

وزارة الجامعات والبحث العلمي  
Ministère aux Universités et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

مدرسة وطنية المتعددة التخصصات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT

*de Electronique*

## PROJET DE FIN D'ETUDES

### SUJET

Etude du Couplage Inter-éléments  
Rayonnants dans un alignement  
d'antennes plaques micro ruban et dans  
le cas d'une antenne plaque multicouches

Proposé par :  
A. ZEROUERAS

Etudié par :  
MERISS Sidi Mokamed  
BELAÏO Rachid

Dirigé par :  
A. ZEROUERAS

PROMOTION  
*Trise 1992*

**DEDICACES**

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
École Nationale Polytechnique

**A ma mère**

Avec toute ma reconnaissance, pour son esprit de sacrifice et de tendresse qui reste pour moi un exemple, que Dieu tout puissant m'aide à lui rendre un peu de tout ça.

**A mon père**

Qui a apporté beaucoup de sacrifice, et qui a eu beaucoup de peine pour que je termine mes études, qu'ils trouve ici un faible témoignage de ma profonde affection.

**A ma grand mère**

Qui a eu tant d'angoisse pendant mon absence qu'elle trouve ici toutes mes reconnaissances.

**A mes frères**

Fethi, Abdel Hamid et Bouziane  
et mes petits soeurs : Hafida, Assia et Karima  
A toute ma famille.

**RACHID**

**A LA MEMOIRE DE LEHCEN**

A ceux qui me sont très chers, mon père,  
ma mère,

"ô mon seigneur ! Sois miséricordieux envers eux tous comme ils ont été envers moi en m'élevant lorsque j'étais petit"

**CORAN**

A mon frère Boumediène  
Ma soeur Tsouria  
et à toute ma famille

**SIDI MOHAMED**

## REMERCIEMENTS

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
المكتبة — BIBLIOTHEQUE  
Ecole Nationale Polytechnique

Nos vifs remerciements vont tout d'abord à Monsieur **A. ZERGUERRAS**, notre Directeur de mémoire, de nous avoir encadré pour l'élaboration de ce travail, qu'il trouve ici notre profonde reconnaissance.

Nous tenons à remercier Monsieur le Président du Jury Monsieur **TRABELSI**, ainsi que M<sup>elle</sup> **MOUSSAOUI** d'avoir bien voulu examiner notre humble travail, qu'ils trouvent ici nos vifs remerciements.

Aussi, nous remercions Monsieur **AKSAS** de sa précieuse aide durant notre recherche bibliographique.

Enfin qu'ils soient ici remercier tous ceux qui ont participé à notre formation.

Peu importe ce que vous devez faire est insignifiant, faites le aussi bien que possible, mettez y autant de soins, accordez autant d'attention pour ce qui vous parait le plus important car on vous jugera sur ces petites choses.

M. GHANDI

## SOMMAIRE

### Symboles

Introduction.....	1
<b>Première partie "couplage Inter-Elément" .....</b>	<b>4</b>
<b>Chapitre I. Généralités.....</b>	<b>5</b>
I.1. Définition.....	6
I.2. Structure de l'Antenne Réseau.....	6
I.3. Présentation des différents types d'excitation des éléments rayonnants.....	7
I.4. Modélisation de l'excitation.....	10
I.5. Aperçu bibliographique.....	12
<b>Chapitre II. Physique du couplage-mutuel.....</b>	<b>13</b>
II.1. Introduction.....	14
II.2. Courant de conduction et courant de polarisation.....	15
II.2.1. Courant de conduction.....	15
II.2.2. Courant de polarisation.....	15
II.3. Définition du couplage-mutuel.....	15
II.3.1. Rayonnement de l'antenne-élément... ..	16
II.3.1.a. Rayonnement dans le plan E. ..	16
II.3.1.b. Rayonnement dans le plan H. ..	17
<b>Chapitre III. Analyse du couplage mutuel sous         diverses techniques.....</b>	<b>18</b>
III.1. Formulation du couplage mutuel	
III.1.1. Première méthode : modèle de la ligne de transmission (TL).....	19
III.1.2. Deuxième méthode : modèle cavité.....	25
III.1.3. Troisième méthode : modèle des réseaux multipôles.....	31
III.1.4. Quatrième méthode : modèle de l'équation intégrale.....	38

III.2. Calcul du facteur de couplage.....	51
III.3. Calcul de l'impédance d'entrée de l'antenne réseaux.....	52
<b>Chapitre IV. Interprétation des résultats.....</b>	<b>58</b>
<b><u>Deuxième partie "Couplage intra-élément"</u>.....</b>	<b>59</b>
<b>Chapitre V. Formulation du couplage par la technique L.M.A.....</b>	<b>60</b>
V.1. Introduction.....	61
V.2. Calcul du coefficient de couplage entre deux lignes superposées consécutives.....	62
<b>Chapitre VI. Présentation de quelques résultats théoriques.....</b>	<b>65</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>71</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>72</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>85</b>

ملخص:

يتعلق موضوع هذا البحث :  
بدراسة الإقتران المتبادل بين عناصر محززة هوائية مطبوعة  
بامتثال طريقة المعادلة التكاملية بدلالة التوجيه والابتعاد  
بين العناصر المشعة.  
وكذا دراسة الهياكل المنضودة ومحاكاة الهوائية المطبوعة  
التي تشمل توجيه وذلك من خلال نموذج كامل لمعامل  
الترابط، هذا المعامل قد درس بدلالة  $h_1/h_2$  و  $\epsilon_r$

#### Abstract

The present work is a study of mutual coupling in microstrip antennas array with the Integral equation method versus orientation and distance between radiating elements.

Then the stratified structures particularly the microstrip antenna with a director has been studied through a complete modelisation of factor - Coupling by analytical formula. This factor has been studied versus two parameters ( $h_1/h_2$  and  $\epsilon_r$ )

#### Résumé

Le présent travail concerne l'étude du couplage inter-éléments dans une antenne réseau, par la méthode de l'équation intégrale, en fonction de l'orientation et de l'espacement entre les éléments rayonnants.

Ensuite des structures stratifiées sont examinées, en particulier l'antenne plaque dotée d'un directeur est étudiée au travers d'une modélisation complète du coefficient de couplage par une formule analytique fermée. Ce coefficient a été étudié selon deux paramètres ( $h_1/h_2$  et  $\epsilon_r$ ).

LISTE DES SYMBOLES

- 2a : diamètre de l'élément rayonnant
- 2b : diamètre du directeur circulaire (D)
- $W_2, W_1$  : largeurs du directeur et de l'antenne respectivement
- $h_1$  : épaisseur constante du diélectrique de (D)
- $h_2$  : épaisseur constante du diélectrique de (M)
- $1/L_{12}$  : facteur de répartition
- h : épaisseur du substrat
- $k_0$  : vecteur d'onde dans le vide
- $\epsilon_{ri}$  : permittivité relative du substrat
- $\eta_0$  : impédance d'onde dans le vide ( $= 120 \pi$ )
- $k_i$  : vecteur d'onde dans le diélectrique i ( $k_i = k_0 \sqrt{\epsilon_{ri}}$ )
- $\mu$  : perméabilité du diélectrique
- $k_x, k_y$  : coordonnées dans le domaine spectrale de x et y respectivement.
- $\rho$  et  $\Phi$  : Coordonnées polaires
- $\rho_{ij}$  : distance inter-centre de deux éléments rayonnants
- $\Phi_{ij}$  : angle d'orientation
- $J_m$  : densité de courant ( $m=i, j$ )
- $\psi_m$  : fonctions de bases
- $G^I$  et  $G^{II}$  : fonction de Green dyadique dans le diélectrique et dans l'espace libre respectivement.
- A.P.M. : antenne plaque microruban.



I N T R O D U C T I O N

## Introduction

Le développement des systèmes de communication par satellite avec des mobiles a ouvert un large champ d'application aux antennes réseaux imprimées. Leur utilisation comme alternative aux antennes à réflecteurs est de plus en plus courante; en particulier pour des missions nécessitant une grande agilité de balayage de faisceaux.

La facilité avec laquelle ces antennes peuvent être conformées à des surfaces courbes et leur faible poids les rendent avantageuses dans la conception d'antennes embarquées. On trouve des réalisations d'antennes imprimées en réseaux jusqu'en bande millimétrique (35.6 à 94 GHz). Un des principaux problèmes dans la conception de réseaux à balayage électronique est l'existence du couplage mutuel entre les éléments rayonnants. En effet tout changement de la phase d'excitation des éléments individuels entraîne une modification des impédances mutuelles. Cet effet complique considérablement les calculs du réseau d'autant que l'impédance propre de chaque antenne élémentaire varie inévitablement au cours du cycle de balayage entraînant des désadaptations importantes.

Dans cette étude, nous nous sommes particulièrement intéressés au couplage inter-éléments.

De nombreuses méthodes ont été développées pour appréhender le couplage mutuel dans une antenne réseau imprimée, quatre méthodes ont été exposées dans ce contexte en l'occurrence la méthode des lignes de transmissions, le modèle de cavité, le modèle réseaux multipôles et la méthode de l'équation

intégrale. les résultats les plus précis ont été obtenues par la méthode de l'équation intégrale vue qu'elle permet une analyse du couplage, sans limitation de formes, de dimension ou de fréquence et qu'elle tient compte d'une façon globale des ondes de surface. C'est cette dernière méthode qu'en va adopter dans notre étude.

En première partie sera vu le couplage inter-éléments en passant par une présentation des divers types d'excitation des éléments rayonnants et leur modélisation. Le deuxième chapitre rapporte un description physique du couplage mutuel. Le troisième chapitre analyse le couplage mutuel sous diverses techniques. Les résultats théoriques seront interprétés dans le quatrième chapitre.

La deuxième partie concerne le couplage intra-éléments d'une A.P.M. avec son directeur. Le coefficient de couplage de la ligne sous directeur avec la ligne sous l'A.P.M. est vu sous une modélisation due à A. Zerguerras, voir [36] et [37].

Première partie  
Couplage Inter-Eléments

CHAPITRE -I-  
GENERALITES

### I.1. Définition

Une antenne à alignements linéaires est un ensemble d'éléments rayonnants déposés régulièrement sur un substrat diélectrique. Cette antenne a une structure finie dont l'épaisseur est faible par rapport à la longueur d'onde.

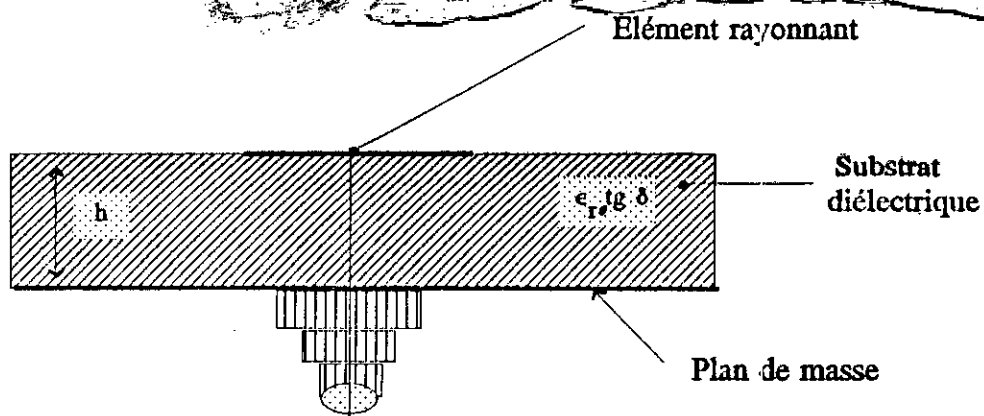


fig.1. Structure d'une A.P.M

### I.2. Structure de l'antenne réseau

L'antenne réseau peut contenir plusieurs centaines, voir plusieurs milliers d'exemplaires d'éléments rayonnants.

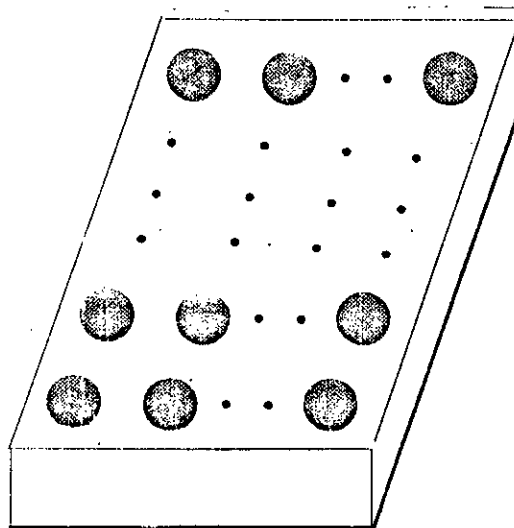


Fig.2. Exemple d'une antenne réseau à  $(N \times N)$  éléments circulaires

### I.2.1. L'élément rayonnant

L'élément rayonnant est constitué par un dépôt métallique sur un substrat à faible pertes. Il se comporte approximativement comme un résonateur électromagnétique constitué par un cylindre dont l'une des bases est l'élément rayonnant, l'autre étant le plan de masse.

Les éléments rayonnants les plus utilisés ont des formes simples: dipôle, rectangulaire, circulaire, triangulaire. L'alimentation des éléments rayonnants se fait généralement en technologie coaxiale ou ligne transmission microruban. Nous présentons ci-dessous quelques techniques les plus utilisées.

### I.3. Présentation des différentes d'excitation des antennes imprimées

Les antennes plaques microruban ou antennes imprimées sont excitées de différentes manières, cependant cette excitation doit être réalisée soigneusement si l'on veut préserver toutes ses caractéristiques théoriques.

#### I.3.1. Alimentation directe par ligne de transmission microruban

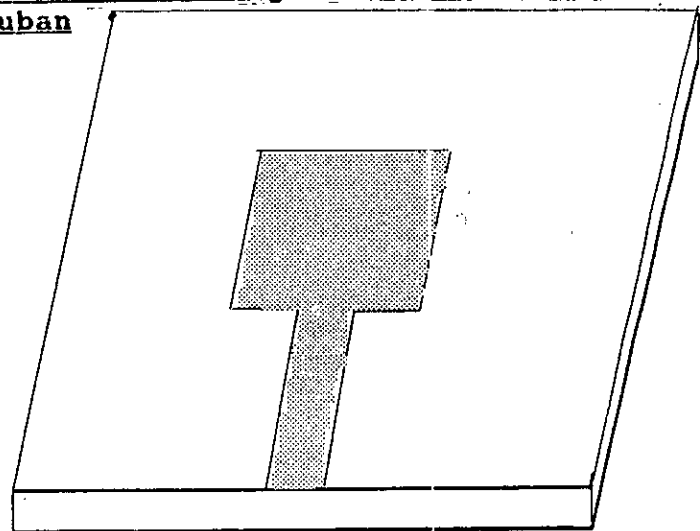
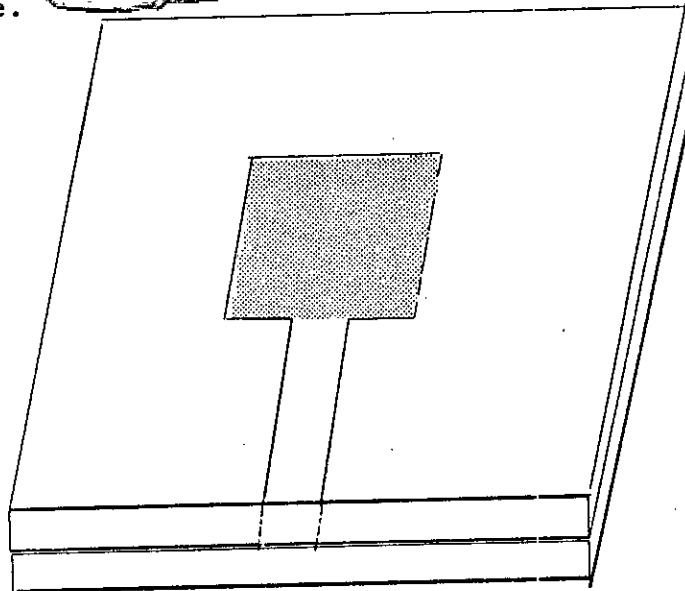


Fig.3

Ce type d'excitation est très utilisé en raison de sa simplicité mais il est mal adapté à une alimentation indépendante. De plus elle s'accompagne d'un rayonnement parasite.

### I.3.2. Alimentation par couplage à une ligne de transmission microruban

La ligne microruban d'excitation et l'élément rayonnant sont placés au dessus du plan de masse mais il ne sont plus en contact direct, l'alimentation se fait par couplage électromagnétique.



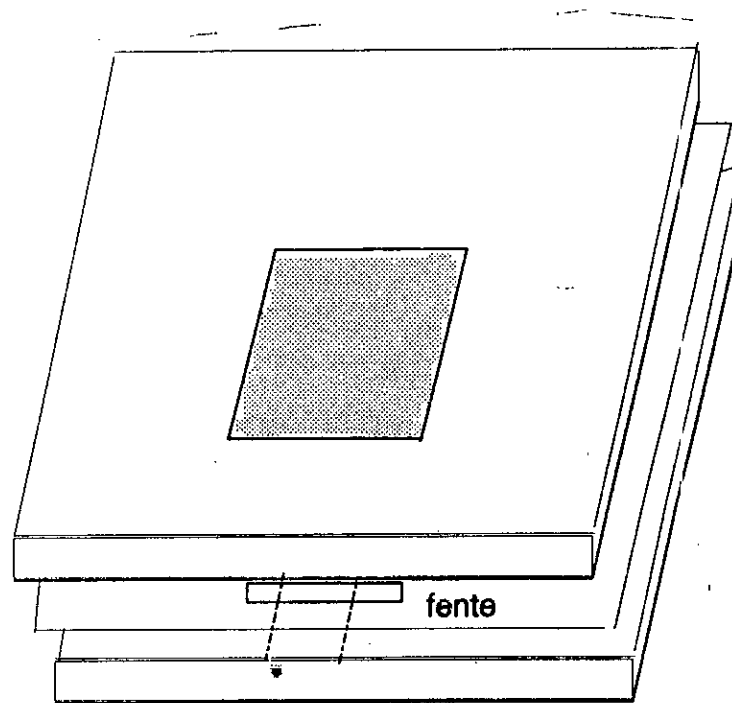
**fig.4**

Cette technique a pour avantage de séparer la réalisation du réseau d'alimentation de celles des éléments rayonnants mais elle présente les mêmes inconvénients que l'excitation directe par ligne microruban .



### 1.3.3. Alimentation par ouverture pratiquée dans le plan de masse

Une ouverture pratiquée dans le plan de masse permet l'excitation de l'antenne. Cette technique utilisée dans les structures multicouches, permet d'éviter le perçage des substrats.



**Fig.5**

### 1.3.4. Alimentation par câble coaxial

Le conducteur central du câble coaxial traverse le plan de masse et le diélectrique, il est directement soudé à l'élément rayonnant (fig.1).

L'excitation par câble coaxial est très bien adaptée pour les excitations indépendantes. Cependant ce type d'alimentation pose des problèmes technologiques lors de la réalisation du réseau en raison du perçage et des soudures à réaliser sur chaque élément rayonnant.

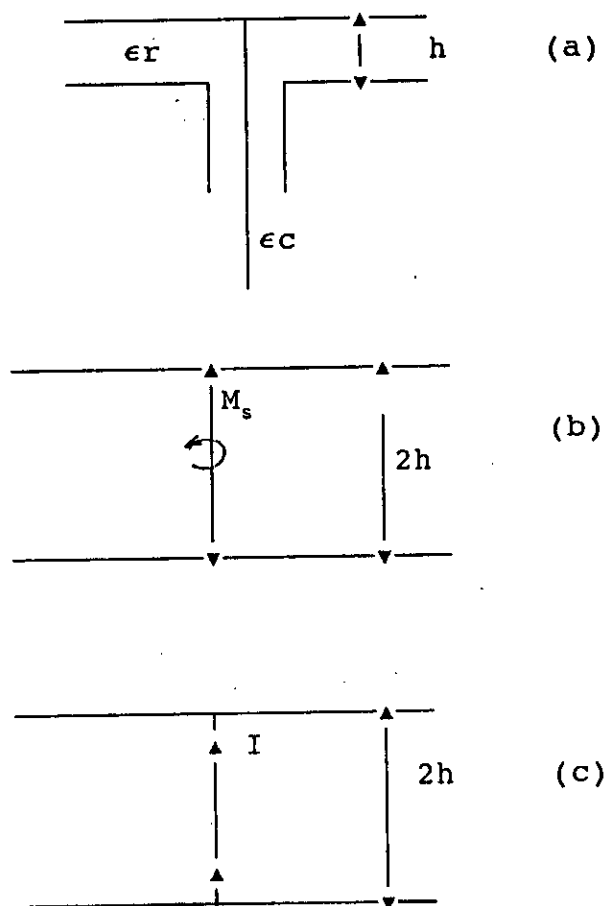
En pratique se sont les excitations par câble coaxial et par ligne de transmission microruban qui sont les plus utilisées.

