsilon_0 \delta r \cdot r_{i+1/2}} \left[ r_{i+1} H_{\phi}^{n+1/2}(i+1,j) - r_i H_{\phi}^{n+1/2}(i,j) \right]. \quad (3.21)$$

Les conditions aux limites absorbantes sur les surfaces  $S_r$  et  $S_z$  représentées dans la figure(3.3) sont construites à partir de la seconde approximation (3.11) (voir appendice). Elles s'écrivent sous la forme :

$$\left. \frac{\partial E_r}{\partial z} - v_0^{-1} \frac{\partial E_r}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right|_{s_z} = 0, \quad (3.22)$$

$$\left. \frac{\partial E_z}{\partial r} - v_0^{-1} \frac{\partial E_z}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial E_r}{\partial z} \right|_{s_r} = 0. \quad (3.23)$$

Ces équations (3.22 et 3.23) sont ensuite discrétisées selon le réseau, figure(3.4), sous la forme suivante :

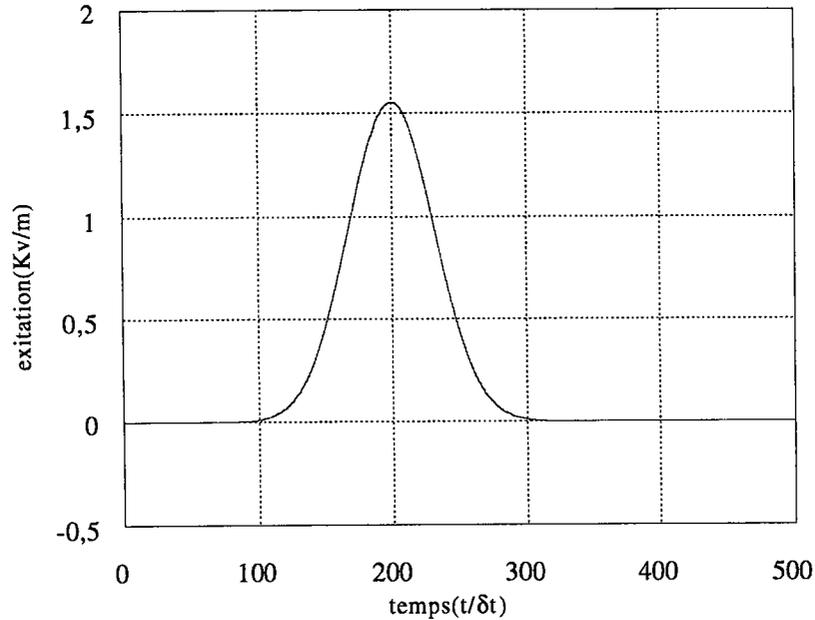
$$E_r^{n+1}(i,1/2) = E_r^n(i,3/2) + \frac{v_0 \delta t - \delta z}{v_0 \delta t + \delta z} \left[ E_r^{n+1}(i,3/2) - E_r^n(i,1/2) \right] + \frac{1}{2} \frac{v_0 \delta t \delta z}{\delta r (v_0 \delta t + \delta z)} \left[ \begin{aligned} & E_z^n(i+1/2,0) - E_z^n(i-1/2,0) \\ & + E_z^n(i+1/2,1) - E_z^n(i-1/2,1) \end{aligned} \right] \quad (3.24)$$

$$E_z^{n+1}(1/2,j) = E_z^n(3/2,j) + \frac{v_0 \delta t - \delta r}{v_0 \delta t + \delta r} \left[ E_z^{n+1}(3/2,j) - E_z^n(1/2,j) \right] + \frac{1}{2} \frac{v_0 \delta t \delta r}{\delta z (v_0 \delta t + \delta r)} \left[ \begin{aligned} & E_r^n(0,j+1/2) - E_r^n(0,j-1/2) \\ & + E_r^n(1,j+1/2) - E_r^n(1,j-1/2) \end{aligned} \right] \quad (3.25)$$

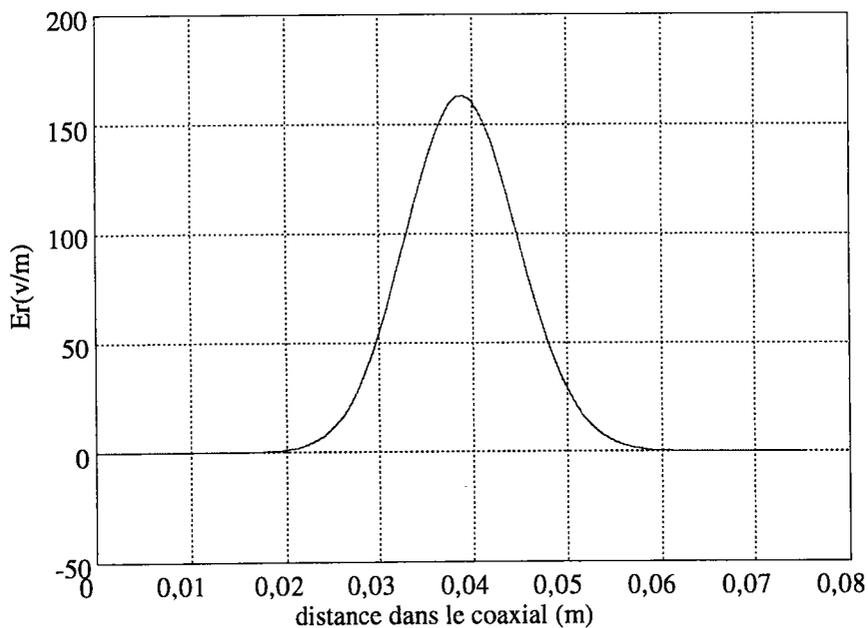
### 1.2. Diagrammes de rayonnement

Afin de faciliter la comparaison des résultats avec des études antérieures [22] Les paramètres utilisés pour cette antenne sont  $h=\lambda/2$ ,  $\lambda=3,25$  cm,  $b/a=7/3$ ,  $h/a=68$ ,

$\delta r=(b-a)/4$ ,  $\delta z=h/100$   $\delta t=\delta r/2$ . L'excitation utilisée, figure(3.5), est une gaussienne  $V^i(t) = V_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_p^2}\right)$  avec  $\tau_p=2,01.10^{-11}s$ , cette dernière étant prise assez petite pour représenter les phénomènes de réflexion.



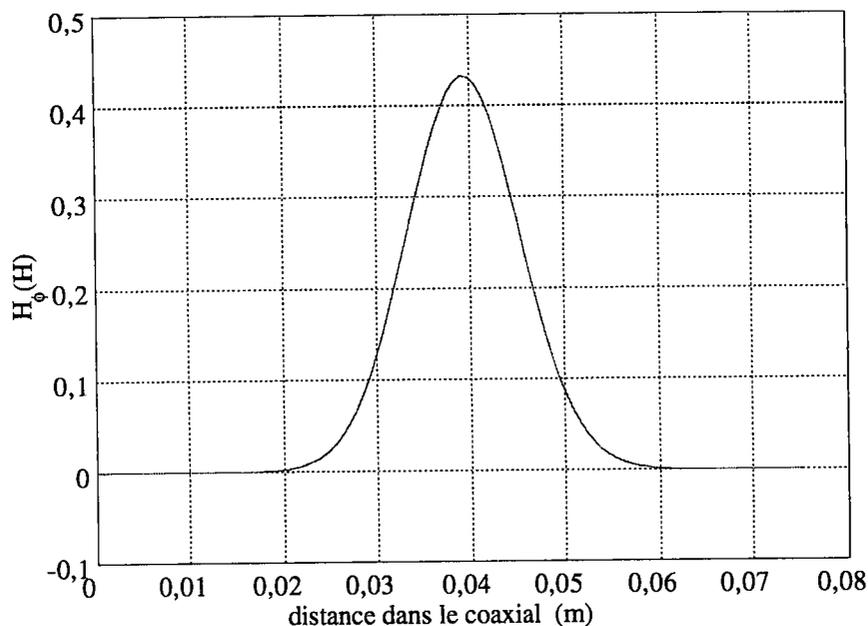
*Figure (3.5) Courbe de l'excitation gaussienne utilisée pour alimenter le dipôle.*



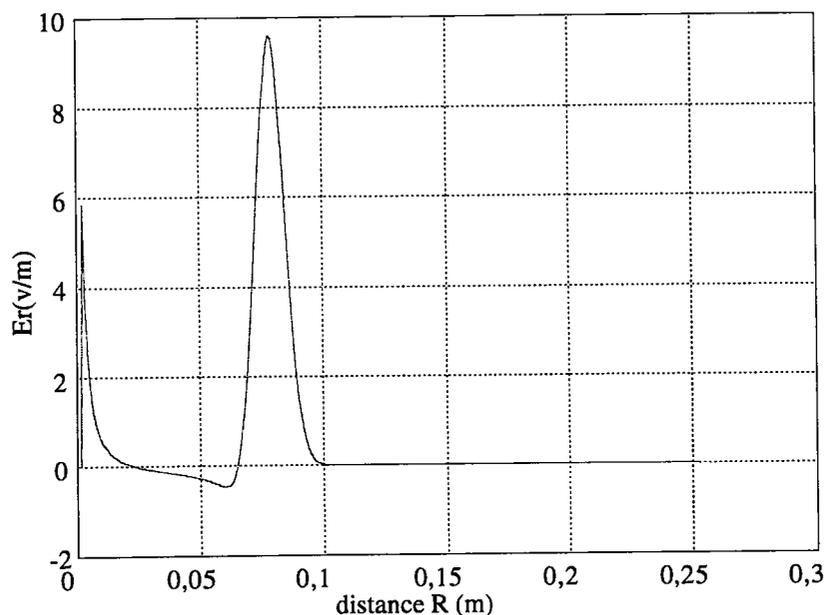
*Figure (3.6a) Réponse du champ électrique radial Er dans la ligne coaxiale à l'instant t=0,380 ns*

Dans les figures (3.6a) et (3.6b) sont représentés respectivement les champs électrique  $E_r$  et magnétique  $H_\phi$  le long du coaxial.

Le champ  $E_z$  est pratiquement nul, ce qui correspond parfaitement à un mode TEM.

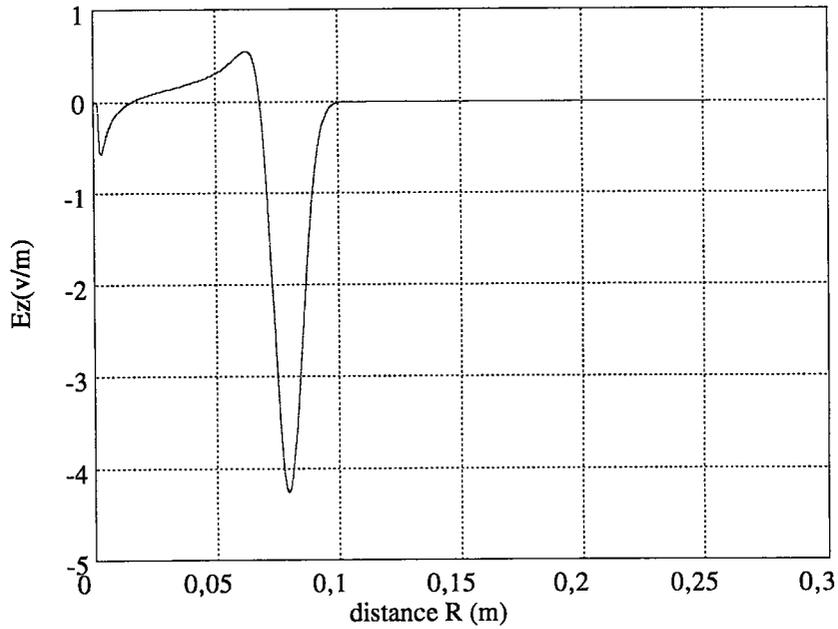


*Figure (3.6b) Réponse du champ magnétique  $H_\phi$  dans la ligne coaxiale à l'instant  $t=0,380$  ns.*



*Figure(3.7a) Réponse du champ électrique radial  $E_r$  à la sortie de la ligne coaxiale à l'instant  $t=1,329$  ns*

Les figures (3.7a), (3.7b) et (3.7c) représentent les champs  $E_r$ ,  $E_z$  et  $H_\phi$  à un angle de  $45^\circ$ , où nous voyons apparaître le mode TM prévu dans [22].



Figure(3.7b) Réponse du champ électrique axial  $E_z$  à la sortie de la ligne coaxiale à l'instant  $t=.1,329$  ns

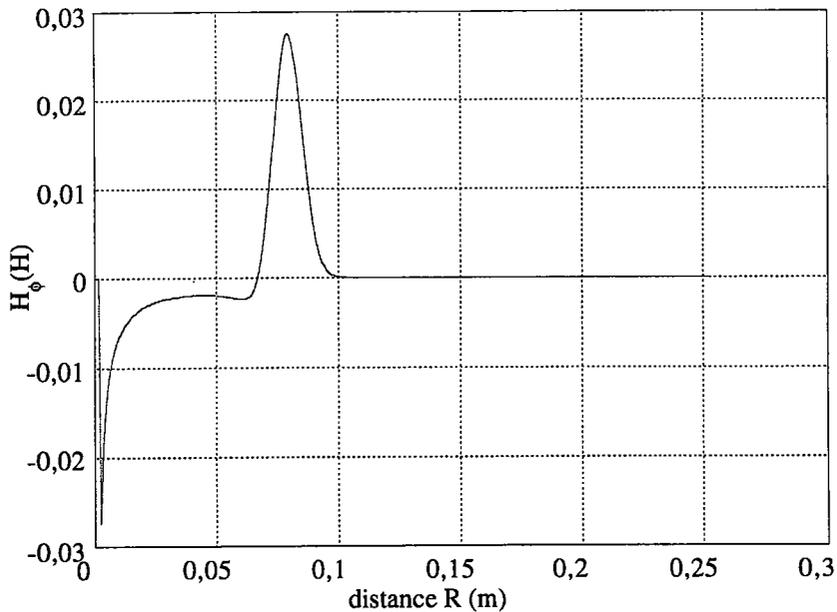


Figure (3.7c) Réponse du champ magnétique  $H_\phi$  à la sortie de la ligne coaxiale à l'instant  $t=.1,329$  ns

Les pics qui se situent en  $R=0$  sont causés par la réflexion de l'onde au bout de l'antenne ce que nous allons mieux voir sur les représentations qui suivent :

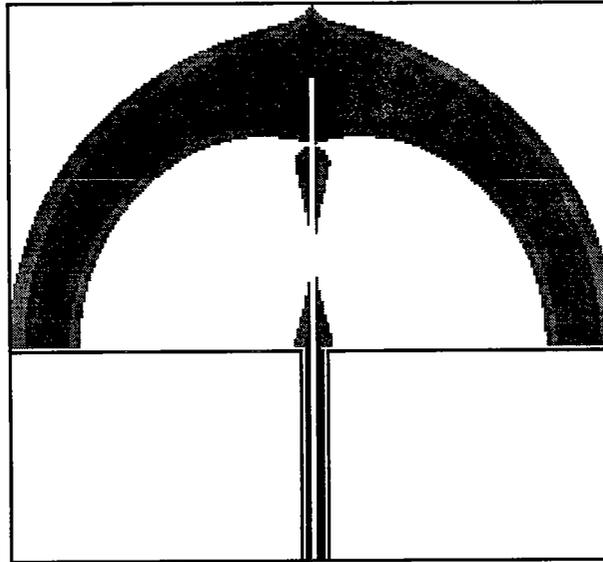


Figure (3.8a) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle simple  $\lambda/2$  à un instant  $t_1 = 1,329$  ns pour une excitation gaussienne.

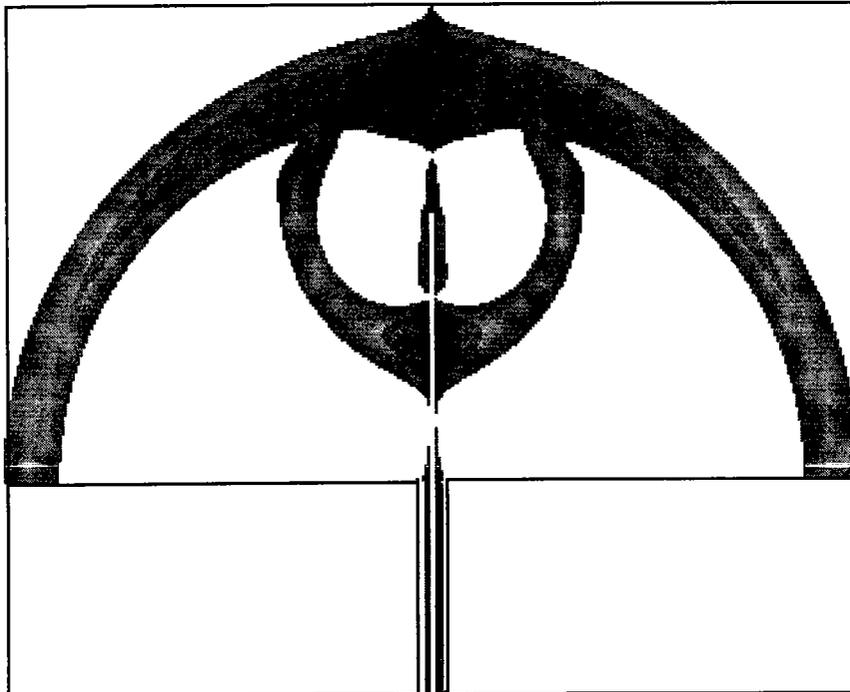
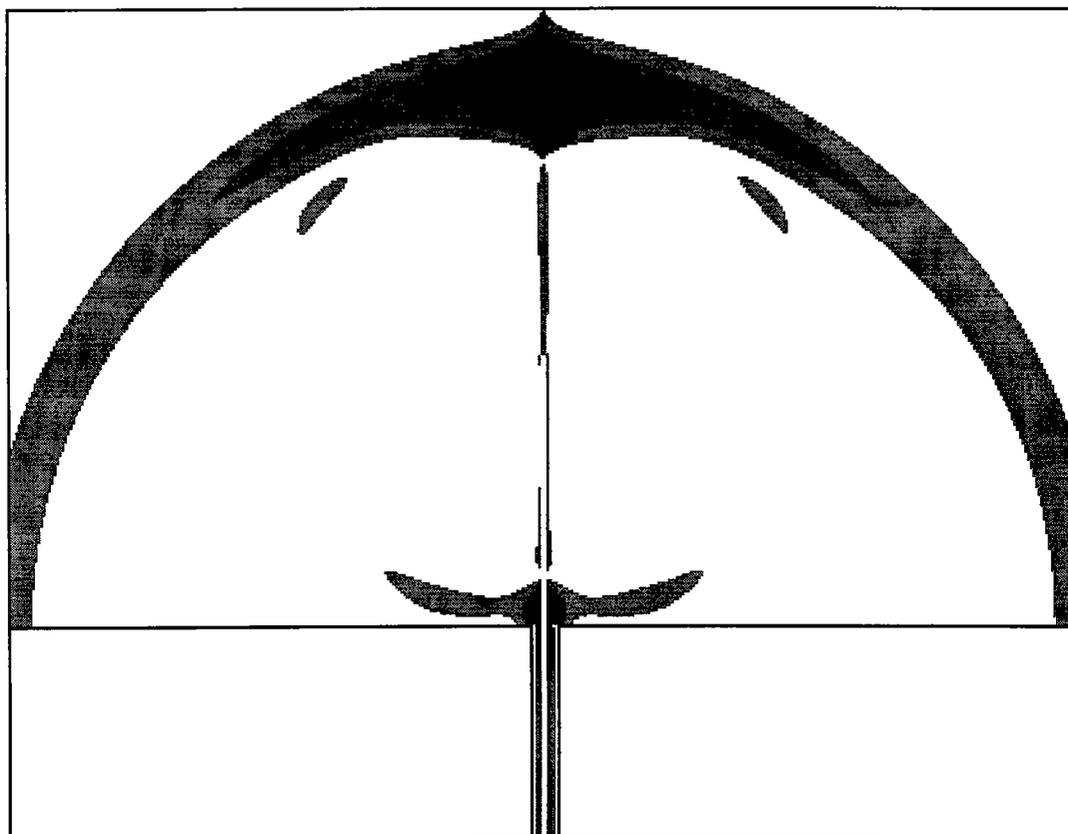


Figure (3.8b) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle simple  $\lambda/2$  à un instant  $t_2 = 1,708$  ns.



*Figure (3.8c) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle simple  $\lambda/2$  à un instant  $t_3=2,087$  ns*

Les figures (3.8a, b, et c) représentent la simulation de la répartition spatiale du module du champ électrique, émis par le dipôle. Nous l'avons mis en niveaux de gris pour illustrer la valeur de son amplitude. Nous remarquons la partie d'onde transmise centrée autour de l'ouverture du coaxial et la partie d'onde réfléchiée par le bout de l'antenne, on note que le maximum d'amplitude est focalisé autour de l'axe  $\hat{O}z$ .

Nous remarquons l'absence de réflexions causées par les limites artificielles. Ces réflexions étant très faibles, nous pouvons affirmer que les conditions aux limites absorbantes que nous avons utilisées sont satisfaisantes.

À titre de comparaison, ces figures reproduisent bien les résultats présentés par Maloney [22].

### 1.3. Calcul d'admittance d'entrée

Cette méthode de simulation nous permet de déterminer facilement l'admittance d'entrée de l'antenne. Pour le confirmer, nous appliquons cette méthode pour une

antenne simple avec un bout hémisphérique avec les paramètres pris par Cooper [22], c'est à dire ( $b/a=3$  et  $a/l = 7,02 \cdot 10^{-3}$ ).

L'admittance  $Y = G + i B$  est déterminée par la relation suivante :

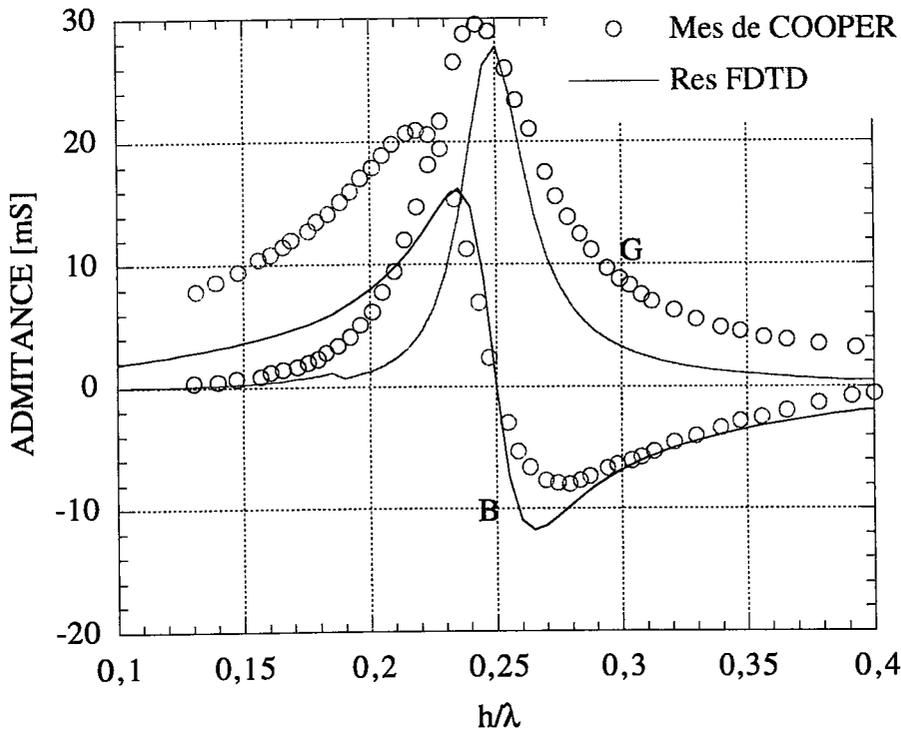
$$\frac{1}{Y} = Z_c \frac{1 + \underline{\Gamma}_R}{1 - \underline{\Gamma}_R}, \tag{3.26}$$

$$\underline{\Gamma}_R = \frac{E_r}{E_i} e^{i\phi}, \tag{3.27}$$

où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique,  $\underline{\Gamma}_R$  le coefficient de réflexion complexe et  $\phi$  le déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie.

Pour cela, nous utilisons un signal monochromatique de la forme :

$$V_i = V_o \sin(\omega t) \tag{3.28}$$



*Figure (3.9) Comparaison entre l'admittance ( $Y = G + i B$ ) calculée par la méthode DF-DT et mesurée par Cooper [22].*

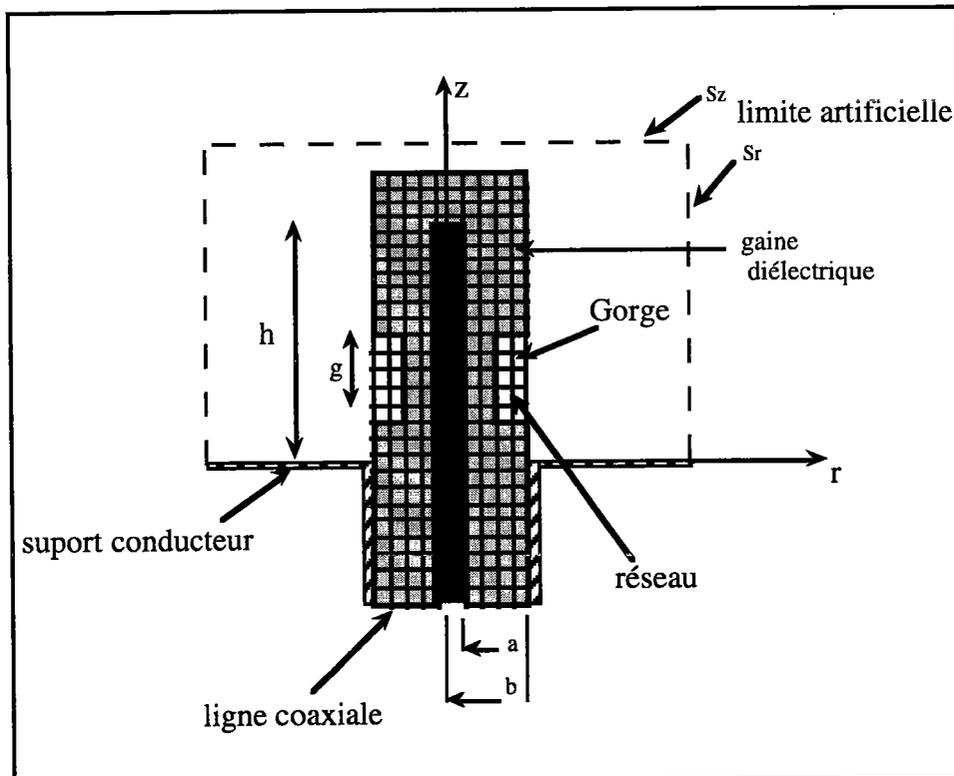
Le coefficient de réflexion complexe est calculé à l'intérieur de la ligne coaxiale où seul le mode T.E.M. se propage pour des hauteurs de l'antenne  $0,1 < h/\lambda < 0,4$  à une fréquence de 980MHz.

La figure (3.9) montre un bon accord entre les mesures effectuées par Cooper [22] et nos calculs.

## 2. Cas d'une antenne filaire gainée à singularités (fenêtres)

### 2.1 application de la méthode DF-DT.

L'antenne représentée dans la figure (3.10) est constituée d'un conducteur central supposé parfait et de rayon (a). Il est entouré d'une gaine isolante de rayon extérieur (b) qui consiste en une ou deux couches concentriques de diélectriques supposés parfaits. L'utilisation d'une gaine isolante entourant l'antenne est indispensable pour opérer dans un milieu relativement conducteur. Les expressions des champs sont semblables à ceux de l'antenne simple mais les paramètres diélectriques ont des valeurs locales propres à chaque cellule de calcul.



Figure(3.10) : Schéma du dipôle entouré d'une gaine.

$$H_{\phi}^{n+1/2}(i, j) = H_{\phi}^{n-1/2}(i, j) + \frac{\delta t}{\mu(i, j)\delta r} \left[ E_z^n(i+1/2, j) - E_z^n(i-1/2, j) \right] - \frac{\delta t}{\mu(i, j)\delta z} \left[ E_r^n(i, j+1/2) - E_r^n(i, j-1/2) \right], \quad (3.29)$$

$$E_r^{n+1}(i, j-1/2) = E_r^n(i, j-1/2) - \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j)\delta z} \left[ H_{\phi}^{n+1/2}(i, j) - H_{\phi}^{n+1/2}(i, j-1) \right], \quad (3.30)$$

$$E_z^{n+1}(i+1/2, j) = E_z^n(i+1/2, j) - \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j)\delta r} \frac{1}{r_{i+1/2}} \left[ r_{i+1} H_{\phi}^{n+1/2}(i+1, j) - r_i H_{\phi}^{n+1/2}(i, j) \right]. \quad (3.31)$$

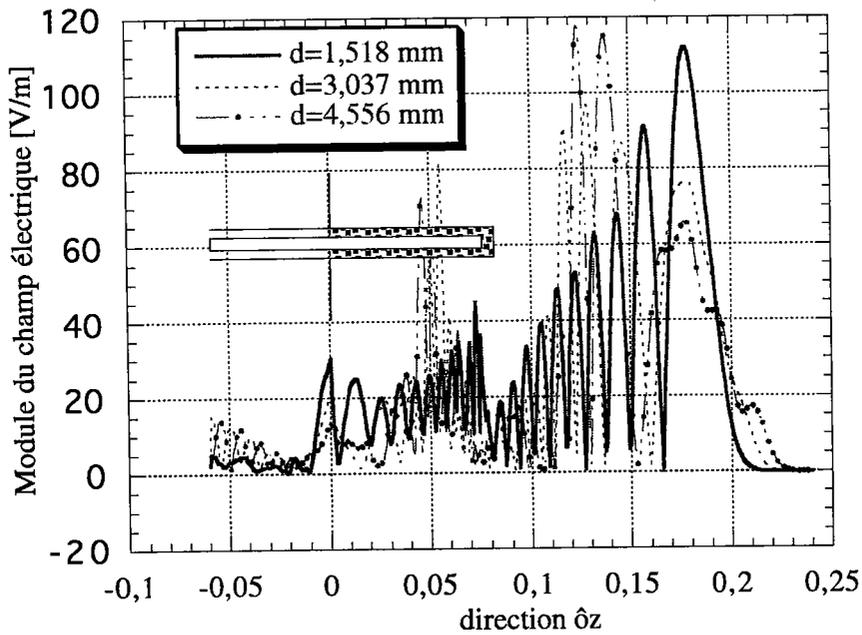
## 2.2. Résultats et interprétations

Nous avons effectué les calculs pour l'antenne en variant certains paramètres tels que l'épaisseur de la gaine, le nombre des fenêtres dans la gaine et la hauteur de la gorge. Nous représentons l'amplitude du module du champ électrique dans la direction  $\hat{O}z$ , synchronisée par rapport au temps pour montrer les effets de ces paramètres.

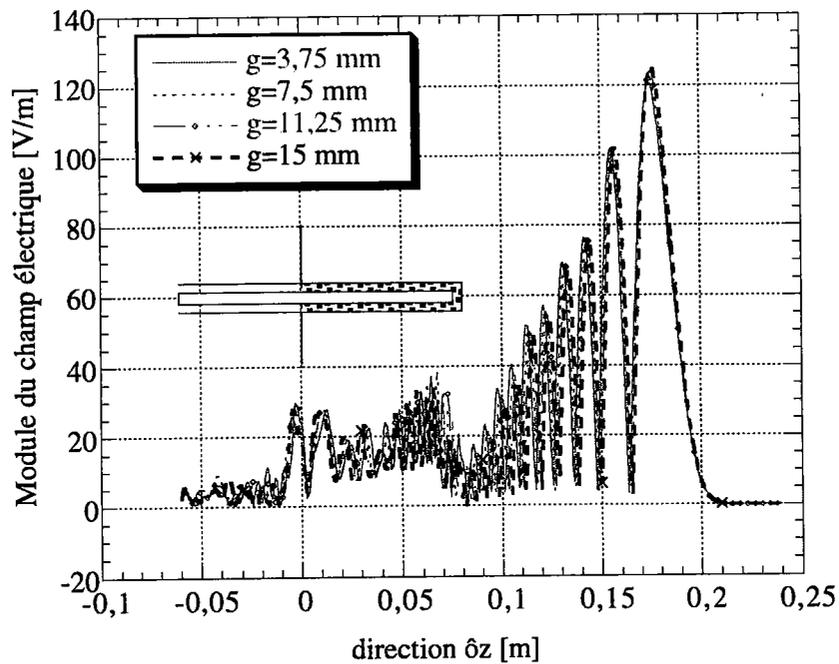
Nous remarquons d'après la figure (3.11), que plus l'épaisseur de la gaine ( $d$ ) diminue plus l'amplitude du module du champ électrique augmente, ceci nous permet donc de dire que l'énergie électromagnétique est d'autant plus canalisée vers la direction axiale que la gaine entourant le conducteur central est fine, ce qui est en accord avec les résultats rencontrés dans [49].