#### I.4. Modélisation de l'excitation

Généralement, deux types de modélisation sont rencontrées:

##### I.4.1. Premier type

Le traitement très précis des sondes coaxiales suppose que la portion du conducteur coaxial intérieur encastré dans le substrat, vers le patch.



**Fig.6**

La structure complète est excitée par un courant magnétique existant entre le conducteur intérieur et le conducteur extérieur de la ligne coaxiale (fig.6b). Pour un substrat mince, la sonde coaxiale est remplacée par un filament de courant vertical donnant des résultats assez précis (fig.6c), [20-chap.8-page 433].

#### I.4.2. Deuxième type

Pour des substrats de faible épaisseur, la source d'excitation est modélisée par un dipôle électrique. Si l'épaisseur du substrat augmente, la distribution de courant dans la sonde n'est pas constante, elle est modélisée, dans ce cas, par un réseau linéaire de dipôles le long de la longueur du câble coaxial.

De même l'impédance d'entrée de l'antenne peut être affectée si on ne considère pas l'effet de l'excitation en modélisant la jonction câble co-axial-élément rayonnant par des réactances qui doivent être ajoutées à l'impédance d'entrée, ci-dessous nous présentons trois types, généralement rencontrés dans la littérature :

En [6] la réactance de la sonde est donnée par : (Bailey)

$$X = 60 k_0 . h . \text{Ln} (2/k_0 . h \sqrt{\epsilon_r}) (\Omega)$$

En [20], elle est donnée par : (Mosig)

$$X = 60 k_0 . h . \arcsin \left( \frac{2h}{rc} + rc - \frac{\sqrt{rc^2 + 4h^2}}{2h} \right)$$

où  $r_c$  est le rayon du conducteur intérieur du câble coaxial.  
 En [24] elle est exprimée par : (Carver)

$$X = \left( \frac{376}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) \cdot \operatorname{tg} \left( 2\pi \cdot \frac{h}{\lambda} \right)$$

où  $\lambda_0 = C/f$  et  $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$

### I.5. Aperçu bibliographique sur le couplage

#### A. Ligne de transmission

Krown (C.M); Sindoris (A.K)	1980	[R]:[19]
Maikomes (M),	1982	[R]:[26]
Dubost (G),	1985	[R]:[15]
Benalla (A), Gupta (K.C),	1989	[R]:[14],[22]

#### B. Modèle de cavité

[13]

Penard (E),	1982	
Penard (E), Daniel (J.P),	1983	[12]
Konrouch Mahdjoubi, C.Terret		[D]:[ 6]
J.P Daniel	1990	

#### C. Approche réseau multiportes

K.C. Gupta	[R]:[22]
------------	----------

#### D. Modèle de fonction de Green

M.C Bailey, Parks,	1978	[D]:[27]
Pozar (D),	1982	[R]:[2]
J.R Mosig; F. Gardiol	1983	
Deshpande et Biley	1985	[E,D]:[11]
B. Pisti, Kathi,	1987	[F]:[20]
Bailey (M.C) et Deshpande,	1989	[D]:[7]
D. Pozar,	1984	[R]:[23]

[R]:Forme rectangulaire  
 [E]:Forme elliptique  
 [D]:Forme circulaire  
 [F]:Forme filaire

Table 1

CHAPITRE -II-  
PHYSIQUE DU COUPLAGE MUTUEL

## II.1. Introduction

L'interaction électromagnétique est décrite physiquement par le phénomène d'influence ceci peut être illustré par l'exemple suivant :

Prenons  $m$  conducteurs; donnant le potentiel  $+1V$  au conducteur  $i$ , les autres conducteurs étant au potentiel nul; les points du conducteur  $i$  sont les points d'espace dont le potentiel est le plus élevé; les lignes de champ ne peuvent que quitter le conducteur  $i$  pour aller soit à l'infini soit sur les autres conducteurs, alors qu'aucune ligne de champ ne peut quitter l'un des autres conducteurs (s'ils sont reliés électriquement).

C'est évidemment le champ  $E$  crée par le corps influençant qui provoque l'apparition de charges sur le corps influencé; le même phénomène est remarqué dans une structure réseau où on a tous les conducteurs (éléments rayonnants) qui rayonnent et ils sont représentés par la figure 7.

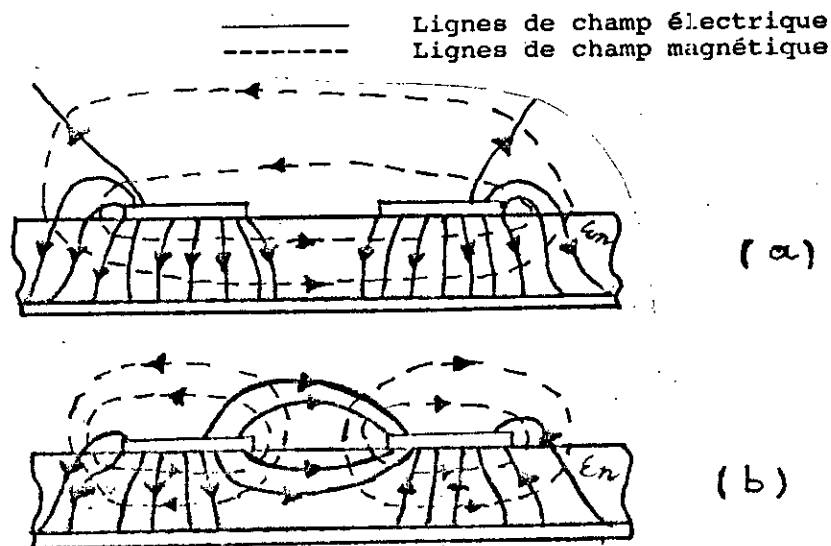


Fig.7 : Configuration des champs  $E$  et  $H$  dans une antenne réseau imprimée à deux éléments

(a) : mode paire

(b) : mode impaire

## II.2. Courant de conduction et courant de polarisation

### II.2.1. Courant de conduction

Le courant de conduction est le courant qui circule à la surface de l'élément rayonnant et apparait après l'excitation de ce dernier (fig.8).

### II.2.2. Courant de polarisation

Le courant de polarisation est dû essentiellement à la polarisation du diélectrique par les charges  $+Q$  et  $-Q$  qui se trouvent à la surface de l'élément rayonnant et le plan de masse; ceci va créer un champ au sein du diélectrique et à l'extérieur du diélectrique, sous l'action de ce champ, un déplacement de charges se produit; d'où l'existence d'un courant, de polarisation, dirigé selon l'axe des  $Z$  (fig.8).

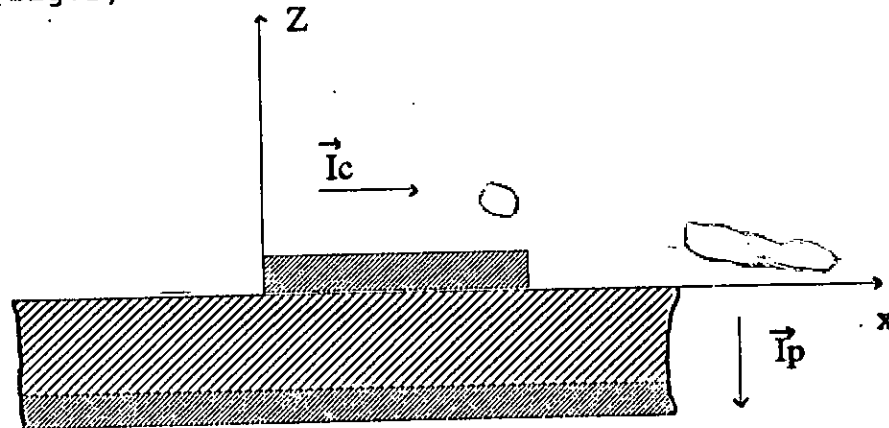


fig.8

## II.3. Définition du couplage-mutuel

Le terme couplage a été défini dans le but de décrire l'interaction entre antennes (éléments rayonnants), il est dû essentiellement aux rayonnements de ces éléments.

### II.3.1. Rayonnement de l'antenne

En général, le rayonnement est produit par la distribution des courants de conduction et de polarisation.

#### II.3.1.a. Rayonnement dans le plan E

En utilisant le principe d'image, la configuration du courant vis-à-vis du plan E est donné par la figure suivante:

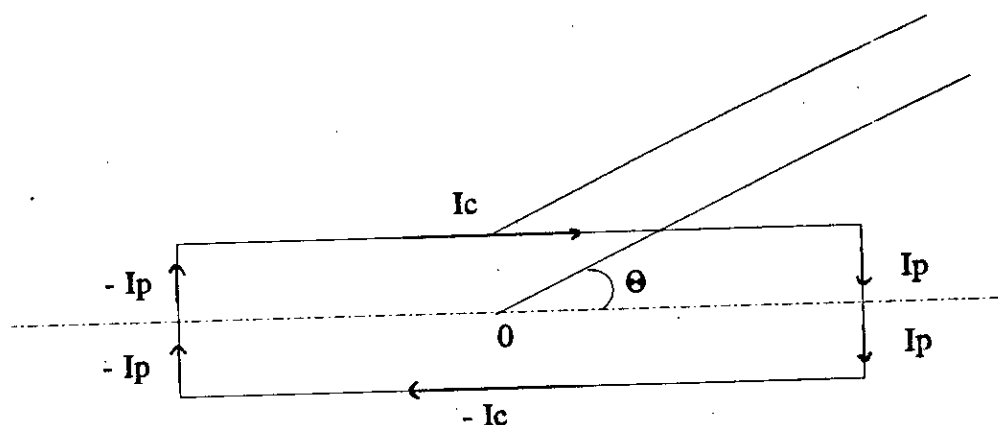


Fig.9. Configuration du courant vis-à-vis du plan E

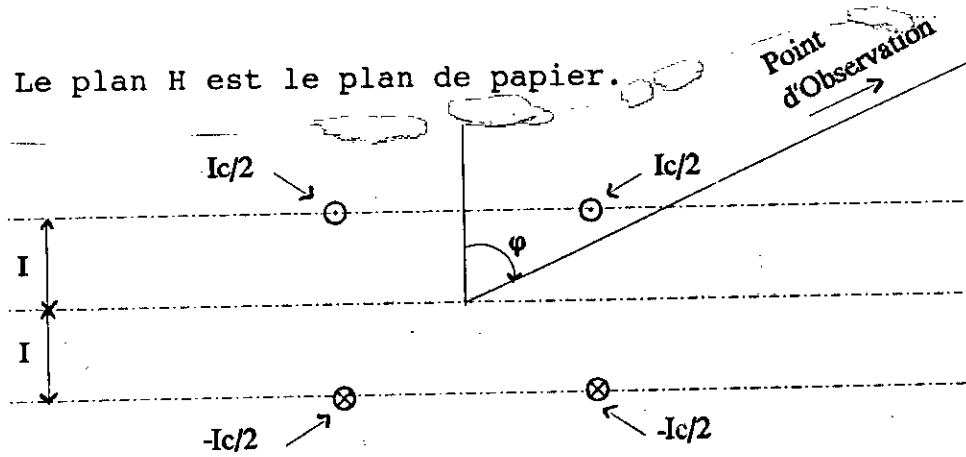
Dans la direction  $\theta$  du "plan E" ( $\theta = \pi/2$  correspond à la direction du rayonnement maximum), deux champs électriques colinéaires doivent être additionner; l'un correspond aux distributions de courant de polarisation; la composante croisée dans le plan E est strictement nulle [35].

En effet, les courants de polarisation n'interviennent pas car ils sont perpendiculaires au moment électrique de la source dont les effets "dans le plan E" pour la composante croisée sont nuls à cause de la symétrie, dans ce plan, le couplage est essentiellement dû à la distribution du courant et il est appelé "couplage par rayonnement" [24].



### II.3.1.b. Rayonnement dans le plan H

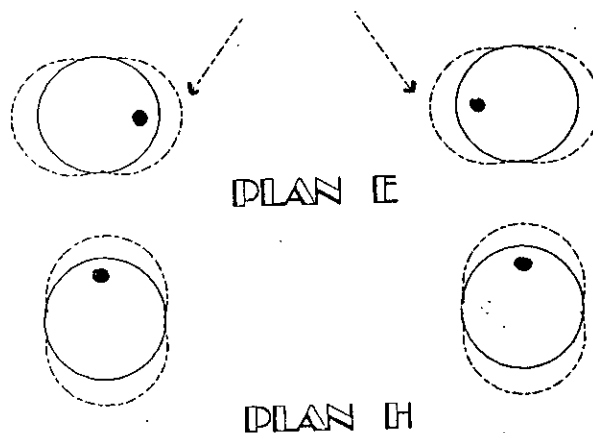
Le plan H est le plan de papier.



**fig.10** : configuration du courant vis-à-vis du plan H.

Dans le plan H contrairement à ce qui se passe dans le plan E, la composante croisée n'est pas nulle, en effet d'une part, les composantes de polarisation interviennent et d'autre part, les composantes symétriques deux à deux des courants de conduction, composants qui sont perpendiculaires au moment électrique de la source ont des effets non-nuls dans le plans H sauf pour  $\varphi=0$  angle pour lequel il y a une totale compensation [35]; dans ce plan le couplage est dû essentiellement à la distribution de charge, il est appelé "couplage par charges" [24].

Distribution du courant magnétique due au mode fondamental



**Fig.11.** Positions canoniques, plan E et H du couplage (cas de patchs disques)

CHAPITRE -III-  
ANALYSE DU COUPLAGE SOUS DIVERSES TECHNIQUES

## MODELE LIGNE DE TRANSMISSION (T.L)

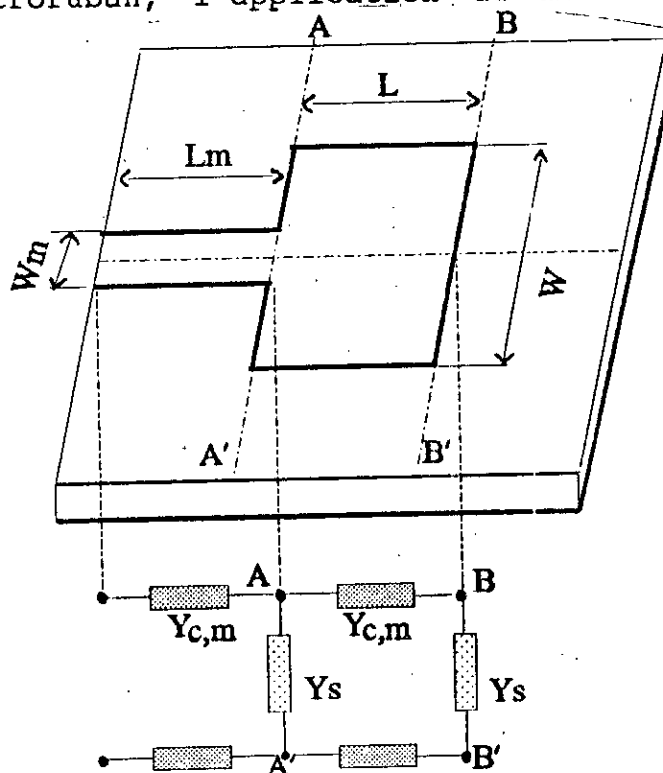
Les antennes plaques microruban ont une structure physique dérivée des lignes de transmission microruban. le modèle T.L était le premier choix pour l'analyse et la conception de ce type d'antennes. Il peut être appliqué à une antenne de configuration quelconque, mais il est généralement appliqué à des antennes plaques rectangulaire.

le patch rectangulaire est caractérisé par :

- Sa longueur  $L$
- Sa largeur  $W$
- Son épaisseur  $t$
- Sa conductivité  $\sigma_p$  et l'erreur de surface (RMS)  $\Delta_p$ .

En analyse, le substrat est supposé de dimensions infinies; en pratique, il a une longueur  $L_s$ , une largeur  $W_s$  et une épaisseur  $h$ . le plan de masse a les mêmes dimensions que le substrat (avec conductivité  $\sigma_g$ , erreur de surface RMS et d'épaisseur  $t_g$ ).

\* Dans le cas d'une antenne excitée par une ligne de transmission microruban, l'application du modèle T.L est direct



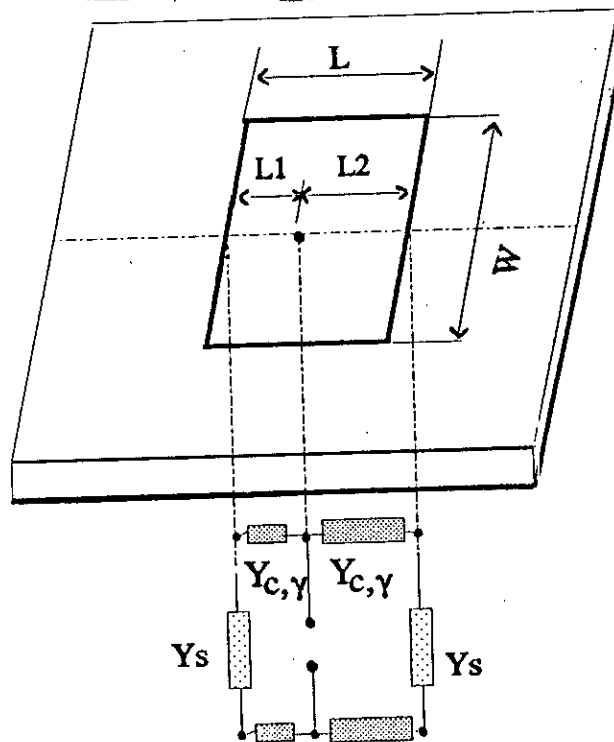
**Fig.12**

■ La ligne microruban d'excitation est représentée par une ligne de transmission avec une admittance caractéristique  $Y_{c,m}$  et une constante de propagation  $\gamma_m$  et une longueur  $L_m$ .

■ L'antenne microruban rectangulaire est représentée par une ligne de transmission d'admittance caractéristique  $Y_c$ , une constante de propagation  $\gamma$  et une longueur  $L$ .

■ Au niveau de la section AA' et BB' la ligne microruban a une terminaison ouverte qui peut être représentée par une admittance parallèle (  $Y_s = G_s + jB_s$  )

\* dans le cas d'une excitation par câble coaxial, le modèle T.L équivalent est donné par la figure 13 :



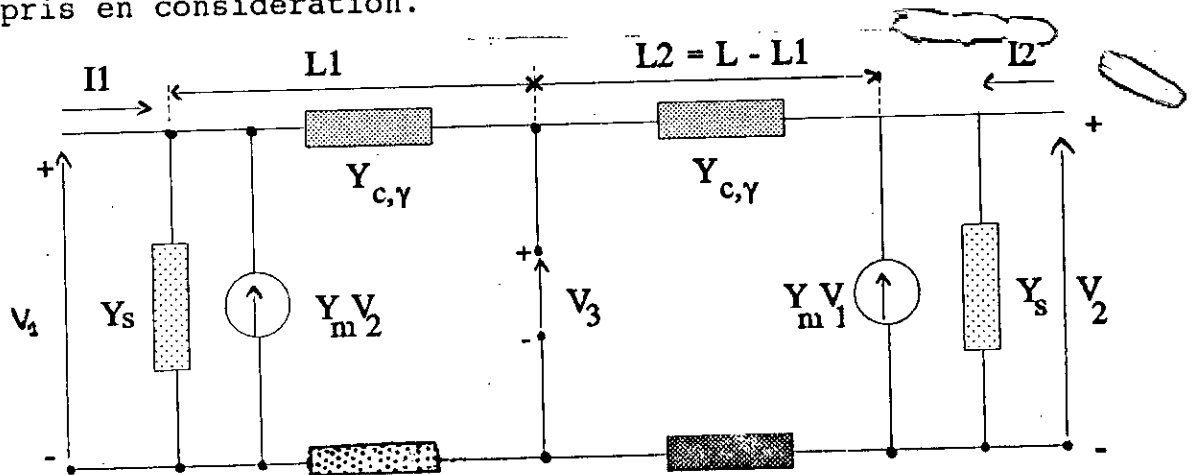
**Fig.13**

Le modèle ligne de transmission simple est très restreint, en effet :

1. les expressions de  $Y_s$  ne sont exactes que pour des plaques dont la largeur  $W$  est très inférieure à la longueur d'onde dans l'espace libre.

2. le couplage mutuel entre les deux fentes équivalentes a été négligé.

3. le rayonnement par les parois de coté n'était pas pris en considération.



**Fig.14. Modèle T.L amélioré représenté par un tripôle**

Le modèle T.L amélioré, proposé par PUES et VAN DE CAPPELLE [20, chap.10] corrige les trois restrictions citées ci-dessus, le circuit de représentation de ce modèle est montré en figure 14, où  $Y_s$  est l'admittance des parois du patch, et  $Y_m$  leur admittance mutuelle; le couplage mutuel est pris en considération et il est représenté par des sources de courants dépendantes.

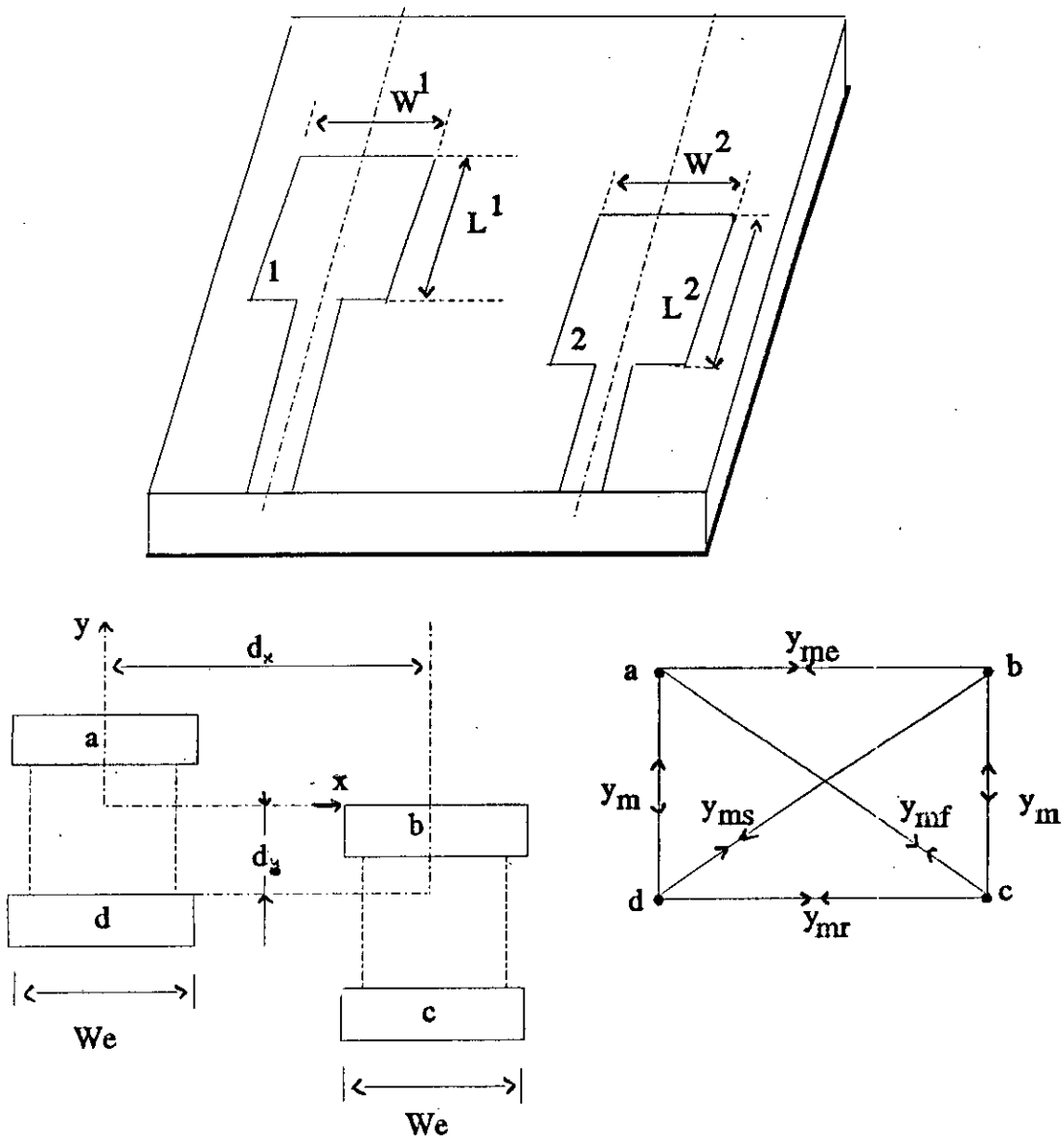
Pour développer le modèle des lignes de transmission pour l'étude du couplage mutuel, on a utilisé la procédure suivante :

- \* Chaque antenne plaque microruban est représentée par son modèle T.L.

- \* Pour modéliser le couplage entre différentes antennes, chaque élément est remplacé par un système de deux fentes, donc l'influence des largeurs de fentes sur le couplage est négligée (Fig.15).

\* Le champ dans les fentes est supposé uniforme (annexe-4), ces fentes ont une largeur  $W_e = W_{eff}$  avec  $S = \Delta l$  et  $L_e = L + \Delta l$ .

\* Le modèle T.L. de chaque antenne est complété par des sources de courant dépendantes représentant le couplage entre les fentes équivalentes des différentes antennes (Fig.15).



**FIG:15** Modèle de deux fentes pour le couplage mutuel entre deux antennes plaques microruban rectangulaires

$y_{\delta}^i$  : L'admittance de chaque antenne ( $i=1,2$ )

$y_m^1, y_m^2$  : Les admittances mutuelles entre fentes équivalentes d'une même antenne.

$y_{ms}, y_{mf}$  : L'admittance mutuelle, des lignes de courants magnétiques parallèles, situées sur les bords d'antennes plaques différentes.

$y_{ne}$  et  $y_{mr}$  : Sont les admittances mutuelles entre les deux fentes droite et gauche de chaque résonateur.

Le modèle complet modélisant le couplage mutuel entre deux plaques rectangulaires est donné en (Fig.16)

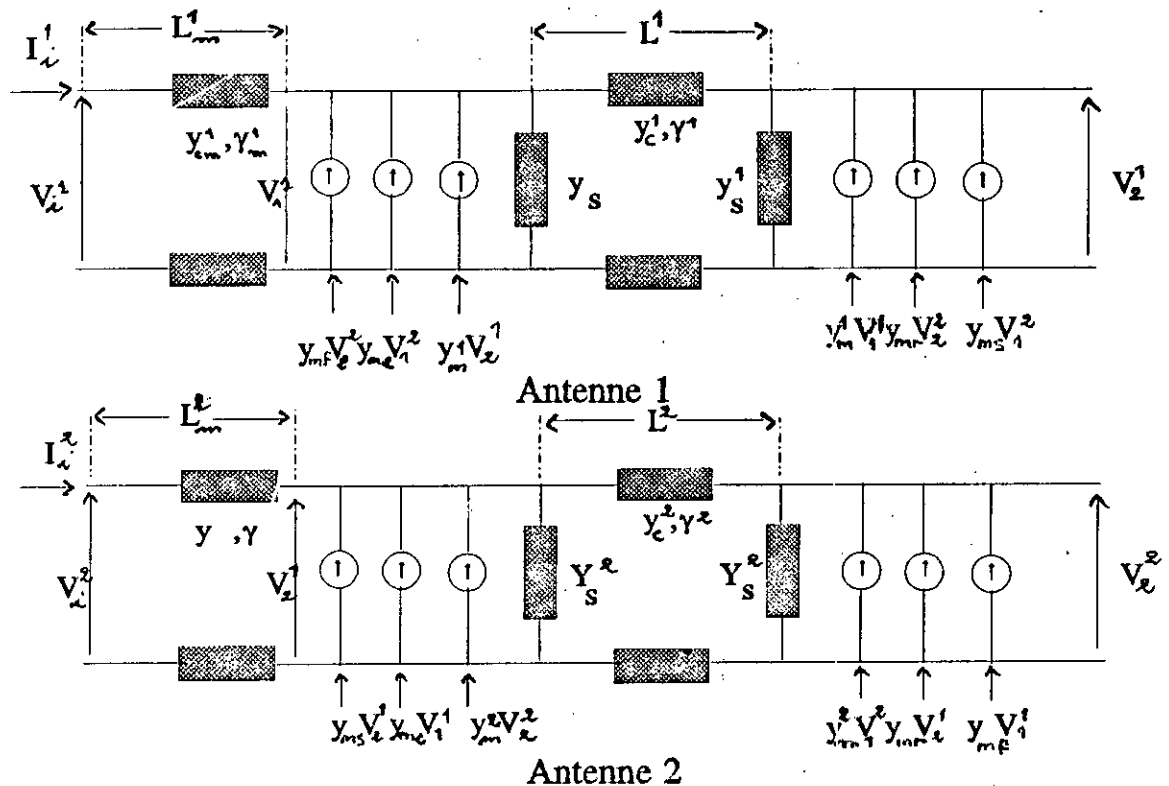


Fig.16

Les admittances mutuelles  $y^{12} = y^{21}$  entre les deux antennes 1 et 2, sont déterminées en annulant les tensions  $V_2^1$

et  $V_2^2$  au pôle 2 de chaque représentation (T.L) des deux antennes et elle est exprimée en [20, chapitre 10-page 570] par :

$$y^{12} - y^{21} = \frac{Y_{me} \cdot Y_{St}^1 \cdot Y_{st}^2 - Y_{me} (Y_{mr})^2 + Y_{mt}^1 \cdot Y_{mt}^2 \cdot Y_{mr}}{N} \quad (1)$$

$$- \frac{Y_{mt}^1 Y_{st}^2 Y_{ms} - Y_{mf} Y_{mt}^2 Y_{st}^1 + Y_{mf} Y_{ms} Y_{mr}}{N}$$

avec :

$$N = Y_{St}^1 \cdot Y_{St}^2 - (Y_{mr})^2$$

$$Y_{St}^1 = Y_S^1 + Y_C^1 \coth(\gamma_P^1 l^1)$$

$$Y_{mt}^1 = Y_m^1 - Y_C^1 \operatorname{csch}(\gamma_P^1 l^1)$$

$$Y_{St}^2 = Y_S^2 + Y_C^2 \coth(\gamma_P^2 l^2)$$

$$Y_{mt}^2 = Y_m^2 - Y_C^2 \operatorname{csch}(\gamma_P^2 l^2)$$

où  $Y_s$  et  $Y_m$  sont définies en [20, CHAPITRE 10-pages 543 et 545]

Ce modèle T.L pour le couplage mutuel contient :

\* Des paramètres dépendants uniquement d'une seule antenne.

\* Des paramètres exprimant l'admittance mutuelle entre fentes équivalentes des différentes antennes.

ces derniers paramètres sont donnés par [20, CHAPITRE 10-page 573]

$$Y_{ij}^* = \frac{-2E_{ai} \cdot E_{aj}}{V_j \cdot V_i^*} \iint_{A_j} \left( \iint_{A_i} h_{ji}^{xx}(\vec{r}_j - \vec{r}_i) dx dy \right) dx dy \quad (2)$$



Où  $h_{ji}$  est la fonction de Green donnant le champ magnétique en position  $r_j$  sur la fente  $j$ , causé par une source de courant magnétique localisée à la position  $r_i$  sur la fente  $i$ .

### Avantages du modèle T.L

Le modèle ligne de transmission (T.L) est l'un des modèles des plus simples dans l'analyse et la conception des antennes microruban.

### Inconvénient:

Le modèle (T.L) s'applique aux configurations d'épaisseur du substrat assez petite pour justifier l'approximation relativement à  $Z$ , le modèle (T.L) est privilégié pour le traitement autour d'un seul mode.

## III.1.2. Modèle de cavité

### III.1.2.1. Introduction

Le modèle de cavité assimile le rayonnement d'une antenne imprimée à celui d'un anneau de courant magnétique localisé sur le contour de l'antenne. Il permet ainsi d'éviter, dans le calcul de la réaction, des intégrations doubles sur la surface métallique des antennes et de les remplacer par des intégrales sur leurs contours.

L'impédance mutuelle entre deux éléments  $i$  et  $j$  d'une antenne réseau est déduite à partir du théorème de réaction [24-page 204].

$$Z_{ij} = \oint_{C_j} \frac{H_i \cdot M_j}{I_i \cdot I_j} dl \quad (3)$$

où :

- $C_j$  : contour de l'antenne j
- $M_j$  : Densité de courant magnétique linéique sur le Contour  $C_j$
- $H_i$  : Champ magnétique induit par l'antenne i sur l'antenne j
- $I_i, I_j$  : courant d'alimentation des antennes i et j respectivement.

Cette formulation prend en compte tous les modes  $TM_{mn}$  de rayonnement des deux antennes, mais généralement seul le mode fondamental est considéré dans l'évaluation de (1) afin de réduire le temps de calcul.

### III.1.2.2. Cas d'antennes imprimées rectangulaires

Dans le plans H, l'impédance mutuelle entre deux antennes plaques rectangulaires identiques est donnée par :  
[22-chap II , Page 632]

$$Z_{12} = \frac{jw^2 A_0^2}{240\pi^2 k_0} (R_1 + R_2 + R_3) \quad (4)$$

$$\text{avec } A_0 = kw\mu \frac{c}{a} \cdot \frac{1}{\beta_0 \operatorname{tg}(\beta_0 b)}$$

où c : est la largeur de la ligne d'excitation.

$$\beta_0 = k^2(1 - j\operatorname{tg}\delta) ; k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$$

$h$ ,  $\epsilon_r$  et  $\text{tg}\delta$  sont, respectivement, l'épaisseur du substrat, sa permittivité et son facteur de perte.

La contribution des deux bords rayonnants apparait dans l'intégrale  $R_3$ .

$$R_3 = -2k_0^2 \int_0^a \int_{l+a}^{l+a} \left( \frac{e^{-jk_0|x-x'|}}{|x-x'|} + \frac{e^{-jk_0\sqrt{(x-x')^2+b^2}}}{\sqrt{(x-x')^2+b^2}} \right) dx dx' \quad (5)$$

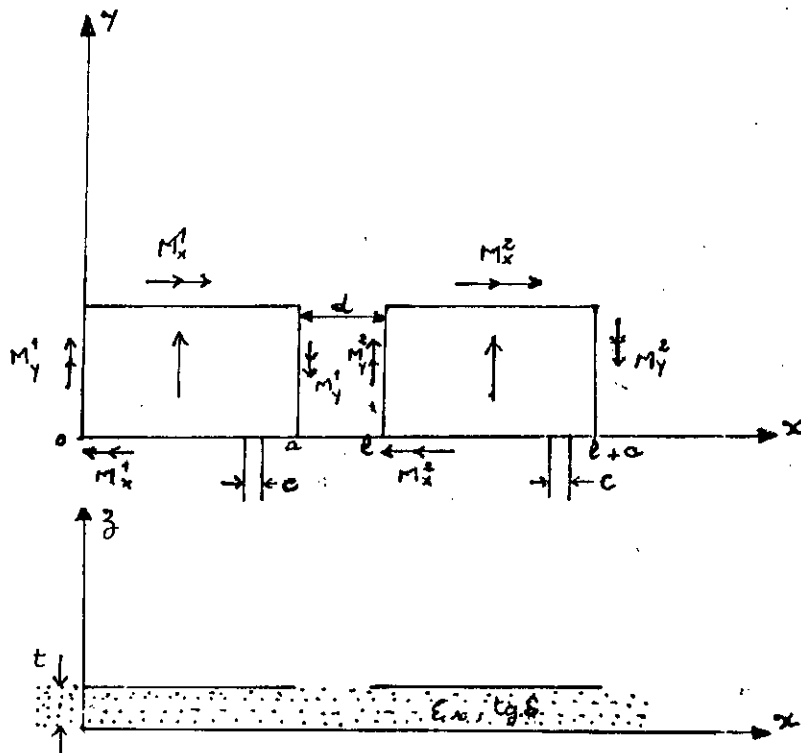


Fig 17-b : Geometrie de deux antennes plaques rectangulaires, (Plan "H").

$$R_1 = \left( \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 - k^2 \right) \int_0^b \int_0^b \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot y'\right) \cos\left(\frac{\pi}{b} \cdot y\right) [2\psi_1(l, y) - \psi_1(d, y) - \psi_1(l+a, y)] dy \cdot dy' \quad (6)$$

$$R_2 = 2 \left( \frac{\pi}{b} \right) \int_0^a \sin \left( \frac{\pi}{b} y \right) [-\psi_2(d, y) + 2\psi_2(l, y) - \psi_2(l+a, y)] dy$$

où :

$$\psi_1(x, y) = \frac{e^{-jk_0 \sqrt{x^2 + (y-y')^2}}}{\sqrt{x^2 + (y-y')^2}} \quad (7)$$

$$\psi_2(x, y) = \frac{e^{-jk_0 \sqrt{x^2 + y^2}}}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

Des relations similaires peuvent être retrouvées dans le plan E [20 - Chap 11, page 634].

$$Z_{12} = \frac{-jA_0^2 h^2}{240\pi^2 k_0^2} \cdot (R'_1 + R'_2 + R'_3) \quad (8)$$

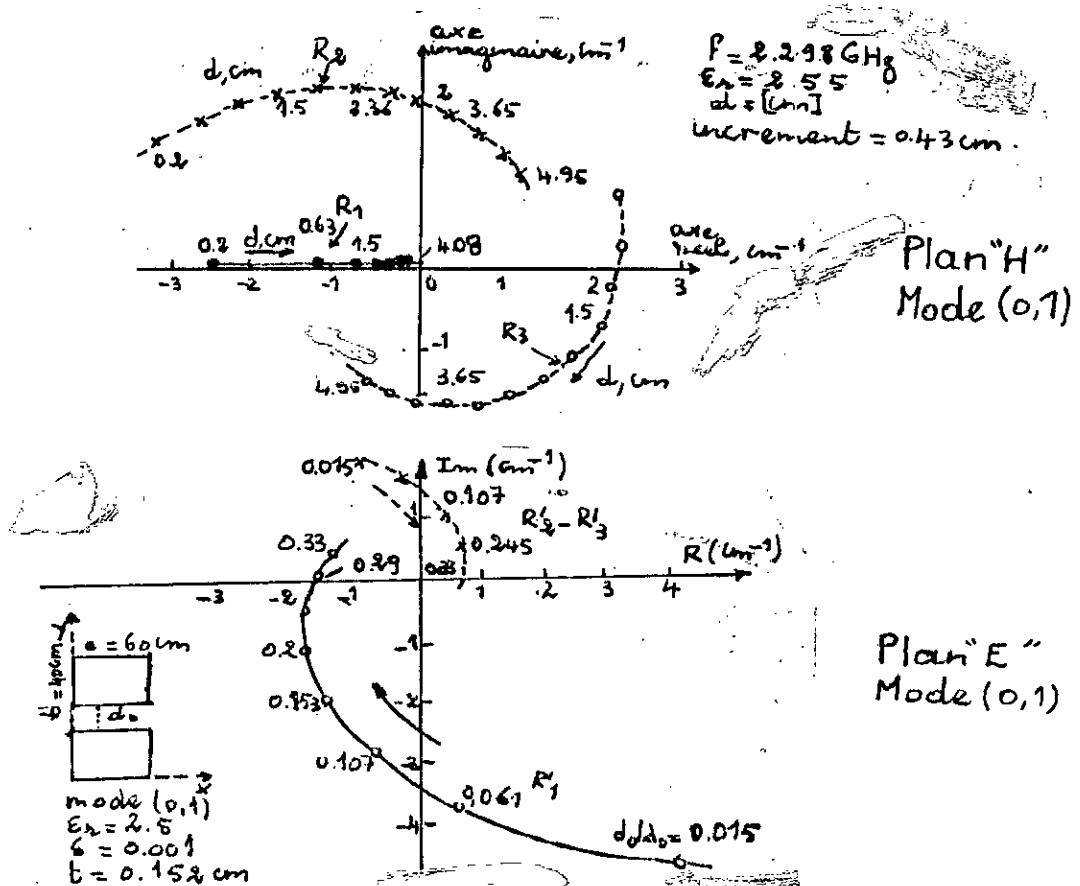
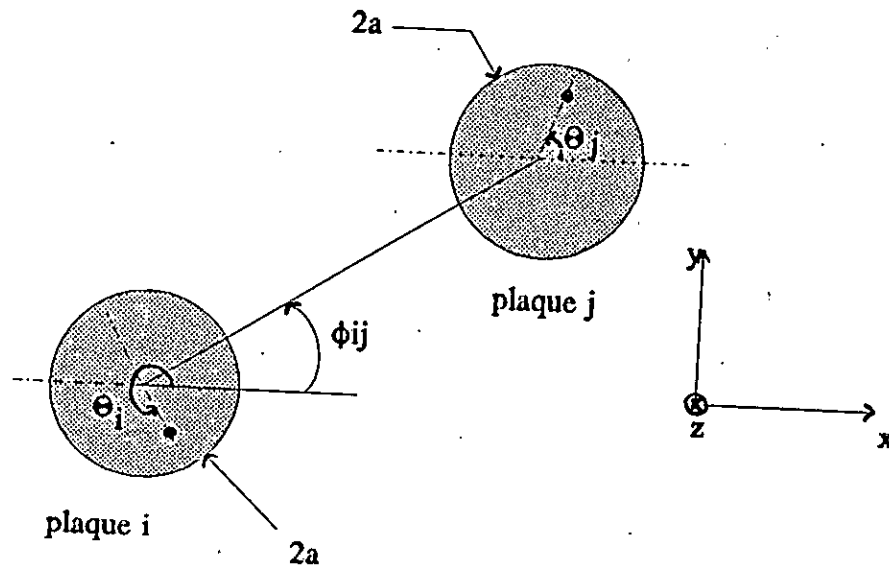


Fig 17b: Contribution des cotés rayonnants ox et oy dans le couplage mutuel.