Dans la figure (3.12) nous représentons l'amplitude du module de champ électrique, émis par une antenne gainée avec la présence d'une gorge dont la hauteur ( $g$ ) est variable. Nous déduisons donc que la hauteur de la gorge n'a pas d'effet significatif sur le comportement du champ.

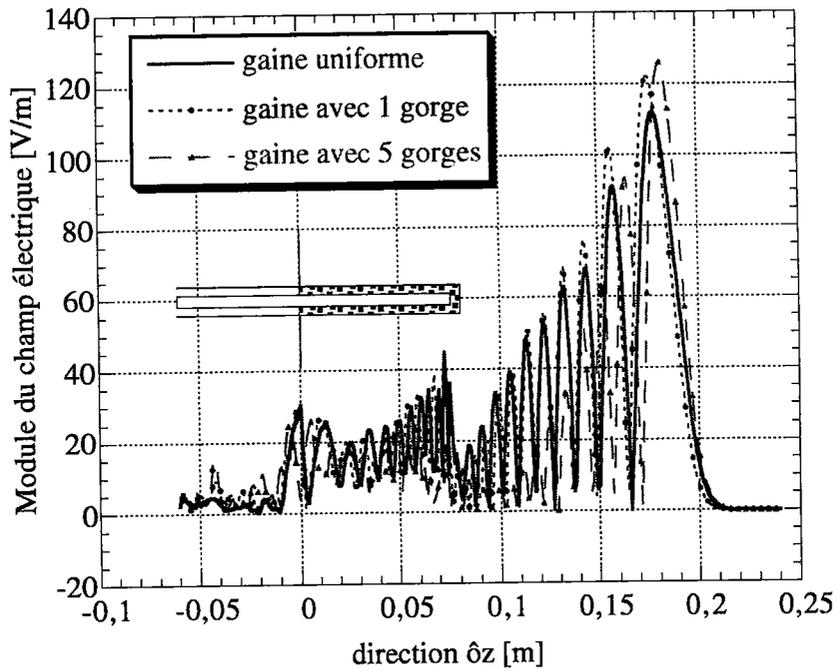
Les résultats expérimentaux présentés par Mouecoucou montrent un renforcement de l'amplitude du champ en présence d'une fenêtre. Nous illustrons dans la figure(3.13, a, b, c) l'influence des fenêtres sur le module du champ électrique, l'ensemble des fenêtres présentant un plan de symétrie géométrique perpendiculaire à  $\hat{O}z$  et contenant le milieu du brin conducteur cylindrique émergeant du plan symétrique horizontal.



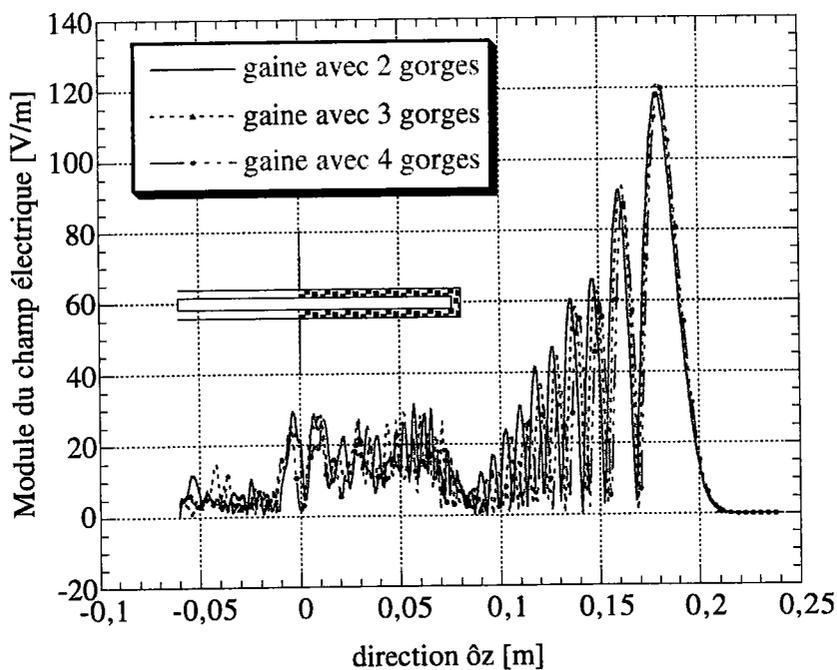
Figure(3.11) Effet de l'épaisseur de la gaine diélectrique autour du conducteur central sur le module du champ électrique.



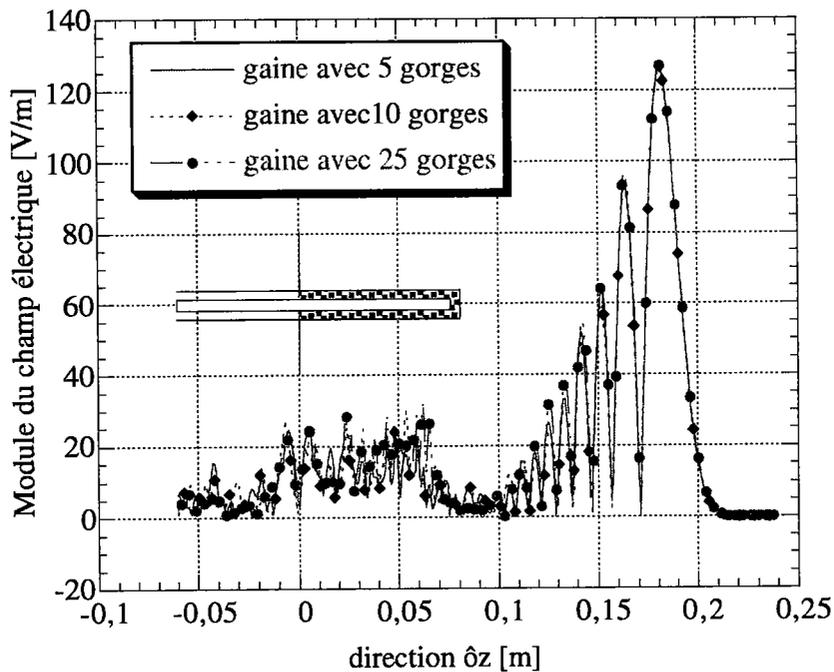
Figure(3.12) Effet de la hauteur (g) de la fenêtre présente dans la gaine diélectrique sur le module du champ électrique.



*Figure (3.13a) Effet du nombre des fenêtres présentes dans la gaine diélectrique sur le module du champ électrique.*

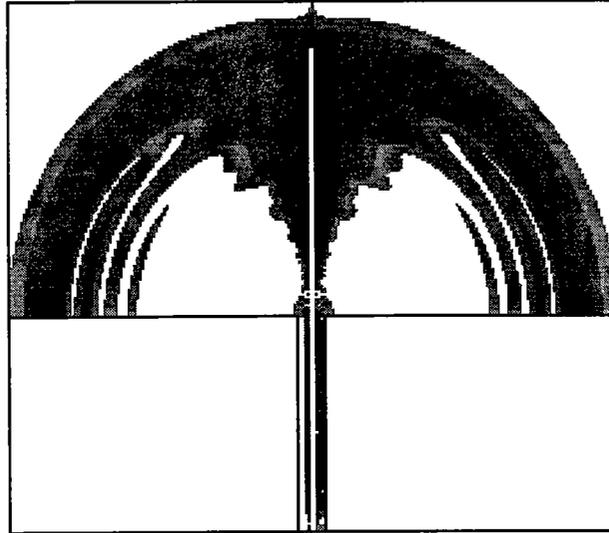


*Figure (3.13b) Effet du nombre des fenêtres présentes dans la gaine diélectrique sur le module du champ électrique.*

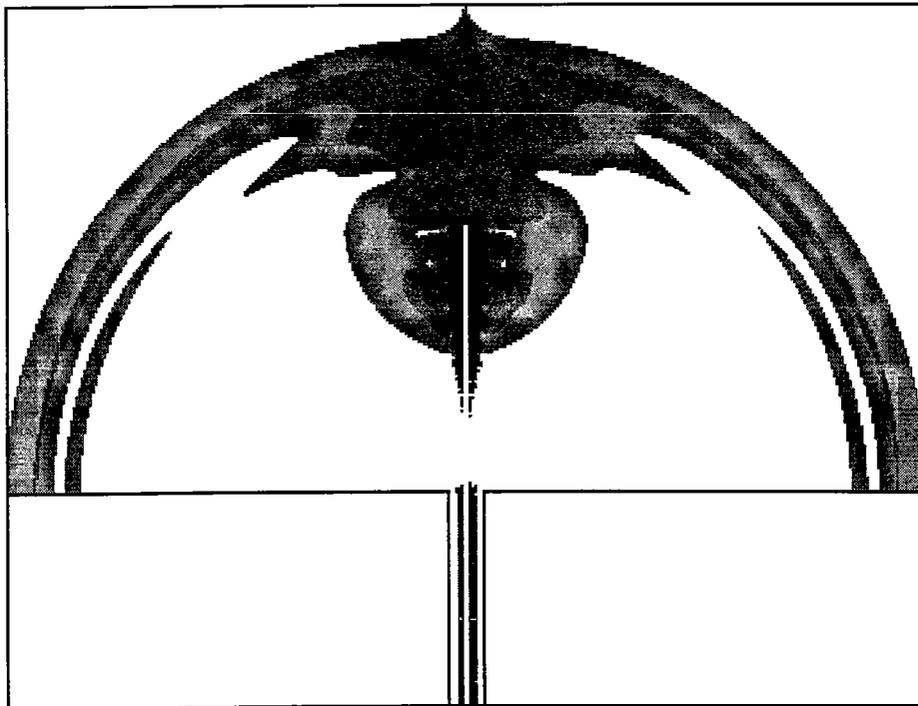


*Figure (3.13c) Effet du nombre de fenêtres présentes dans la gaine diélectrique sur le module du champ électrique.*

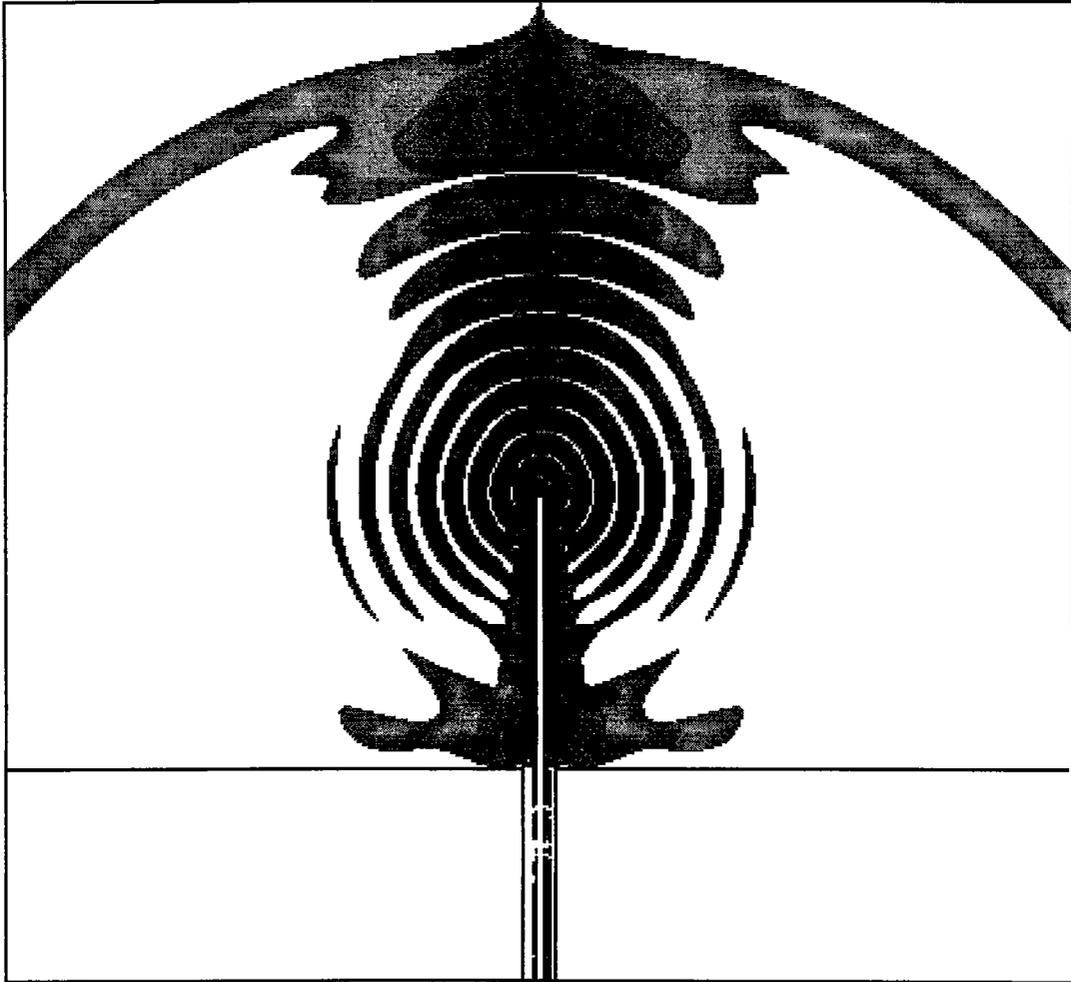
Pour une description plus élaborée, nous nous proposons de représenter dans les figures(3.14a à 3.16c) les répartitions spatiales du module du champ électrique émis par le dipôle  $l/2$  avec des différents nombres de gorges. Ceci nous permet de voir, d'une part, l'évolution de l'onde dans l'espace, et d'autre part, la façon dont les gorges peuvent influencer la configuration du champ électrique. Une comparaison des figures 3.14c, 3.15c et 3.16c, nous permet de voir que la partie d'onde principale qui est centrée sur l'ouverture de la ligne coaxiale ne change pas de forme, par contre l'amplitude du champ électrique dans la direction  $\hat{oz}$  se renforce (figure 3.13a), et que la partie des ondes secondaires qui sont centrées autour du bout de l'antenne sont affaiblies en présence des gorges. Ce phénomène apparaît clairement dans la figure 3.16c.



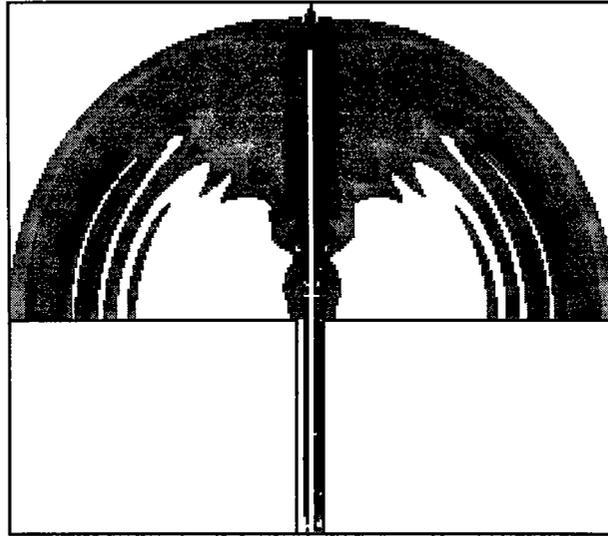
*Figure (3.14a) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gaine uniforme à un instant  $t_1 = 1,454$  ns.*



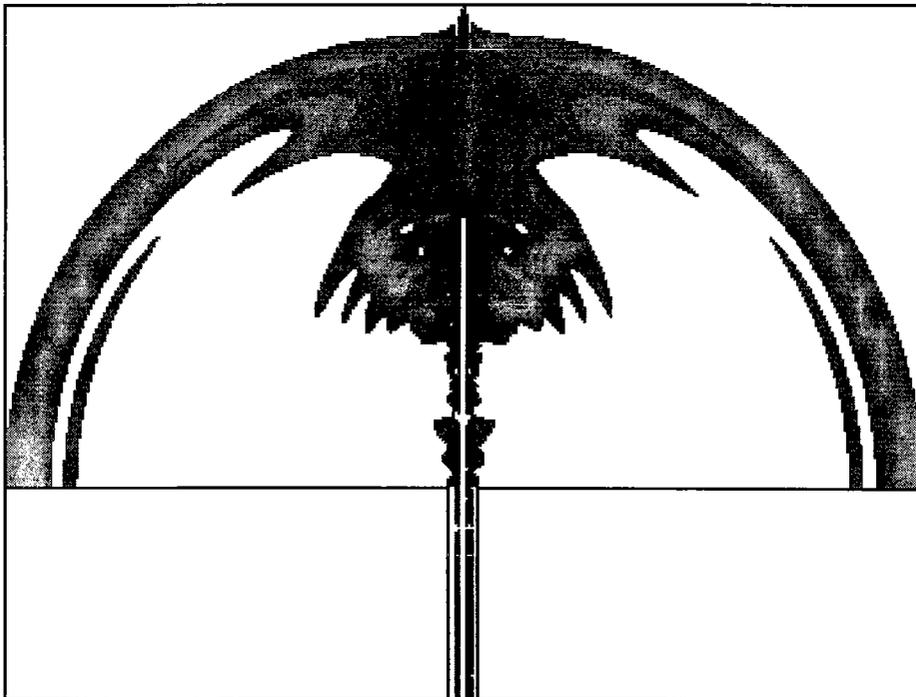
*Figure (3.14b) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gaine uniforme à un instant  $t_2 = 2,213$  ns.*



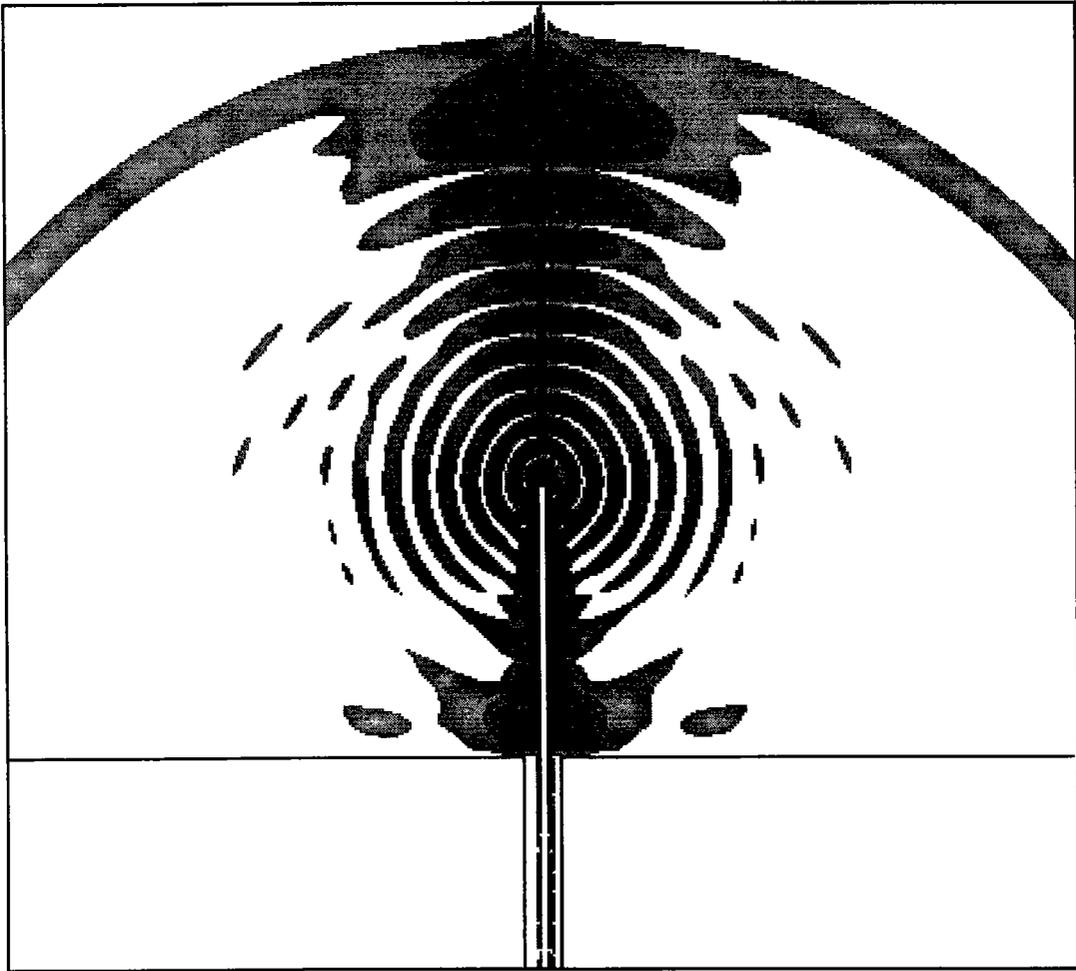
*Figure (3.14c) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gaine uniforme à un instant  $t_3 = 2,982 \text{ ns}$*



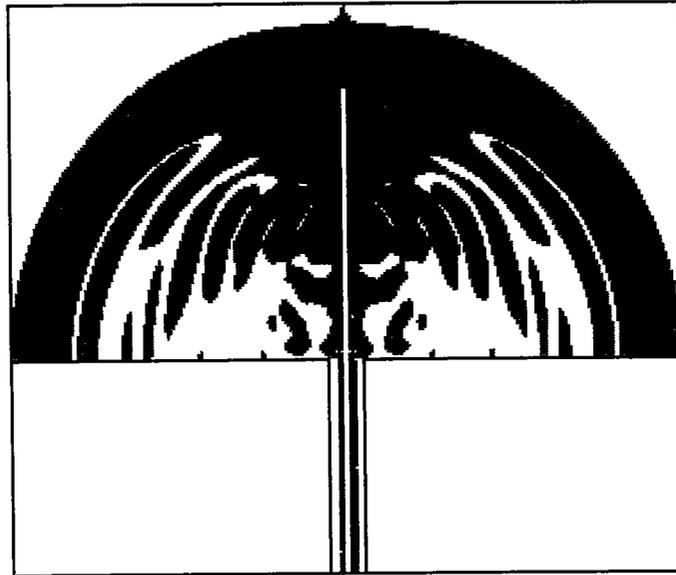
*Figure (3.15a) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec une gorge à un instant  $t_1 = 1,454$  ns*



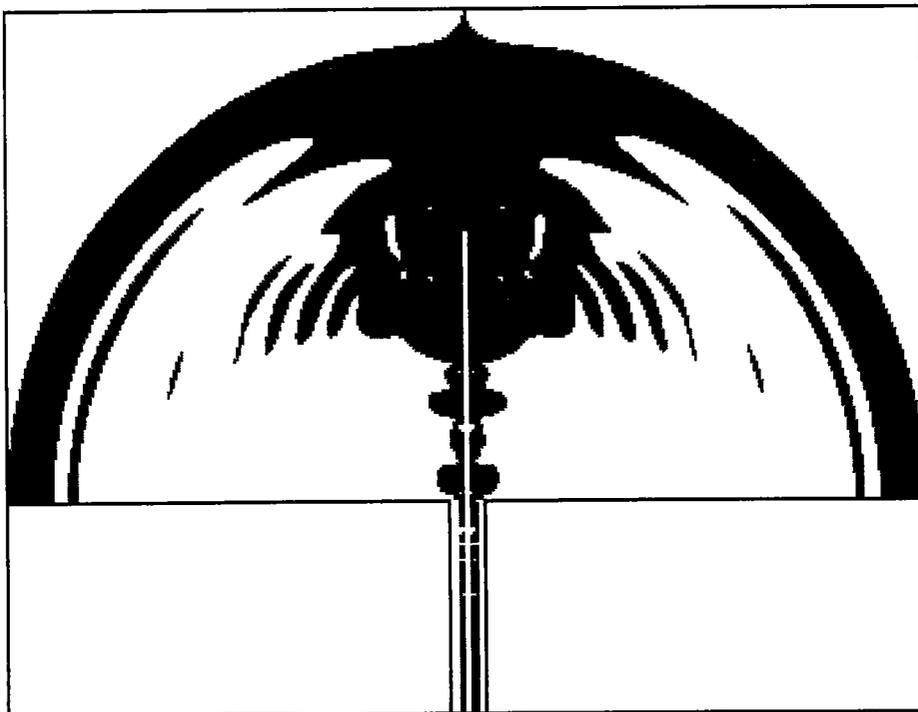
*Figure (3.15b) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec une gorge à un instant  $t_2 = 2,213$  ns*



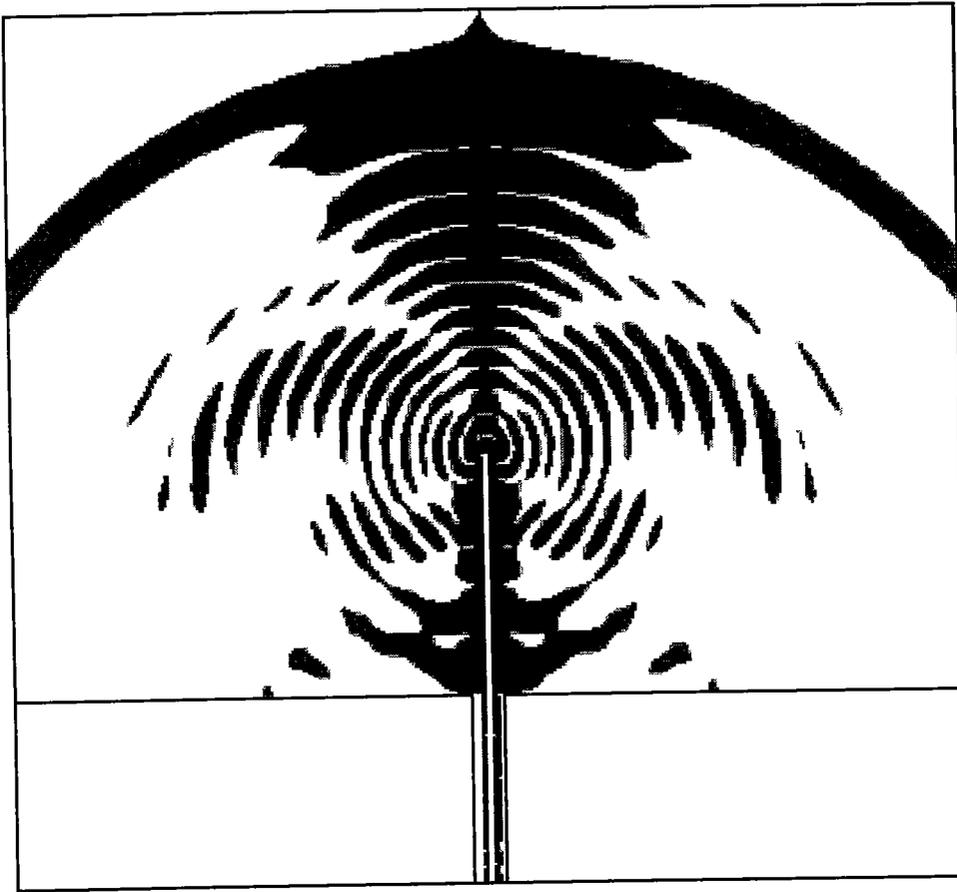
*Figure (3.15c) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec une gorge à un instant  $t_3 = 2,982 \text{ ns}$*



*Figure (3.16a) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec cinq gorges à un instant  $t_1 = 1,454$  ns.*



*Figure (3.16b) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec cinq gorges à un instant  $t_2 = 2,213$  ns.*



*Figure (3.16c) Répartition spatiale du module du champ électrique du dipôle  $\lambda/2$  à gainé avec cinq gorges à un instant  $t_3 = 2,982 \text{ ns}$*

### 2.3. Calcul de l'admittance d'entrée

Pour compléter cette étude, nous allons voir l'influence de la gaine et de la présence des discontinuités dans celle-ci sur l'admittance d'entrée.

Dans la figure (3.17) nous représentons les courbes d'admittance d'entrée pour les différents cas d'antenne gainée. Cette figure nous montre que la présence de la gaine augmente la valeur de l'admittance d'entrée par rapport à l'antenne simple au voisinage de  $h/\lambda=0,25$ .

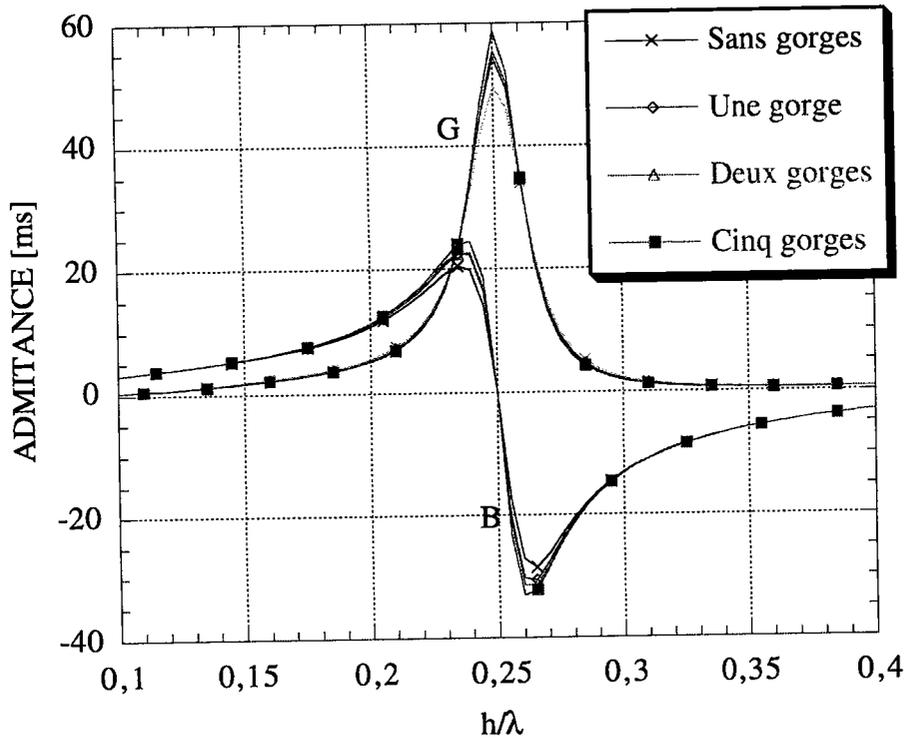


Figure (3.17) Prédiction de l'admittance ( $Y = G + iB$ ) calculé par la méthode DF-DT pour l'antenne gainée avec des gorges.

Nous remarquons également, sur la figure ci-dessus (figure 3.17), que la présence des discontinuités dans la gaine augmente légèrement l'admittance d'entrée de l'antenne. Cela justifie le renforcement local du champ proche noté dans la figure (3.13a) précédente.

### 3. Discussion

Cette modélisation par la méthode DF-DT, nous offre une grande facilité pour étudier les problèmes de rayonnement d'antennes filaires. Elle nous permet de prédire certains phénomènes tels que les réflexions dues aux interfaces entre les milieux de propriétés électriques différentes. Ces phénomènes sont très difficiles à décrire par les approches présentées dans la deuxième partie. De plus, les conditions établies par ces approches exigent que le milieu extérieur soit relativement conducteur, et ait un nombre d'onde de valeur relativement grande. Ceci rend ces approches mal adaptées à l'étude des antennes dans l'air.

### III. Cas d'un guide rectangulaire

Dans la première partie, nous avons effectué une revue succincte de la théorie du guidage par des tubes métalliques. Dans cette partie, nous nous limitons au cas du guide rectangulaire dont les composantes des champs pour les modes  $TE_{mn}$ ,  $TM_{mn}$  et les longueurs d'onde de coupure correspondantes sont données respectivement par les relations (2.20), (2.21) et (2.22). Dans ce cas, le mode dominant est le mode  $TE_{10}$ . Il est utilisé en pratique pour le transport de l'énergie micro-onde, c'est pourquoi le guide rectangulaire en mode  $TE_{10}$  a fait l'objet de nombreuses études [33, 38, 46, 47, ...].

Les composantes des champs pour le mode  $TE_{10}$ , avec les notations de la figure (1.2) sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_y = E_z = H_x &= 0 ; \\
 E_x &= j \frac{2a}{\lambda_g} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H_0 \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) ; \\
 H_y &= j \frac{2a}{\lambda_g} H_0 \sin\left(\frac{\pi y}{a}\right) ; \\
 H_z &= H_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right).
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Et d'après la relation (2.22) on a :

$$\lambda_c = 2a , \tag{3.33}$$

ce qui donne pour un guide plein d'air :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} . \tag{3.34}$$

#### 1. Simulation de propagation

Nous avons simulé la propagation de ce mode, en appliquant l'algorithme DF-DT de Yee, avec les équations de Maxwell qui se réduisent à :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) ; \tag{3.35}$$

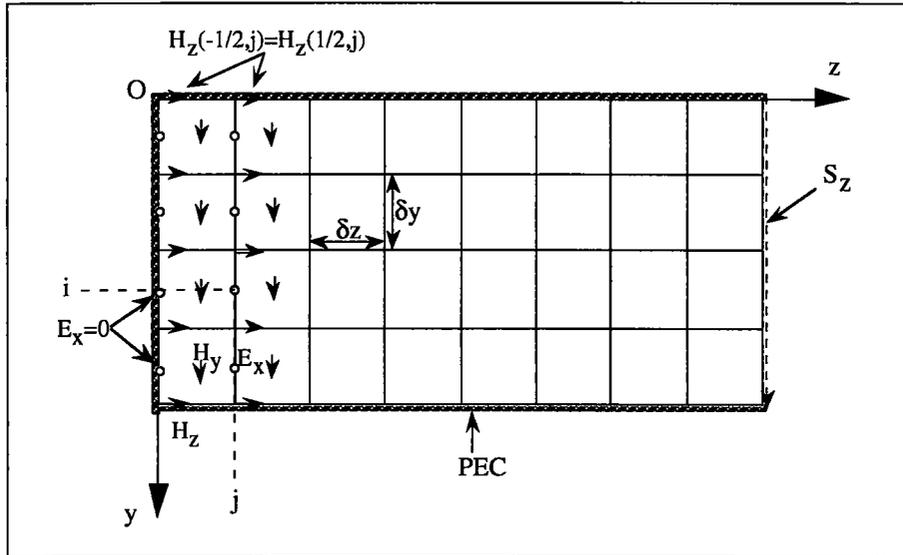
$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}; \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (3.37)$$

Ces équations sont indépendantes de la variable (x), ce qui réduit le problème à deux dimensions. Pour ce, nous considérons la propagation dans le plan (YOZ), figure(3.18), en tenant compte de la condition de stabilité :

$$v_0 \delta t = \frac{\delta}{\sqrt{2}}. \quad (3.38)$$

avec  $\delta y = \delta z = \delta$  et  $\delta t$  sont respectivement les incréments dans l'espace et le temps.



*Figure (3.18) : Positions des composantes des champs dans le réseau*

Les équations de Maxwell, ( 3.35, 36 et 37), discrétisées s'écrivent :

$$E_x^{n+1}(i, j) = E_x^n(i, j) + \frac{\delta t}{\epsilon \delta} \left[ \begin{array}{l} H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) + \\ H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \end{array} \right]; \quad (3.39)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \frac{\delta t}{\mu \delta} [E_x^n(i, j + 1) - E_x^n(i, j)]; \quad (3.40)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + \frac{\delta t}{\mu \delta} [E_x^n(i + 1, j) - E_x^n(i, j)]. \quad (3.41)$$

La condition aux limites absorbantes sur la surface  $S_z$ , introduite dans l'algorithme pour simuler le guide sans limites, figure(3.18), est construite à partir de la seconde approximation (3.11). Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\left. \frac{\partial E_x}{\partial t} - v_0 \frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{\mu_0 v_0^2}{2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{S_z} = 0. \quad (3.42)$$

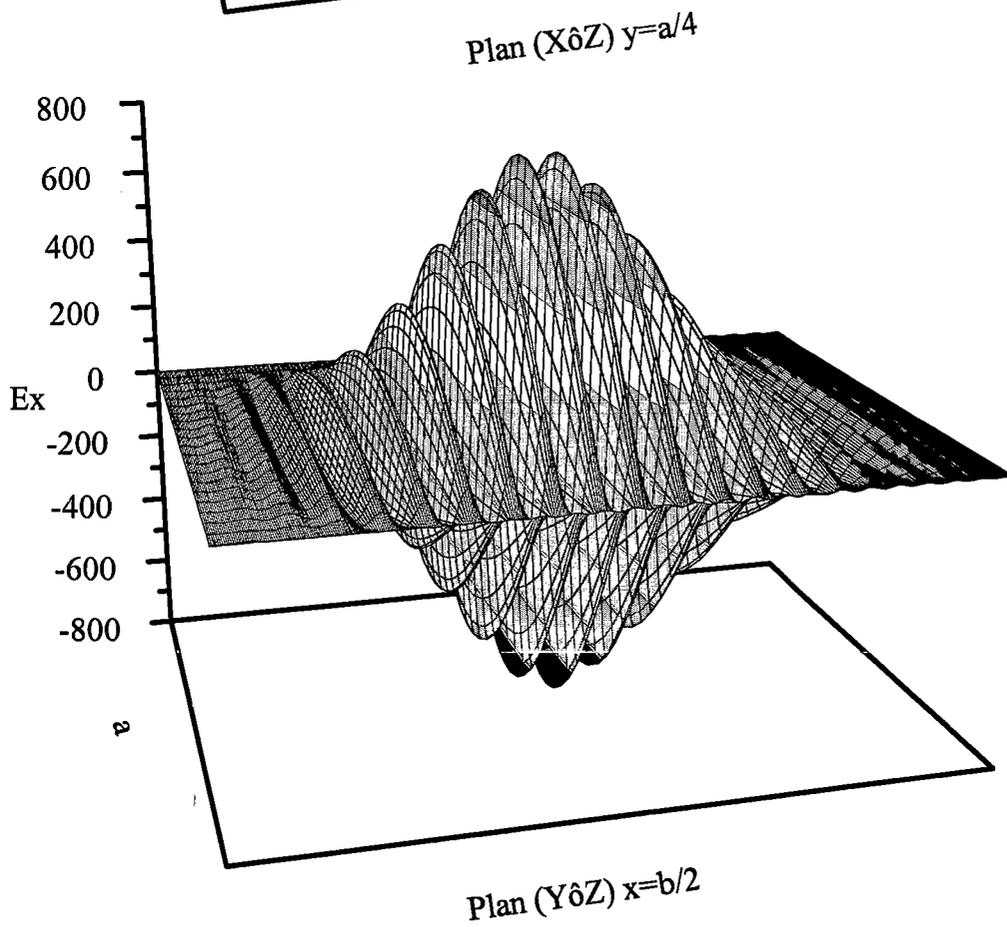
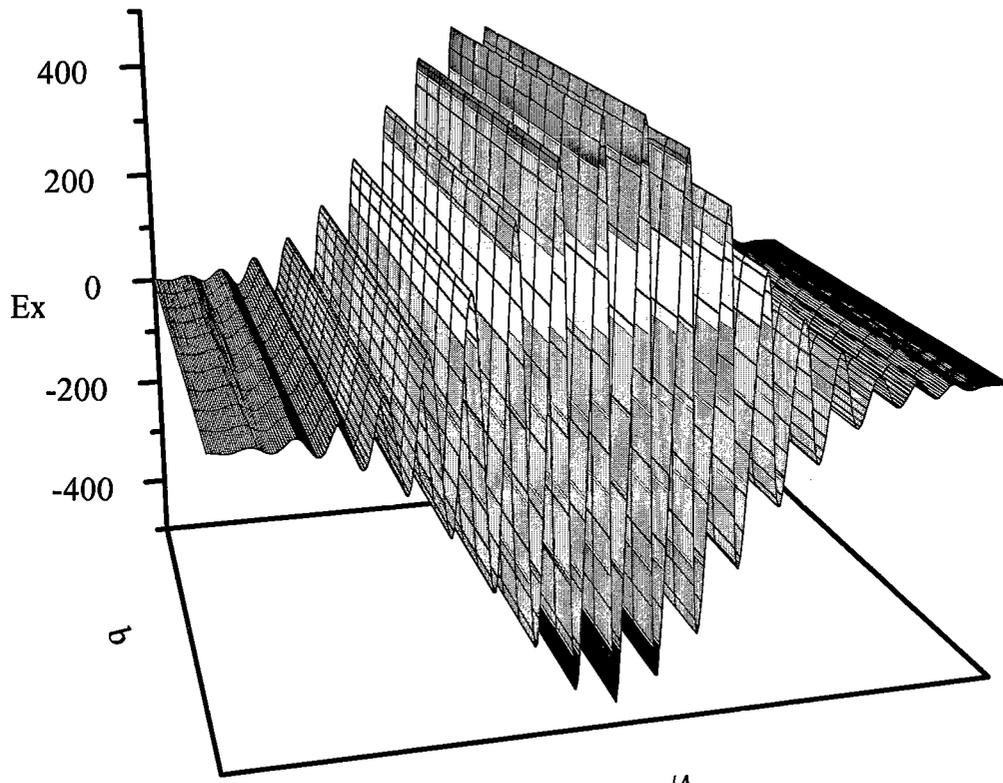
Cette équation ensuite discrétisée selon le réseau schématisé sur la figure(3.18), s'écrit sous la forme suivante :

$$E_x^{n+1}(i, j_{\max}) = \frac{v_0 \delta t - \delta}{v_0 \delta t + \delta} [E_x^{n+1}(i, j_{\max} - 1) - E_x^n(i, j_{\max})] + E_x^n(i, j_{\max} - 1) + \frac{\mu_0 v_0^2 \delta t}{2(v_0 \delta t + \delta)} \left[ \begin{aligned} &H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j_{\max}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j_{\max}) + \\ &H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j_{\max} - 1) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j_{\max} - 1) \end{aligned} \right]. \quad (3.43)$$

Dans ce cas, la façon la plus simple pour modéliser la source est de considérer la configuration du mode  $TE_{10}$ , équation (3.32), et de l'imposer aux composantes du champ incident suivant la direction  $\hat{oy}$ , à une cellule du côté fermé du guide. Pour représenter le phénomène de propagation, nous avons utilisé une modulation de type gaussienne de la forme :

$$\text{Cos}(\omega t) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_p^2}\right) \quad (3.44)$$

Les paramètres utilisés pour ce guide sont ( $a= 165$  mm,  $b= 82,5$  mm et  $\tau_p = 3,70 \cdot 10^{-9}$ ). La bande de fonctionnement du guide, donné dans le tableau (A1.1), est de 1,12 GHz à 1,7 GHz. Nous avons travaillé en premier avec un signal monochromatique de fréquence 1,4 GHz. Les représentations graphiques (3.19, 3.20, 3.21, 3.22, 3.23 et 3.24), prises à un instant intermédiaire, illustrent la propagation du mode  $TE_{10}$ . Vu le bon accord de la configuration des réponses des composantes du champ électromagnétique avec les prédictions théoriques présentées dans la première partie, nous pouvons affirmer que la méthode DFDT permet une bonne simulation de la propagation du champ.



*Figure (3.19) : Représentation de la propagation de la composante  $E_x$  du champ électrique dans le guide métallique rectangulaire.*

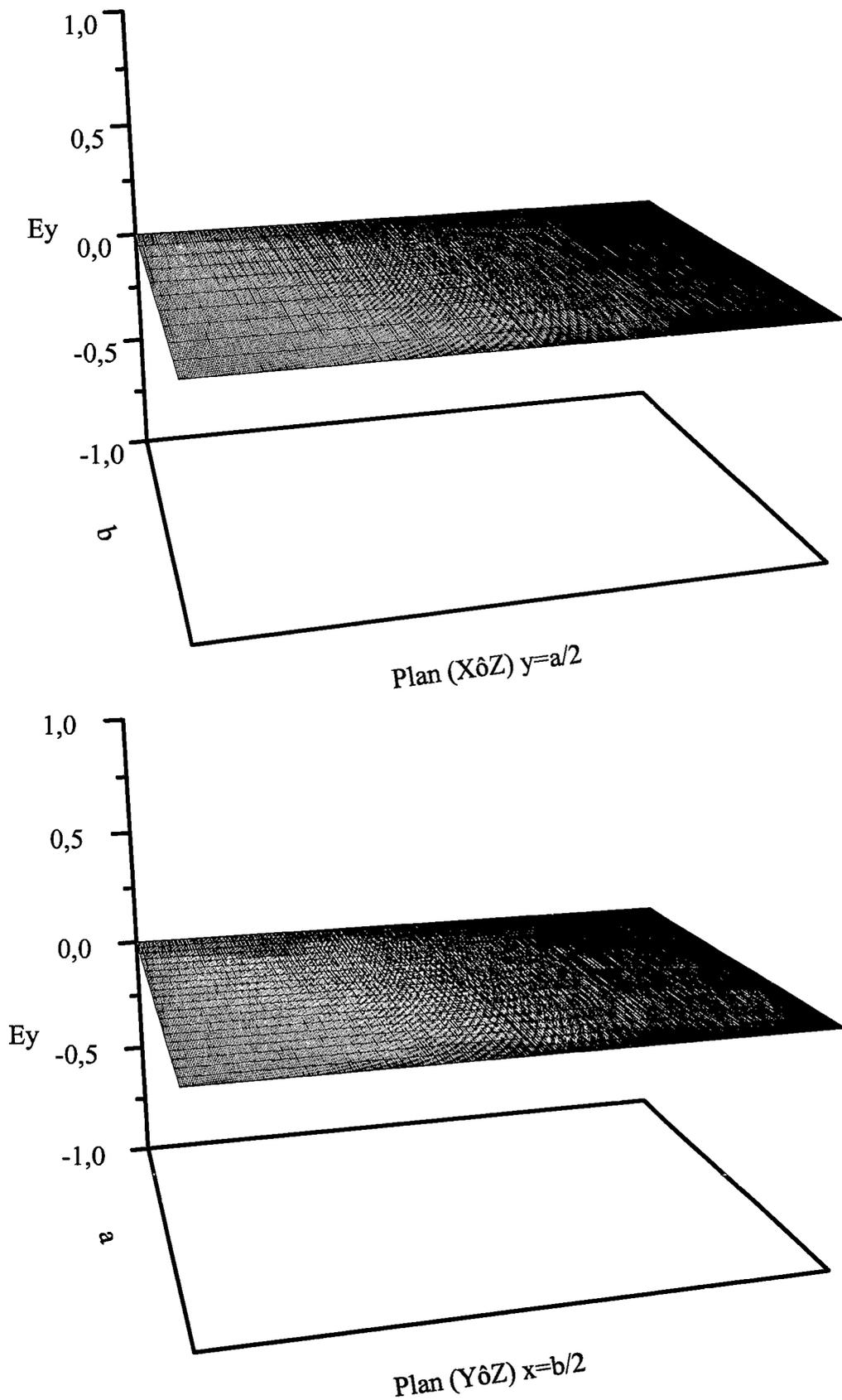


Figure (3.20) : Représentation de la propagation de la composante  $E_y$  du champ électrique dans le guide métallique rectangulaire.

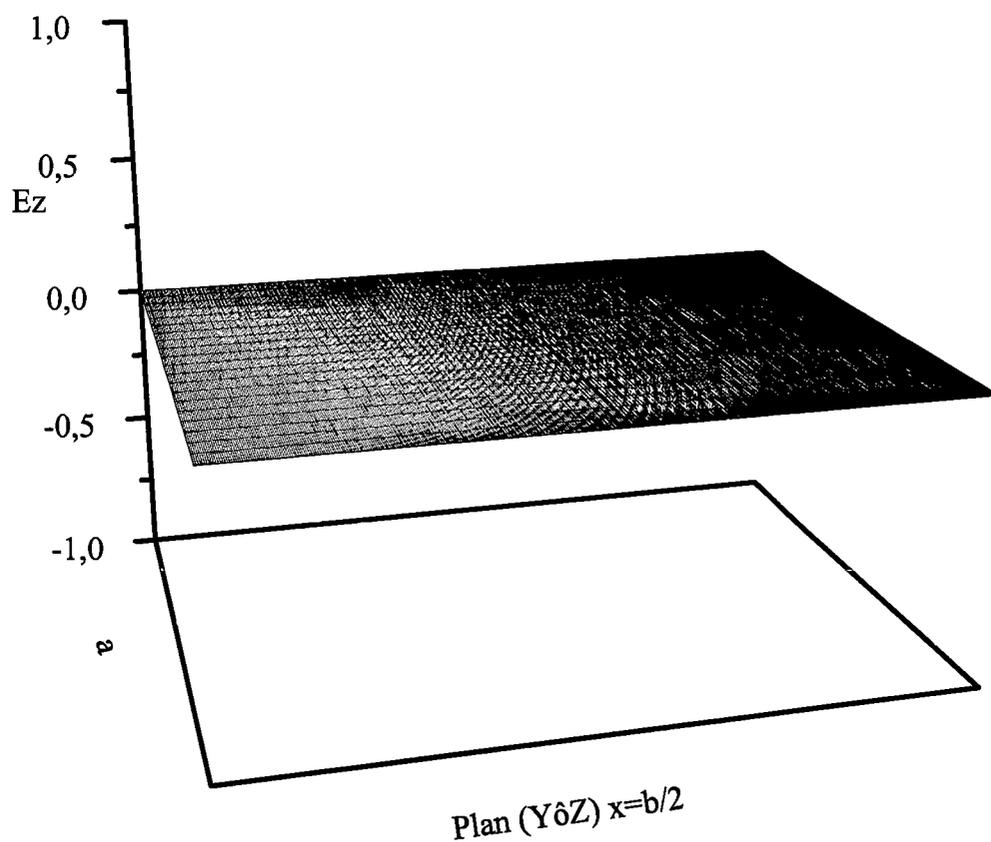
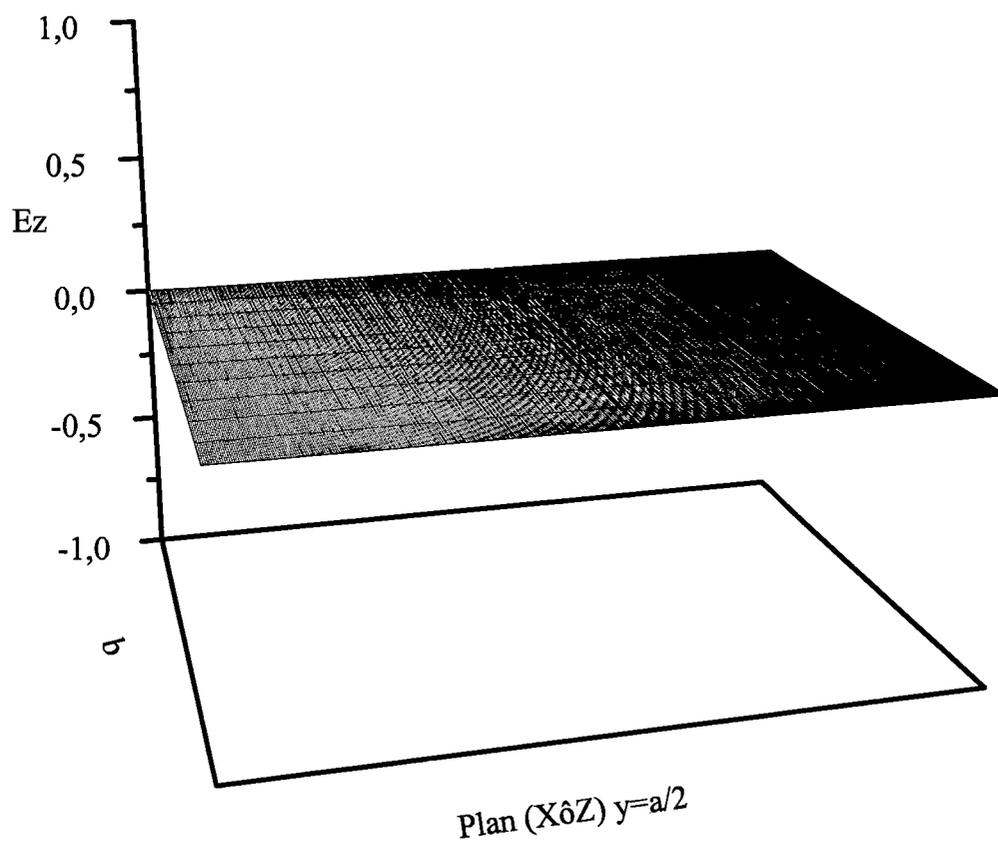
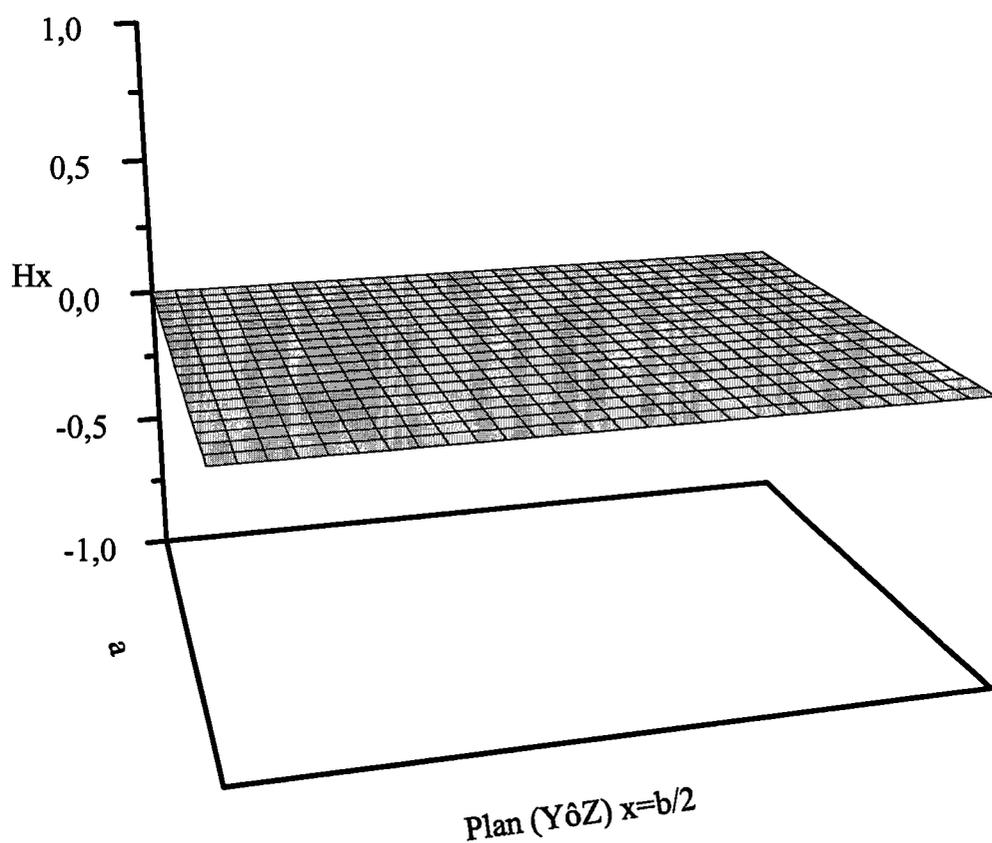
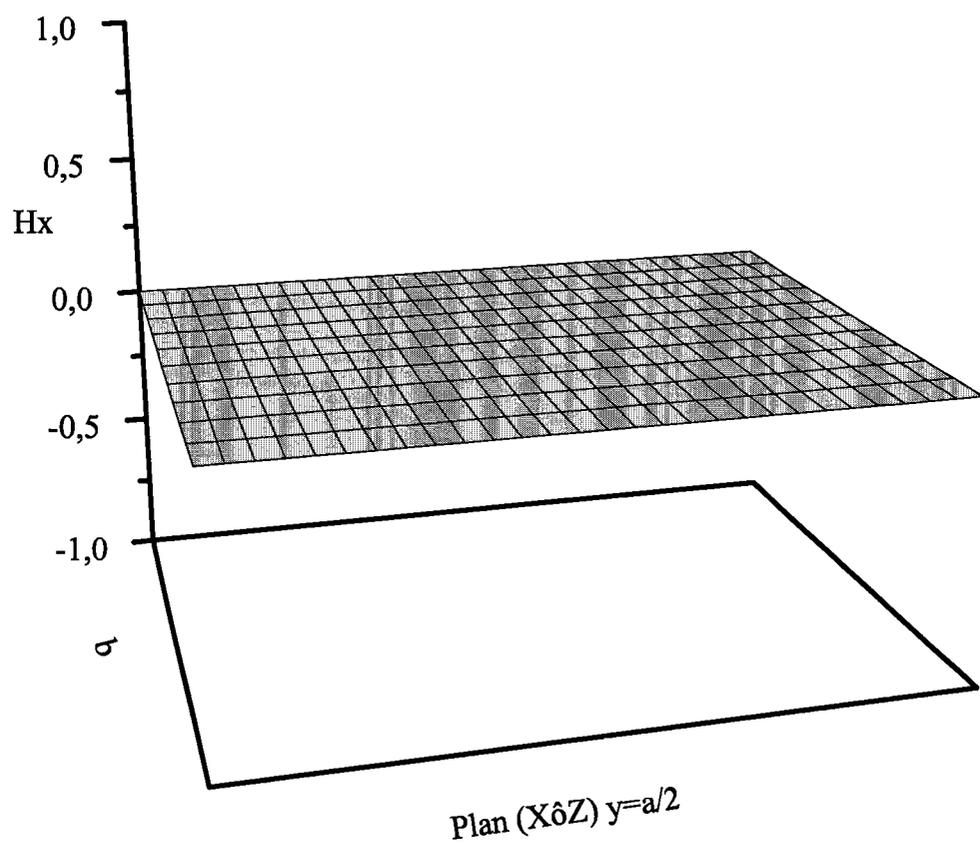


Figure (3.21) : Représentation de la propagation de la composante  $E_z$  du champ électrique dans le guide métallique rectangulaire.



***Figure (3.22) : Représentation de la propagation de la composante  $H_x$  du champ magnétique dans le guide métallique rectangulaire.***

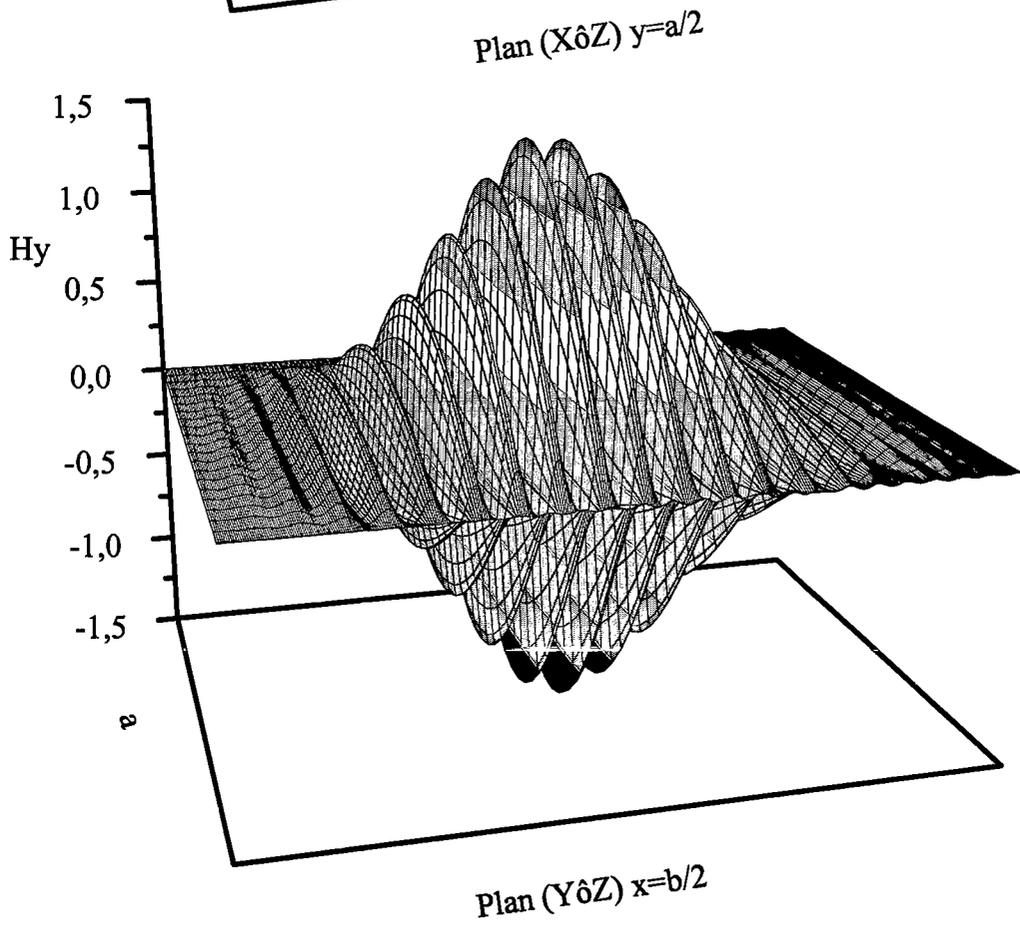
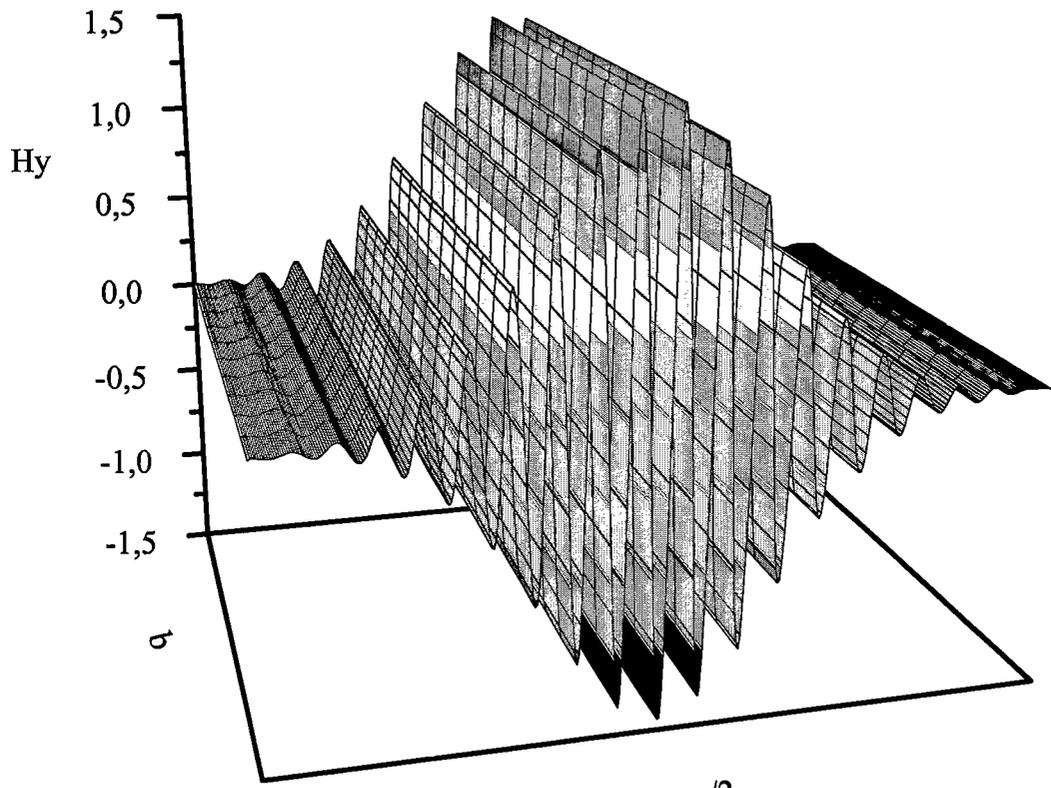
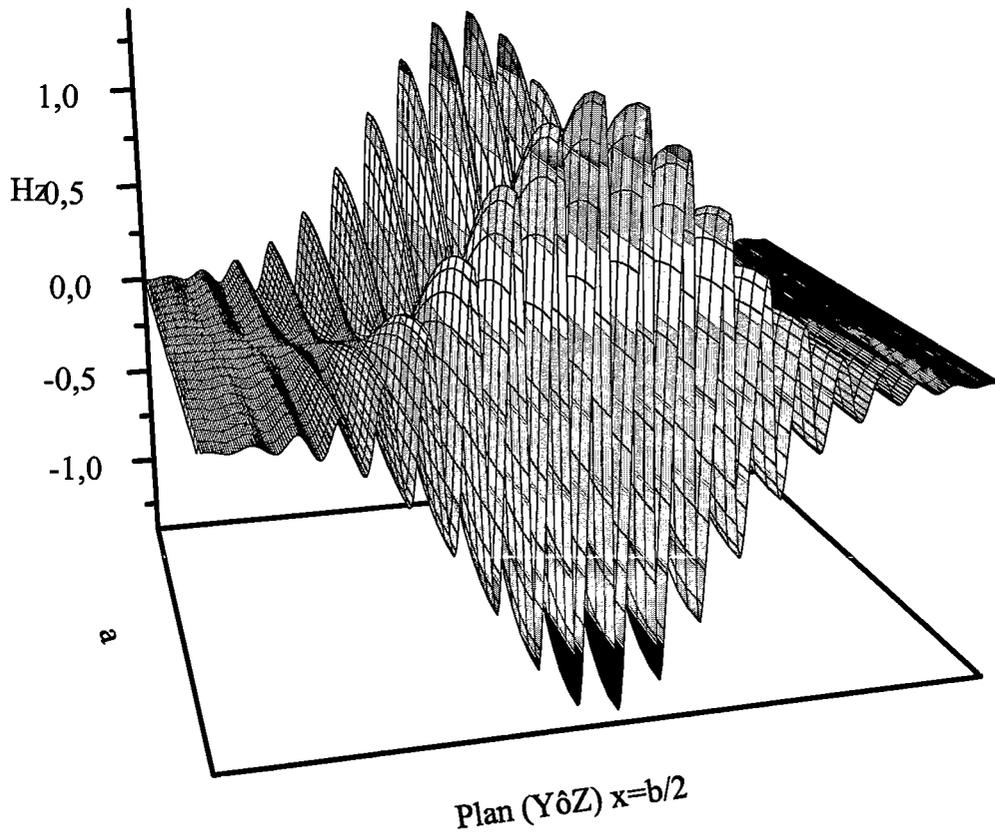
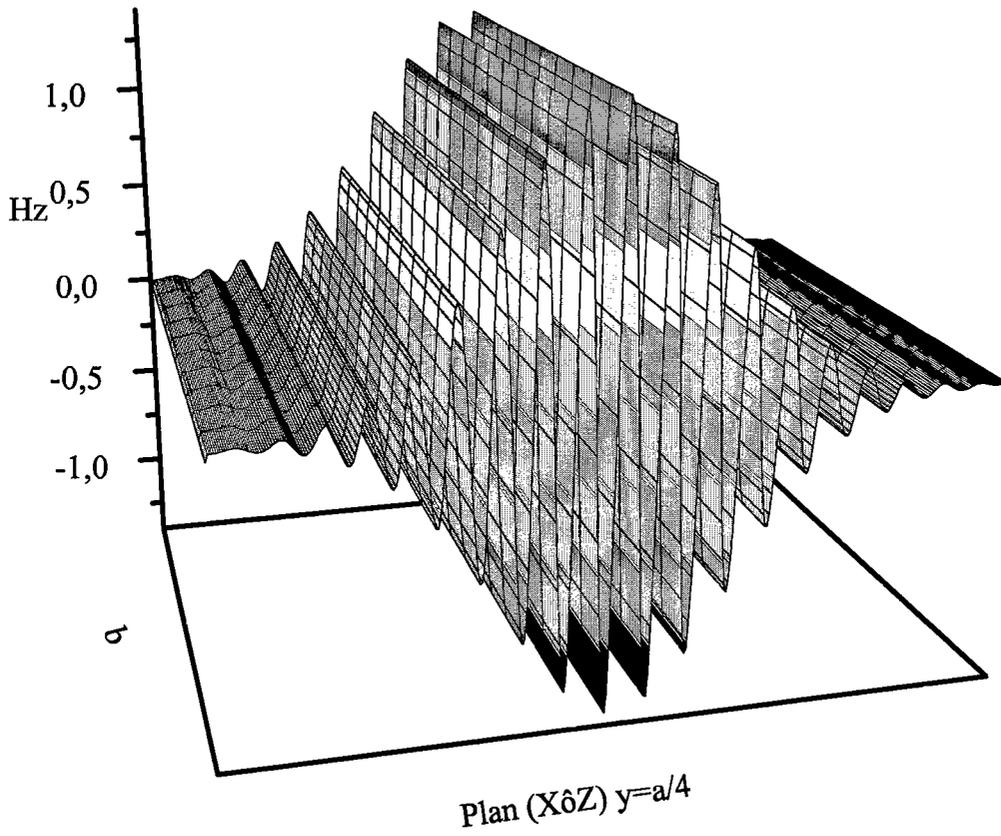


Figure (3.23) : Représentation de la propagation de la composante  $H_y$  du champ magnétique dans le guide métallique rectangulaire.