### III.1.2.3. Cas de deux antennes imprimées circulaires



**fig.18**

L'impédance mutuelle entre deux antennes plaques circulaires a été établie [6] sous forme d'une formule semi-analytique, qui simplifie beaucoup les calculs [20-chap.10, page 638] :

$$Z_{ij} = \sum_{m=0}^{\infty} Z_i^m \sum_{n=0}^{\infty} Z_j^n [Y_{\theta}^{mn} \cdot (R_{ij}) \cos m(\phi_{ij} - \theta_i) \cdot \cos(n(\phi_{ij} - \theta_j)) + Y_h^{mn} \sin(m(\phi_{ij} - \theta_i)) \sin n(\phi_{ij} - \theta_j)] \quad (9)$$

où :

$m, n$  : sont les indices des modes angulaires effectifs des antennes  $i$  et  $j$  respectivement et

$$Z_q^p = \frac{j\omega\mu_0 h \sin p\theta_{\omega q}}{2(1+\delta_{p0})p\theta_{\omega q}} \quad (10)$$

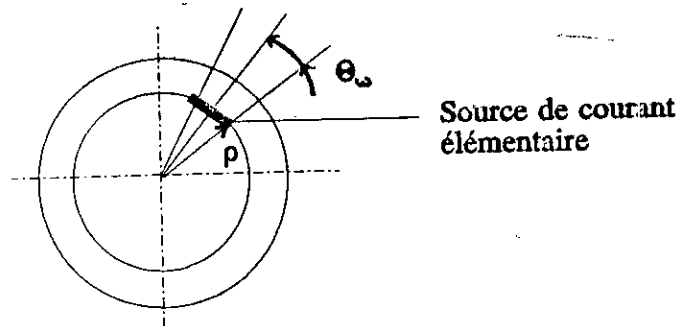
$$\left[ Y_p(k \cdot a_q) - \frac{Y_p'(k \cdot a_q)}{J_p'(k \cdot a_q)} \cdot J_p(k \cdot a_q) \right] J_p(k \cdot r_q)$$

où :  
 $z, a$  : sont respectivement, la position d'alimentation et le rayon effectif du disque antenne.

$z_q^P$  : représente l'impédance propre de chaque élément.

$J_p$  et  $y_p$  : représentent respectivement, les fonctions de Bessel du 1er et seconde espèce et d'ordre P.

$h$  et  $k$  sont l'épaisseur du substrat et le vecteur d'onde, respectivement.



**Fig.19**

**Géométrie de l'antenne disque**

$Y_e^{mn}, Y_h^{mn}$  [24-équation (11)] sont respectivement, les admittances mutuelles par ondes d'espace entre le mode m de la fente annulaire i et le mode n de la fente j pour différents plans de couplage (plan E et plan H).

Pour deux antennes circulaires identiques, en considérant uniquement le mode fondamental ( $m=n=1$ ), l'impédance mutuelle  $Z_{12}$  est donnée par : [20-chap.11, page 639]

$$Z_{12} = Z'_1 Z'_2 Y_{12}(R, \phi, \theta_1, \theta_2) \quad (11)$$

où :

$$Y_{12}(R, \phi, \theta_1, \theta_2) = Y_e(R) \cos(\phi - \theta_1) \cos(\phi - \theta_2) + Y_h(R) \sin(\phi - \theta_1) \sin(\phi - \theta_2)$$

Le terme  $Y_e$  correspond au plan E ( $\phi = 0, \theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$ )

quand  $Y_h$  correspond au plan H ( $\phi = 0; \theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$ )

### Avantages

Cette méthode permet, dans les calculs, d'éviter les intégrales doubles et les remplacer par des intégrales simples.

Elle prend en compte, la contribution de tous les modes ( $TM_{mn}$ ) de rayonnement des deux antennes.

### Inconvénients

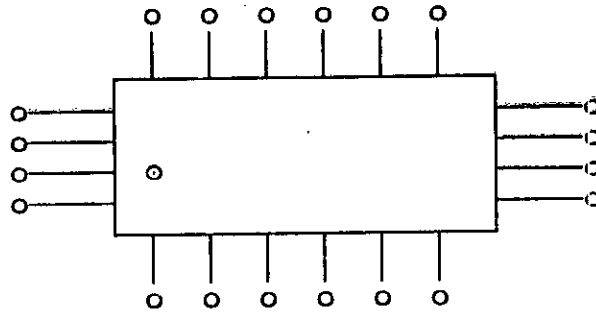
Cette technique ne tient pas compte des ondes de surface, ainsi elle est limitée à des substrats électriquement minces.

### III.1.3. Modèle réseaux multipôles (MNM)

L'approche réseaux multipôles (ou multiportes) utilisée dans l'analyse des antennes plaques microruban est basée sur l'utilisation des techniques de segmentation et de déssegmentation [20-chap.9].

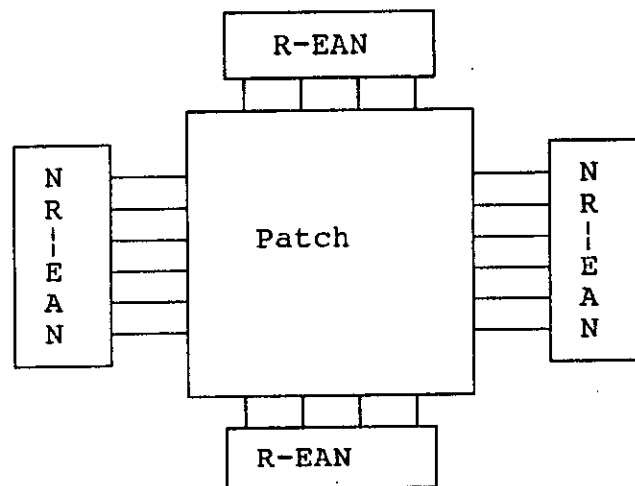
Ce modèle a été utilisé avec succès dans l'analyse et la conception de plusieurs types d'antennes plaques et alignements.

Le modèle réseaux multiportes est une extension du modèle de cavité. Les champs électromagnétiques à l'intérieur de la plaque et à son extérieur sont traités séparément. La plaque elle-même est analysée comme un réseau planaire bidimensionnel avec un nombre de pôles localisés tout autour des bords de la plaque microruban.



**Fig.20**

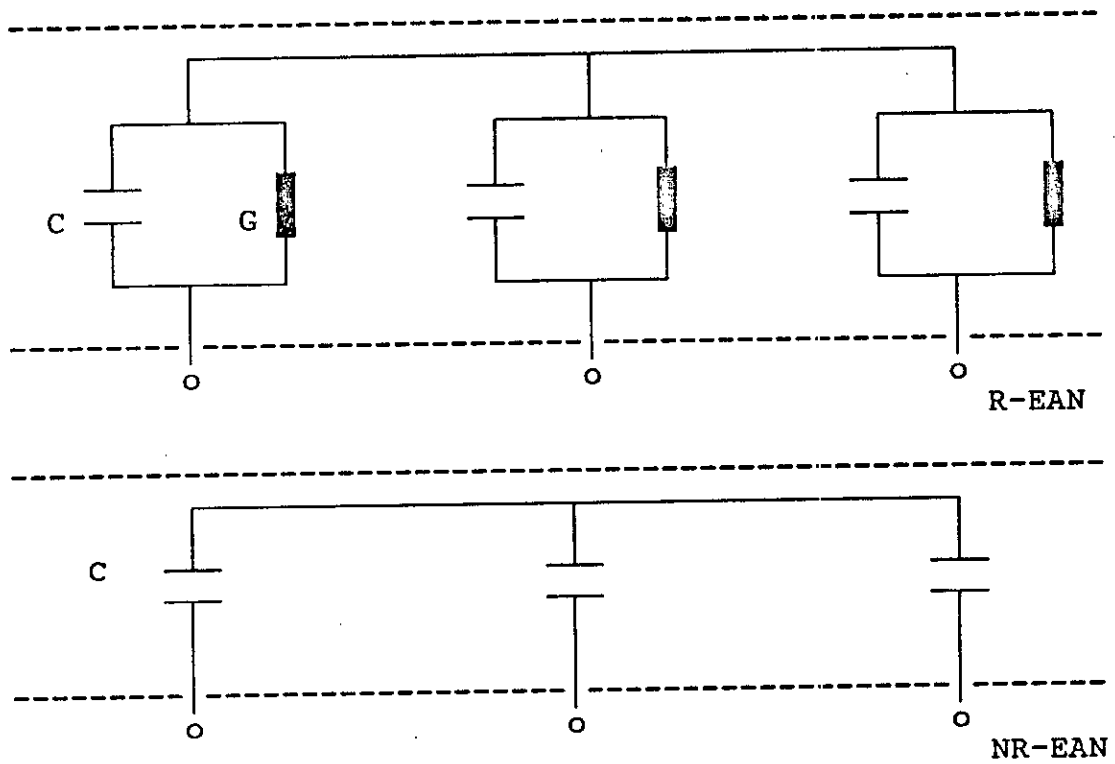
Chaque pôle représente une petite section (de longueur  $W_i$ ) du contour de la plaque.  $W_i$  est choisie si petite de telle façon que le champ dans cette section soit uniforme. Généralement, pour une plaque microruban rectangulaire, le nombre de pôles sur chaque bord rayonnant est de 4 et 6 sur les bords non rayonnants.



**Fig.21**

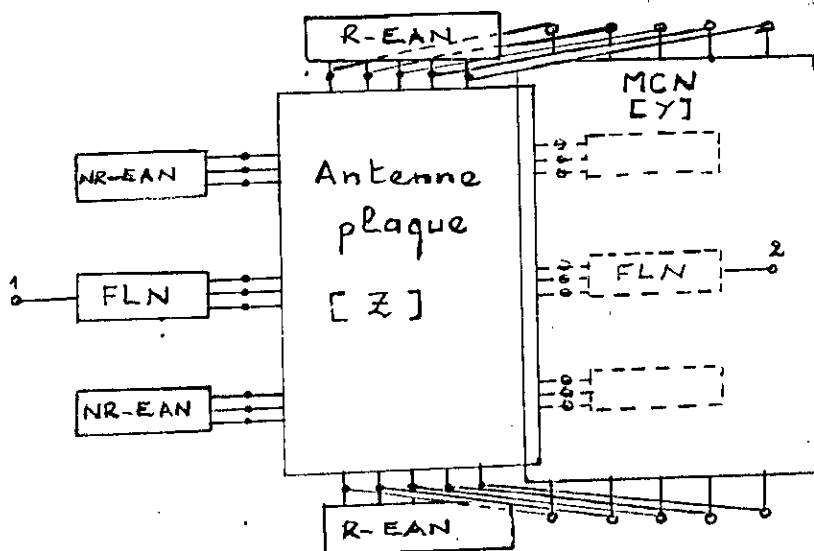
Les champs électromagnétiques à l'extérieur de la plaque appelés champs de bord, sont introduits par addition des réseaux admittance de bords EAN (Edge admittance Network) connectés aux différents bords de la plaque. Les réseaux EAN sont des réseaux multipôles formés par une association en parallèle de capacité  $C$  (représentant la puissance stockée dans les bords de l'antenne) et des conductances  $G$  (représentant la puissance dissipée par rayonnement et ondes de surface). (Fig.22)





**Fig. 22**

Ce modèle introduit l'effet du couplage entre deux bords rayonnants d'une même plaque par insertion d'un réseau de couplage mutuel (M.C.N.).



**Fig. 23**

La matrice Z est évaluée à partir des fonctions de Green, elle est donnée par [20-Page 462] :

$$Z_{ij} = \frac{1}{W_i W_j} \int_{W_i} \int_{W_j} G(x_i, y_i / x_j, y_j) ds_i ds_j \quad (13)$$

où :

$x_{i,j}; y_{i,j}$  : sont la localisation des deux dipôles de largeur  $W_i$  et  $W_j$  respectivement.

Le réseau MCN est caractérisé par sa matrice admittance [Y] dont  $Y_{ij} = J_i dli/M_j$  : qui représente l'impédance mutuelle entre deux sections i et j.

$J_i$  : densité de courant magnétique induite dans la surface du segment i

$M_j$  : tension au borne du segment j et  $M_j = E.d$ .

### Evaluation de la densité de courant magnétique

Pour des antennes microruban ayant un substrat mince, le couplage mutuel entre deux bords est évalué en représentant les champs aux bords par des sources de courant magnétique équivalent et leurs images par rapport au plan de masse (fig.24) Cette approximation ignore l'effet des ondes de surface parceque négligeable.

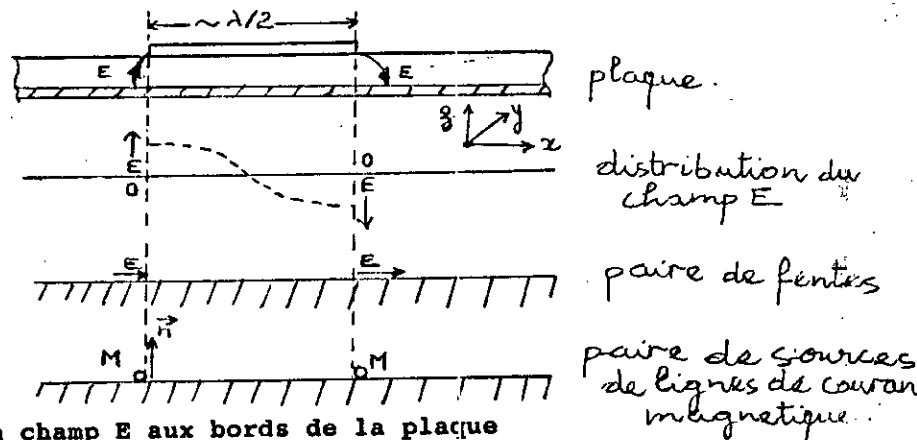


Fig.24 : Modélisation du champ E aux bords de la plaque [20-page 483] par des lignes de courant magnétique.

Le couplage entre deux sources de lignes de courant magnétique est évalué en divisant chaque source de lignes au niveau de chaque bord, en un nombre de petites sections (typiquement 5). Chacune de ces sections est subdivisée en des petites sections de longueur  $dl$ . Chaque sous-section peut être modélisée par un élément de courant magnétique (typiquement on considère 4 sous-sections par section).

L'admittance mutuelle  $Y_{ij}$  entre deux subsections est évaluée en considérant deux éléments de courant magnétiques correspondants. Un élément de courant magnétique de longueur  $dl$  en position  $(0,0)$  produit un champ magnétique de composante  $H_\theta$  et  $H_r$  en  $(X_j, Y_j)$  et qui est donné par :

$$H_\theta = \frac{jk_0 M dl \sin\theta}{4\pi\eta_0 \cdot r} \left( 1 + \frac{1}{jk_0 r} - \frac{1}{(k_0 r)^2} \right) e^{-jk_0 r} \quad (14)$$

$$H_r = \frac{M dl \cos\theta}{2\pi\eta_0 \cdot r^2} \left( 1 + \frac{1}{jk_0 r} \right) e^{-jk_0 r} \quad (15)$$

$$r = \sqrt{X_j^2 + Y_j^2}$$

Quand les deux bords sont orientés arbitrairement (fig.25) le champ magnétique  $H$  en  $(X_j, Y_j)$  produit par la source  $dl_i \cdot M$  en  $(x_i, y_i)$  est écrit :

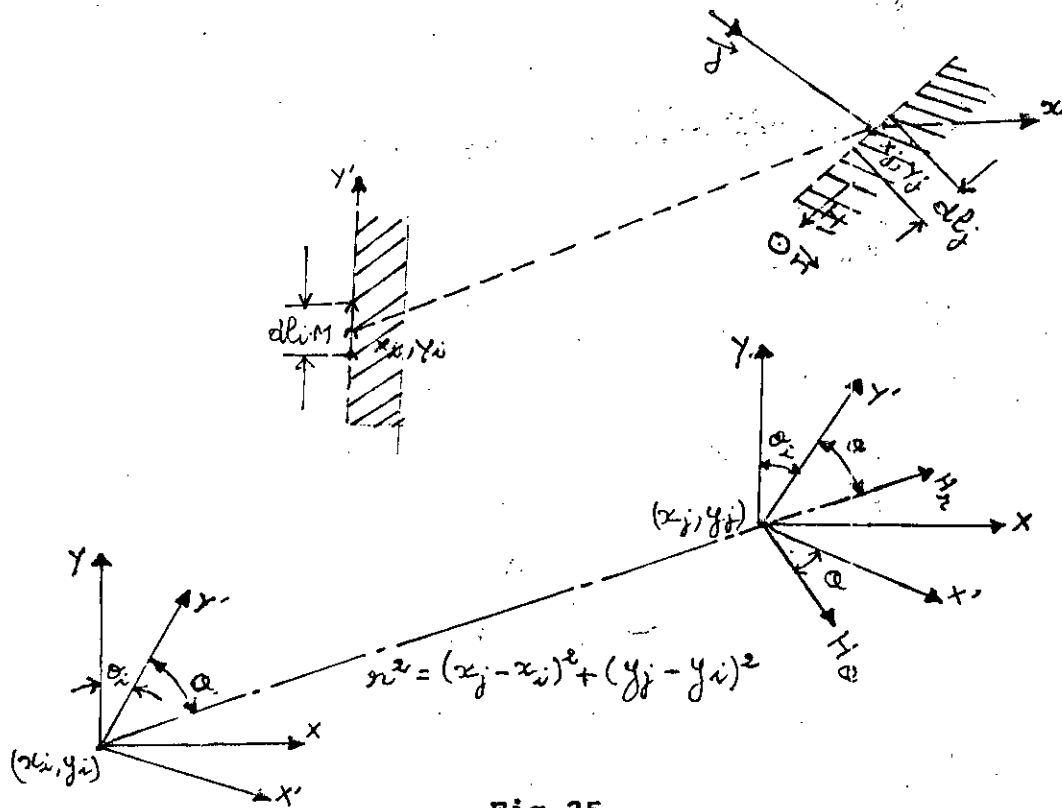
$$H = H_x \vec{i} + H_y \vec{j} \quad (16)$$

avec

$$\begin{cases} H_y = H_{y'} \cos \theta_i - H_{x'} \sin \theta_i \\ H_x = H_{y'} \sin \theta_i - H_{x'} \cos \theta_i \end{cases}$$

où

$$\begin{cases} H_{x'} = H_\theta \cos \theta + H_r \sin \theta \\ H_{y'} = -H_\theta \sin \theta + H_r \cos \theta \end{cases}$$

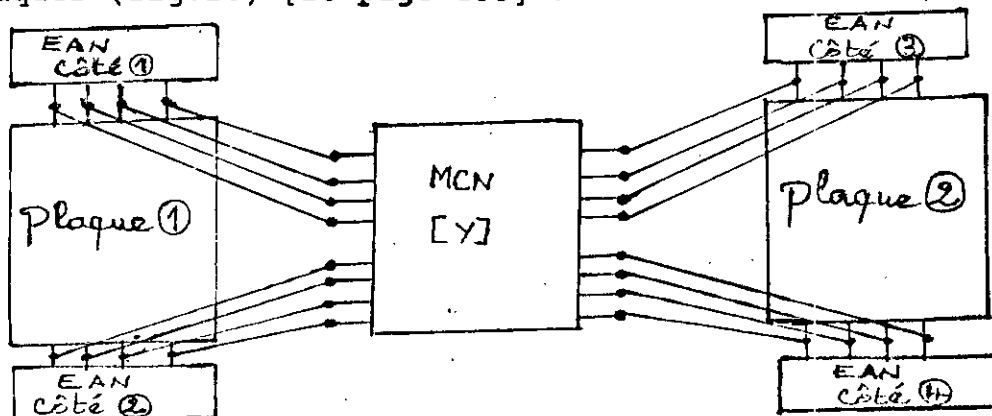


**Fig.25**

La densité de courant induite sur la surface du segment  $j$  est donnée par  $J_j = \vec{n} \wedge \vec{H} = (-H_x \cos \delta_j - H_y \sin \delta_j) \vec{j}$  (17)

En pratique, si  $J_i$  est linéairement proportionnelle à  $M_j$ , on a pas besoin de calculer  $M_j$  pour évaluer  $Y_{ij}$ .

Le modèle réseaux multipôles peut être étendu à l'étude du couplage mutuel entre deux plaques adjacentes d'une antenne réseau. Dans ce cas un réseau à couplage mutuel (MCN) est inséré entre les différents bords rayonnants des deux antennes plaques (fig.26) [20-page 486] :

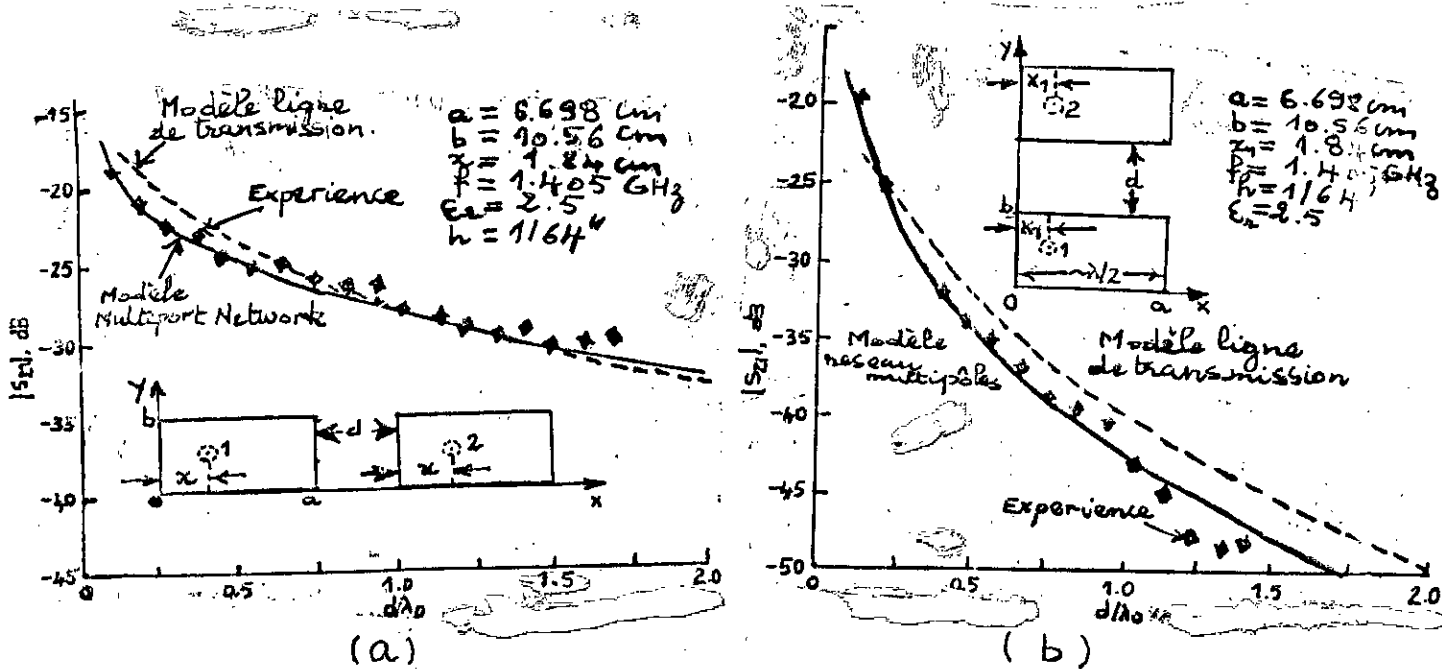


**Fig.26**

Représentation d'un réseau (MCN) couplant mutuellement deux plaques adjacentes d'un alignement.

### Remarque

La contribution des bords non rayonnants est ignorée dans une première approximation.



(a) : Plan "E"

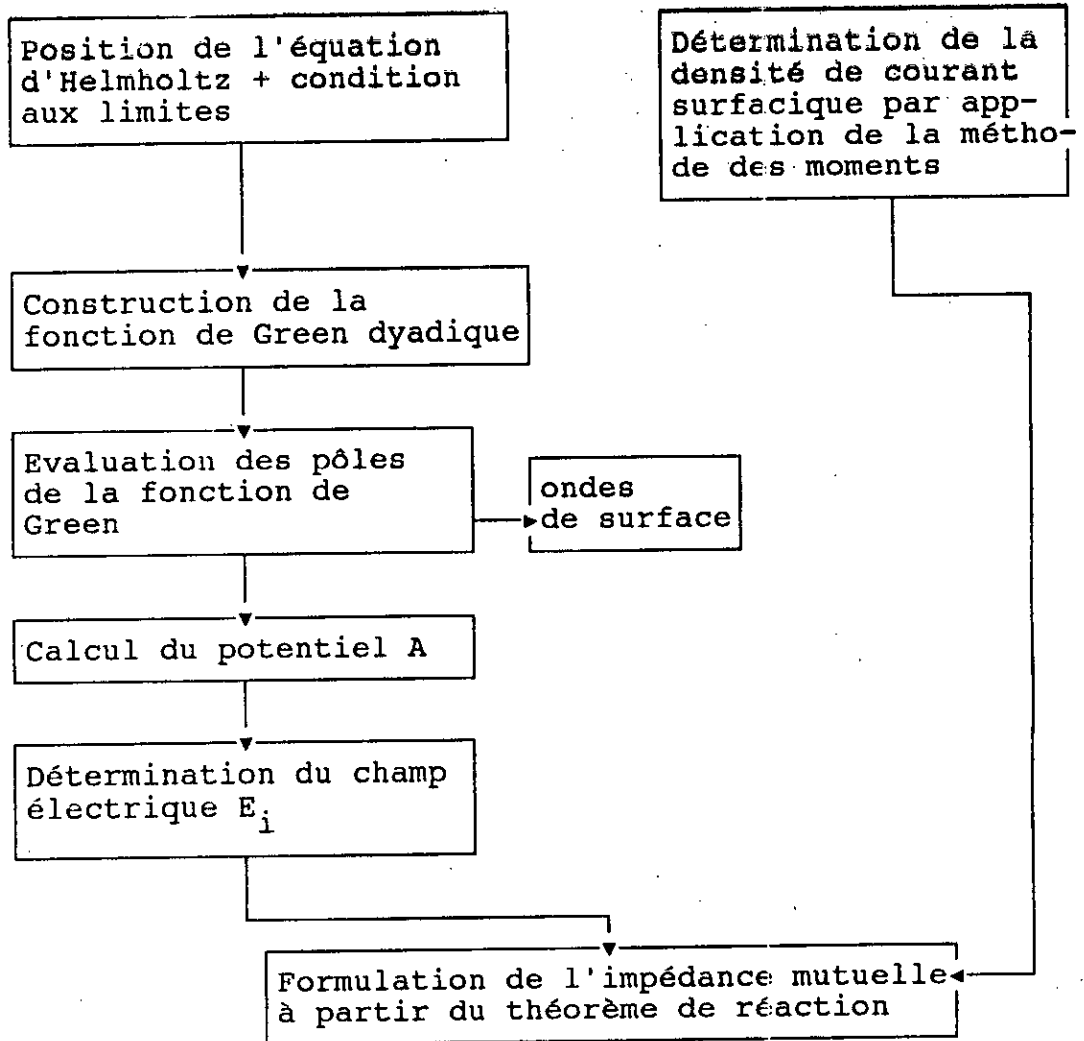
(b) : Plan "H"

Fig 27 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour le couplage mutuel entre deux antennes plaques rectangulaires

### Inconvénients du modèle

Le modèle réseaux multipôles (MNM) est valable uniquement pour un substrat mince où l'effet des ondes de surface est négligeable. Quand l'épaisseur du substrat augmente, les modèles courant magnétique deviennent très imprécis.

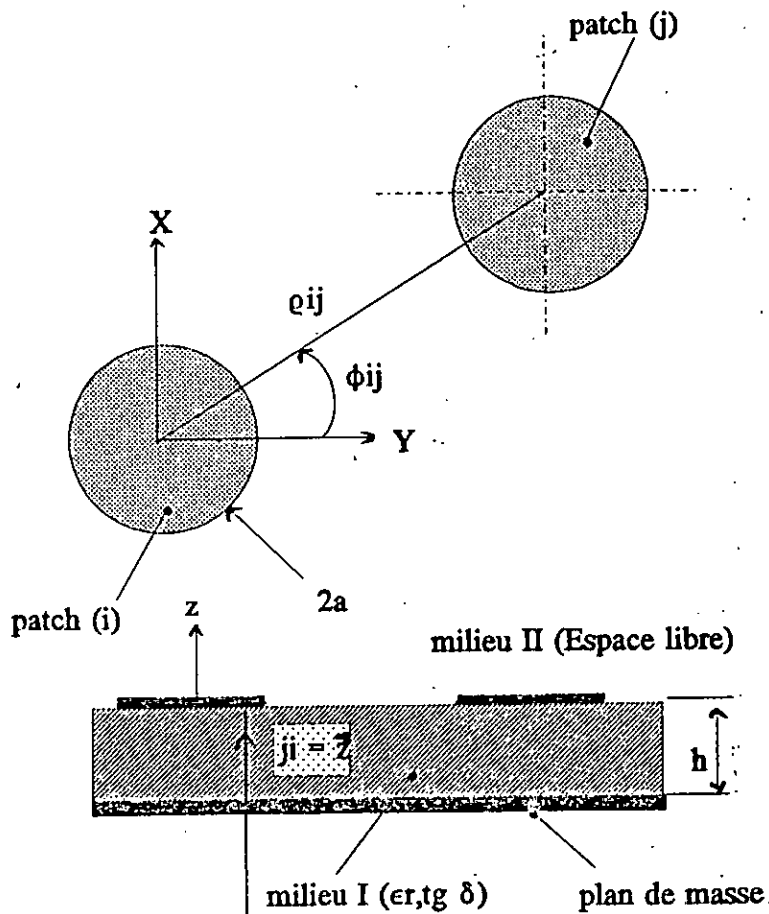
### III.1.4. Modèle équation intégrale



Etape essentielles dans la détermination de l'impédance mutuelle dans un réseau d'antennes plaques microruban par la méthode de l'équation intégrale.

#### III.1.4.a. Théorie

L'effet des interactions multiples entre les différentes plaques rayonnantes peut être étudié par la connaissance de l'impédance mutuelle inter-éléments de l'antenne à alignement.



**Fig.28 : Géométrie du problème du couplage mutuel : cas de deux antennes plaques microruban circulaires identiques.**

### Détermination de l'impédance mutuelle

L'expression de l'impédance mutuelle est donnée par le théorème de réaction :

$$Z_{ij} = -\frac{R}{I_i I_j} \quad (18)$$

où :  $I_i$  et  $I_j$  sont, respectivement, les courants d'excitation des antennes plaques  $i$  et  $j$ .

$R$  est la réaction entre les deux antennes.

La réaction dans sa forme générale, s'applique à tous les types de courant [6] et s'écrit :

$$R = \int_V (\vec{E}_j \cdot \vec{J}_i - \vec{H}_j \cdot \vec{M}_i) \cdot dv \quad (19)$$

où :

$\vec{E}_j$  : champ électrique créée par le courant électrique  $\vec{J}_i$  sur la  $j^{\text{ème}}$  plaque.

$\vec{H}_j$  : champ magnétique créée par le courant magnétique  $\vec{M}_i$  sur la  $j^{\text{ème}}$  plaque.

Dans notre cas , l'intégrale sur un volume se réduit à une intégrale sur une surface et on aura :

$$Z_{ij} = -\frac{1}{I_i \cdot I_j} \int \int \vec{E}_j \cdot \vec{J}_i \cdot dx dy \quad (20)$$

L'expression du champ électrique  $\vec{E}_j$  est obtenue à partir de la fonction de Green dyadique (voir Annexe 1) :

$$\vec{E}_j = \frac{\mu}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(k_x, k_y, z, z') e^{j(k_x \cdot \vec{x} + k_y \cdot \vec{y})} dk_x \cdot dk_y \quad (21)$$

La densité de courant  $\vec{J}_i$  est déterminée par la méthode des moments. Cette technique consiste à développer la densité de courant en une série de fonctions de base (voir annexe 2)

$$J_i = \sum_{i=0}^{\infty} I_i \Psi_i \quad (22)$$

où  $I_i$  : Coefficients complexes inconnues

$\Psi_i$  : Fonction de base

Dans le domaine spectrale, la densité de courant  $J_i$  s'écrit :

$$J_i(k_x, k_y) = \sum_{i=0}^{\infty} I_i \Psi_i(k_x, k_y) \quad (23)$$



Si on ne considère que le mode dominant  $i$ , l'expression (22) ou (23) se réduit à  $J_i = I_i \Psi_i$  (24)

L'impédance mutuelle peut être exprimée dans le domaine spectrale par :

$$Z_{ij} = \frac{-1}{I_i I_j} \iint_{\text{patch } j} \vec{E}(k_x, k_y) \cdot \vec{J}_i(k_x, k_y) dk_x \cdot dk_y \quad (25)$$

avec (25) et (A-18) il vient :

$$Z_{ij} = B \iint \Psi_i(k_x, k_y) [\vec{k} \cdot \vec{\Omega} + \vec{K} \cdot (\vec{K} \cdot \vec{\Omega})] dk_x \cdot dk_y \quad (26)$$

où :  $\vec{\Omega} = \vec{K} \cdot r$

$\vec{K}$  et  $r$  sont définis en [Annexe 1-par (A-19), (A-15)] respectivement.

et :

$$B = -j \frac{\eta_0 k_0 h}{(2\pi)^2 \epsilon_r} k_0^2$$

En développant les produits scalaires des différentes expressions sous l'intégrale et on introduisant les expressions suivantes :

$$\text{avec } a = k_0 z' \sqrt{\epsilon_r - \beta^2} ; \quad b = k_0 (d - z') \sqrt{\epsilon_r - \beta^2} ; \quad b_0 = k_0 d \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}$$

$$\xi_1(\beta) = \frac{\sin a}{a} \left[ \frac{\cos b + j p \sin b}{\cos b_0 + j p \sin b_0} \right] \quad \text{avec } p = \sqrt{\frac{1 - \beta^2}{\epsilon_r - \beta^2}} \quad (27-a)$$

$$G_1 / z-z'-h-h \cdot \xi_1 \quad (27-b)$$

$$\xi_2(\beta) = \frac{\sin^2 a}{a} \cdot \frac{1}{(\cos b_0 + j p \sin b_0)} \cdot \frac{1}{(e_r p \cos b_0 + j \sin b_0)} \quad (28-a)$$

$$\left( \frac{\partial G_2}{\partial z} \right)_{|z-z'-h} = -h(e_r - 1) \cdot \xi_2 \quad (28-b)$$

avec  $k_x = k_0 \beta \cos \alpha$  et  $k_y = k_0 \beta \sin \alpha$

On obtient : [ d'après l'équa. (26). ]

$$Z_{ij} = B \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int F(k_x, k_y) \cdot dk_x \cdot dk_y \quad (29)$$

où :

$$F(k_x, k_y) = k_0^2 [ F(\beta) \cdot [\psi_{xj} \cdot \cos \alpha + \psi_{yj} \cdot \sin \alpha] [\psi_{xi}^* \cos \alpha + \psi_{yi}^* \sin \alpha] + e_r \xi_1 [\psi_{yj} \cdot \cos \alpha - \psi_{xi} \cdot \sin \alpha] [\psi_{yi}^* \cos \alpha - \psi_{xj}^* \sin \alpha] ] \quad (30)$$

avec :

$$F(\beta) = [ (e_r - \beta^2) \xi_1 - j(e_r - 1) \beta^2 \xi_2 ]$$

Soient :

$$(31) \quad \begin{cases} \psi_{\beta j} = \psi_{xj} \cos \alpha + \psi_{yj} \sin \alpha \\ \psi_{\beta i}^* = \psi_{xi}^* \cos \alpha + \psi_{yi}^* \sin \alpha \end{cases} \quad \begin{cases} \psi_{\alpha j} = \psi_{yj} \cos \alpha - \psi_{xi} \sin \alpha \\ \psi_{\alpha i}^* = \psi_{yi}^* \cos \alpha - \psi_{xj}^* \sin \alpha \end{cases} \quad (32)$$

En introduisant (31) et (32) dans (29), l'expression générale dans le domaine spectrale de l'impédance mutuelle entre deux éléments de forme quelconque, d'une antenne réseau, est donnée par :

$$Z_{ij} = \frac{-j\eta_0 k_0 h}{(2\pi)^2 \epsilon_r} \cdot k_0^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} [F(\beta) \cdot \psi_{\beta_m} \cdot \psi_{\beta_n}^* + \epsilon_r \xi_1 \psi_{\alpha_m} \psi_{\alpha_n}^*] dk_x \cdot dk_y \quad (33)$$

on introduisant le déphasage entre les sources d'excitation :

$$\gamma = k_x \cdot X_{ij} + k_y \cdot Y_{ij}$$

$$\text{avec } X_{ij} = \rho_{ij} \cos \phi_{ij}$$

$$Y_{ij} = \rho_{ij} \sin \phi_{ij}$$

et en passant en coordonnées polaires, l'expression de l'impédance mutuelle, vérifiant celle donnée en [7-equ.(1b)], est donnée par :

$$Z_{ij} = \frac{-j\eta_0 \cdot k_0 h}{(2\pi)^2 \epsilon_r} k_0^2 \int_0^\infty d\beta \cdot \int_0^{2\pi} [F(\beta) \psi_{\beta_m} \psi_{\beta_n}^* + \epsilon_r \xi_1 \psi_{\alpha_m} \cdot \psi_{\alpha_n}^*] \cdot e^{jk_0 \beta \rho_{ij} \cos(\phi_{ij} - \alpha)} \cdot \beta d\alpha \quad (34)$$

Les indices m et n restent relatifs aux modes.

où :  $\eta_0 = 120 \pi$  : impédance du vide.