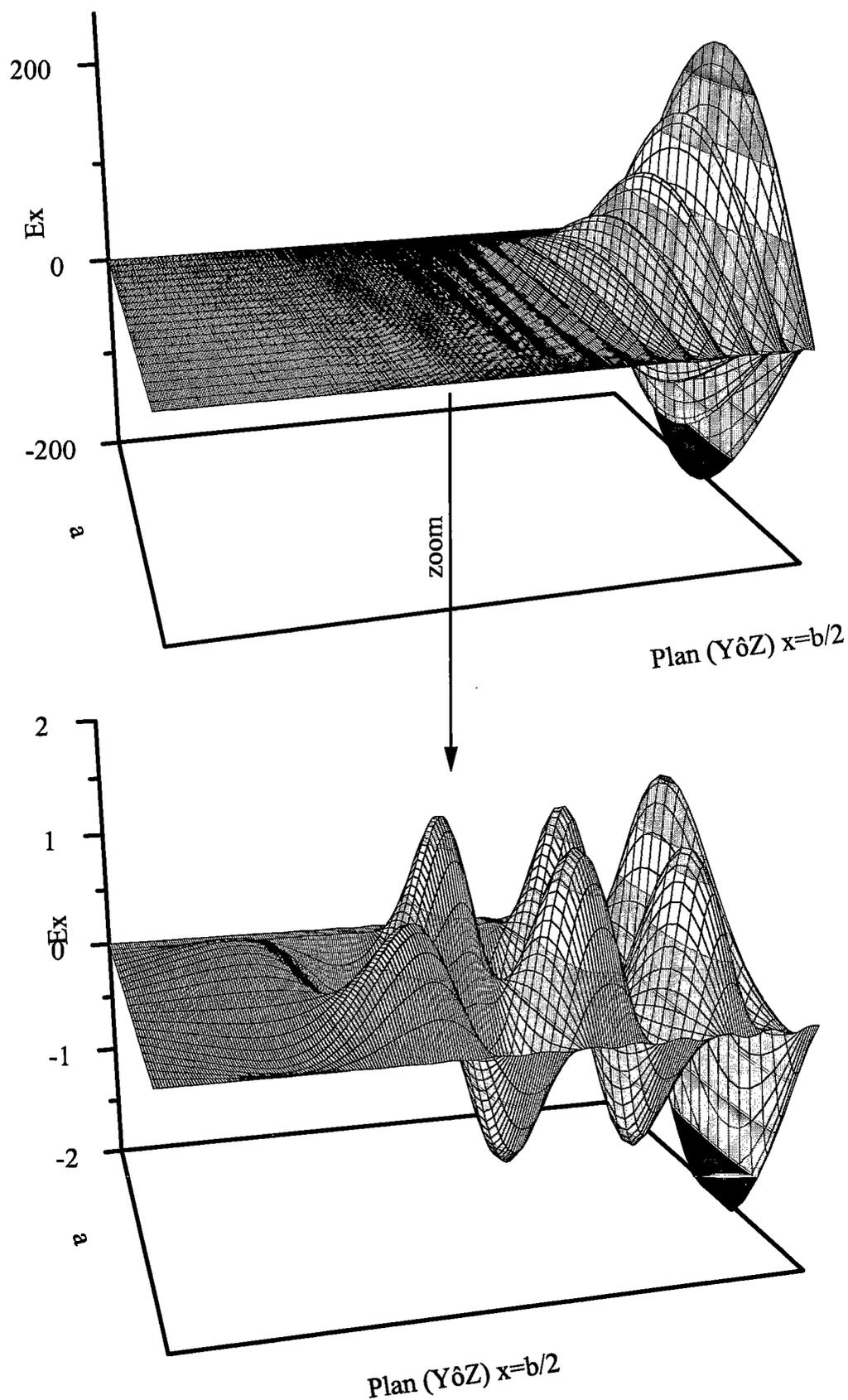
**Figure(3.24): Représentation de la propagation de la composante  $H_z$  du champ magnétique dans le guide métallique rectangulaire.**

## 2. Comportement avec la fréquence

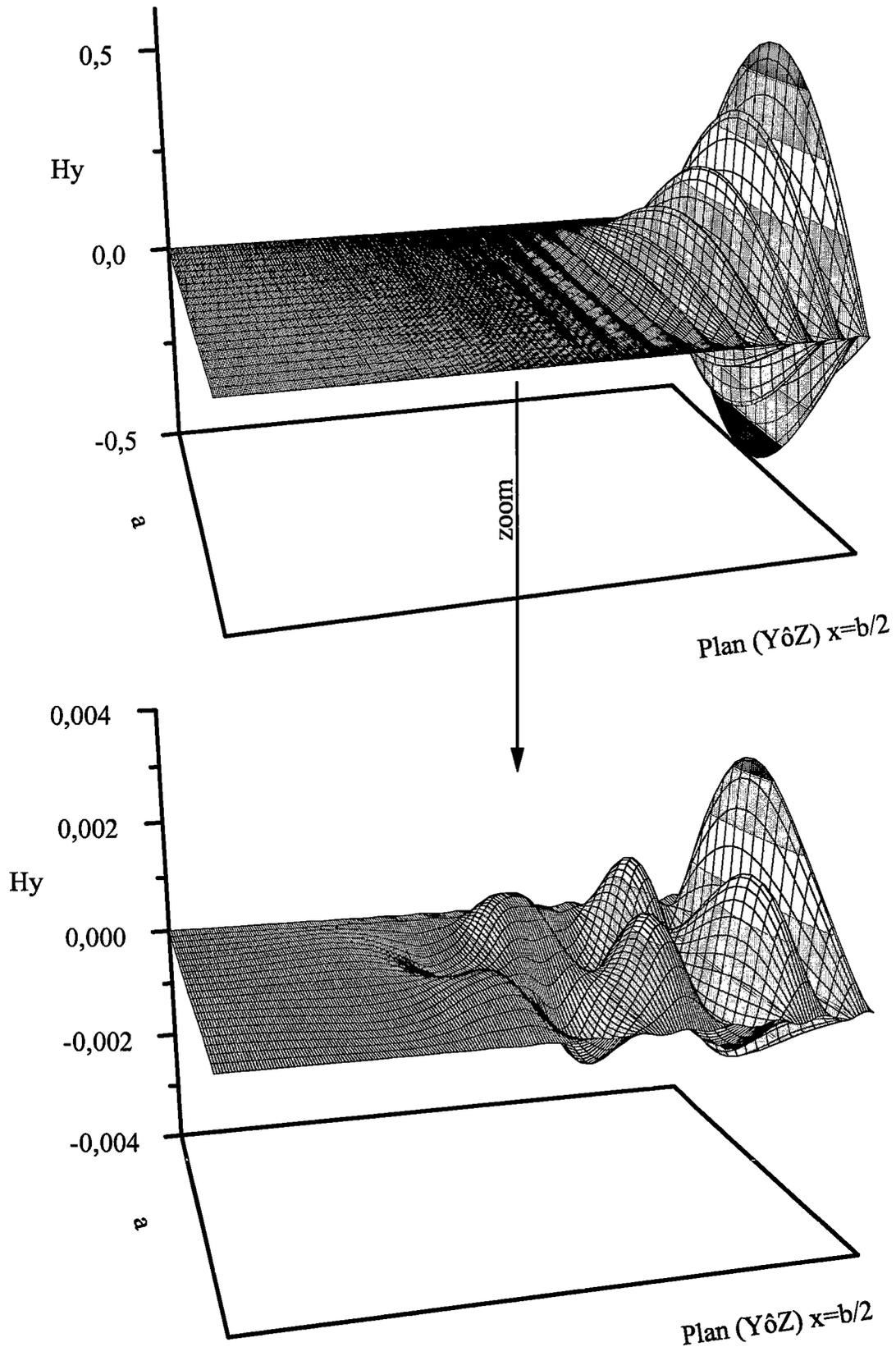
Nous allons maintenant utiliser une fréquence supérieure à la fréquence maximale de la bande de fonctionnement, (1,2GHz-1,7GHz) dans notre cas, pour un guide de hauteur  $b=a/2$ , nous devons voir apparaître le mode parasite  $TE_{20}$ , où  $f_{20}^c = 1,8\text{GHz}$ , tout en considérant la seule configuration  $TE_{10}$  pour le signal d'entrée avec une fréquence de 1,9 GHz. Dans les représentations graphiques (3.25, 3.26 et 3.27), nous pouvons nettement voir l'apparition du mode  $TE_{20}$ , en bon accord avec les prédictions théoriques.

Si on utilise une configuration d'entrée  $TE_{10}$  avec une fréquence supérieure à la fréquence  $f_{m0}^c$ , nous verrons apparaître les mode  $TE_{m0}$ . Par contre, si on utilise une configuration d'entrée  $TE_{10}$  et  $TE_{11}$  avec une fréquence supérieure à la fréquence  $f_{mn}^c$ , nous verons apparaître les modes  $TE_{mn}$  et  $TM_{mn}$ .

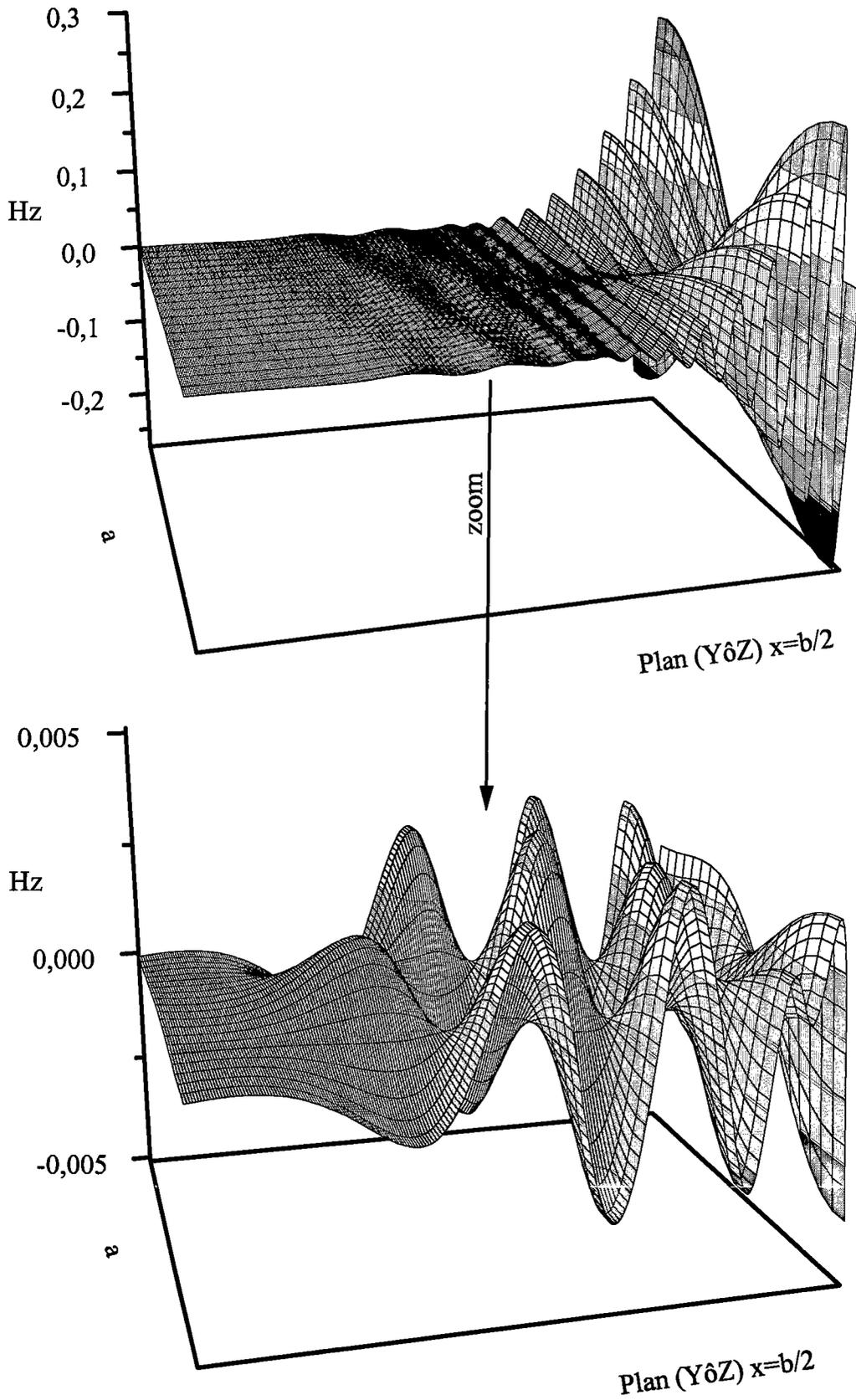
Maintenant nous allons utiliser comme signal d'entrée un paquet d'ondes pour voir la distribution de l'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence, celle-ci étant obtenue par une transformée de fourrier rapide (FFT) de la réponse. Dans la figure (3.28) nous avons comparé la distribution d'amplitude prédite par la combinaison, DFDT et FFT, et celle déduite de la puissance transportée donnée par la relation (1.46). L'accord est satisfaisant et on peut noter le caractère plus réaliste des résultats DFDT, exactement au voisinage de la fréquence de coupure, ceci confirme le potentiel de simulation par la méthode DFDT et son aptitude à prédire les phénomènes physiques résultants.



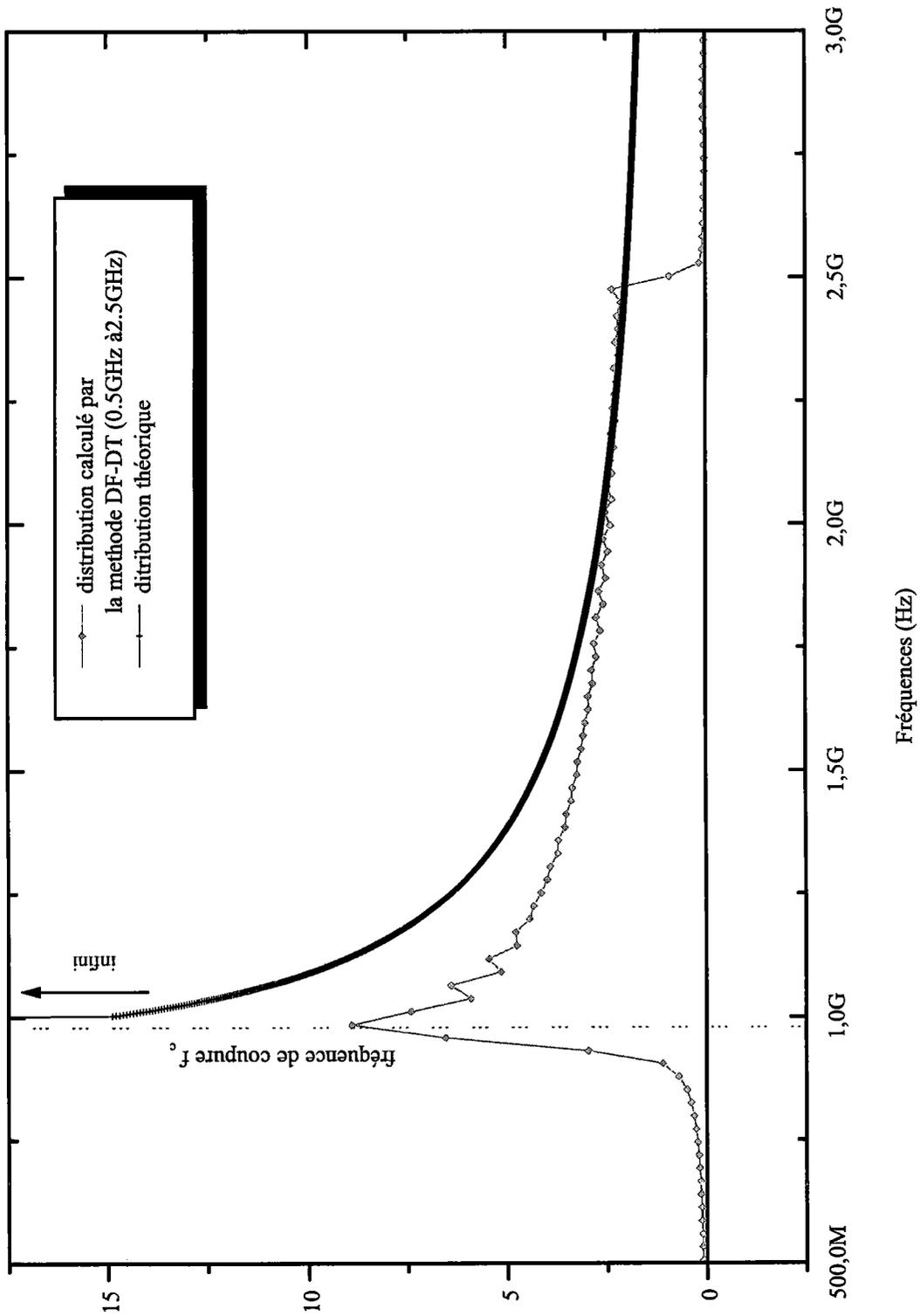
*Figure (3.25) : Apparition de la propagation de la composante  $E_x$  du champ électrique  $TE_{20}$ .*



*Figure (3.26) : Apparition de la propagation de la composante  $H_y$  du champ magnétique  $TE_{20}$ .*



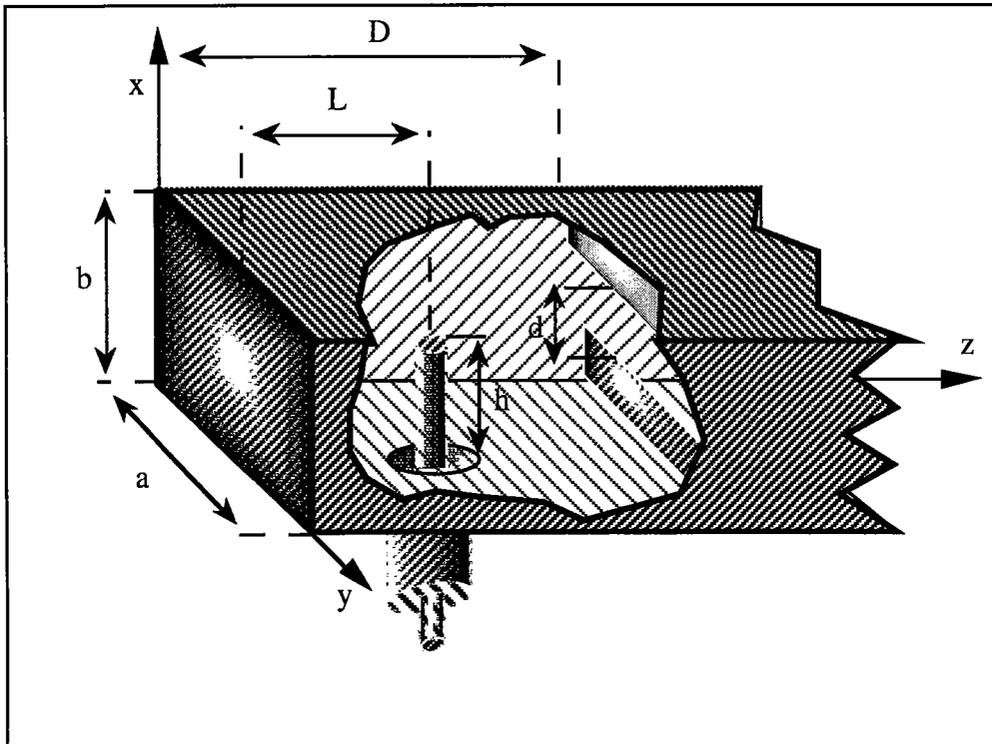
*Figure(3.27): Apparition de la propagation de la composante Hz du champ magnétique  $TE_{20}$ .*



*Figure(3.28): Représentation de la distribution d'amplitude du champ électrique en fonction de la fréquence*

#### IV. Transition entre ligne coaxiale et guide rectangulaire.

L'étude de l'excitation du mode  $TE_{10}$  dans le guide rectangulaire, en utilisant une excitation coaxiale peut être faite en DFDT. Il suffit que le conducteur central du coaxial emerge dans le guide parallèlement aux petits côtés à une distance  $\lambda g/4$  du côté fermé du guide et qu'un iris de compensation disposé de l'autre côté pour réaliser l'adaptation. Ceci est montré sur la figure (3,29). Nous utilisons le même procédé d'alimentation que dans le cas de l'antenne filaire, ainsi, le mode qui se propage dans le guide est imposé par la fréquence de coupure du guide.



*Figure(3.29) : schéma d'alimentation guide rectangulaire par une ligne coaxial.*

La difficulté de cette technique est qu'elle demande un grand espace mémoire pour stocker les valeurs des six composantes du champ électromagnétique et les paramètres associés, ce qui dépasse la capacité des calculateurs de bureau. Pour remédier à cet inconvénient, nous allons décomposer le problème en trois parties.

- La première partie consiste à effectuer la simulation de la propagation de l'excitation le long de la ligne coaxiale, en utilisant le même code que dans le cas de l'antenne filaire.
- La deuxième partie consiste à adopter des valeurs de composantes des champs TEM de la première partie, au niveau de l'ouverture, et de les imposer aux

composantes du champ électromagnétique dans le guide rectangulaire, comme il est montré dans la figure (3.31), tout en synchronisant le rapport de temps.

- La troisième partie consiste à simuler la propagation du champ électromagnétique le long du guide rectangulaire avec le réseau de Yee en tenant compte de la présence de l'ouverture de la liaison entre le guide rectangulaire et la ligne coaxiale et la présence du conducteur central. Pour y arriver, nous avons utilisé l'approche intégrale proposée par A. Taflove et K. R. Umashankar [17], que nous allons exposer ci dessous.

### 1. Équations discrétisées.

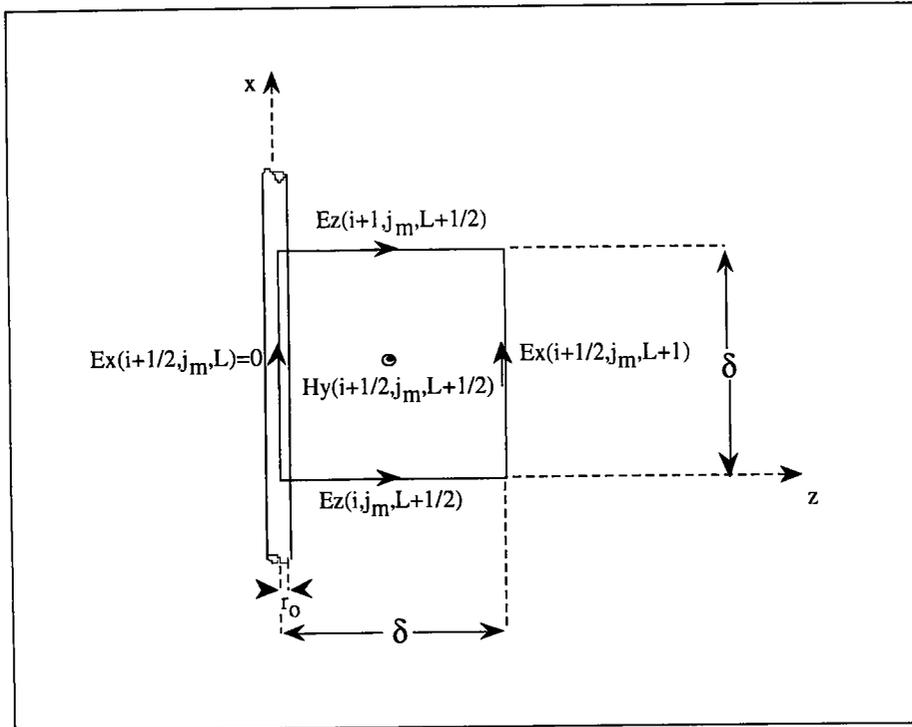
Les équations de Maxwell (1.11) et (1.12) discrétisées cette fois-ci en trois dimensions, nous donnent les expressions des composantes du champ comme suit :

$$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \frac{\delta t}{\epsilon \delta} \left[ \begin{aligned} &H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + \\ &H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right) \end{aligned} \right]; \quad (3.45)$$

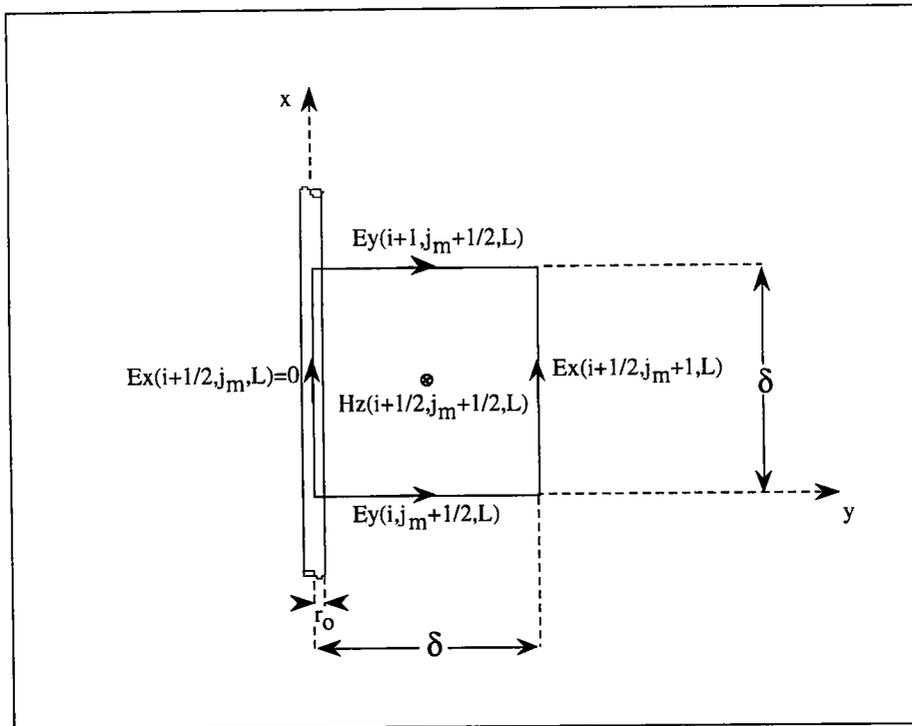
$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - \frac{\delta t}{\mu \delta} \left[ \begin{aligned} &E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\ &+ E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \right]. \quad (4.46)$$

Les autres composantes peuvent être déduites de la même manière.

Les exigences numériques nous imposent des dimensions de cellules du réseau DFDT beaucoup plus grandes que le rayon du dipôle alimentant le guide, dont on ne peut négliger la présence. Pour cela, nous allons appliquer la loi de Faraday pour déterminer les composantes du champ magnétique immédiatement adjacentes au dipôle d'alimentation, comme il est montré dans les figures (3.30) et (3.31).



Figure(3.30) : Détermination de la composante  $H_y$  entourant le conducteur central du dipôle d'alimentation.



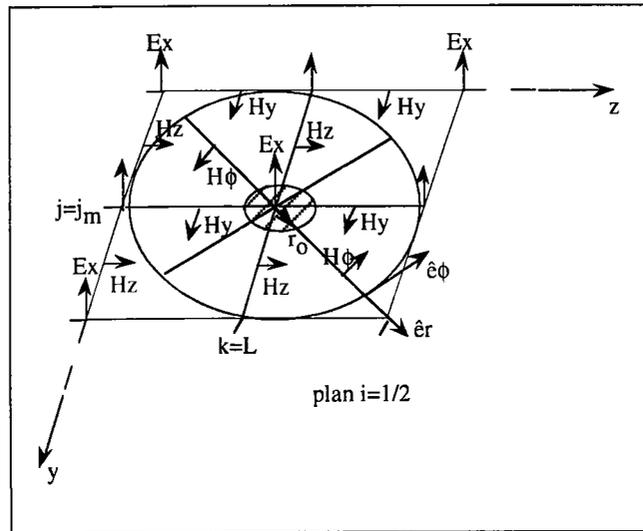
Figure(3.31) : Détermination de la composante  $H_z$  entourant le conducteur central du dipôle d'alimentation.

Les équations des composantes du champ magnétique adjacentes au dipôle d'alimentation qui sont discrétisées pour être introduites dans l'algorithme sont les suivantes :

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, L+\frac{1}{2}\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, L+\frac{1}{2}\right) - \frac{\delta t}{\mu \delta} \left[ E_z^n\left(i, j, L+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i+1, j, L+\frac{1}{2}\right) \right] + \frac{2\delta t}{\mu \delta} \frac{E_z^n\left(i+\frac{1}{2}, j, L+1\right)}{\text{Ln}\left(\frac{\delta}{r_0}\right)} ; \quad (3.47)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_m, L\right) = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_m, L\right) - \frac{\delta t}{\mu \delta} \left[ E_y^n\left(i, j_m+\frac{1}{2}, L\right) - E_y^n\left(i+1, j_m+\frac{1}{2}, L\right) \right] + \frac{2\delta t}{\mu \delta} \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j_m+1, L\right)}{\text{Ln}\left(\frac{\delta}{r_0}\right)}. \quad (3.48)$$

Pour simuler la transmission du champ électromagnétique à travers l'ouverture du coaxial, nous avons supposé la continuité des composantes tangentielles du champ magnétique dans le guide rectangulaire et la composante du champ magnétique du mode TEM provenant de la ligne coaxiale. Nous avons schématisé cette transition dans la figure (3.32):



*Figure(3.32) : Détermination des composantes Hy et Hz dans l'ouverture de la transition coaxiale-guide rectangulaire.*

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j_m, L \pm \frac{1}{2}\right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(0, j_m, L \pm \frac{1}{2}\right) \\
 &\mp \text{Ln}\left(\frac{\delta}{\delta - r_0}\right) \left[ H_\phi^{n+\frac{1}{2}}(r_m, 0) - H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(r_m, 0) \right] \\
 H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j_m \pm \frac{1}{2}, L\right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(0, j_m \pm \frac{1}{2}, L\right) \\
 &\pm \text{Ln}\left(\frac{\delta}{\delta - r_0}\right) \left[ H_\phi^{n+\frac{1}{2}}(r_m, 0) - H_\phi^{n-\frac{1}{2}}(r_m, 0) \right]
 \end{aligned} \quad (3.49)$$

Le guide étant supposé infini d'un côté, nous avons introduit dans l'algorithme des conditions aux limites absorbantes (A3.11) pour simuler le guide indéfini.

## 2. Représentations graphiques.

Nous avons effectué le calcul pour un guide métallique rectangulaire avec les dimensions ( $a=165$  mm ;  $b=82.5$  mm), guide qui est relié à une ligne coaxiale (figure(3.29)).

Nous avons représenté ,dans les figures (3.33 à 3.38), les composantes du champ électromagnétique dans les plans ( $X\hat{O}Z$ ) et ( $Y\hat{O}Z$ ) au voisinage du dipôle qui alimente le guide.

Les configurations des composantes du champ électromagnétique au voisinage de l'ouverture présentent les distorsions annoncées dans la littérature [19, 23].

Dans la figure(3.33) où est représentée la composante  $E_x$  dans le plan ( $x\hat{O}z$ ,  $y=a/2$ ), nous remarquons qu'il ya des fluctuations sur mode  $TE_{10}$  qu'on peut interpreter par des modes supérieurs. Ceci, on peut le remarquer aussi dans la figure (3.36) où est représentée la composante  $H_x$  dans le plan ( $y\hat{O}z$ ,  $x=b/2$ ), Les fluctuations très soutenues dans la region proche de la transition correspondent à une superposition de modes d'ordre supérieurs, qui disparaissent plus loin de la transition.

Ces phénomènes peuvent justifier leurs présences par l'apparition d'une susceptance localisée au niveau de la transition coaxial-guide rectangulaire. En effet, dans nos calculs nous n' avons pas tenu compte des techniques d'adaptation tel que le filtrage par iris ,ou des transitions cross-bar qui ont pour effet de diminuer la valeur de la susceptance parasite. Ces techniques d'adaptation ont été étudiées par beaucoup d'auteurs [19, 23, 27, 46, 57, ...], mais leur mise au point reste pour le moment expérimentale. Ceci nous a motivé à essayer d'appliquer la méthode DFDT pour l'adaptation des guides rectangulaires par iris, de comprendre et de visualiser le phénomène qui se passe.

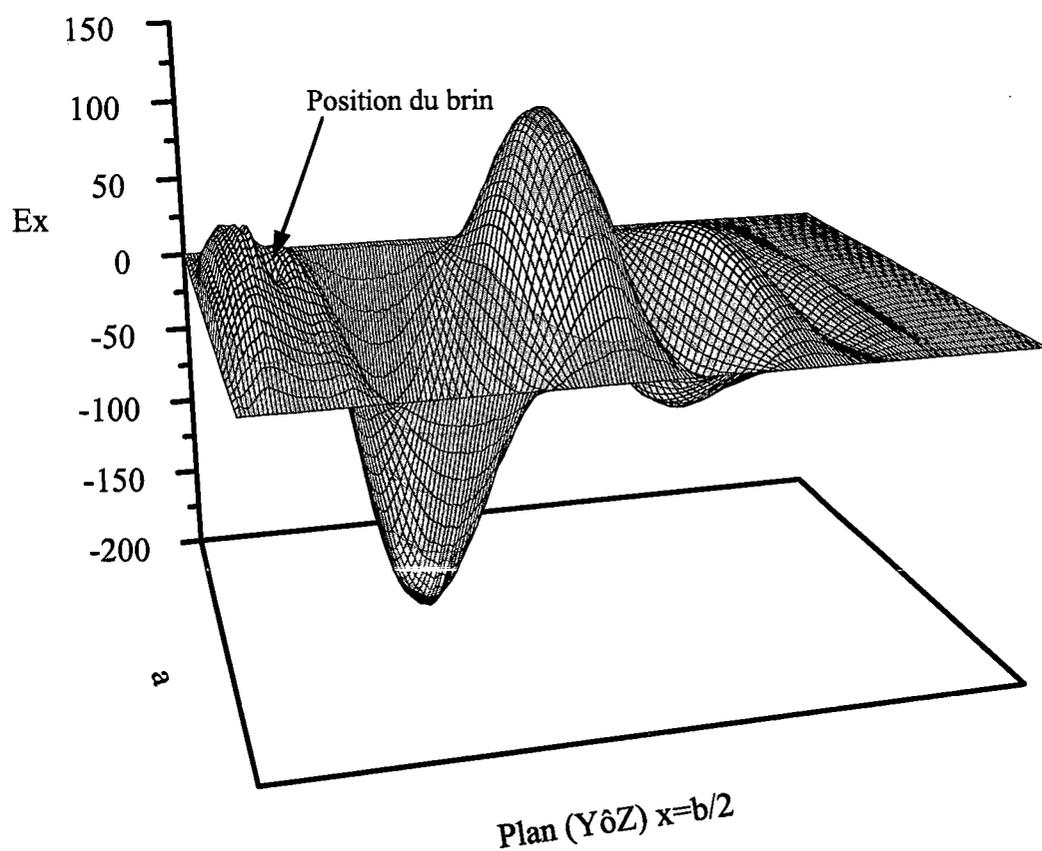
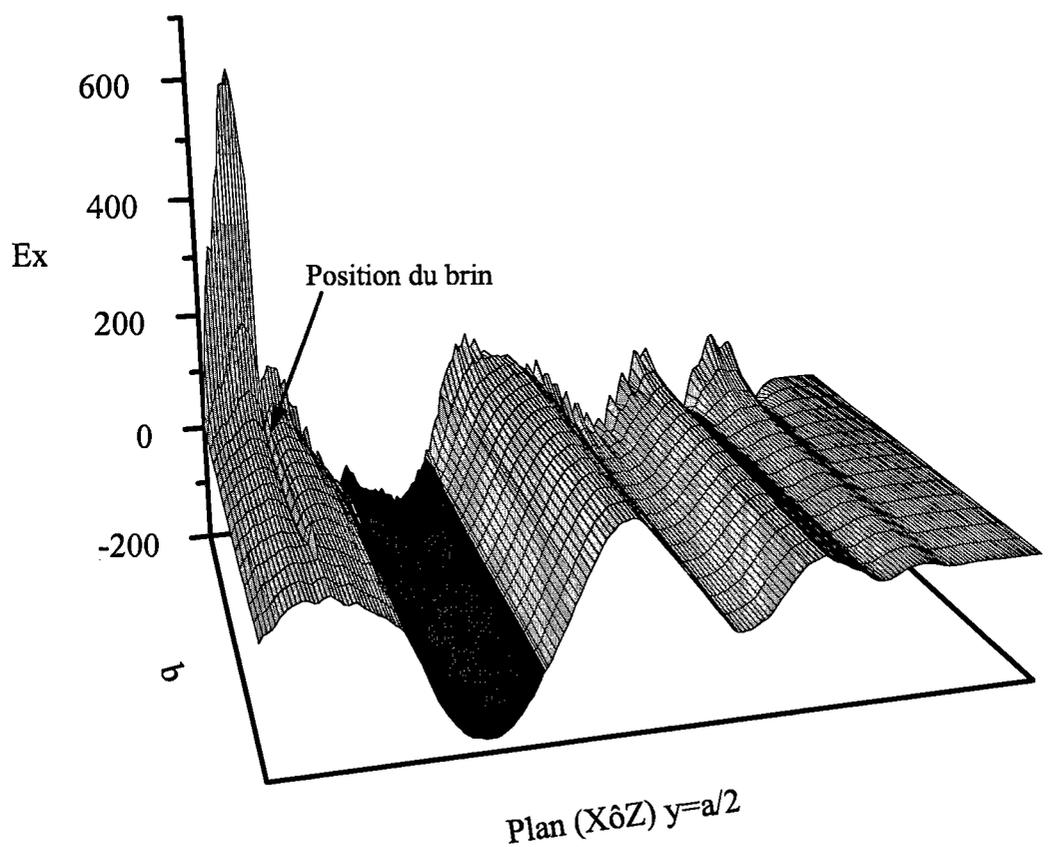
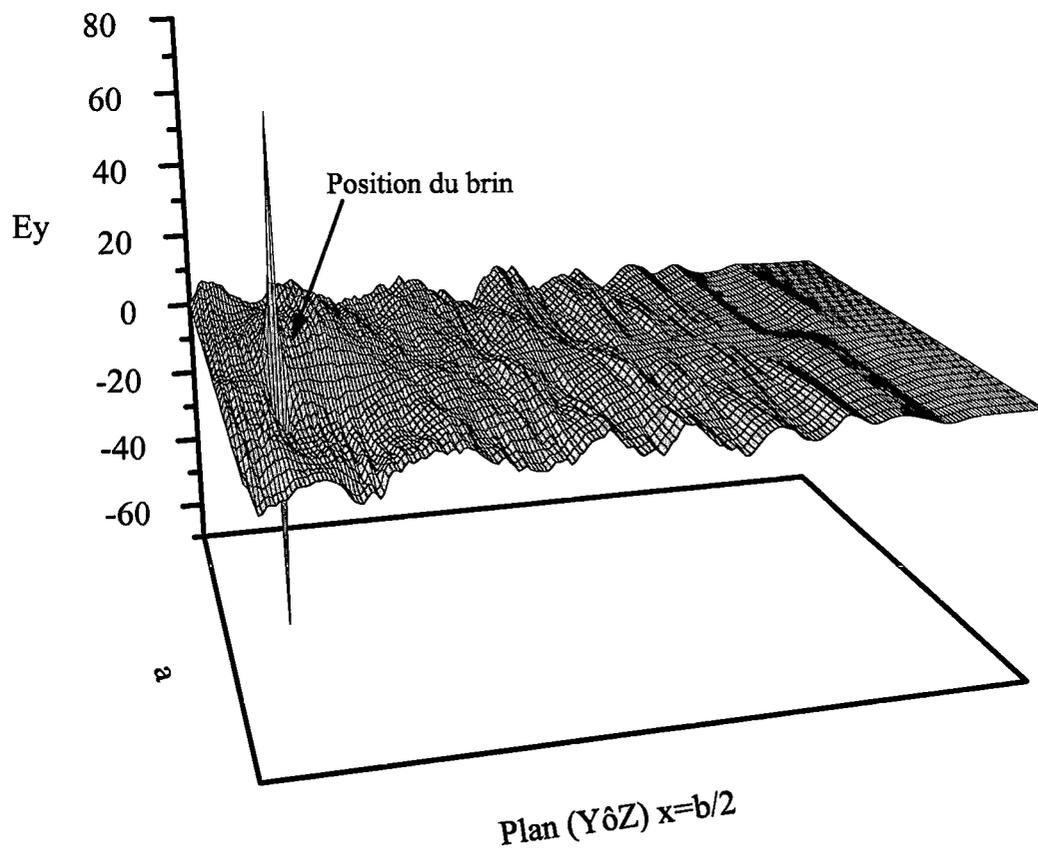
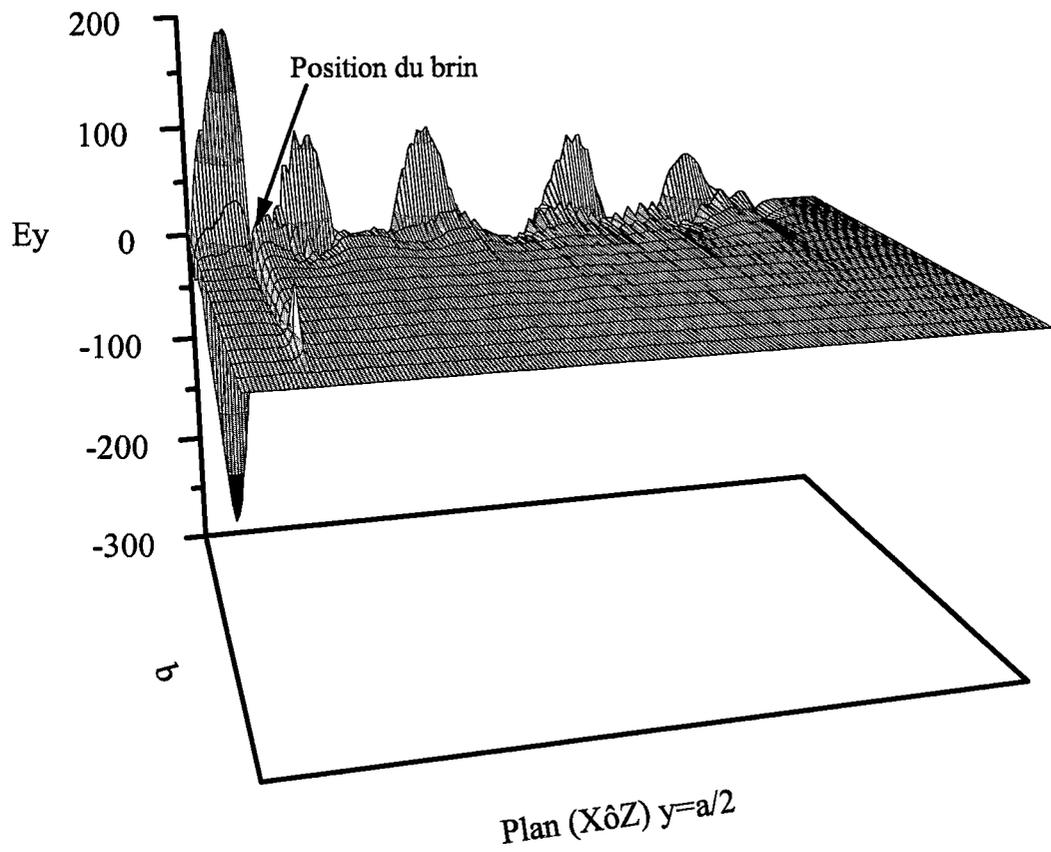
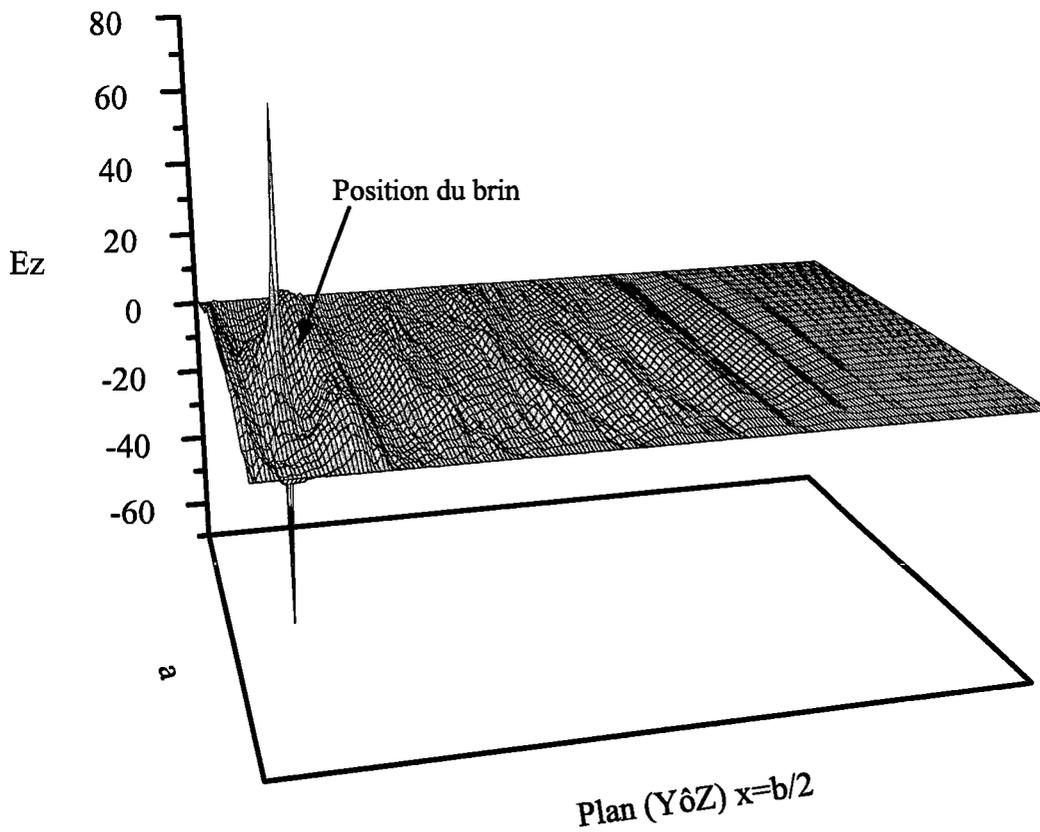
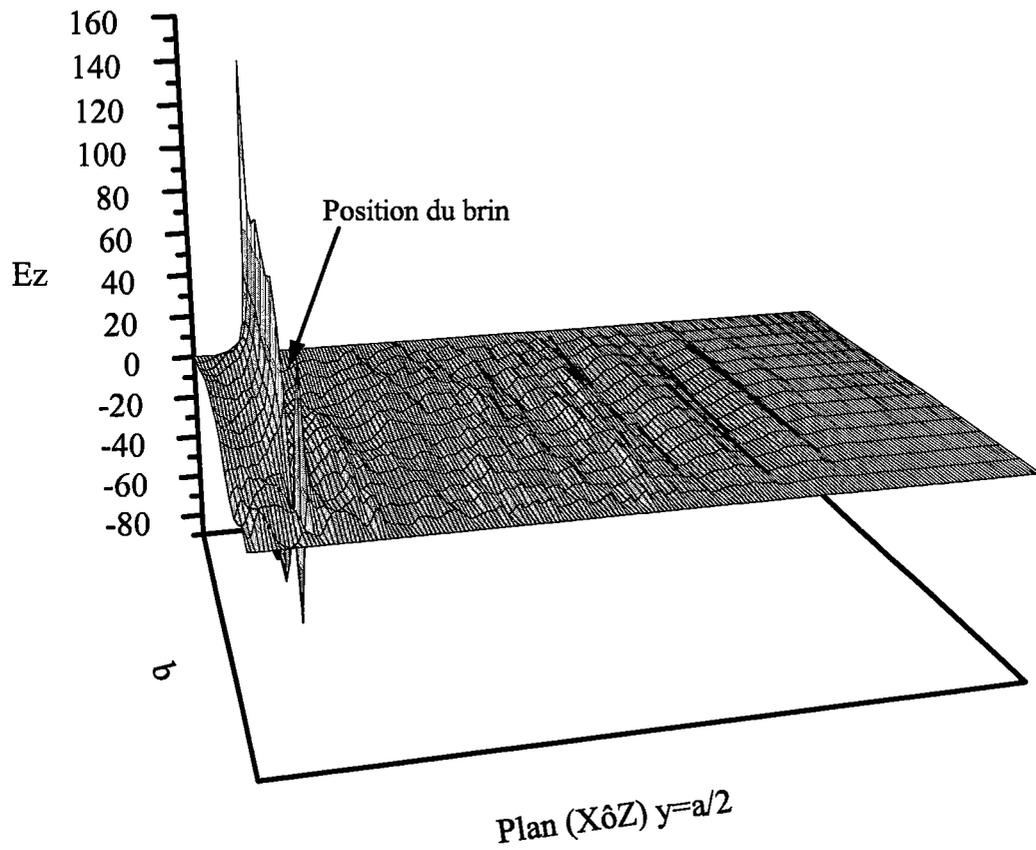


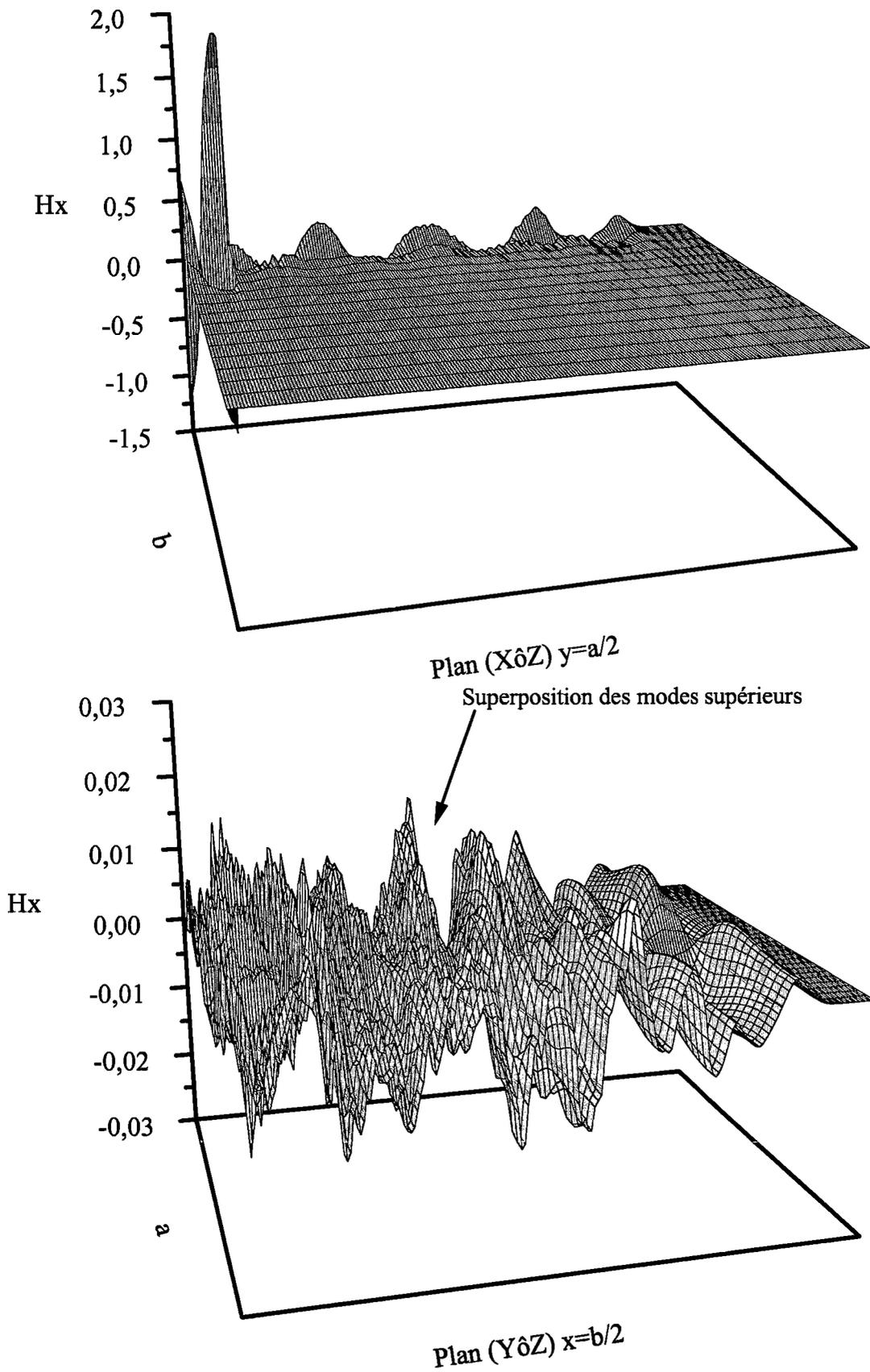
Figure (3.33) : Configuration de la composante  $E_x$  au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.



*Figure (3.34) : Configuration de la composante  $E_y$  au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.*



*Figure (3.35) : Configuration de la composante  $E_z$  au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.*



*Figure (3.36) : Configuration de la composante  $H_x$  au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.*

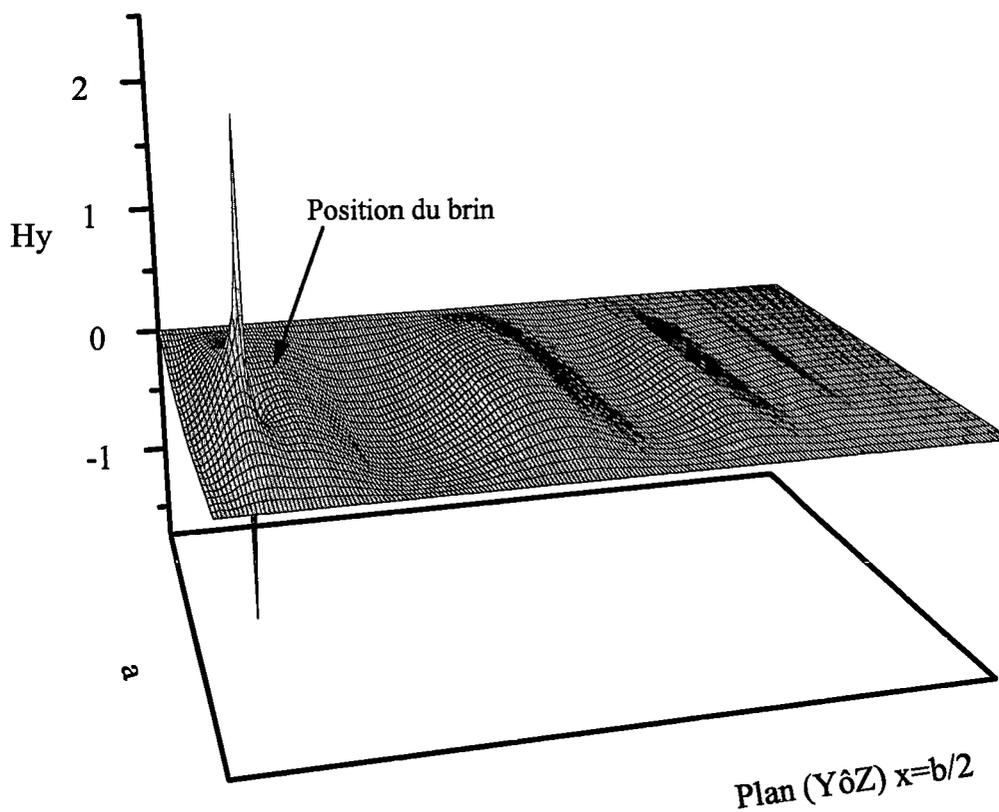
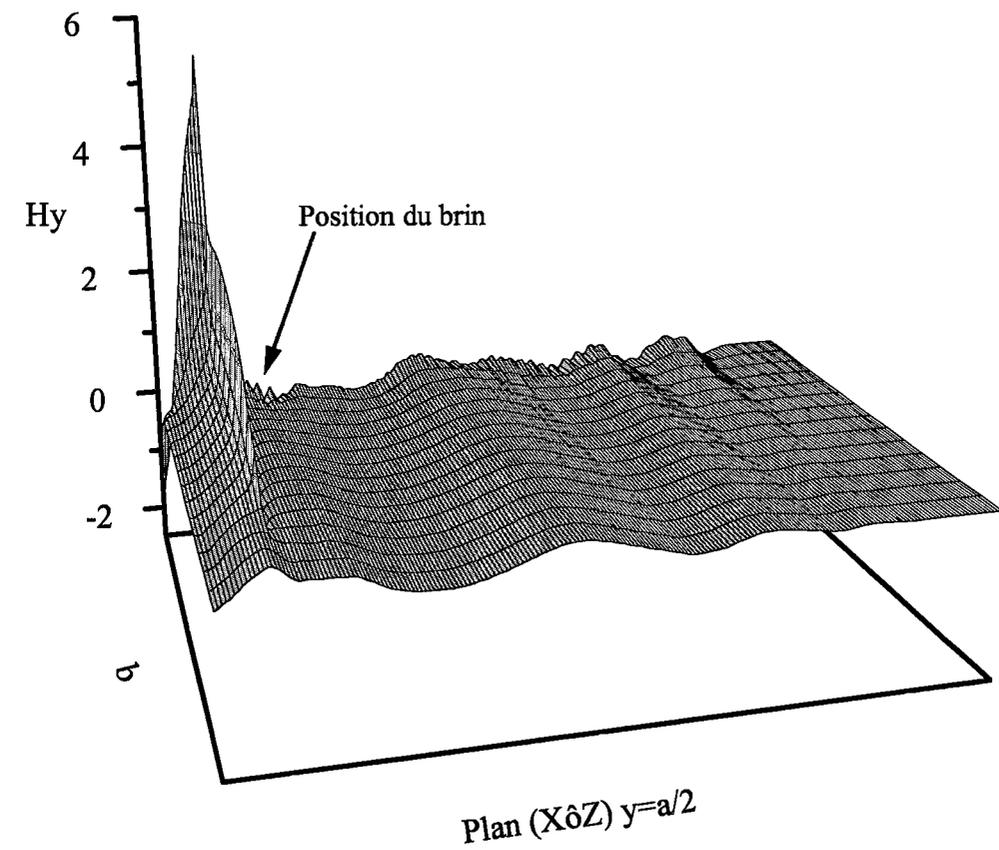
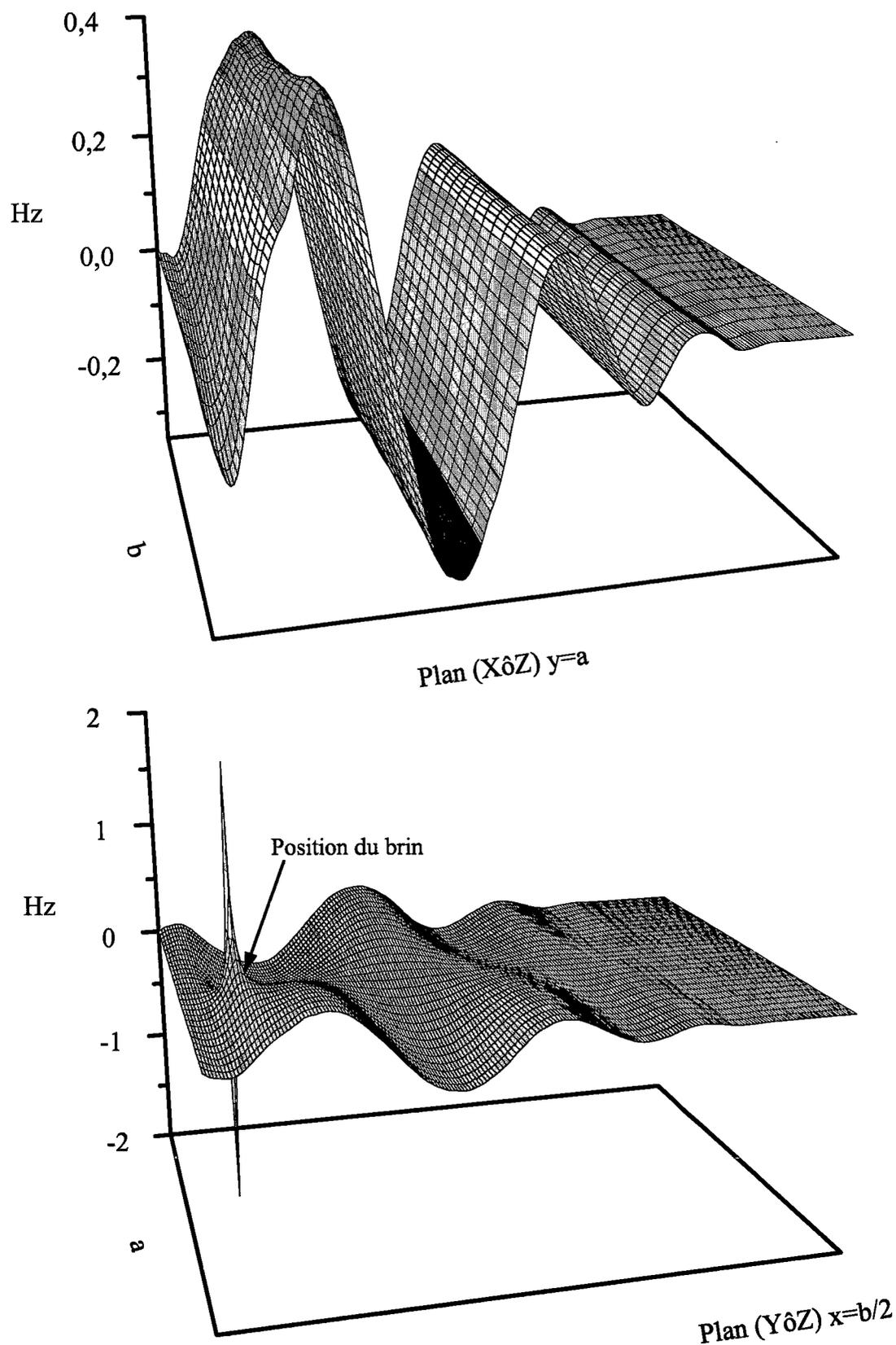


Figure (3.37) : Configuration de la composante  $H_y$  au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.