Cette formule (34) est très importante, en effet elle permet d'étudier le couplage mutuel dans une antenne réseau imprimée dont les éléments sont de formes quelconques, en fonction de leurs espacements et orientations.

### III.1.4.b. Calcul de l'impédance mutuelle dans le cas d'une antenne réseau à deux éléments de forme circulaire

L'antenne plaque microruban circulaire est caractérisée par un seul paramètre qui est son rayon (a), elle est très utilisée en alignement. Le couplage mutuel entre plaques circulaires a été moins étudié relativement aux antennes rectangulaires.

#### III.1.4.b.1. Détermination des fonctions de développement

Les fonctions de développement peuvent être déterminées en considérant le champ magnétique tangentiel sur la plaque comme étant le dual du champ électrique tangentiel dans une ouverture d'un plan conducteur infini; l'expression des fonctions de base est :

$$\psi_n(\rho, \phi) = z \wedge \vec{e}_n(\rho, \phi) \quad (35)$$

où  $\vec{e}_n(\rho, \phi)$  est le vecteur modal électrique normalisé.

Le vecteur modale est donné par :

$$\vec{e}_n = z \wedge \vec{\nabla}_t \psi'$$

où  $\Psi'$  est la solution de l'équation d'Helmholtz.

$$\nabla_t \psi' + k_0 \psi' = 0 \quad \text{et} \quad \nabla_t = \frac{\partial}{\partial \rho} \vec{\rho} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{\phi}$$

la normalisation est telle que :

$$\iint_{(s)} (e_n)^2 \cdot ds = 1$$

$$\text{et } \frac{\partial \Psi'}{\partial n} = 0$$

sur le contour de (s) dans le cas du mode TE.

Les solutions de l'équation d'Helmholtz, appelée aussi fonctions propres (ou modales) sont données par :

$$\Psi_{np} = B_n \left( \frac{X'_{np}}{a} \cdot \rho \right) \begin{pmatrix} \sin n\phi \\ \cos n\phi \end{pmatrix} \quad (36)$$

où  $B_n$  (.) est la fonction de Bessel du 1<sup>er</sup> espèce est du n<sup>ème</sup> ordre.

$x'_{np}$  : première racine de l'équation  $B'_n(x) = 0$

a : rayon du patch.

d'où :

$$(e_n) = \left[ \frac{n}{\rho} B_n \left( \frac{X'_{np}}{a} \cdot \rho \right) \vec{\phi} - \left( \frac{X'_{np}}{a} \right) B'_n \left( X'_{np} \cdot \frac{\rho}{a} \right) \cdot \vec{\rho} \right] \cdot \begin{pmatrix} \sin n\phi \\ \cos n\phi \end{pmatrix}$$

et :

$$\iint_{(s)} (e_n)^2 \cdot ds = \pi \left( \frac{(X'_{np})^2 - n^2}{2} \right) B_n^2(X'_{np})$$

Pour satisfaire la condition de normalisation, il faut multiplier les fonctions de base par :

$$C' = \sqrt{\frac{2}{\pi [(X'_{np})^2 - n^2]}} \cdot \frac{1}{B_n(X'_{np})}$$

D'après (17), l'expression des fonctions de base sera :

$$\Psi_n(\rho, \phi) = C' \cdot \left[ \left( \frac{X'_{np}}{a} \right) B'_n \left( \frac{X'_{np}}{a} \rho \right) \cdot \vec{\rho} - \frac{n}{\rho} B_n \left( \frac{X'_{np}}{a} \rho \right) \vec{\phi} \right] \cdot \begin{pmatrix} \sin n\Phi \\ \cos n\Phi \end{pmatrix} \quad (37)$$

Si la plaque microruban est considérée comme un circuit résonnant de coefficient de qualité élevée autour de la première raisonance, la distribution du courant sur la plaque peut être approximée par un seul mode qui est le mode dominant (TE<sub>11</sub>).

Donc les fonctions de base s'écrivent :

$$\Psi_1(\rho, \phi) = \sqrt{\frac{2}{\pi(x'_{11}{}^2 - 1)}} \cdot \frac{1}{B_1(x'_{11})} \left[ \frac{X'_{11}}{a} \cdot B'_1 \left( \frac{X'_{11}}{a} \rho \right) \cdot \vec{\rho} - \frac{1}{\rho} B_1 \left( \frac{X'_{11}}{a} \rho \right) \vec{\phi} \right] \cdot \begin{pmatrix} \sin\Phi \\ \cos\Phi \end{pmatrix} \quad (38)$$

d'où l'expression de la distribution de courant sur le patch i :

$$J_i(\rho, \phi) = -C'' \cdot I_i \left[ \frac{X'_{11}}{a} \cdot B'_1 \left( \frac{X'_{11}}{a} \rho \right) \cos(\phi) \cdot \vec{\rho} - \frac{1}{\rho} B_1 \left( \frac{X'_{11}}{a} \rho \right) \cdot \sin(\phi) \vec{\phi} \right] \quad (39)$$

où

$$C'' = \sqrt{\frac{2}{\pi(x'_{11}{}^2 - 1)}} \cdot \frac{1}{B_1(x'_{11})}$$

et  $x'_{11} = 1.841$ .

Effectuant la transformée de fourier de  $J_i(\rho, \phi)$  :

$$\begin{aligned}
\Psi_x &= \iint_{-\infty}^{+\infty} J_{i_1}(\varrho, \phi) e^{j(k_x \vec{x} + k_y \vec{y})} \cdot dk_x \cdot dk_y \\
&= \left[ 2j\pi \int_0^a B_1\left(\frac{x'_{11}}{a} \cdot \varrho\right) \cdot B_1(k_0 \beta \cdot \varrho) \cdot d\varrho \right] \\
&= B_1(x'_{11}) \cdot \frac{B_1(k_0 a \beta)}{k_0 \beta}
\end{aligned} \tag{40}$$

et

$$\begin{aligned}
\Psi_B &= \iint_{-\infty}^{+\infty} J_{i_0}(\varrho, \phi) e^{j(k_x \vec{x} + k_y \vec{y})} \cdot dk_x \cdot dk_y \\
&= \left[ 2j\pi \int_0^a \frac{x'_{11}}{a} \cdot B_1\left(\frac{x'_{11}}{a} \cdot \varrho\right) \cdot B_1(k_0 \beta \cdot \varrho) \cdot \varrho \cdot d\varrho \right] \\
&= B_1(x'_{11}) \cdot \frac{x'_{11}{}^2}{k_0{}^2 a} \cdot \frac{B_1(k_0 a \beta)}{\beta^2 - \frac{x'_{11}{}^2}{(k_0 a)^2}}
\end{aligned} \tag{41}$$

### III.1.4.b.2. Calcul de l'impédance mutuelle

En remplaçant les expressions (39) et (40) dans (34), l'expression finale de l'impédance mutuelle entre deux éléments de forme circulaire d'une antenne réseau imprimée, est donnée par :

$$\begin{aligned}
Z_{ij} &= -j \cdot \frac{\eta_0 \cdot k_0 \cdot h}{\epsilon_r} \cdot \frac{2}{(x'_{11}{}^2 - 1)} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\beta) \left[ \frac{x'_{11}{}^2}{k_0 a} \cdot \frac{B_1(k_0 a \beta)}{\frac{x'_{11}{}^2}{(k_0 a)^2} - \beta^2} \right]^2 \cdot S_1 \\
&+ \epsilon_r \xi_1(\beta) \left[ \frac{B_1(k_0 a \beta)}{\beta} \right]^2 \cdot S_2 \cdot \beta \cdot d\beta
\end{aligned} \tag{42}$$

avec :

$$S1 = B_0(k_0 \rho_{ij} \cdot \beta) - B2(k_0 \cdot \rho_{ij} \cdot \beta) \cos(2\Phi_{ij})$$

$$S2 = B_0(k_0 \rho_{ij} \cdot \beta) + B2(k_0 \cdot \rho_{ij} \cdot \beta) \cos(2\Phi_{ij})$$

il faut noter que l'expression sous l'intégrale de l'expression (42) présente des singularités qu'il faut relever; trois méthodes sont utilisées dans ce sens, [39],[38],[18]. Dans notre étude, c'est la méthode dite asymptotique, qu'on va utiliser.

#### III.1.4.C. Evaluation des singularités

les dénominateurs de  $\xi_1$  et  $\xi_2$  qui apparaissent dans l'intégrande de (42), représentent les équations caractéristiques des modes d'ondes de surface TE, TM, ces ondes qui se propagent à la surface du substrat diélectrique, et sont donnés par :

$$D_{TE} = jk_0 h \sqrt{1 - \beta^2} \sin(k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}) + k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2} \cos(k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}) \quad (43)$$

$$D_{TM} = \epsilon_r k_0 h \sqrt{1 - \beta^2} \cos(k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}) + jk_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2} \sin(k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}) \quad (44)$$

avec

$$h' = k_0 h \sqrt{\epsilon_r - \beta^2}$$

et

$$d = k_0 h \sqrt{\epsilon_r - 1}$$



$$D_{TE} = 0 \quad \text{donne} \quad -\sqrt{c^2 - h'^2} + h' \cotg h' = 0 \quad (45)$$

$$D_{TM} = 0 \quad \text{donne} \quad e_r \sqrt{c^2 - h'^2} + h' \tg h' = 0 \quad (46)$$

Selon [20] et [9], les zéros de (45) et (46) qui constituent les pôles de l'intégrande de (42) donnent la constante de phase des ondes de surface existant sur la surface de la structure microruban, aussi on a montré [20-chap 8] que le nombre de zéros de  $D_{TE}$  et  $D_{TM}$  est donné par:

$$N_{TE} = \begin{cases} 0 & \text{si } (k_0 h \cdot d) < \pi/2 \\ n & (n-1)\pi < (k_0 \cdot h \cdot d) < (n+1)\pi; n=0,1,2,\dots \end{cases} \quad (47)$$

$$N_{TM} = n + 1 \quad n\pi < (k_0 h d) < (n+1)\pi; n=0,1,2,\dots \quad (49)$$

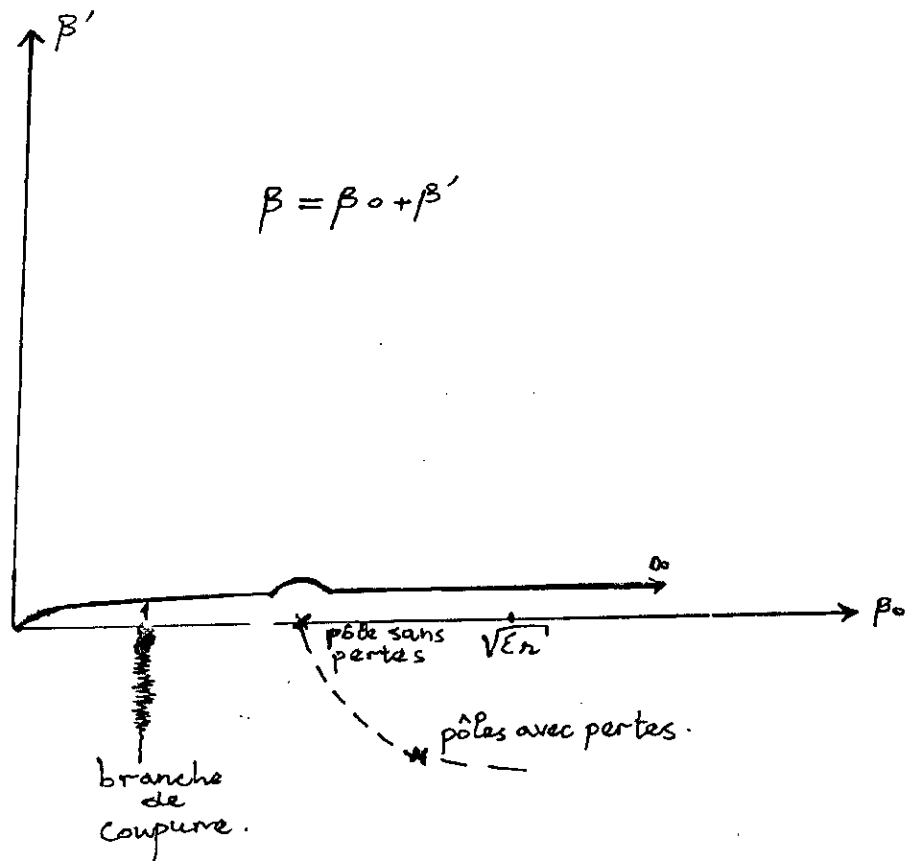
il faut noter que le mode  $TM_0$  possède une fréquence de coupure nulle.

en pratique, la condition (47) est équivalente à :

$$f [\text{GHz}] \leq \frac{75}{h [\text{mm}] \cdot \sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (50)$$

pour  $\epsilon_r$  réel (substrat sans pertes), les racines de (43) et (44) sont localisées à l'intérieur du segment  $1 < \beta < \sqrt{\epsilon_r}$  (fig.29-a).

Ces racines peuvent être déterminées , en utilisant la procédure de Newton-Raphson.



**Fig.29-a :** Positionnement des pôles en fonction des pertes diélectriques.

on peut noter que les zéros de (43) et (44) s'interprètent comme des branches de vibration, il existe en général un zéro réel correspondant au mode de surface usuel , les zéros complexes s'interprètent comme des pseudo-branches de surface impliquant un rayonnement partiel.

Par exemple, si uniquement, un seul mode d'onde de surface est présent :

$$\int_0^{\infty} ( ) d\beta - \int_0^{\beta_0 - \delta} ( ) d\beta + \int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} ( ) d\beta + \int_{\beta_0 + \delta}^{\infty} ( ) d\beta \quad (51)$$

donc :

$$I_b = \int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} ( \quad ) d\beta = \int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} \frac{f(\beta)}{T_m(\beta)} d\beta \quad (52)$$

où  $T_m(\beta)$  possède un pôle en  $\beta = \beta_0$  et  $f(\beta)$  représente la partie non singulière de l'intégrande de l'expression (42).

En développant  $T_m(\beta)$  en série de Taylor autour de  $\beta = \beta_0$ , on obtient [2]:

$$I_b = \frac{-j\pi f(\beta_0)}{T'_m(\beta_0)} \quad (53)$$

ce résultat peut être obtenu en utilisant la théorie du résidu.

### III.2. CALCUL DU FACTEUR DE COUPLAGE

Une fois l'impédance mutuelle calculée, on peut calculer, le paramètre  $S_{12}$  exprimant le couplage entre deux éléments d'une antenne réseau imprimée, et cela d'après la relation fondamentale [13] :

$$[S] = [Z + Z_c]^{-1} [Z - Z_c] \quad (54)$$

avec :

$$Z = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} ; \quad Z_c = \begin{pmatrix} Z_c & 0 \\ 0 & Z_c \end{pmatrix}$$

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$$

comme les deux antennes sont identiques ( $Z_{11} = Z_{22}$ ) et compte tenu de la réciprocité du couplage mutuel ( $Z_{21} = Z_{12}$ ); le paramètre  $S_{12}$  peut être donné par la formule suivante :

$$S_{12} = \frac{2Z_c \cdot Z_{12}}{(Z_c + Z_{11})^2 - (Z_{12})^2} \quad (55)$$

où  $Z_c$  : est l'impédance caractéristique des lignes d'alimentations

$Z_{11}$  ( $Z_{22}$ ) est l'impédance propre de l'élément 1 (l'élément 2).  
le facteur de couplage s'écrit alors:

$$C_{\text{couplage}} = 20 \log_{10} |S_{12}| \quad [\text{dB}] \quad (56)$$

### III.3. Calcul de l'impédance d'entrée du réseau

Le calcul de l'impédance d'entrée, compte tenu de l'effet de couplage, est immédiat et est réalisé par les étapes de calcul suivantes :

- \* on détermine l'impédance mutuelle  $Z_{12}$
- \* on évalue les impédances propres  $Z_{ii}$  des éléments rayonnants supposés.
- \* compte de la réciprocité du couplage mutuel, on aura  $Z_{12} = Z_{21}$  et on obtient un quadripôle au sens des circuits électriques, équivalent à une antenne à deux éléments. (Fig 29-b).

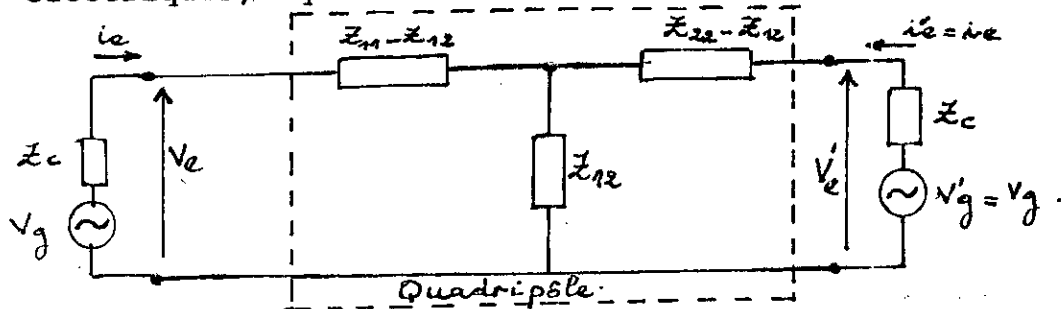


Fig 29-b: Circuit électrique équivalent à une antenne plaquée à deux éléments.

Ce modèle nous permet de calculer l'impédance d'entrée d'un élément rayonnant quand l'autre est branché sur son impédance de charge adapté  $Z_c$  (généralement égale à  $50 \Omega$ )

$$Z_e = \left( \frac{V_e}{i_e} \right)_{i_s=0}$$

$$Z_e = (Z_{11} - Z_{12}) + \frac{Z_{12}(Z_c + Z_{22} - Z_{12})}{Z_{22} + Z_c} \quad (57)$$

pour des réseaux de plus de deux éléments, le modèle équivalent devient un multipôle, mais le principe de calcul de l'impédance d'entrée ne change pas. Dans ce cas on considère les éléments du réseau deux à deux et on calcul l'impédance mutuelle entre ces deux éléments.