*Figure (3.38) : Configuration de la composante Hz au voisinage de la transition coaxiale-guide rectangulaire.*

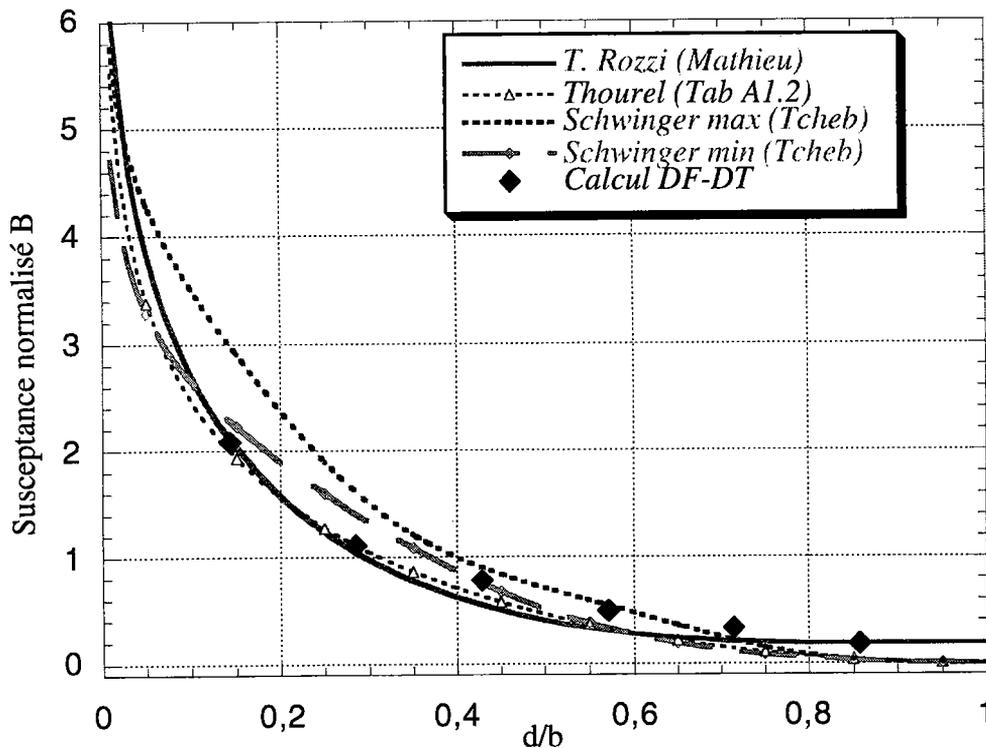
## V. Application de la DF-DT pour l'adaptation par iris capacitif.

### 1. Calcul de la susceptance normalisée.

Nous allons introduire un diaphragme capacitif dans le guide rectangulaire (fig 3.29) et dans un premier temps, nous allons déterminer la valeur de la susceptance normalisée à partir de la simulation DF-DT par la relation :

$$B = \frac{j2R}{1+R}. \quad (3.50)$$

Dans la figure (3.39), nous représentons les courbes de la susceptance normalisée calculée à partir des résultats des travaux effectués par Thourel [19] (Tableau. A1.2), Schwinger [23] (1.58 et 1.60) et T. Rozzi (1.65)[57], et nous les comparons aux résultats de calcul par la méthode DF-DT. Nous pouvons remarquer l'accord satisfaisant entre les différentes approches.



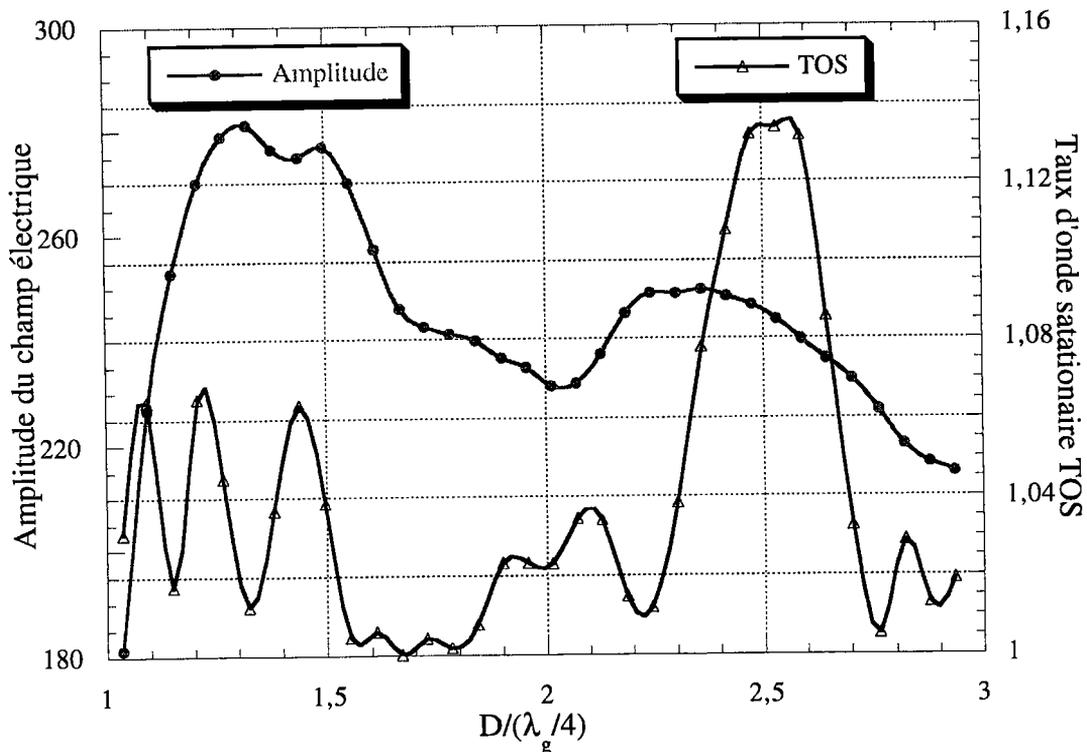
*Figure (3.39) : Comparaison entre les différentes méthodes pour le calcul de la susceptance normalisée.*

### 2. Adaptation de la transition coaxial-guide rectangulaire.

Il existe plusieurs techniques d'adaptation qui s'effectuent en général par l'introduction de discontinuités dans le guide. De telles discontinuités font

apparaître une susceptance locale qui anéantit les modes d'ordre supérieurs. La mise au point de ces diaphragmes, reste pour le moment expérimentale.

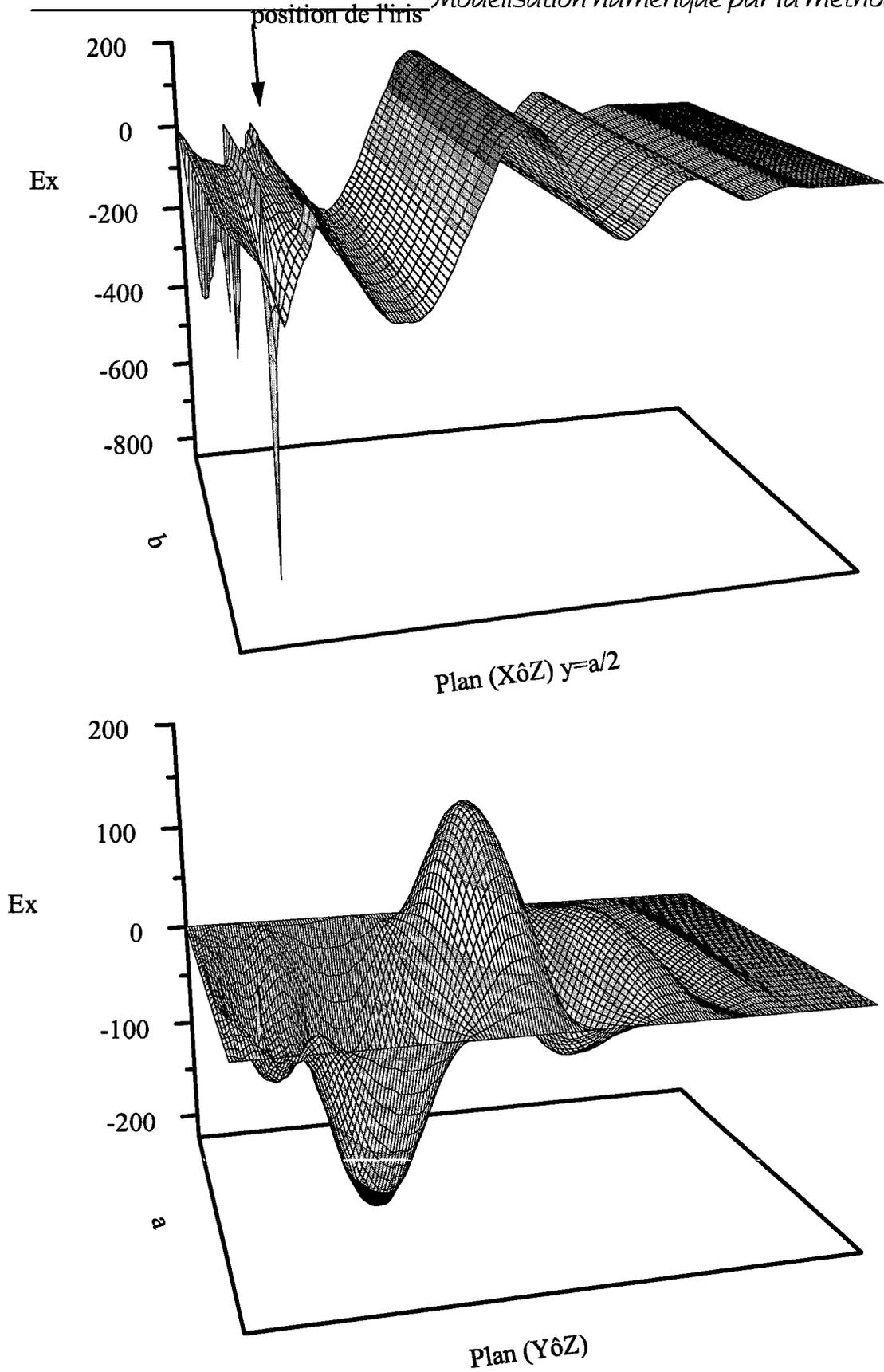
Nous avons pris, à titre d'exemple, comme élément d'adaptation le diaphragme capacitif. Pour chercher la position optimale du diaphragme "D", (fig 1.5 et 3.29), dans le guide rectangulaire, nous avons considéré deux paramètres indicatifs ; l'amplitude du champ électrique et le taux d'onde stationnaire (TOS). Les courbes de variation de ces deux paramètres, (fig 3.40), montrent que la position, pour laquelle le TOS est proche de l'unité et l'amplitude du champ électrique transmis reste importante, est donnée pour  $D = \frac{3\lambda_g}{8}$ .



*Figure(3.40) : Variation de l'amplitude du champ électrique et du TOS par rapport à la position du diaphragme dans le guide.*

### 3. Représentations graphiques.

Nous avons représenté, dans les figures (3.41 à 3.46), les composantes du champ électromagnétique dans les plans ( $X\hat{o}Z$ ) et ( $Y\hat{o}Z$ ). Nous y constatons les changements des configurations des composantes du champ électromagnétique, en présence du diaphragme vis-à-vis des configurations (3.33 à 3.38). Cette technique de calcul par la méthode DFDT permet donc de prédire qualitativement le choix adéquat pour l'adaptation des guides d'onde.



*Figure (3.41) : Configuration de la composante  $E_x$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.*

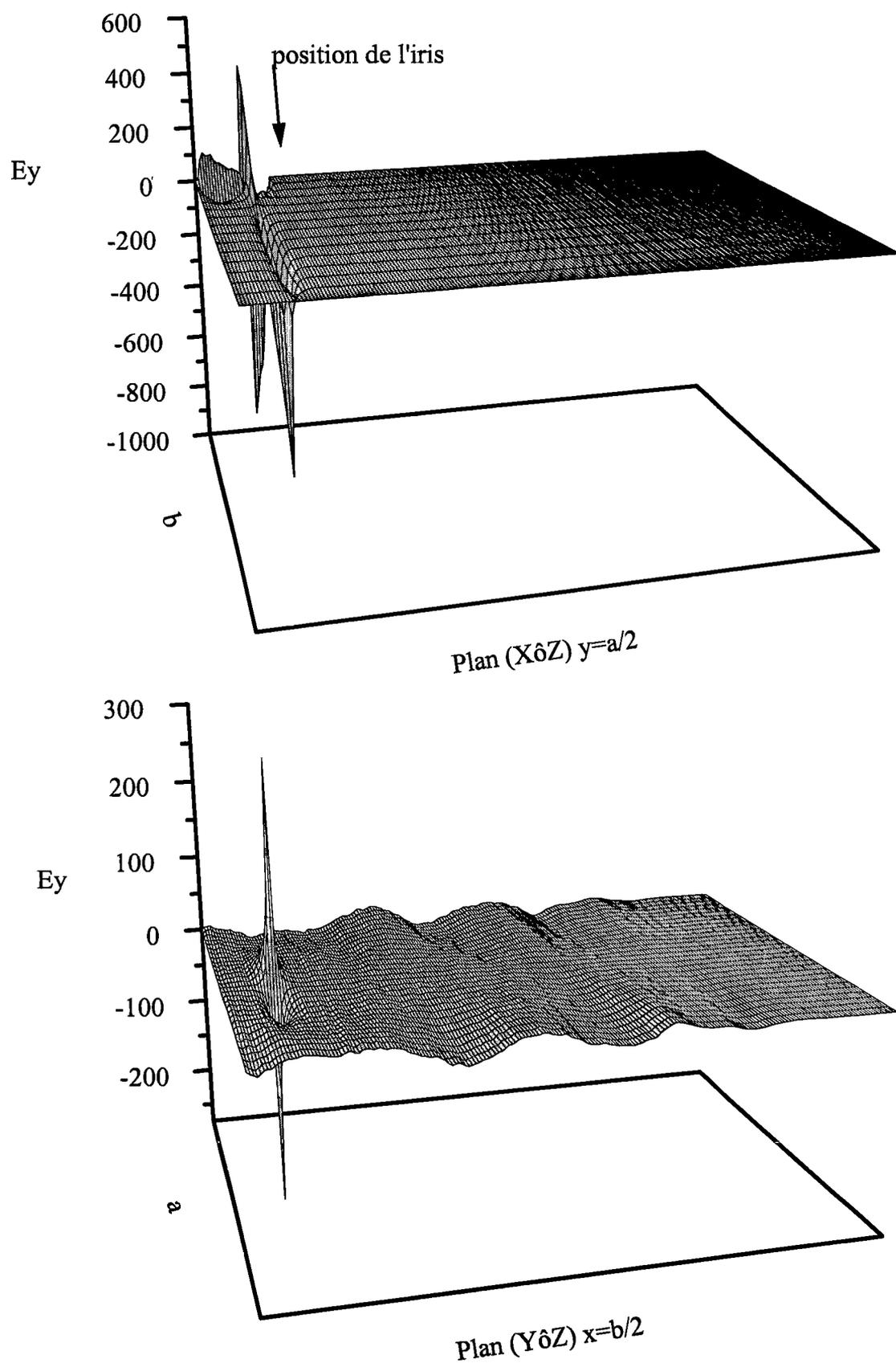
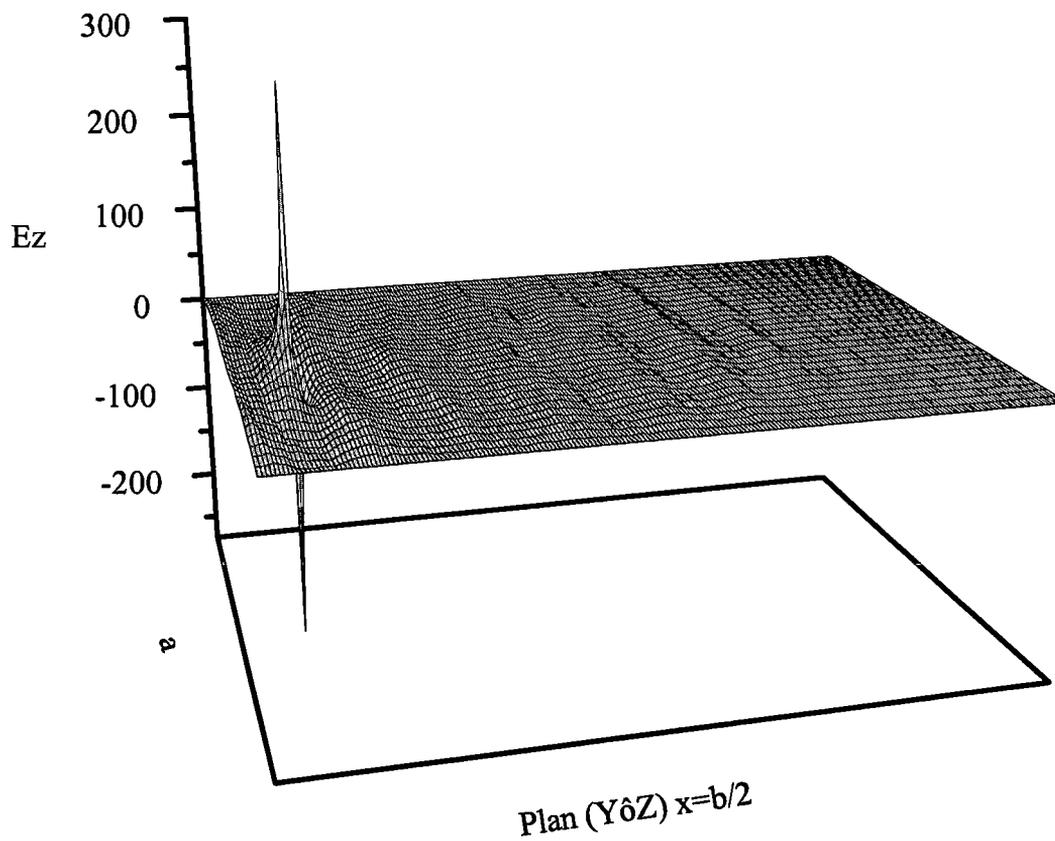
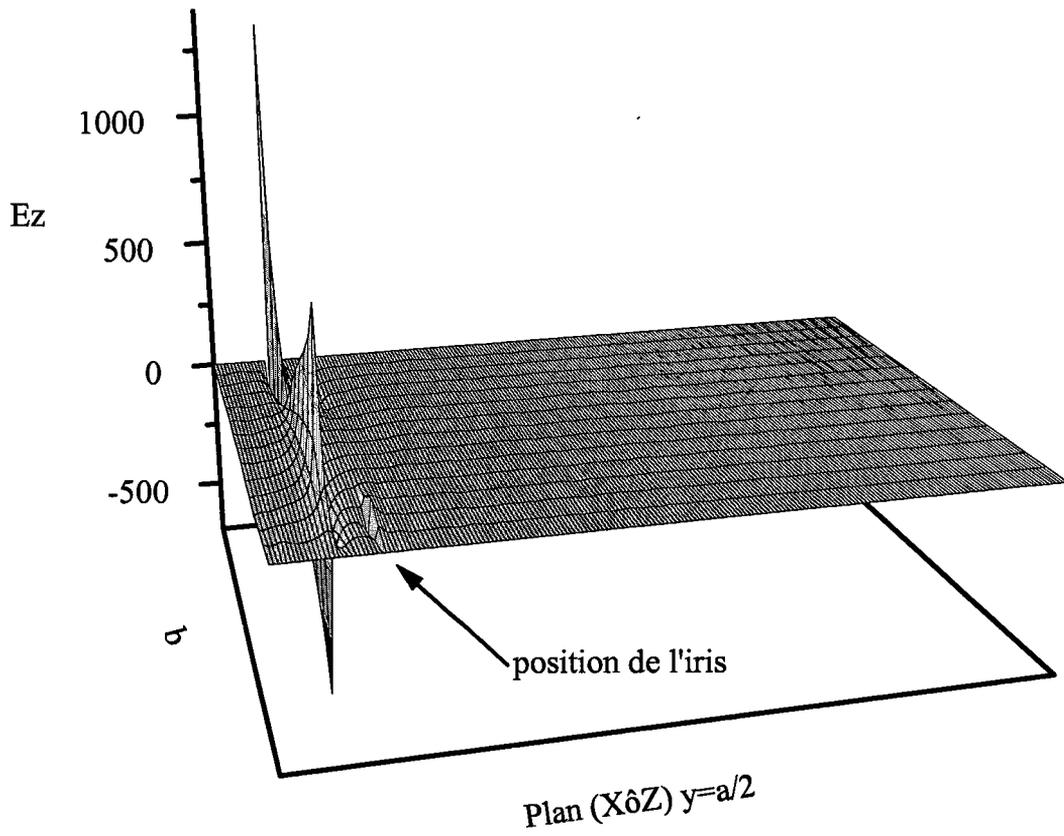
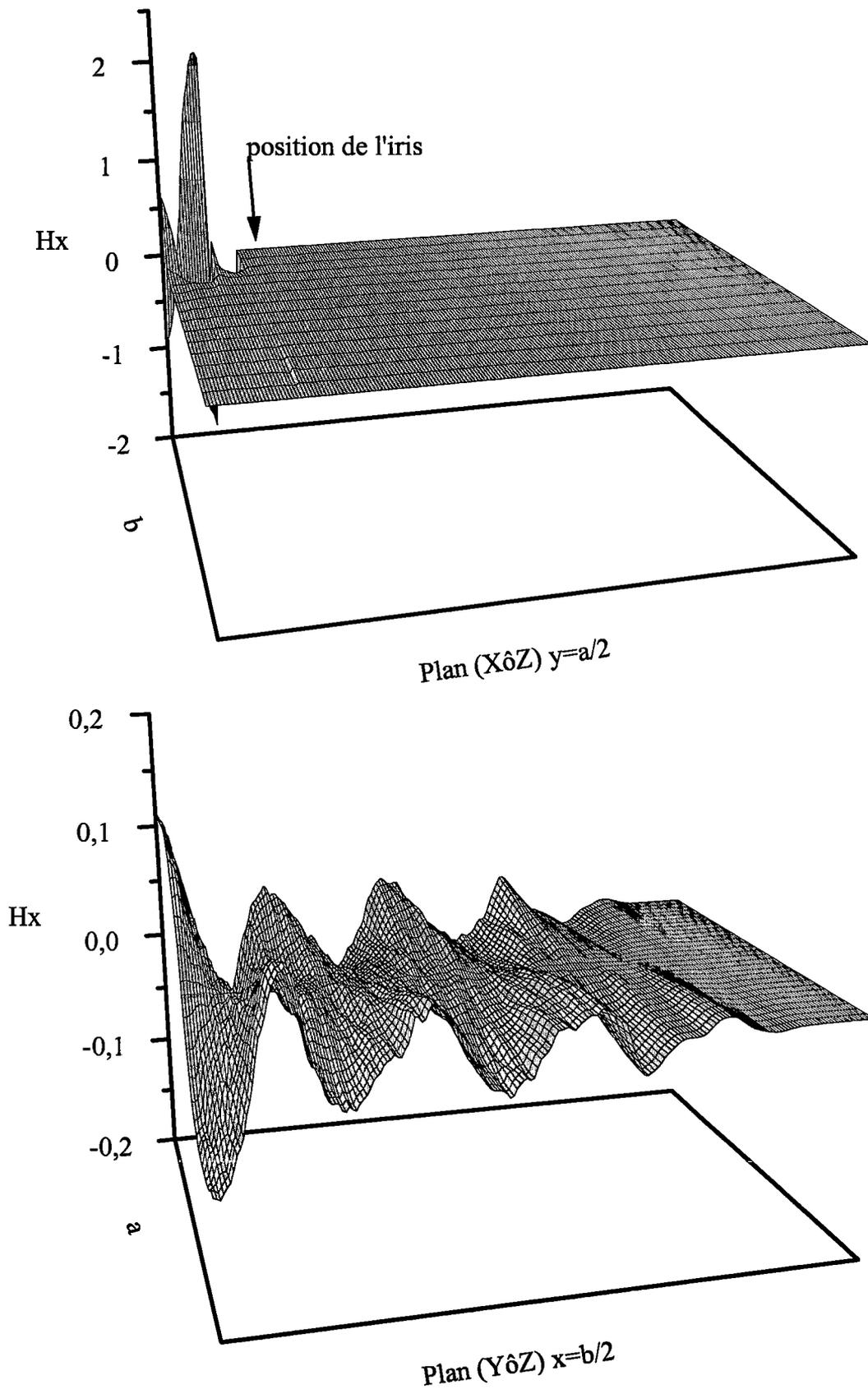


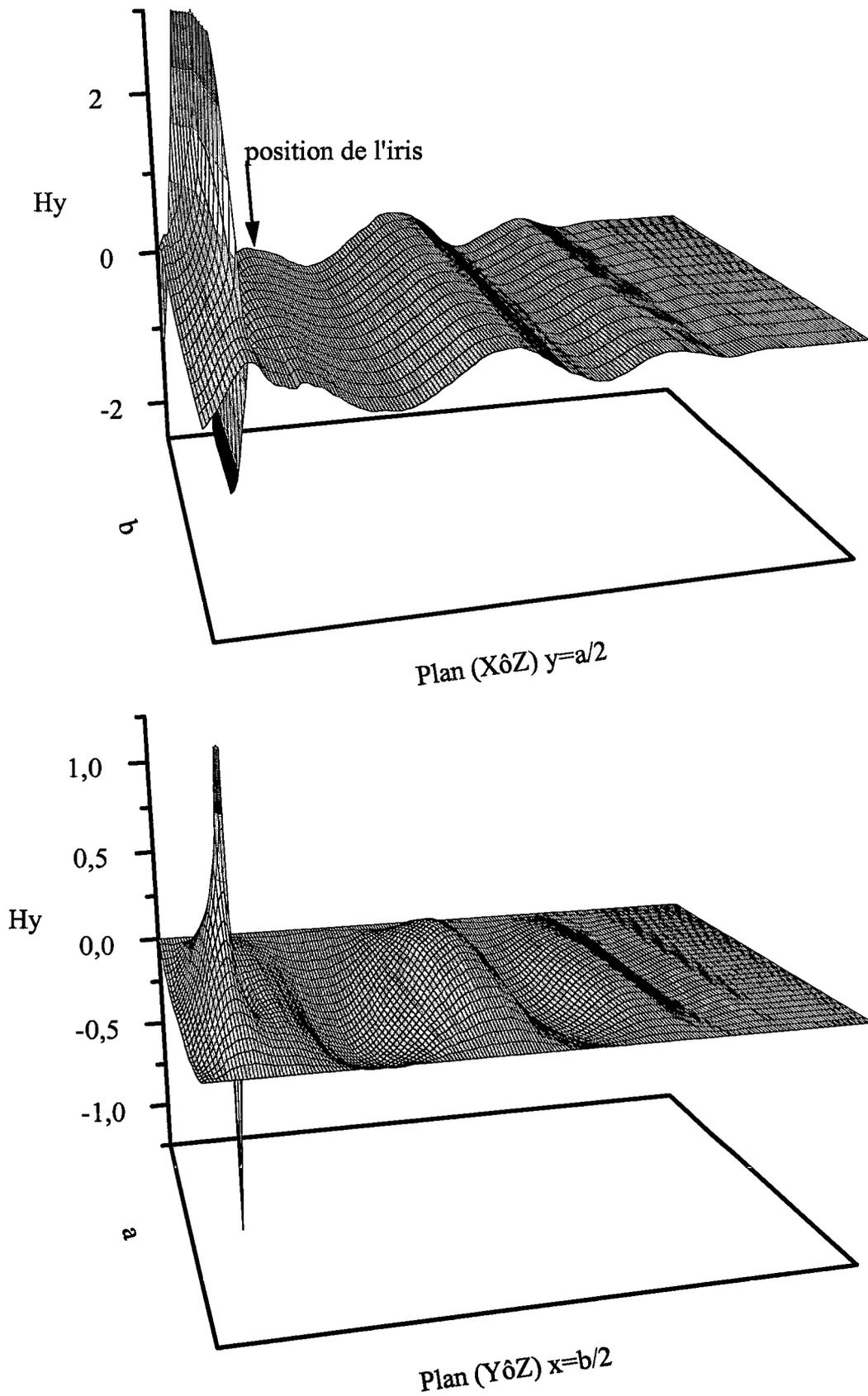
Figure (3.42) : Configuration de la composante  $E_y$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.



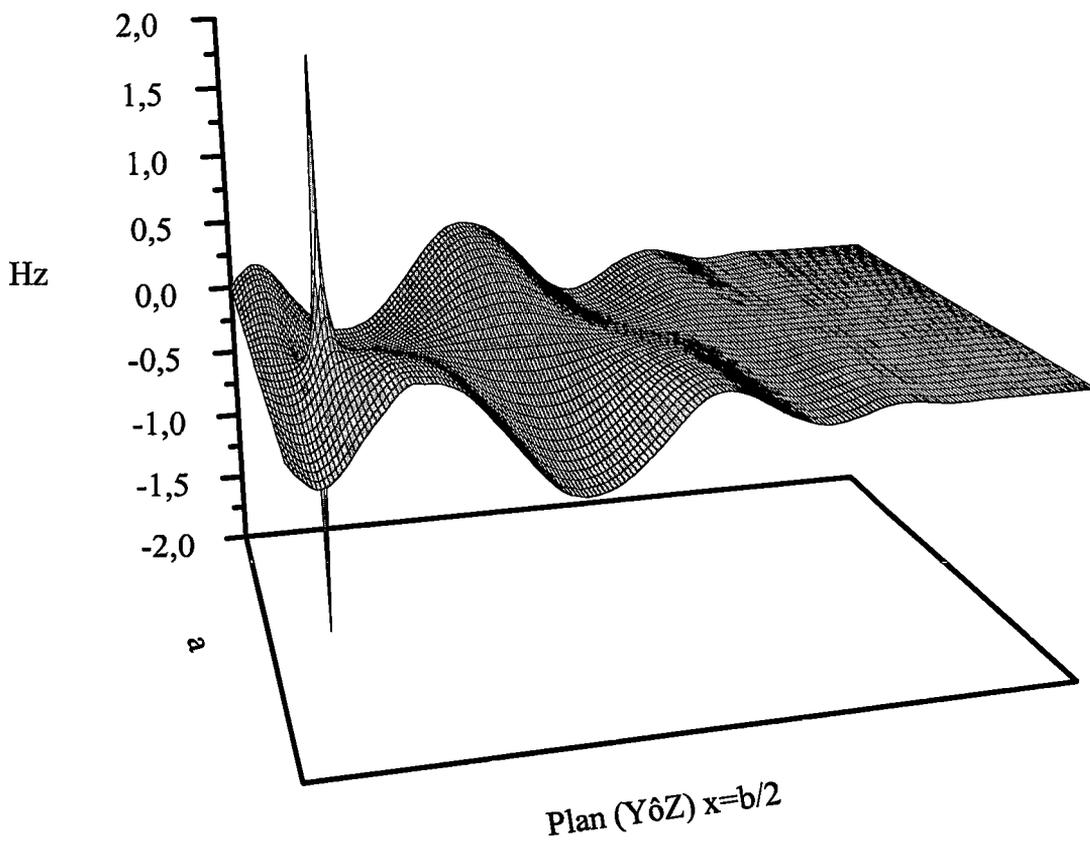
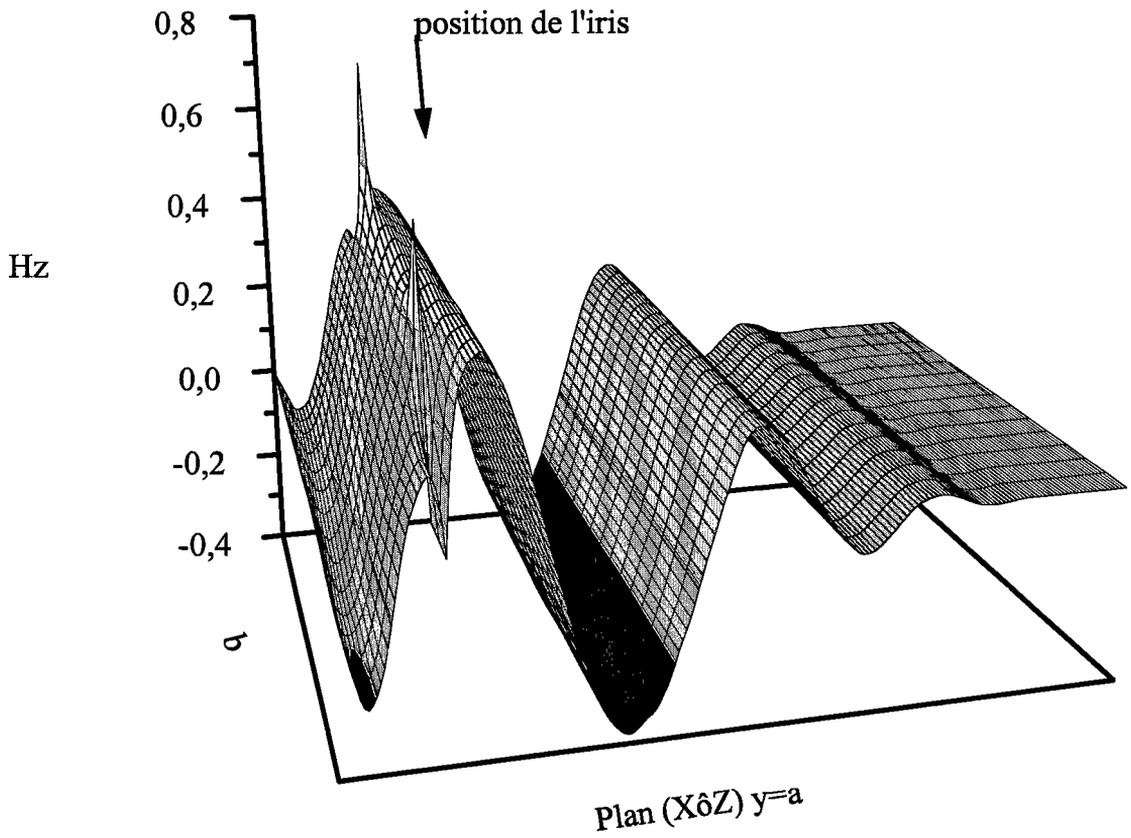
*Figure (3.43) : Configuration de la composante  $E_z$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.*



*Figure (3.44) : Configuration de la composante  $H_x$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.*



*Figure (3.45) : Configuration de la composante  $H_y$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.*



*Figure (3.46) : Configuration de la composante  $H_z$  en présence de l'iris capacitif dans guide rectangulaire.*

# Conclusion Générale

## **Conclusion Générale**

Nous avons présenté dans ce travail une méthode numérique de calcul et de simulation des phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques. Dans de tels problèmes, les difficultés rencontrées sont particulièrement liées à la complexité des systèmes étudiés, et par conséquent la résolution analytique devient difficile, voire impossible, donnant lieu à des expressions non explicites.