## CHAPITRE IV

### DONNEES

$$2a = 1.86 \text{ cm}$$

$$h = 0.16 \text{ cm}$$

$$\epsilon_r = 2.5$$

$$\text{tg } \delta = 0.002$$

$$f = 5.6375 \text{ GHz}$$

figure 30 : Variation de l'impédance mutuelle  $Z_{21}$  en fonction de la distance  $d/\lambda$

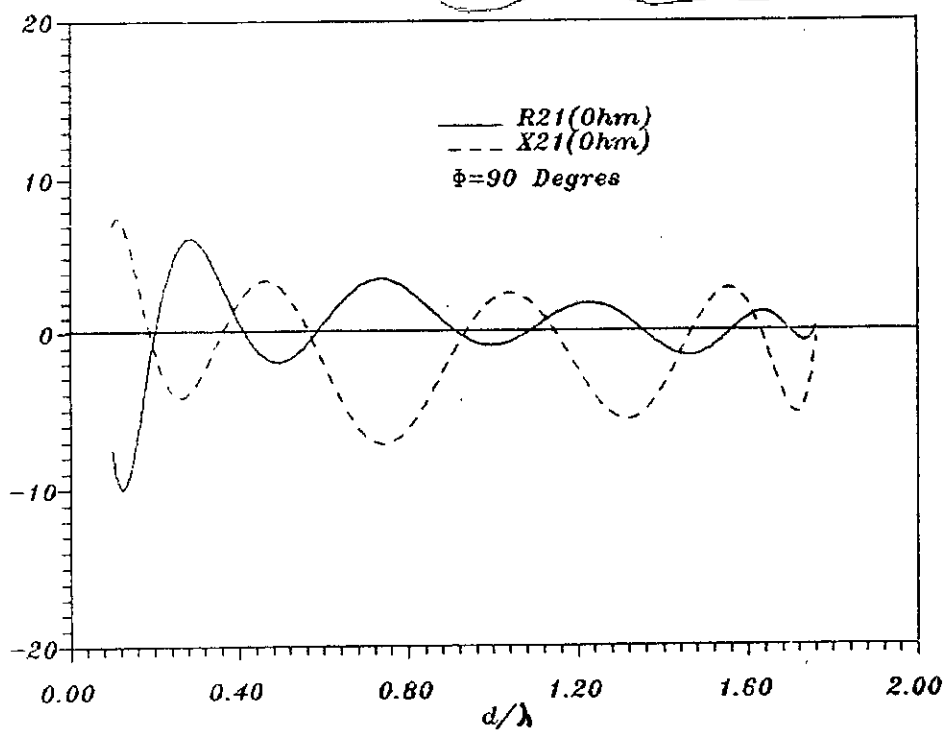
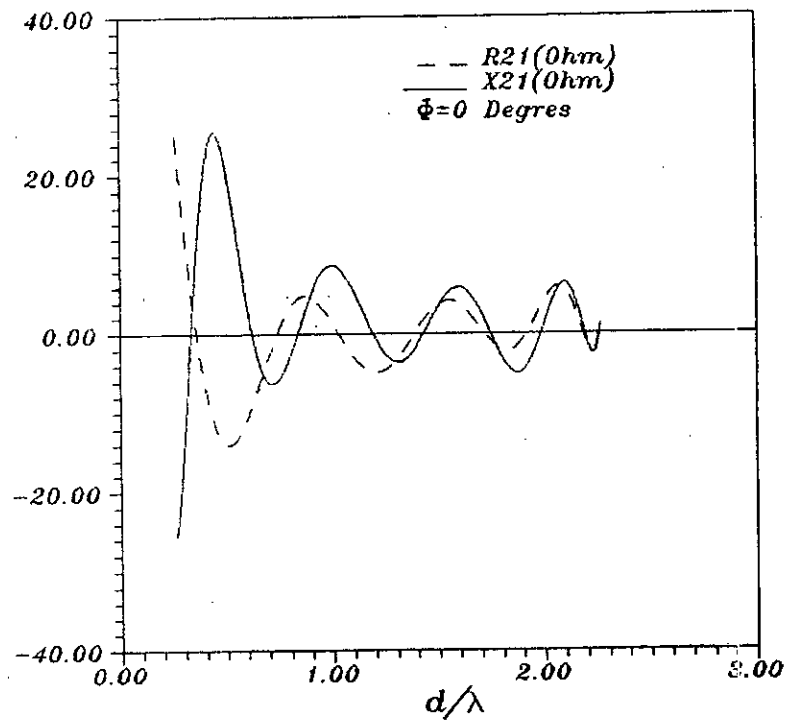


figure 31 : Facteur de couplage en fonction de la distance  $d/\lambda$

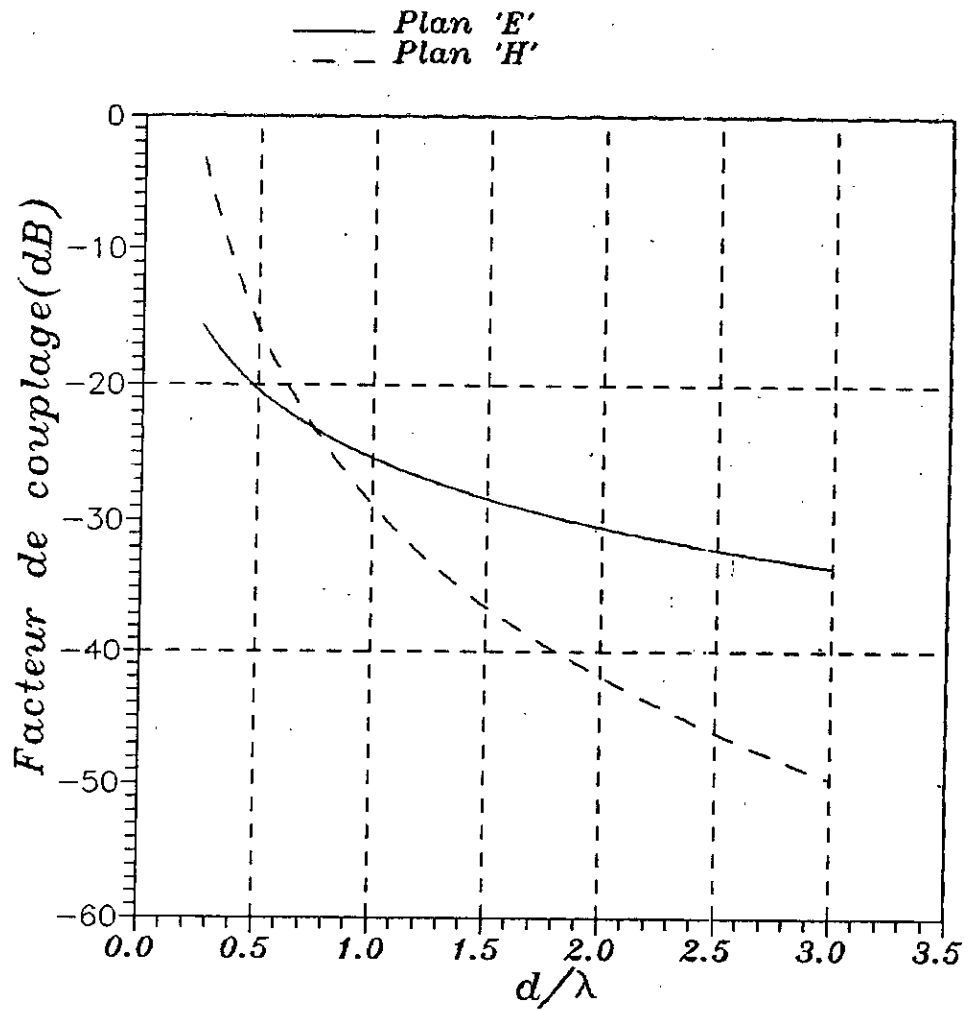
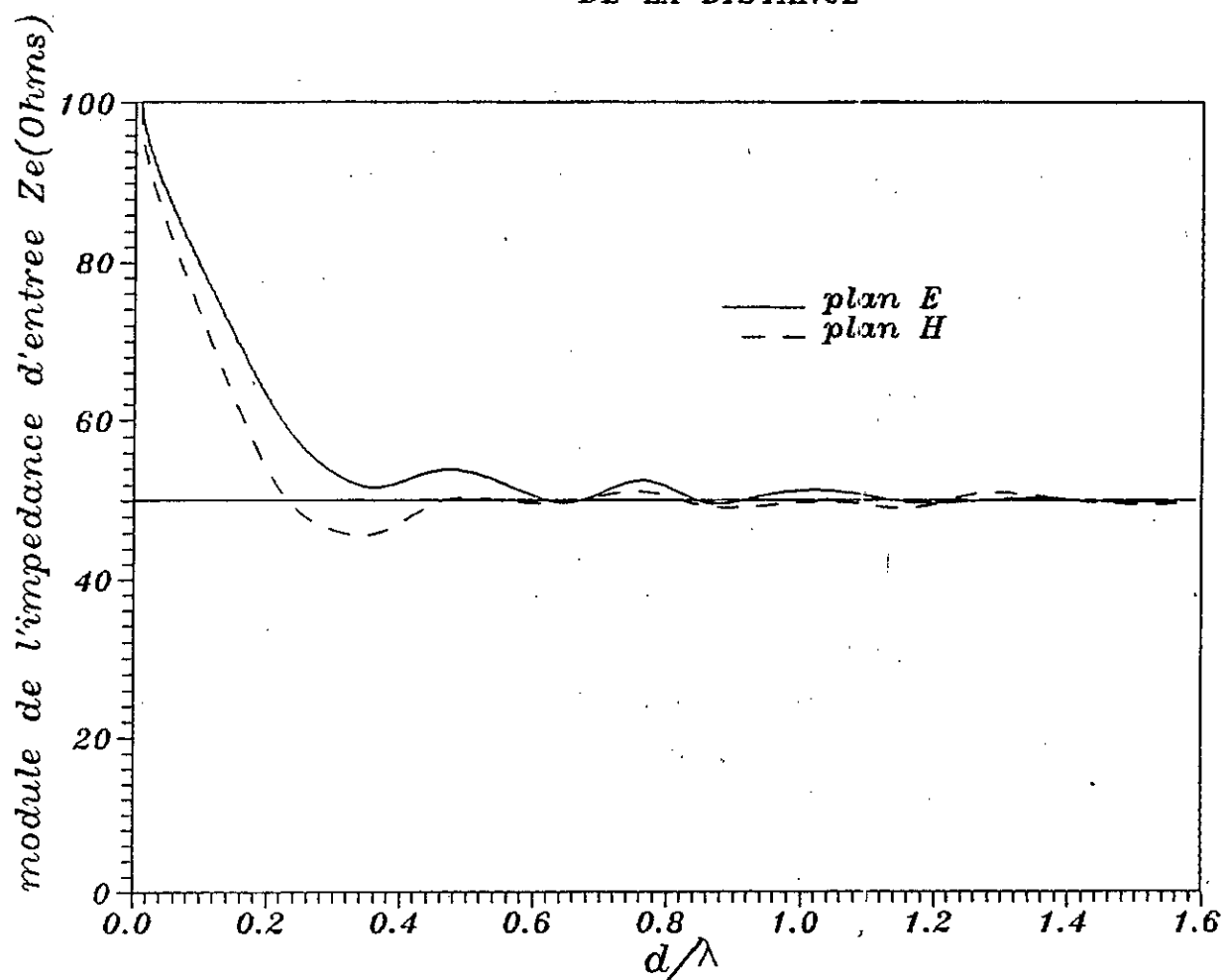




figure 32 : VARIATION DU MODULE DE L'IMPEDANCE MUTUELLE EN FONCTION DE LA DISTANCE



## INTERPRETATION DES RESULTATS

Il est clair, d'après la figure (31) donnant le facteur de couplage en fonction de la distance, que le couplage dans le plan H est élevé pour de faibles séparations ( $d < \lambda/2$ ); et qu'il évolue comme le couplage trouvé dans le cas des filtres à lignes micro-ruban couplées, il est dû principalement aux termes quasi-statiques et aux ondes d'espace. Cependant, quand  $d/\lambda$  croît le couplage dans le plan H diminue plus rapidement que le couplage dans le plan E; ce dernier est soutenu par les ondes de surface et devient dominant pour des grandes séparations.

Il est intéressant aussi de voir, sur le résultat théorique montré en figure (32), combien cette impédance d'entrée  $Z_e$  est perturbée et devient élevée (dans notre cas, elle est de l'ordre de  $100\Omega$ ) quand les deux éléments sont très proches, c'est à dire quand l'impédance mutuelle  $Z_{12}$  est maximale figure (30).

En augmentant la distance entre les deux antennes, l'impédance  $Z_{12}$  diminue et l'impédance  $Z_e$  commence à osciller autour de l'impédance propre  $Z_{11}$  de l'antenne (qui est de l'ordre de  $50\Omega$ ). Ces oscillations s'amortissent avec la distance et on constate, qu'au delà d'une distance  $R > 0.6\lambda_0$  (entre les centres des éléments), l'effet du couplage devient négligeable.

Ce résultat est constaté quand le nombre d'éléments, reste quand même petit.

Ce changement significatif (chute de 50% du module  $Z_e$ ), montre clairement que le couplage mutuel doit être pris en considération afin d'arriver à une adaptation convenable surtout si  $d < 0,6 \lambda$ .

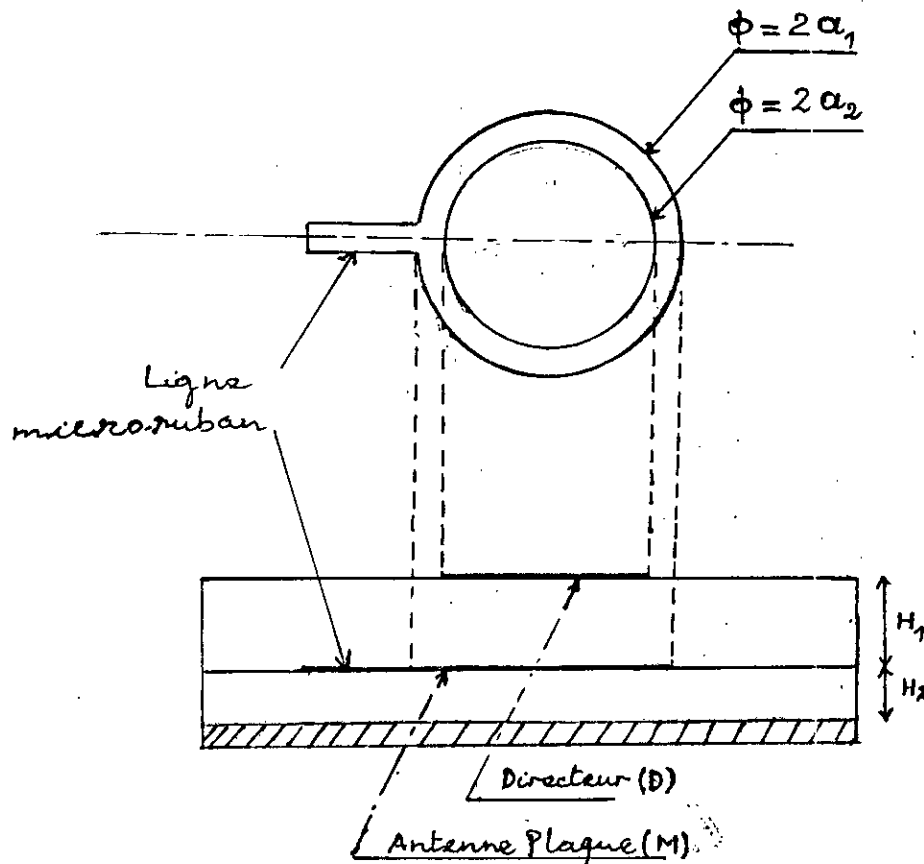
DEUXIEME PARTIE  
COUPLAGE INTRA-ANTENNE

CHAPITRE V

ANALYSE DU COUPLAGE PAR LA TECHNIQUE LMA

## V.1 INTRODUCTION

Pour augmenter la bande passante des antennes imprimées, on fait souvent appel au couplage entre éléments rayonnants superposés; les antennes ainsi contruites ont des structures multicouches.



**Fig.34** : configuration d'une antenne plaque circulaire (M) couplée à un directeur circulaire centré (D).

Le modèle d'analyse utilisé est celui du modèle des lignes de transmission à pertes fonctionnants en mode quasi TEM utilisé avec succès dans les cas d'antennes plaques isolées (c'est à dire sans directeur) du type circulaire [32] ou rectangulaire [33], ou associées avec directeurs de type carré [33].

La modélisation du "couplage" entre deux lignes de transmission caractérisé par le coefficient  $k$  et la capacité linéique  $C_{12}$ , tel que :

$$C = C_{12} \cdot 2 \frac{b}{N}$$

où

(58)

$$C_{12} = k \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{W(n) \cdot W'(n)}{H_1 H_2}} \epsilon_r \cdot \epsilon_r'$$

avec :

$H_1, H_2$  : sont respectivement, l'épaisseur du substrat des lignes sous le directeur et sous l'antenne plaque

et :

$W_n, W_n'$  : leur largeur respectivement au niveau des conducteurs.

### V.2. Calcul du coefficient de couplage entre deux lignes superposées consécutives

En tenant compte de la structure superposée et du couplage par capacité distribuée, le coefficient de couplage entre lignes  $i$  et  $j$  est donnée par :

$$\frac{1}{k_{ij,n}} = \sum_{p=i}^{j-1} \frac{1}{k_{p,p+1,n}} \quad (59)$$

On définit le ratio d'ouverture pour une ligne microruban élémentaire de largeur  $W$  et de longueur  $\Delta X$  d'après [36], par :

$$\rho = \frac{S}{S+S} - \frac{1}{1+\frac{S}{S}} - \frac{1}{1+\frac{W}{H}} \quad (60)$$

où :

$S = 2 (\Delta X.W)$  partie métallisée

$S = 2 (\Delta X.H)$  partie non-métallisée

soit  $q = W_2/H_2$ , si l'on tient compte de l'effet de bord  $\rho$  devient alors :

$$\rho = \frac{1}{1+q} \quad (61)$$

Pour deux lignes superposées consécutives de ratio d'ouverture  $\rho_{e1}$  et  $\rho_{e2}$ , le coefficient de couplage serait proportionnel à :

$$\rho = \sqrt{\rho_{e1} \cdot \rho_{e2}} \quad (62)$$

On introduisant le coefficient de répartition  $1/(L_{12n})$ , l'expression du coefficient du couplage serait donnée par :

$$k = \sqrt{\rho_{e1} \cdot \rho_{e2}} \cdot \frac{1}{L_{12n}} \quad (63)$$

où  $\frac{1}{L_{12n}}$  : représente le coefficient de répartition et donné

par :

$$\frac{1}{L_{1,2n}} = \frac{G_{1N}}{G_{1N} + G_{2N} + G_o}$$

avec:  $G_o = \frac{1}{Z_o} = \frac{1}{120\pi}$

$$G_{iN} = \frac{1}{R_{iN}} = \frac{G_o \cdot \sqrt{\epsilon_{eiN}}}{F_{iN}} \quad \text{avec } i=1,2$$

Cela implique que:

$$\frac{1}{L_{1,2}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{e1N}} / F_{1N}}{\frac{\sqrt{\epsilon_{e1N}}}{F_{1N}} + \frac{\sqrt{\epsilon_{e2N}}}{F_{2N}} + 1} \quad \text{si la ligne 2 est excitée seule directement.}$$

$$F_{1N} = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \text{Log} \left[ \frac{8}{q_{1N}} + \frac{q_{1N}}{4} \right] & \text{Si } q_{1N} = \frac{W_{1n}}{H_1} \leq 1 \\ [q_{1N} + 1,393 + 0,667 \text{Log}(q_{1N} + 1,444)]^{-1} & \text{Si } q_{1N} < 1 \end{cases}$$

$$\epsilon_{eiN} = \frac{\epsilon_{ri} + 1}{2} + \frac{\epsilon_{ri} - 1}{2} \cdot D_{iN}$$

avec:

$$D_{iN} = \begin{cases} \left[ 1 + \frac{12}{q_{1N}} \right]^{-1/2} & \text{Si } q_{1N} > 1 \\ \left[ 1 + \frac{12}{q_{1N}} \right]^{-1/2} + 0,04(1 - q_{1N})^2 & \text{Si } q_{1N} < 1 \end{cases}$$

$$\text{Si } q_1 = \frac{W_{e1}}{H_1} \rightarrow 0; \quad F_{1N} \rightarrow \infty \quad \text{et} \quad G_{1N} \rightarrow 0$$

Ce résultat peut être obtenue soit :

\* avec  $W_1 = \text{cste}$  et  $H_1 \rightarrow \infty$

\* avec  $H_1 = \text{cste}$  et  $W_1 \rightarrow 0$



CHAPITRE -VI-

PRESENTATION DE QUELQUES RESULTATS THEORIQUES

- Facteur de repartition(1/L)
- Rayon d'ouverture(ro)
- Facteur de couplage(k12)

$$\epsilon_r=1$$

$$(H1/H2)=1$$

Max de k12:(0.06,0.3394)