Dans la première partie, nous avons exposé les propriétés générales des guides d'ondes et leurs modes de propagation correspondants. Ensuite nous sommes passés d'une part à un cas qui est relatif aux problèmes de transition entre guides d'ondes et lignes T.E.M; et d'autre part aux techniques d'adaptation. Ces problèmes s'avèrent difficiles à traiter analytiquement.

La deuxième partie a été consacrée à l'étude de l'antenne dipôle filaire gainée avec discontinuités diélectriques. Les approches analytiques proposées s'appuient sur des hypothèses simplificatrices pour effectuer commodément les calculs. Mais les considérations approchées pénalisent la précision des expressions analytiques finales obtenues. Pour remédier à cela, une méthode numérique s'impose.

Dans la troisième partie, nous présentons une résolution numérique par la méthode DFDT. Cet algorithme, initialement proposé par YEE, et combiné à des conditions aux limites absorbantes adéquates, nous a permis dans un premier temps d'étudier un exemple d'antenne dipôle simple afin de valider le code de calcul. Ensuite nous avons développé une extension du code à l'étude de l'antenne dipôle filaire gainée présentant des singularités. Nous avons aussi traité par le même code

le cas de la propagation du mode fondamental  $TE_{10}$  dans le guide métallique rectangulaire et nous avons mis en évidence l'apparition du mode parasite  $TE_{20}$  au dessus du mode  $TE_{10}$ , ceci en cas de glissement de fréquences. La simulation de la transition ligne coaxiale-guide rectangulaire a permis de voir les distorsions des lignes de champ dues à l'apparition de susceptance parasite. Moyennant le filtrage par diaphragme capacitif, simulé par la méthode DFDT, nous avons proposé une méthode de mise au point de l'adaptation.

Les résultats obtenus par notre code numérique sont très satisfaisants et permettent de prédire les phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques. Cette méthode présente donc un grand intérêt pour éliminer des empirismes présidant à la constitution des composants passifs.

Toutefois, les applications de cette méthode sont restreintes à un type limité de systèmes comportant des éléments passifs dont le coût, en temps et en mémoire, de calcul reste relativement possible. Il est donc possible d'étendre cet algorithme à des systèmes plus complexes moyennant des techniques de gain en mémoire, avec des algorithmes multi-réseaux.

# Annexes

Bande de fonctionnement GHz	Désignation		Métal	Dimensions intérieures		$\lambda$ (cm)	Puissance max à $f_{\min}$ MW
	EIA	JAN		a(mm)	b(mm)		
0,41 - 0,625	WR.1800	RG.201U	Al	457	229	91,44	47
0,49 - 0,75	WR.1500	RG.202U	Al	381	190	76,20	34
0,64 - 0,96	WR.1150	RG.203U	Al	292	146	58,42	18
0,75 - 1,12	WR.975	RG.204U	Al	248	124	49,53	14
0,96 - 1,45	WR.770	RG.205U	Al	195	98	39,12	9
1,12 - 1,70	WR.650	RG.69U	Cu	165	82,5	33,02	6
1,45 - 2,20	WR.510			129,5	64,7	25,91	4
1,70 - 2,60	WR.430	RG.104U	Cu	109	54,5	21,84	3
2,20 - 3,30	WR.340	RG.112U	Cu	86,4	43,2	17,27	1,5
2,60 - 3,95	WR.284	RG.48U	Cu	72	34	14,43	1,1
3,30 - 4,90	WR.229			58,1	29,1	11,63	0,8
3,95 - 5,85	WR.187	RG.49U	Cu	47,6	22,2	9,51	0,7
4,90 - 7,05	WR.159			40,3	20,15	8,078	0,4
5,85 - 8,20	WR.137	RG.50U	Cu	34,9	15,8	6,97	0,28
7,05 - 10	WR.112	RG.51U	Cu	28,5	12,65	5,70	0,18
8,20 - 12,4	WR.90	RG.52U	Cu	22,86	10,16	4,572	0,1
10 - 15	WR.75			19,05	9,52	3,81	0,085
12,4 - 18	WR.62	RG.91U	Cu	15,8	7,9	3,16	0,06
15 - 22	WR.51			12,96	5,48	2,59	0,04
18 - 26,5	WR.42	RG.53U	Cu	10,65	4,32	2,134	0,022
22 - 23	WR.34			8,74	4,32	1,73	0,017
26,5 - 40	WR.28	RG.96U	Ag	7,12	3,56	1,422	0,011
33 - 50	WR.22	RG.97U	Ag	5,69	2,85	1,138	0,007
40 - 60	WR.19			4,68	2,39	0,956	0,0055
50 - 75	WR.15	RG.98U	Ag	3,76	1,88	0,752	0,0032
60 - 90	WR.12	RG.99U	Ag	3,10	1,55	0,620	0,0021
75 - 110	WR.10			2,54	1,27	0,508	0,0015
90 - 140	WR.8	RG.138U	Ag	2,03	1,015	0,406	0,0009
110 - 170	WR.7	RG.136U	Ag	1,65	0,825	0,330	0,0006
140 - 220	WR.5	RG.135U	Ag	1,294	0,647	0,259	0,00035
170 - 260	WR.4	RG.137U	Ag	1,092	0,546	0,218	0,00025
220 - 325	WR.3	RG.139U	Ag	0,864	0,432	0,173	0,000175

Tableau (A1.1)-Guides rectangulaires standards

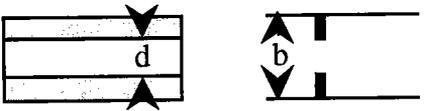
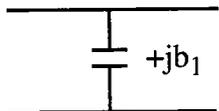
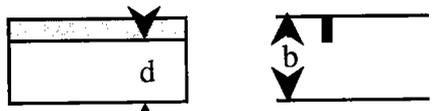
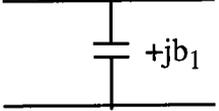
OBSTACLE	SCHÉMAS EQUIVALENT	FORMULES
 <p data-bbox="299 670 556 703">Iris mince capacitif</p>		$b_1 = \frac{4b}{\lambda_g} \ln \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{2b}\right)}$
 <p data-bbox="299 909 556 942">Iris mince capacitif</p>		$b_1 = \frac{8b}{\lambda_g} \ln \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi d}{2b}\right)}$
 <p data-bbox="299 1125 556 1159">Iris mince inductif<sup>a</sup></p>		$b_1 = \frac{\lambda_g}{a} \cot g^2\left(\frac{\pi d}{2a}\right)$
 <p data-bbox="299 1355 556 1389">Iris mince inductif<sup>a</sup></p>		$b_1 = \frac{\lambda_g}{a} \cot g^2\left(\frac{\pi d}{2a}\right) \times \left(2 + \cot g^2\left(\frac{\pi d}{2a}\right)\right)$

Tableau (A1.2)-Diaphragmes d'adaptation pour les guides rectangulaires.

### Détermination des coefficients $P_{n0}$ .

Les coefficients  $P_{n0}$  qui figurent dans l'expression de la susceptance (1.58), sont tous inférieurs à l'unité, ce qui nous permet de limiter la série à trois ou quatre termes. Ces coefficients à partir des développements des polynômes de Tchebysheff (table A1.3).

on a :

$$\cos \frac{n\pi y}{b} = T_n \left( \cos \frac{\pi y}{b} \right) = T_n (\alpha_1 + \alpha_2 \cos \theta) = \sum_{m=0}^n P_{nm} \cos m\theta$$

u = cos $\theta$	$T_n(u) = \cos n\theta$
$T_1(u)$	u
$T_2(u)$	$2u^2 - 1$
$T_3(u)$	$4u^3 - 3u$
$T_4(u)$	$8u^4 - 8u^2 + 1$
$T_5(u)$	$16u^5 - 20u^3 + 5u$
$T_n(u)$	$2uT_{n-1}(u) - T_{n-2}(u)$

Tableau (A1.3)-Table des polynômes de Tchebysheff.

D'où on en déduit les quatre premiers coefficients :

$$P_{10} = \alpha_1$$

$$P_{20} = 2\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - 1$$

$$P_{30} = 4\alpha_1^3 + 6\alpha_1\alpha_2^2 - 3\alpha_1$$

$$P_{40} = 8\alpha_1^4 + 3\alpha_2^4 + 24\alpha_1^2\alpha_2^2 - 8\alpha_1^2 - 4\alpha_2^2 + 1$$

## Notions De La Théorie Générale de l'Équation de Mathieu

### 1. Les fonctions de Mathieu et leurs équation caractéristique.

La majorité des fonctions utilisé en mathématique appliqué, sont les résultats d'investigation sur des problèmes pratiques. En essayant de déterminer les modes de vibration d'une membrane ayant des limites elliptique, Mathieu a introduit en 1868 des fonctions spéciales qui portent aujourd'hui son nom. On appelle équation de Mathieu l'équation différentielle qui s'écrit [1 et 2] :

$$y'' + (p - 2q \cos 2x)y = 0. \quad (\text{A1.1})$$

Pour les fonctions de Mathieu solutions périodique de l'équation (A1.1), les méthodes habituelles en général échouent : les valeurs propres du paramètre  $p$  ne sont plus exprimables simplement (elles sont racines d'une équation transcendante). Aucune relation de récurrence à un nombre fini de termes entre les solutions propres de l'équation de Mathieu n'est connue, aucune représentation par intégrale définie portant sur une fonction simple n'est possible.

Aussi, les recherches faites jusqu'ici sur les fonctions de Mathieu n'ont eu à peu près que cet objet-là : tabler ces fonctions et les valeurs de  $p$  qui leur donnent naissance. La première méthode qui vient le plus naturellement à l'esprit, elle consiste à poser à priori la solution périodique sous la forme d'une série trigonométrique et à calculer ces coefficients de façon à vérifier (A1.1), la condition d'existence d'un tel développement sera alors précisément l'équation "caractéristique", fournissant les valeurs  $p=p(q)$  pour les quelles la solution de(A1.1) existe, sont dites valeurs propres.

1.1 Méthode de Ince. [2]

Soit :

$$y = \sum_{r=0}^{\infty} (A_r \cos rx + B_r \sin rx), \quad (\text{A1.2})$$

la solution cherchée; en écrivant que  $y(x)$  satisfait à (A1.1), et en tenant compte des formules de transformation telles que :

$$2 \cos rx \cos 2x = \cos(r+2)x + \cos(r-2)x,$$

on obtient des relations de récurrence simples entre les coefficients  $A_r$  seuls et les  $B_r$  seuls. De plus dans de telle relation, l'indice  $r$  saute de 2 en 2 ; on en déduit donc que la solution périodique cherchée peut être l'une des quatre formes :

$$\begin{cases} y_1(x) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}(q) \cos 2rx ; y_2(x) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r}(q) \sin 2rx \\ y_3(x) = \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r+1}(q) \cos(2r+1)x ; y_4(x) = \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}(q) \sin(2r+1)x \end{cases} \quad (\text{A1.3})$$

Nous raisonnerons par exemple sur la première ; si l'on écrit que ce développement vérifie identiquement l'équation (A1.1), on obtient entre les coefficients les formules de récurrence :

$$\begin{aligned} pA_0 - qA_2 &= 0; \\ (p-4)A_2 - q(2A_0 + A_4) &= 0; \\ (p-4r^2)A_{2r} - q(A_{2r-2} + A_{2r+2}) &= 0 \quad r \geq 2. \end{aligned} \quad (\text{A1.4})$$

d'où on tire la relation entre  $p$  et  $q$  sous forme d'une fraction infinie continue :

$$\frac{p}{2} = \cfrac{-q^2}{4-p} \cfrac{q^2}{6-p} \cfrac{q^2}{4r^2-p} \dots \quad (\text{A1.5})$$

Cette relation est dite équation caractéristique, c'est la condition nécessaire pour que la fonction  $y_1(x)$  soit solution de l'équation (A1.1). Cette condition est d'ailleurs suffisante car la série qui la définit converge.

Le rapport:  $\frac{A_{2r}}{A_{2r-2}} \approx -\frac{q}{4r^2}$  pour des grande valeurs de  $r$  et la convergence de  $A_{2r}$  est comparable à la série  $(-1)^r \frac{q^r}{4^r (r!)^2}$ . La fonction  $y_1(x)$  converge absolument et uniformément.

L'équation (A1.1) défini une courbe transcendante admettant l'axe  $p$  comme axe de symétrie qu'elle coupe aux points  $4N^2$ . La construction de cette courbe montre qu'elle se compose d'une infinité de branches distinctes. Le long d'une branche déterminé de cette courbe par exemple celle issue d'un point d'abscisse  $p=4N^2$ , la fonction  $p=p(q)$  est une fonction continue de  $q$  soit  $p=P_{2n}(q)$ , en de tel point d'une branche l'équation(A1.1) admet une solution paire et périodique,  $P_{2n}(q)$ , est appelé son nombre caractéristique c'est la valeur propre du paramètre  $p$  donnant naissance a la fonction :

$$Se_{2n}(x) = \frac{1}{\pi} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{2n}(q) \cos 2rx . \quad (A1.6)$$

Les nombres caractéristique sont donnés par McLachlan[1]:

$$P_0 = -\frac{1}{2}q^2 + \frac{7}{128}q^4 - \frac{29}{2304}q^6 + \frac{68687}{18874368}q^8 + O\langle q^{10} \rangle;$$

$$P_2 = 4 + \frac{5}{12}q^2 - \frac{763}{13824}q^4 + \frac{1002401}{79626240}q^6 - \frac{1669068401}{45864714200}q^8 + O\langle q^{10} \rangle;$$

$$P_4 = 16 + \frac{1}{30}q^2 + \frac{433}{864000}q^4 - \frac{5701}{2721600000}q^6 + O\langle q^8 \rangle;$$

$$P_6 = 36 + \frac{1}{70}q^2 + \frac{187}{43904000}q^4 + \frac{6743617}{92935987200000}q^6 + O\langle q^8 \rangle;$$

pou  $n \geq 8$  :

$$P_{2n} = 4n^2 + \frac{1}{2(4n^2-1)}q^2 + \frac{20n^2+7}{32(4n^2-1)^3(4n^2-4)}q^4 + \frac{144n^4+232n^2+29}{64(4n^2-1)^5(4n^2-4)(4n^2-9)}q^6 + O\langle q^8 \rangle .$$

Ces relations entre  $p$  et  $q$  ne sont utilisable que si  $|q| < 1$ .

Les fonctions de Mathieu, ainsi calculées ne sont encore déterminées qu'à un facteur près, on recourt donc pour le choix de ce facteur, à un procédé qui consiste à normer la suite orthogonale de  $Se_{2n}$ , on écrit donc :  $\int_0^{2\pi} (Se_{2n}(x))^2 dx = 1$

devient :

$$2[A_0^{2n}]^2 + \sum_{r=1}^{\infty} [A_{2r}^{2n}]^2 = 1 \quad (A1.7)$$

Les coefficient  $A_{2r}^{2n}$  sont alors déterminé à partir des relations(A1.4 et A1.7).

Pour  $n=0$  on a [1]:

$$A_{2r}^0 = (-1)^r \left[ \frac{2}{(r!)^2} \left(\frac{q}{4}\right)^r - \frac{2r(3r+4)}{[(r+1)!]^2} \left(\frac{q}{4}\right)^{r+2} + O\left(\left(\frac{q}{4}\right)^{r+4}\right) \right] A_0^0$$

## 2. Application à la résolution de l'équation de propagation.

Les équations des champs électrique et magnétique en fonction du potentiel magnétique Hertzien  $\Pi'_h$ , s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \Pi_h &= \sin \frac{\pi y}{a} \Pi'_h(x, z, k_g^2) \\ E &= -j\omega\mu_0 \nabla \times \Pi_h \\ H &= k_0^2 \Pi_h + \nabla \nabla \cdot \Pi_h \\ (\partial_x^2 + \partial_z^2) \Pi'_h + k_g^2 \Pi'_h &= 0 \end{aligned}$$

$\Pi'_h$ , doit s'annuler dans le diaphragme, il est donc indiqué de rapporter le plan à un faisceau d'ellipses et d'hyperboles homofocales et l'une des ellipses de la famille coïncide avec le bord du diaphragme fig(1.7). On prend les coniques homofocales :

$$\begin{aligned} x &= f \cosh \mu \cos \phi \\ z &= f \sinh \mu \sin \phi \end{aligned} \quad \text{avec } f = \frac{d}{2}$$

L'équation devient :

$$\left[ \partial_\mu^2 + \partial_\phi^2 + h^2 (\cosh^2 \mu - \cos^2 \phi) \right] \Pi'_h(\mu, \phi) = 0, \quad (A1.8)$$

où  $h^2 = \frac{k_g d}{2}$ . Si on cherche pour cette équation une solution qui soit constante sur une des courbes de coordonnées, on est conduit à la choisir à variables séparées c'est à dire de la forme:

$$\Pi'_h(\mu, \phi) = \Psi(\mu) \bullet \Phi(\phi)$$

L'équation (A1.8) prend la forme:

$$\frac{1}{\Phi(\phi)} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi(\phi) - h^2 \cos^2 \phi = - \left[ \frac{1}{\Psi(\mu)} \frac{d^2}{d\mu^2} \Psi(\mu) + \cosh^2 \mu \right].$$

Chacun de ses membres, étant respectivement fonction de  $\phi$  seul et de  $\mu$  seul, doit donc être à constante  $A$ , ce qui ramène le problème à la résolution des deux équations différentielles :

$$\begin{cases} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi(\phi) - (h^2 \cos^2 \phi + R) \Phi(\phi) = 0 \\ \frac{d^2}{d\mu^2} \Psi(\mu) + (h^2 \cosh^2 \mu + R) \Psi(\mu) = 0 \end{cases} \quad (A1.9)$$

La première équation se ramène facilement à l'équations de Mathieu (A1.1) et la deuxième se ramène à la première par le changement de variable  $\mu = i\eta$ . On l'appelle aussi l'équations de Mathieu de seconde espèce. Le système devient :

$$\begin{cases} \frac{d^2}{d\phi^2} \Phi(\phi) + (p - 2q \cos 2\phi) \Phi(\phi) = 0 \\ \frac{d^2}{d\mu^2} \Psi(\mu) - (p' - 2q' \cosh 2\mu) \Psi(\mu) = 0 \end{cases} \quad (A1.10)$$

$$\text{où } p = \frac{h^2}{2} + R, q = \frac{h^2}{4}, p' = -(h^2 + R) \text{ et } q' = \frac{h^2}{2}.$$

les couples de paramètres  $(p, p')$  et  $(q, q')$  de ce système ne sont pas de même nature :

- $(q, q')$  ont une signification physique il sont fonction de l'ouverture du diaphragme et la constante de propagation figurant dans l'équation d'onde;

- $(p, p')$  apparaissent au moment où on sépare les variables, ce sont les paramètres à déterminer.

La solution s'écrit sous la forme :

$$\Pi'_h(\mu, \phi) = S_{e_{2n}}(q, \phi) P_{e_{2n}}(q, \mu)$$

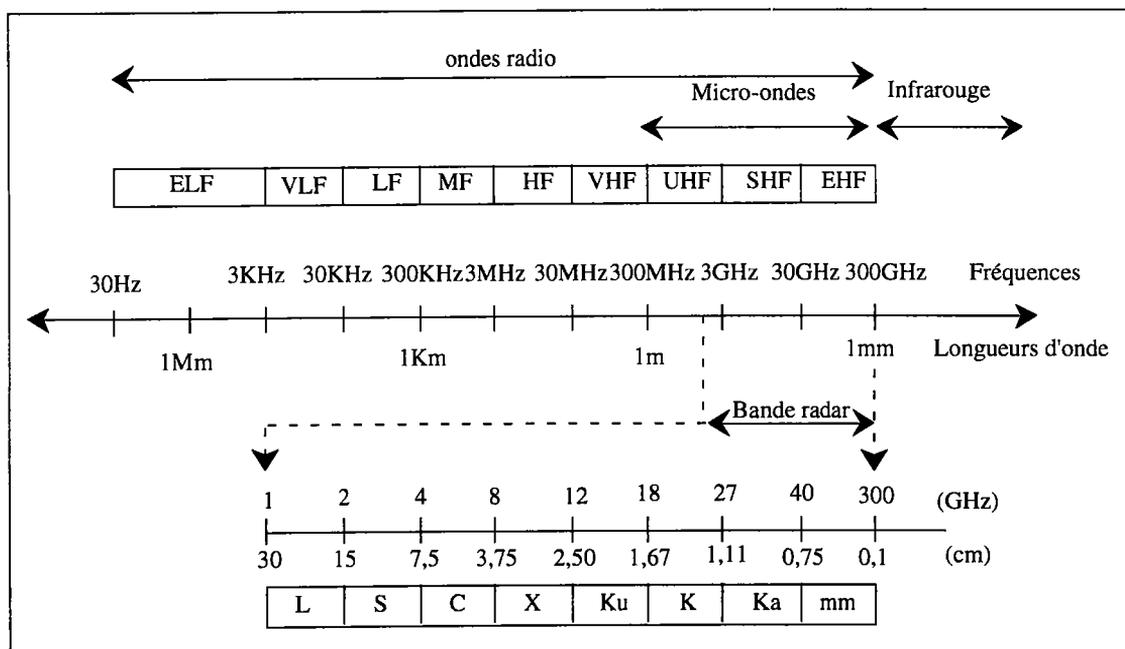
avec :  $S_{e_{2n}}(q, \phi) = \frac{1}{\pi} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{2n}(q) \cos 2r\phi$  et  $P_{e_{2n}}(q', \mu) = \frac{1}{\pi} \sum_{r=0}^{\infty} A_{2r}^{2n}(q') \cosh 2r\mu$ .

## Structures rayonnantes : Antennes

### Caractéristiques Générales des antennes Hyperfréquences.

Une antenne d'émission est un dispositif qui assure la transmission de l'énergie entre une source (émetteur) et l'espace libre dans lequel cette énergie va se propager. La source d'émission est reliée à l'antenne par une ligne fonctionnant en mode TEM, par exemple une ligne coaxiale, ou un guide d'onde.

Les fréquences qui sont envisagées ici s'étendent de quelques centaines de mégahertz à quelques centaines de gigahertz; les hyperfréquences étant la gamme d'ondes hertziennes qui s'étendent du haut des fréquences UHF jusqu'aux ondes submillimétriques

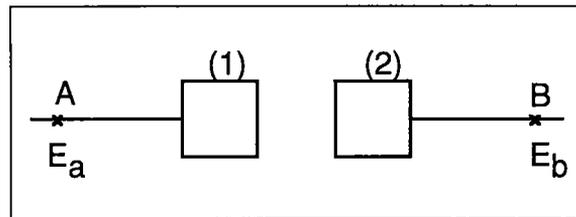


*Figure(A2.1) spectre électromagnétique*

L'utilisation du rayonnement micro-onde couvre des domaines aussi vastes que variés comme les communications hertziennes, les applications industrielles, scientifiques et médicales dites ISM.

### 1. Théorème de réciprocité.

Le théorème de réciprocité précise que si une f.e.m.  $E$  est appliquée au point A d'un réseau électrique uniquement constitué d'éléments passifs, et si de ce fait, il apparaît un courant  $I$  en un autre point B du réseau, réciproquement l'introduction de la f.e.m.  $E$  en B donnera le courant  $I$  en A. Ceci découle directement de la linéarité des relations de Kirchhoff. Puisque les équations de Maxwell sont elles aussi linéaires, la réciprocité s'applique également aux antennes. Considérons deux antennes (1) et (2) figure(A1.2), l'une (1) est excitée en A par un champ  $E_a$  dans sa ligne d'alimentation, délivrant de ce fait un champ  $E_b$  au point B de la ligne excitée par l'antenne (2): réciproquement, le fait d'exciter (2) par  $E_a$  donnera en A le champ  $E_b$ .



Figure(A2.2)

Ce théorème entraîne les deux conséquences suivantes:

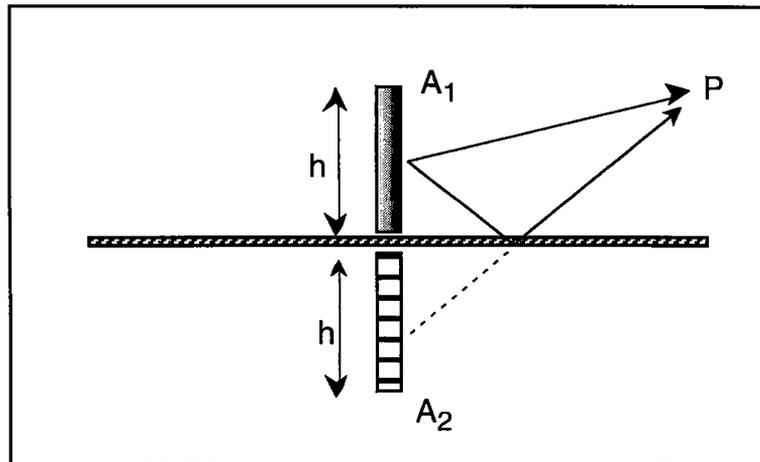
- Identité des diagrammes de rayonnement de l'antenne pour le fonctionnement en réception ou en émission.
- Identité des impédances de l'antenne pour le fonctionnement en réception ou en émission.

### 2. Influence d'un plan conducteur

Soit une antenne  $A_1$  située au-dessus d'un plan conducteur supposé infini, et  $A_2$  image virtuelle de  $A_1$ , figure(A2.3).

En un point P très éloigné de l'antenne  $A_1$ , le champ électromagnétique observé est égal à celui qui serait produit par l'ensemble  $\{A_1, A_2\}$

Ainsi, le champ électromagnétique émis par une antenne de longueur  $h$  située au-dessus d'un plan conducteur supposé infini est identique à celui d'une antenne de longueur  $2h$ , isolée dans l'espace.



*Figure(A2.3). Influence du plan conducteur*

### 3. Paramètres caractéristiques

De nombreux paramètres permettent de caractériser une antenne. Aussi ne mentionnons que quelques uns, en particulier ceux qui sont souvent utilisés.

- Impédance d'une antenne.
- Champ électromagnétique rayonné, notamment le champ qui sera exposé en détail. la connaissance de ce dernier fournit le diagramme de rayonnement de l'antenne.
- Directivité, rendement, gain.

Toutes les antennes obéissent aux lois générales de la propagation des ondes électromagnétiques. Néanmoins, les spécificités des milieux dans lesquels les antennes sont plongées, leurs applications et la distance d'observation des phénomènes qu'elles engendrent, imposent des approches différentes dans l'examen de leurs paramètres caractéristiques.

#### 3.1. Impédance d'une antenne

Son expression générale est d'un nombre complexe  $Z_a$  :

$$Z_a = R_a + jX_a \quad (\text{A2.1})$$

- $R_a$  : est une résistance qui représente le caractère dissipatif de l'antenne.

- $X_a$  : est la réactance de l'antenne, cette partie qui ne sert qu'à créer des ondes stationnaires dans la ligne d'alimentation de l'antenne, elle s'annule à la résonance.

La connaissance de cette grandeur est primordiale pour l'utilisation optimale de l'antenne. En effet, elle permet de réaliser l'adaptation d'impédance. Pour une antenne d'émission, l'adaptation se traduit par l'égalité entre l'impédance de la ligne d'alimentation et celle de l'antenne à leur point de jonction. Ceci produit un transfert maximal d'énergie du générateur vers l'antenne qui de ce fait améliore son rendement.

Une antenne résonante présente une impédance purement résistive, Dans la littérature la longueur  $h$  d'une telle antenne est donnée par  $h = n \lambda / 2$ . Quand  $h > n \lambda / 2$  l'impédance de l'antenne est inductive alors qu'elle est capacitive pour le cas contraire.

Le dipôle demi-onde est souvent pris comme référence. Ses caractéristiques sont connues. Son impédance vaut  $(73,2 + j 42,2) \omega$  au centre alors qu'elle est infinie aux extrémités. Son gain est de 2,14dB et son diagramme de rayonnement se présente sous la forme d'un huit dans un plan contenant l'antenne.

On définit aussi la résistance de rayonnement  $R_0$ , la résistance réelle qui dissiperait une puissance électrique égale à la puissance électromagnétique rayonnée par l'antenne. Si un conducteur cylindrique parcouru par un courant d'amplitude maximale  $I_0$ , émet la puissance  $P_0$ , on a :  $R_0 = P_0 / I_0^2$ .

### 3.2. Champ rayonné par une antenne

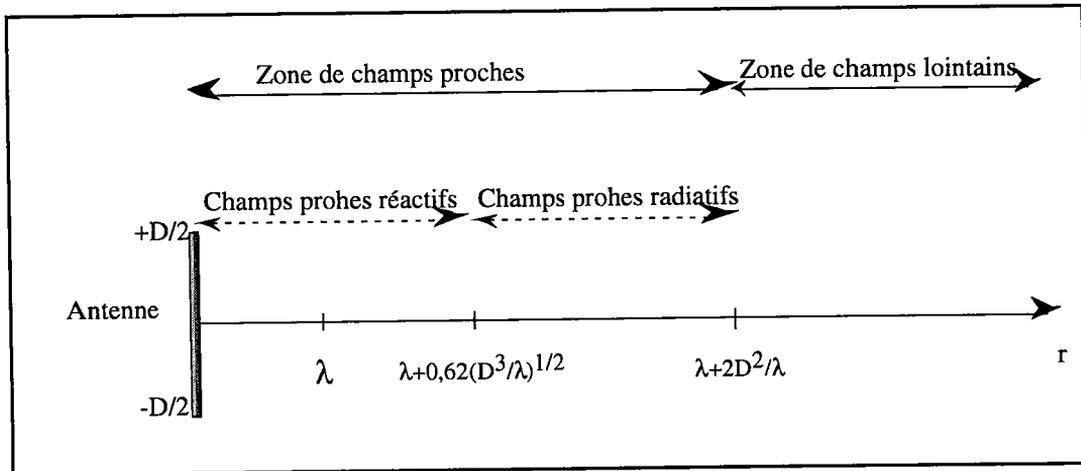
Le champ électromagnétique rayonné par une antenne d'émission se décompose en deux types de champ comme le montre la figure(A2.4):

- Région de champs proches ; Elle s'étend de la surface de l'élément rayonnant jusqu'à la limite inférieure de la zone de champs lointains. On divise cette zone en deux régions:

\_Région de champs proches réactifs ou zone de Rayleigh où l'étude théorique du rayonnement est d'un abord très difficile

\_Région de champs proches radiatifs où les interférences provoquent d'importantes fluctuations, est appelée pour cette raison zone de Fresnel.

- Région de champs lointains ou zone de Fraunhofer, là où l'onde se comporte bien comme une onde sphérique et l'antenne peut être assimilée à une source ponctuelle. C'est dans cette zone que les ouvrages classiques donnent la définition de la directivité, du rendement du gain et du diagramme de rayonnement



*Figure(A2.4). Zones de rayonnement*

### 3.3. Diagramme de rayonnement

le champ électromagnétique qui se propage dans la zone de champs lointains est parfaitement défini. les interactions perturbations présentes dans la zone de champs proches n'existent plus. Pour une antenne émettant autour d'elle de l'énergie, cette dernière est diffusée de façon non isotrope. Le diagramme de rayonnement permet de visualiser cette émission préférentielle d'énergie autour de l'antenne. Par la suite on peut modifier cette distribution d'énergie en jouant, entre autres, sur la constitution de l'antenne.

Il existe deux types de diagrammes de rayonnement qui traduisent la même réalité physique il s'agit :

- du diagramme de rayonnement en puissance représenté par une fonction  $f(\theta, \phi)$  telle que:

$$f(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P(\theta_0, \phi_0)} \quad (\text{A2.2})$$

avec  $P(\theta_0, \phi_0)$  la puissance maximale par unité d'angle solide délivrée par l'antenne dans la direction privilégiée  $(\theta_0, \phi_0)$ .

- du diagramme de rayonnement en champ représenté aussi par:

$$f(\theta, \phi) = \frac{E(\theta, \phi)}{E(\theta_0, \phi_0)} \quad (\text{A2.3})$$

### 3.4. Directivité, rendement et gain.

Soit  $P_T$  et  $P_a$  respectivement la puissance totale émise par une antenne et la puissance que l'alimentation fournit à cette antenne.

Les ouvrages classiques donnent les définitions suivantes:

- La directivité  $D(\theta, \phi)$  est définie par :

$$D(\theta, \phi) = 4\pi \frac{P(\theta, \phi)}{P_T} \quad (\text{A2.4})$$

- Le rendement  $\eta$  qui représente la perte de puissance entre l'alimentation et l'antenne:

$$\eta = \frac{P_T}{P_a} \quad (\text{A2.5})$$

- Le Gain  $G(\theta, \phi)$ , est définie par:

$$G(\theta, \phi) = \eta D(\theta, \phi) = 4\pi \frac{P(\theta, \phi)}{P_a} \quad (\text{A2.6})$$

### Critère de stabilité numérique [9]

Pour la convenance, on considère une région de l'espace normalisé, avec :

$$\mu = 1, \epsilon = 1, \sigma = 0 \quad \nu_0 = 1.$$

Si on écrit :

$$j\nabla \wedge \bar{C} = \partial_t \bar{C} \quad \text{avec} \quad \bar{C} = \bar{H} + j\bar{E},$$

la stabilité pour une représentation numérique particulière, peut être examinée en considérant le système, aux valeurs propres, suivant :

$$\partial_{t/\text{numérique}} \bar{C} = \lambda \bar{C}; \tag{A3.1}$$

$$j\nabla_{/\text{numérique}} \wedge \bar{C} = \lambda \bar{C}. \tag{A3.2}$$

Si on écrit la différence finie centrale de la première équation, on a :

$$\frac{\bar{C}^{n+\frac{1}{2}} - \bar{C}^{n-\frac{1}{2}}}{\delta t} = \lambda \bar{C}^n. \tag{A3.3}$$

Soit le facteur d'accroissement :  $\frac{\bar{C}^{n+\frac{1}{2}}}{\bar{C}^n} = q$  ; la relation précédente conduit à l'équation du second degré,  $q^2 - \lambda \delta t q - 1 = 0$ , et admet comme solution :

$$q = \frac{\lambda \delta t}{2} \pm \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \delta t}{2}\right)^2}. \tag{A3.4}$$

Les considérations physique imposent que  $|q| \leq 1$ , d'où on déduit :

$$\text{Re} \lambda = 0 \text{ et } |\text{Im} \lambda| \leq \frac{2}{\delta t}. \tag{A3.5}$$

Maintenant, si on considère un mode arbitraire qui s'écrit de la façon suivante :

$$\bar{C}(h, l, m) = \bar{C}_0 \text{Exp} \left[ j \left( k_x h \delta x + k_y l \delta y + k_z m \delta z \right) \right] \quad (\text{A3.6})$$

la deuxième équation devient :

$$-2 \left[ \frac{\sin\left(\frac{1}{2}k_x \delta x\right)}{\delta x}, \frac{\sin\left(\frac{1}{2}k_y \delta y\right)}{\delta y}, \frac{\sin\left(\frac{1}{2}k_z \delta z\right)}{\delta z} \right] \wedge \bar{C}(h, l, m) = \lambda \bar{C}(h, l, m) \quad (\text{A3.7})$$

d'où on déduit que :

$$-4 \left[ \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}k_x \delta x\right)}{\delta x^2} + \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}k_y \delta y\right)}{\delta y^2} + \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}k_z \delta z\right)}{\delta z^2} \right] = \lambda^2. \quad (\text{A3.8})$$

Ceci nous permet d'écrire que pour tout  $k_x$ ,  $k_y$  et  $k_z$ , on a :

$$\text{Re } \lambda = 0 \text{ et } |\text{Im } \lambda| \leq 2 \sqrt{\frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} + \frac{1}{\delta z^2}}. \quad (\text{A3.9})$$

Les conditions (A3.5 et A3.9) doivent être satisfaites; on a le critère de stabilité numérique qui s'écrit alors :

$$\sqrt{\frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} + \frac{1}{\delta z^2}} \leq \frac{1}{\vartheta_0 \delta t} \quad (\text{A3.10})$$

### Conditions aux limites absorbantes

#### 1- Conditions aux limites absorbantes pour le problème du dipôle :

D'après la deuxième approximation, nous avons les conditions suivantes respectivement sur les plans  $i$  de normale  $n_r$  et  $n_z$  de la figure(3.3).

$$v_0^{-1} \partial_{zt}^2 - v_0^{-2} \partial_t^2 + \frac{1}{2} \left[ \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r - \frac{1}{r^2} \right] \Big|_{S_z} H_\phi = 0 \quad (A3.1)$$

$$v_0^{-1} \partial_t \left[ \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r - \frac{1}{r^2} \right] - v_0^{-2} \partial_t^2 + \frac{1}{2} \partial_z^2 \Big|_{S_r} H_\phi = 0 \quad (A3.2)$$

En utilisant les relations dans les équation de Maxwell et en intégrant sur le temps, on trouve:

$$(\partial_z - v_0^{-1} \partial_t)_{S_z} H_\phi + \left( \frac{1}{2} v_0 \epsilon_0 \partial_z \right)_{S_z} E_z = 0 \quad (A3.3)$$

$$\epsilon_0 v_0^{-1} \partial_t E_z + \mu_0^{-1} v_0^{-2} (\partial_z E_r - \partial_r E_z) - \frac{1}{2} \epsilon_0 \partial_z E_z \Big|_{S_r} = 0 \quad (A3.4)$$

D'où :

$$\left[ \frac{\partial E_r}{\partial t} - v_0 \frac{\partial E_r}{\partial z} + \frac{1}{2} v_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right]_{S_z} = 0 \quad (A3.5)$$

$$\left[ \frac{\partial E_z}{\partial t} - v_0 \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{2} v_0 \frac{\partial E_r}{\partial z} \right]_{S_z} = 0 \quad (A3.6)$$

#### 1- Conditions aux limites absorbantes pour le problème du guide à 2D :

D'après la deuxième approximation, nous avons sur le plan de normale  $n_z$ , figure(3.18), la condition suivante:

$$\left( v_0^{-1} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} - v_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_x \Big|_{s_z} = 0 \quad (\text{A3.7})$$

En utilisant la relation :

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} E_x = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} H_z \quad (\text{A3.8})$$

En intégrant sur le temps on trouve:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} - v_0^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_x + \frac{v_0 \mu_0}{2} \frac{\partial}{\partial y} H_z \Big|_{s_z} = 0 \quad (\text{A3.9})$$

### 1- Conditions aux limites absorbantes pour le problème du guide à 3D :

Nous avons cette fois ci sur le plan de normale  $n_z$  la condition suivante :

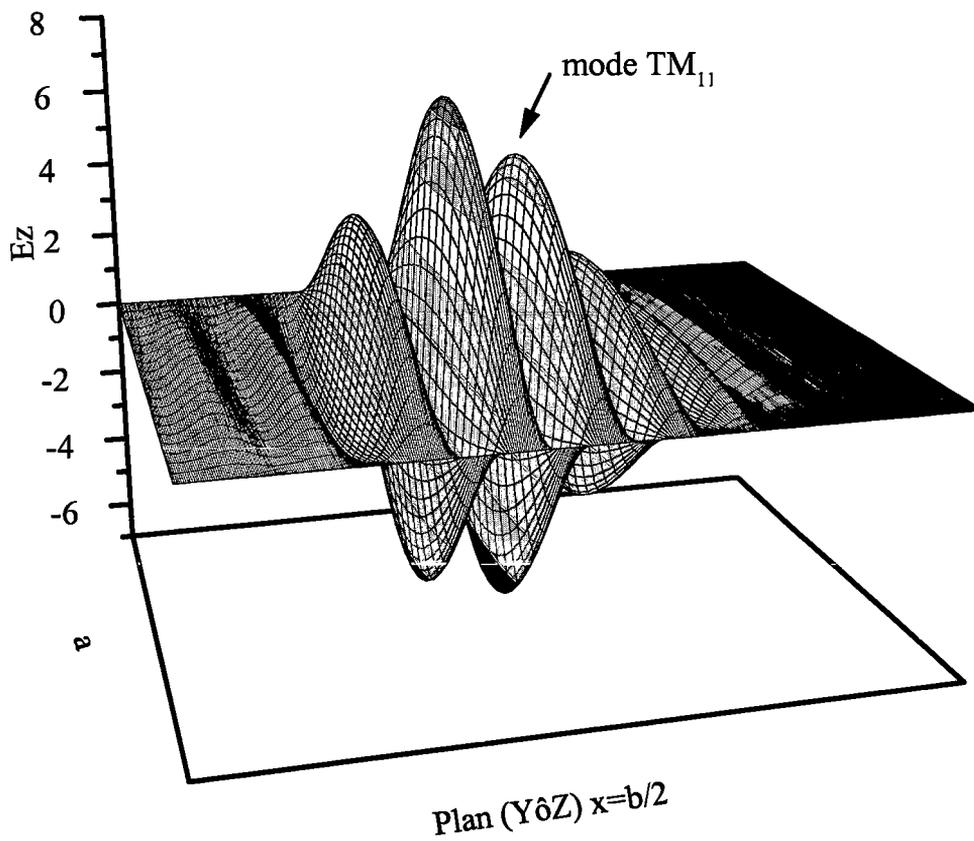
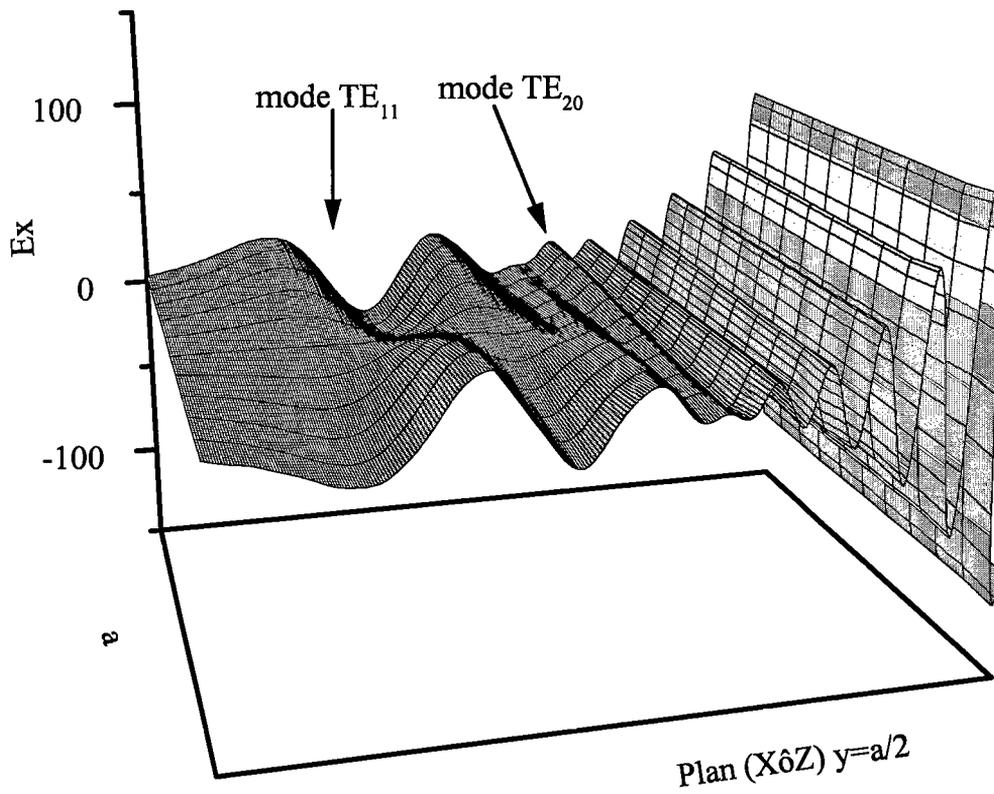
$$\left( v_0^{-1} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} - v_0^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right) E_T \Big|_{s_z} = 0. \quad (\text{A3.10})$$

En utilisant les équations de Maxwell, le troisième terme de l'équation précédente donne :

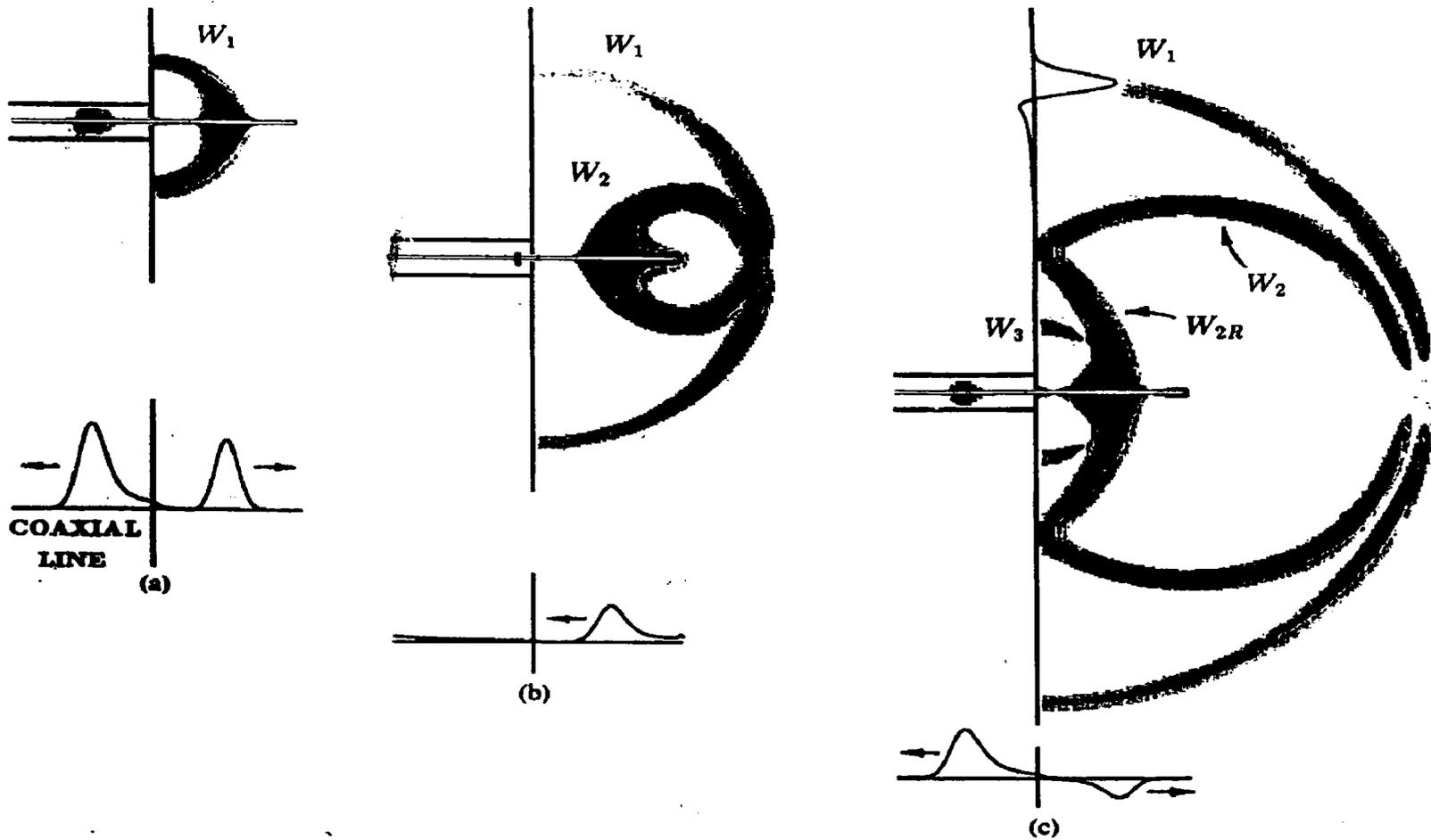
$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_x &= \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} H_z + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_y &= -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} H_z + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Dans le cas du guide rectangulaire, on a  $\text{div}_T E_T = 0$ , d'ou nous déduisons les conditions d'absobtion :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} - v_0^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_x + \frac{v_0 \mu_0}{2} \frac{\partial}{\partial y} H_z \Big|_{s_z} &= 0 \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} - v_0^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_y - \frac{v_0 \mu_0}{2} \frac{\partial}{\partial x} H_z \Big|_{s_z} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A3.11})$$



Excitation du mode  $TE_{11}$  et  $TM_{11}$  pour  $a=(b)^{1/2}$  a une fréquence de 2GHz



**Fig. 5. Radiation of a Gaussian pulse from a cylindrical monopole antenna. Gray scale plots show the magnitude of the electric field, the line drawings show the surface charge density on the antenna.  $b/a = 2.30$ ,  $h/a = 65.8$ , and  $\tau_p/\tau_a = 8.04 \times 10^{-2}$ .**

## Références

---

Références

- [1] N. W. McLachlan "Theory and Application of Mathieu Functions" Dover Publication, Inc. New York 1964.
- [2] R. Campbell "Theorie Générale de l'équation de Mathieu" Masson et Cie. Editeurs Paris VI.
- [3] S. Gradshtein and I. M. Ryzik "Table of Integrals Series and Products" Academic Press. New York 1965.
- [4] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans.Antennas Propagation. vol. 14, pp. 302, May 1966.
- [5] J. Schwinger and D. S. Saxon "Discontinuities in Waveguide" Gordon and Breach Sciences Publishers. New York 1968.
- [6] C. D. Taylor, D. H. Lam, and T. H; Shumpert, "Electromagnetic pulse scattering in time-varying inhomogeneous media," IEEE Trans.Antennas Propagation. vol.17, pp. 585, september 1969.
- [7] D. E. Merewether, "transient currents induced on a metallic body of revolution by an electromagnetic pulse," IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. EMC-13, pp. 41, May. 1971.
- [8] R.W P. King, "Insulated linear antenna: Theory and experiment," Journal of Applied Phisics, Vol. 45, N°. 4, April. 1974.
- [9] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Numerical solution of stady state electromagnetic scattering problems using the time dependent Maxwell's equations," IEEE Trans. Microwave theory Tech. vol.MTT 23, pp. 623, August 1975.
- [10] B. Engquist and A. majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves," Math. comp.,vol. 31, pp. 629, july 1977.

- 
- [11] K. S. Kunz and K. M. Lee, "A three dimensional finite-difference solution of the external reponce of an aircraft to acomplex transient EM environnement: Part I- The method and and its implementation," IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. EMC-20, pp. 328, May. 1978.
- [12] A. Taflove, "Application of finite-difference time-domain to sinusoidal steady state electromagnetic penetration problems," IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. EMC-22, pp. 191, August 1980.
- [13] R.Holand, L. Simpson, and K. s. Kunnz, "finite difference analysis of EMP coupling to lossy dielectric structures," IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. EMC-22, pp. 203, August. 1980.
- [14] G. Mur "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equation" IEEE Trans.on Electromagnetic Compatibility. vol-EMC-23, pp. 377, November 1981.
- [15] A. Taflove and K. Umashankar, "A hybrid moment method and finite-difference time-domain approach to electromagnetic coupling and aperture penetration into complex geometries," IEEE Trans.Antennas Propagation Society. vol.AP-30, pp. 617, July 1982.
- [16] R.W P. King, "The Electromagnetic Field of an Insulated antenna in a conducting or Dielectric Medium," IEEE Trans.Microwave theory Tech. vol. MTT 23 N°. 7, July. 1983.
- [17] A. Taflove and K. Umashankar, B. Beker, F. Harfoush, and K. S. Yee, "Detailed FD-TD analysis of electromagnetic fields penetrating narrow slots and lapped joints in thick conducting screens, " IEEE Trans.Antennas Propagation Society. vol. 36, pp. 247, February 1988.
- [18] A. Taflove and K. Umashankar "FD-TD Modeling of Electromagnetic Scattering and Interaction" IEEE Antenna and Propagation Magazine. vol 30, pp. 5, April 1988.
- [19] Léo Thourel "Calcul et conception des dispositfs en ondes centimetriques et millimetriques" Tome1"Circuit passifs". CEPADUES-Editions Toulouse 1988.
- [20] C. L. Britt "Solution of Electromagnetic Scattering Problems Using Time Domain Techniques" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society. vol 37, pp. 1181, September 1989.

- [21] A. Reineix and B. Jecko, "Analysis of microstrip patch antennas using finite-difference time-domain method," *IEEE Trans. Antennas Propagation Society*. vol. 37, pp. 1361, November 1989.
- [22] J. G. Maloney, G. s. Smith, and W. R. Scott, Jr., "Accurate computation of the radiation from simple antennas using the finite-difference time-domain method," *IEEE Trans. Antennas Propagation*. vol. 38, pp. 1059, July 1990.
- [23] R.E. Collin, "Field Theory of Guided Waves" Second Edition, IEEE Press Antennas and Propagation Society, New York 1990.
- [24] Léo Thourel "Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques" Tome2 "Les antennes". Toulouse 1990.
- [25] E. Roubine J. CH. Bolomey "Antennes 1. introduction générale" Edition Masson.
- [26] C. M. Rappaport and B. J. McCartin "FDTD Analysis of E. Scattering in Anisotropic Media Using Unconstrained Triangular Meshes" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 39, pp. 345, March 1991.
- [27] M. E. Bialkowski "Analysis of a Coaxial-to-Waveguide Adaptor Incorporating a Dielectric Coated Probe" *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. vol 1, pp. 211, August 1991.
- [28] M. A. Fusco, M. V. Smith and L. W. Gordon "A Three-Dimensional FDTD Algorithm in Curvilinear Coordinates" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 39, pp. 1463, October 1991.
- [29] Z. Bi, K. Wu, C. Wu and J. Litva "A new FDTD Algorithm for Solving Maxwell's Equations" *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. vol 1, pp. 382, December 1991.
- [30] J. G. Maloney and G. S. Smith "The Use of Surface Impedance Concepts in the FDTD Method" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 40, pp. 38, January 1992.
- [31] J. H. Beggs, R. Luebbers, K. S. Yee and K. S. Kunz "FDTD Implementation of Surface Impedance Boundary Conditions" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 40, pp. 49, January 1992.

- [32] J. G. Maloney and G. S. Smith "The Efficient Modeling of Thin Material Sheets in the FDTD Method" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 40, pp. 323, March 1992.
- [33] P. A Tirkas and C. A Balanis, "finite-difference time-domain method for antenna radiation," *IEEE Trans.Antennas Propagation.* vol.40, pp. 334, March 1992
- [34] W. Sui, D. A. Christensen and C. H. Dureney " Extending the Two-Dimensional FDTD Method to hybrid Electromagnetic Systems with Active and Passive Lumped Elements" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 40, pp. 724, April 1992.
- [35] P. H. Harms, J. F. Lee and R. Mittra " A study of the Nonorthogonal FDTD Method Versus the conventional FDTD Technique for Computing Resonant Frequencies of Cylindrical Cavities" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 40, pp. 741, April 1992.
- [36] C. Wu, K. L. Wu, Z.Q. Bi, and J. litva, "Accurate characterisation of planar printed antennas using finite-difference time-domain method," *IEEE Trans.Antennas Propagation.* vol.40, pp. 526, May 1992.
- [37] P. Leveque, A. Reineix, and B. Jecko, "Modelling dielectric losses in microstrip patch antennas: Application of FDTD method," *Electronics letters*, 28, pp. 539, June 1992.
- [38] John D. Kraus "Antennas" Sccond Edition. Mc Graw-Hill Book Company New York. 1992.
- [39] L. J. Nickisch and P. M. Franke "FDTD Solution of Maxwell's Equations for the Dispersive Inosphere" *IEEE Antenna and Propagation Magazine.* vol 34, pp. 33, October 1992.
- [40] R. Luebbers, L. Chen, T. Uno and S. Adachi "FDTD Calculation of Radiation Patterns, Impedence and Gain for a Monopole Antennas on a Conducting Box" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 40, pp. 1577, December 1992.
- [41] V. Betz and R. Mittra "Comparaison and Evaluation of Boundary Conditions for the Absorption of Guided Waves in an FDTD Simulation" *IEEE Microwave and Guided Wave Letters.* vol 2, pp. 499, December 1992.

- [42] R. Luebbers, J. Beggs and K. Chamberlin "FDTD Calculation of Transients in Antennas with Nonlinear loads" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 41, pp. 566, May 1993.
- [43] J. G. Maloney and G. S. Smith "A Comparaison of Methods for Modeling Electrically Thin Dielectric and Conducting Sheets in the FDTD" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 41, pp. 690, May 1993.
- [44] K. L. Shalager, J. G. Maloney, S. L. Ray and F. Peterson "Relative Accuracy of Several FDTD Methods in Two and Three Dimensions" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 41, pp. 422, December 1993.
- [45] T. Kachiwa, T. Onishi, and I. Fukai, "Analysis of microstrip antennas on a curved surface using the conformal grids FDTD method," IEEE Trans. Antennas Propagation. vol.AP-42,3, pp. 423-427, 1994.
- [46] F. Moglie, T. Rozzi and P. Marozzi " Wideband Matching of Waveguide Discontinuities by FDTD Methods" IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech vol 42, pp. 2093, November 1994.
- [47] E. A. Kraut, J. C. Olivier and J. B. West "FDTD Solution of Maxwell's Equations for an Edge Slot Penetrating Adjacent Broadwalls of a Finite Wall Thickness Waveguide" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 42, pp. 1646, December 1994.
- [48] J. Fang and D. Xeu "Numerical Errors in the Computation of Impedances by FDTD Method and Ways to Eliminate Them" IEEE Microwave and Guided Wave Letters. vol 5, pp. 6, January 1995.
- [49] Raymonde Mouecoucou "Effet de l'hétérogénéité diélectrique sur un brin métallique à 915MHz" Thèse Univ.Metz.1995.
- [50] K. L. Shager and J. B. Schneider "A Selective Survery of the Finite Difference-Time Domain Literature" IEEE Antenna and Propagation Magazine. vol 37, pp. 39, August 1995.
- [51] T. Weiland, P. Mezzanotte and L. Roselli "Comment on A Simple Way to Model Curved Metal Boundaries in FDTD Algorithm Avoiding Staircase Approximation" IEEE Microwave and Guided Wave Letters. vol 6, pp. 183, April 1996.

- [52] Y. Chen, R. Mittra and P. Harms " Finite-Differences Time-Domain Algorithm for Solving Maxwell's Equations in Rotationally Symetric Geometries" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 44, pp. 832, June 1996.
- [53] E. A. Navarro, N. T. Sangary and J. Litva " Some Considerations on the Accuracy of the Nonuniforme FDTD Method and its Application to Waveguide Analysis when Combined with the Perfectly Matched Layer Technique" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 44, pp. 1115, July 1996.
- [54] S. Labonté, A. Blais, H. O. Ali " Monopole Antennas for Microwave Catheter Ablation " *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 44, pp. 25, October 1996.
- [55] J. C. Chun and W. S. Park "Analysis of double Step Microstrip Discontinuity in the Substrate Using The 3-D-FDTD Method" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 44, pp. 1600, Septembr 1996.
- [56] M. F. Hadi and M. Piket-May "A Modified FDTD (2, 4) Scheme for Modeling Electrically Large Structures with High-Phase Accuracy" *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 45, pp. 254, February 1997.
- [57] T. Rozzi, A. Morini, F. Ragusini and M. Mongiardo " Analytical Solution and Frequency Extraction of iris Problems in Waveguide by Separation of Variables" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 253, June 1997.
- [58] M. Okoniewski, E Okoniewska and M. A. Stuchly " Three-Dimensional Subgridding Algorithm for FDTD " *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 45, pp. 422, March 1997.
- [59] O. M. Ramahi " Near- and Far-field Calculations in FDTD Simulations Using Kirchhoff Surface Integral Representation " *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 45, pp. 325, May 1997.
- [60] S. Kapoor " Sub-Cellular Technique for Finite-Differences Time-Domain Method" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 673, May 1997.

- [61] N. Georgieva and E. Yamashita "Finite Differences Approach to the Solution of Time Domain Integral Equations for Layered Structures" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 984, June 1997.
- [62] James B. Cole " A High-Accuracy Realization of the Yee Algorithm Using Non-Standard Finite Differences" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 991, June 1997.
- [63] D. T. Prescott and N. V. Shuley " Reflection Analysis of FDTD Boundary Conditions Part I\_Time-Space Absorbing Boundaries " *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 1162, August 1997.
- [64] D. T. Prescott and N. V. Shuley " Reflection Analysis of FDTD Boundary Conditions Part II\_Berenger's PML Absorbing Layers " *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 1171, August 1997.
- [65] N. Kaneda, B. Houshamand and T. Itoh" FDTD Analysis of Dielectric Resonators with Curved Surfaces " *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 45, pp. 1645, September 1997.
- [66] S. Dey and R. Mittra "A Locally Conformal FDTD Algorithm for Modeling Three-Dimensional Perfectly Conducting Objects" *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. vol 7, pp. 273, September 1997.
- [67] M. J. White, M F. Iskandar and Z. Huang " Developement of a Multigrid FDTD Code for Three-Dimentional Applications " *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 45, pp. 1512, October 1997.
- [68] M. Karagalott, M. S. Kluskens and W. P. Pala " Time Domain Fields Exterior to a Two-Dimensional DDTD Space " *IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society* vol 45, pp. 1665, November 1997.
- [69] Omar R. Ramahi "The Complementary Operators Method in FDTD Simulation " *IEEE Antenna and Propagation Magazine*. vol 39, pp. 33, December 1997.
- [70] G. Marrocco, F. Bardati and M. Sabbadini "Field Interpolation Across Discontinuities in FDTD" *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. vol 8, pp. 1, January 1998.
- [71] J. Chen, W. Hong, and J. M. Jin "An Iterative Measured Equation Technique for Electromagnetic Problems" *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech* vol 46, pp. 25, January 1998.

- [72] Y. hao and C. J. Railton "Analysing Electromagnetic Structures with Curved Boundaries on Cartesian FDTD Mesches" IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech vol 46, pp. 82, January 1998.
- [73] S. M. Shum and K. M. Luk "FDTD Analysis of probe-Fed Cylindrical Dielectric Resonator Antenna" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 46, pp. 325, March 1998.
- [74] A. S. Nagra and R. A. York "FDTD Analysis of Wave Propagation in Nonlinear Absorbive and Gain Media" IEEE Trans. on Antenna and Propagation Society vol 46, pp. 334, March 1998.
- [75] M. El Hachemi, C. Tossier-Roussey and A. Tossier-Roussey "EMP Simulations of Near Field Enhancement of Wire Antenna" 14th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics Part\_II, pp1066, March 1998.
- [76] S. Watanabe and M. Taki "An Improved FDTD Model for the Feeding Gap of a Thin-Wire Antenna" IEEE Microwave and Guided Wave Letters. vol 8, pp. 152, April 1998.
- [77] A. R. Bretones, R. Mittra and R. G. Martin "A Hybrid Technique Combining the Method of Moment in the Time Domain and FDTD" IEEE Microwave and Guided Wave Letters. vol 8, pp. 281, August 1998.

## **Résumé**

*La simulation, des phénomènes liés aux problèmes de propagation électromagnétique, par la méthode différences finies domaine temps permet de montrer avec facilité les propriétés du système étudié. Cette méthode, initialement proposé par Yee, pour étudier les problèmes de diffusion électromagnétique, a été étendue à l'étude des discontinuités en introduisant des conditions aux limites originales.*

*Dans un but de transparence, ce mémoire est organisé en trois parties. La première est consacrée aux rappels théoriques sur la propagation guidée et aux problèmes de discontinuités associés à la propagation. La deuxième partie est consacrée aux problèmes de rayonnement du dipôle, demi-longueur d'onde gainée, qui en présence des discontinuités diélectriques dans la gaine protectrice, la résolution analytique rigoureuse de tels problèmes devient très difficile voir impossible.*

*La troisième partie relative à l'utilisation de la méthode DFDT, celle ci en premier temps a été validée par l'étude du rayonnement du dipôle, demi-longueur d'onde simple, des données étendues relatives à l'effet de renforcement par les fenêtres diélectriques du brin rayonnant sont fournies. Enfin des phénomènes liés à l'excitation en mode rectangulaire du guide par une excitation coaxial ont été simulés, une étude numérique de la correction optimale par iris a été ensuite menée à terme.*

## **Abstract**

*The simulation of phenomena related to the electromagnetic propagation, by the finites differences time domain method allows to exhibit clearly the proprieties of the studied system. This method, initially proposed by Yee in order to study the problems of electromagnetic diffusion and further used for analysing emission, is extended in this thesis to the study of the discontinuity by introducing original boundary conditions.*

*For the sake consistency, this memory is organised in three parts. The first part is consecrated to the theoretical recalls on the guided propagation and to the associated discontinuity problems. The second part is related to the radiation of the half wavelength sheathed dipole; in the presence of dielectric discontinuity within the insulating layer, the analytical rigorous resolution of such problems become very heavy.*

*The third part related to the implementation of the DFDT method, it is validated by the expression of the simple half wavelength dipole radiation, extended results related to the effect of the near field enhancement by the dielectric windows are given. Finally some phenomenon's due to the excitation of the rectangular mode of a guide by coaxial excitation are computed; finally a numerical survey of the optimal correction by an iris is led to term.*