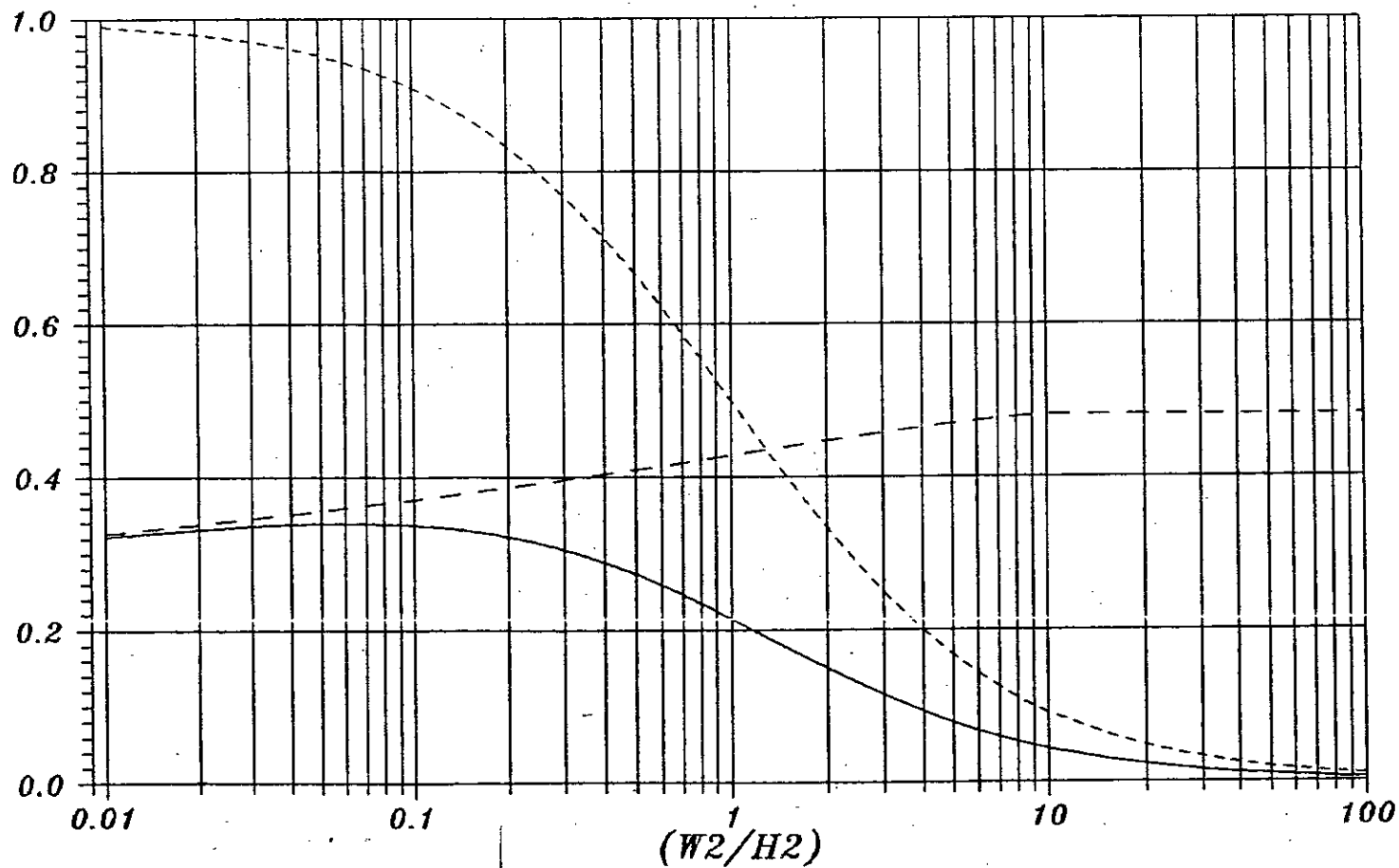


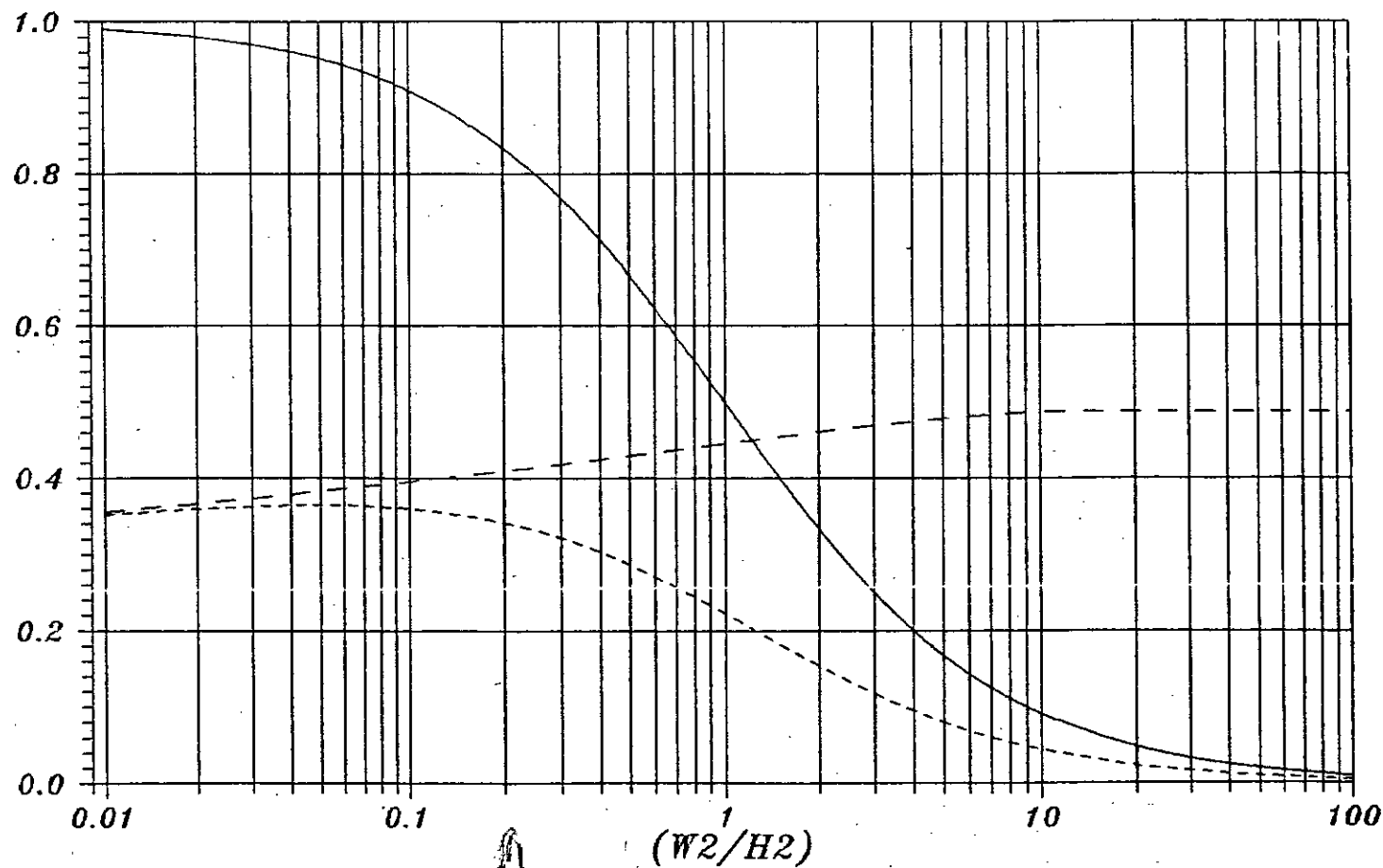
figure 37

99

- - - Facteur de repartition( $1/L$ )
- Rayon d'ouverture( $r_0$ )
- - - Facteur de couplage( $k_{12}$ )

$\epsilon_r = 2.33$   
 $(H_1/H_2) = 1$

Max de  $k_{12}$ : (0.06, 0.364)



167

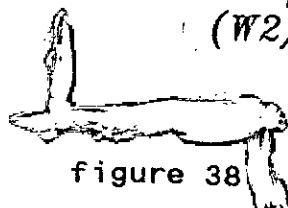


figure 38

- Facteur de repartition( $1/L$ )
- - - Rayon d'ouverture( $r_0$ )
- Facteur de couplage( $k_{12}$ )

$\epsilon_r = 9.6$   
 $(H_1/H_2) = 1$

Max de  $k_{12}$ : (0.03, 0.409)

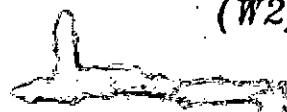
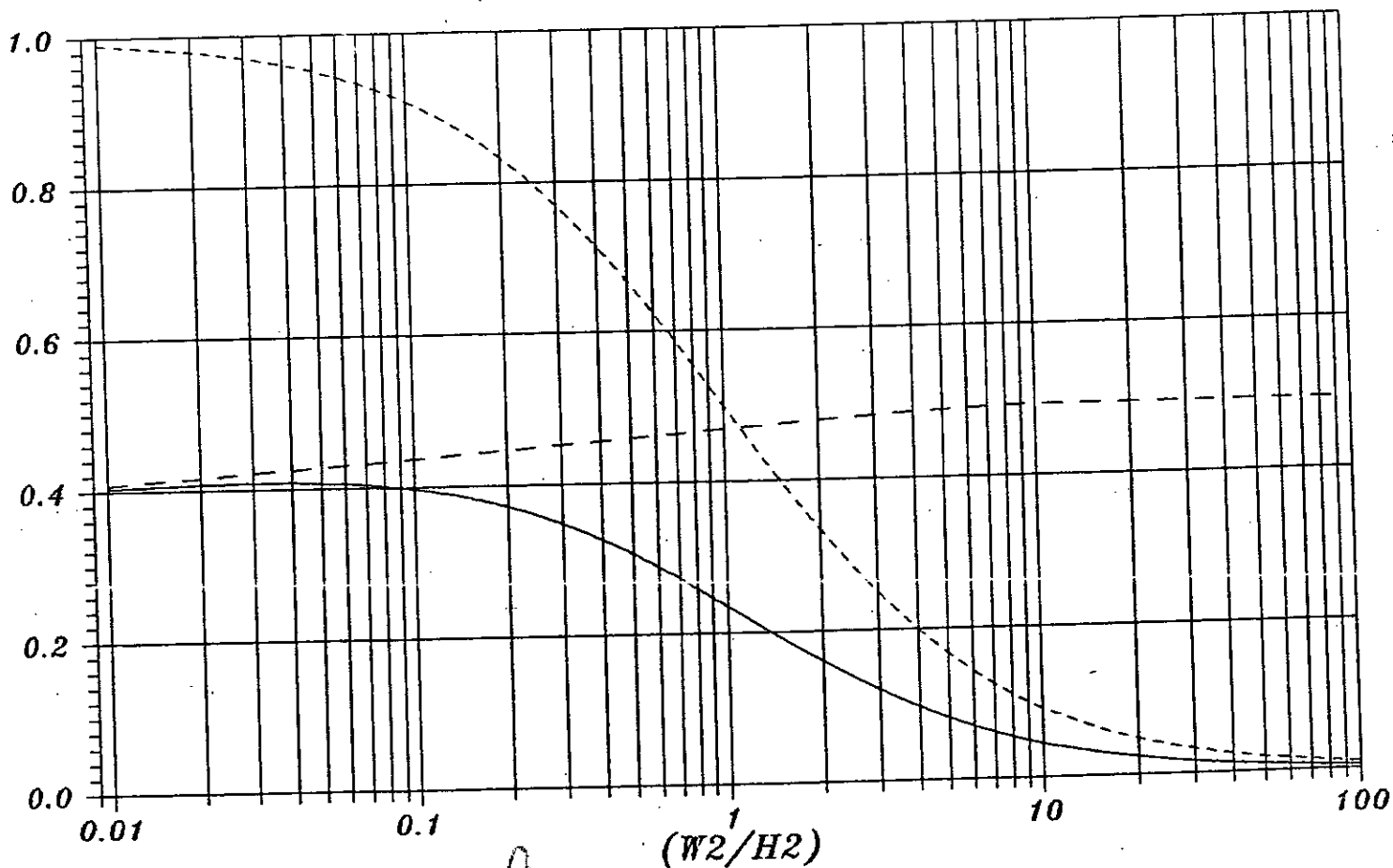
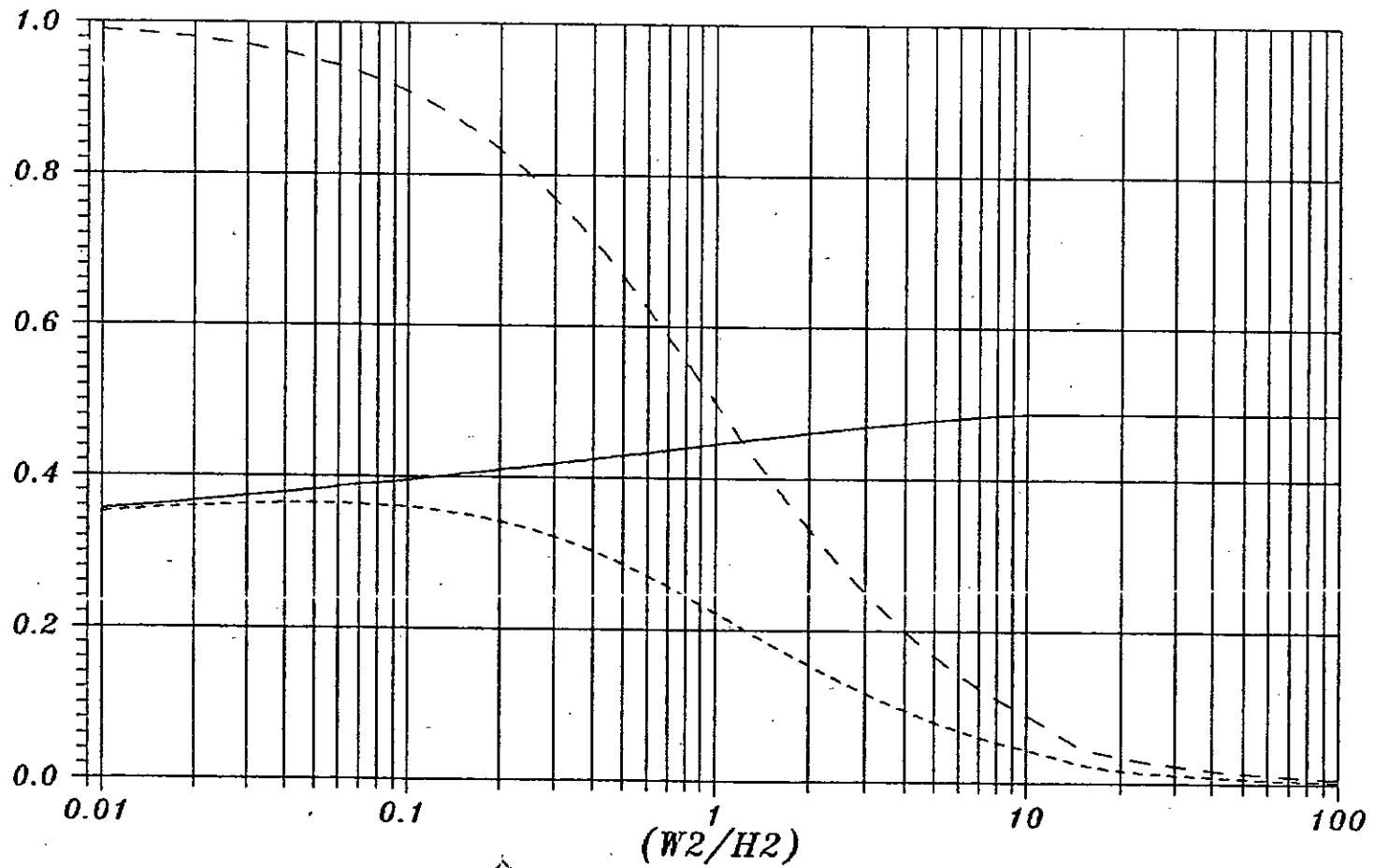


figure 39

— Facteur de repartition( $1/L$ )  
 - - Rayon d'ouverture( $r_0$ )  
 - - - Facteur de couplage( $k_{12}$ )

$\epsilon_r = 2.33$   
 $(H1/H2) = 2$

Max de  $k_{12}$ : (0.05, 0.0.3643)



69

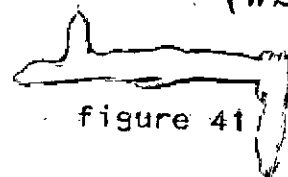


figure 41

Facteur de couplage( $k$ ) en fonction  
de  $(W2/H2)$

$\epsilon_r=2.33$

- $(H1/H2)=1$
- - -  $(H1/H2)=0.5$
- - -  $(H1/H2)=2$

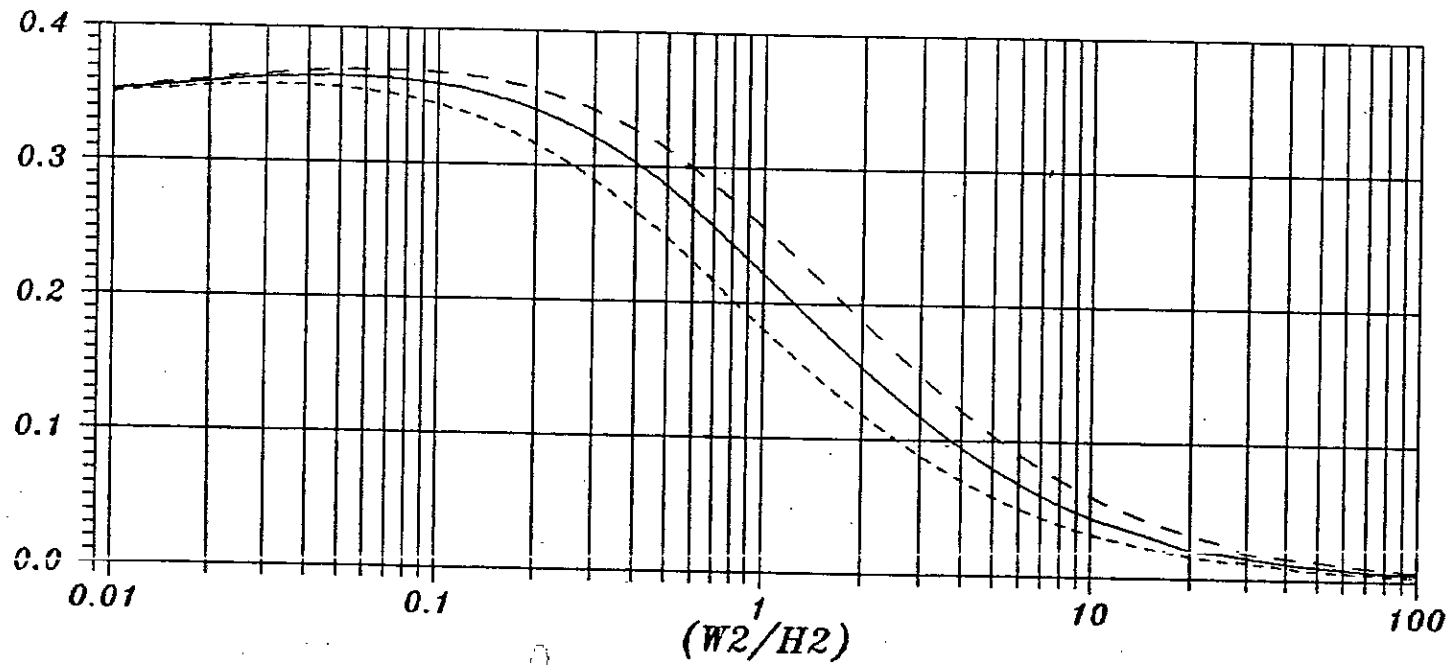


figure 42

Facteur de couplage( $k$ ) en fonction  
de  $(W2/H2)$

$(H1/H2)=1$

- $\epsilon_r=9.6$
- $\epsilon_r=1$
- - - -  $\epsilon_r=2.33$

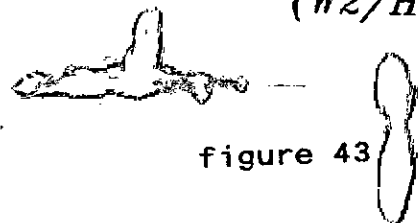
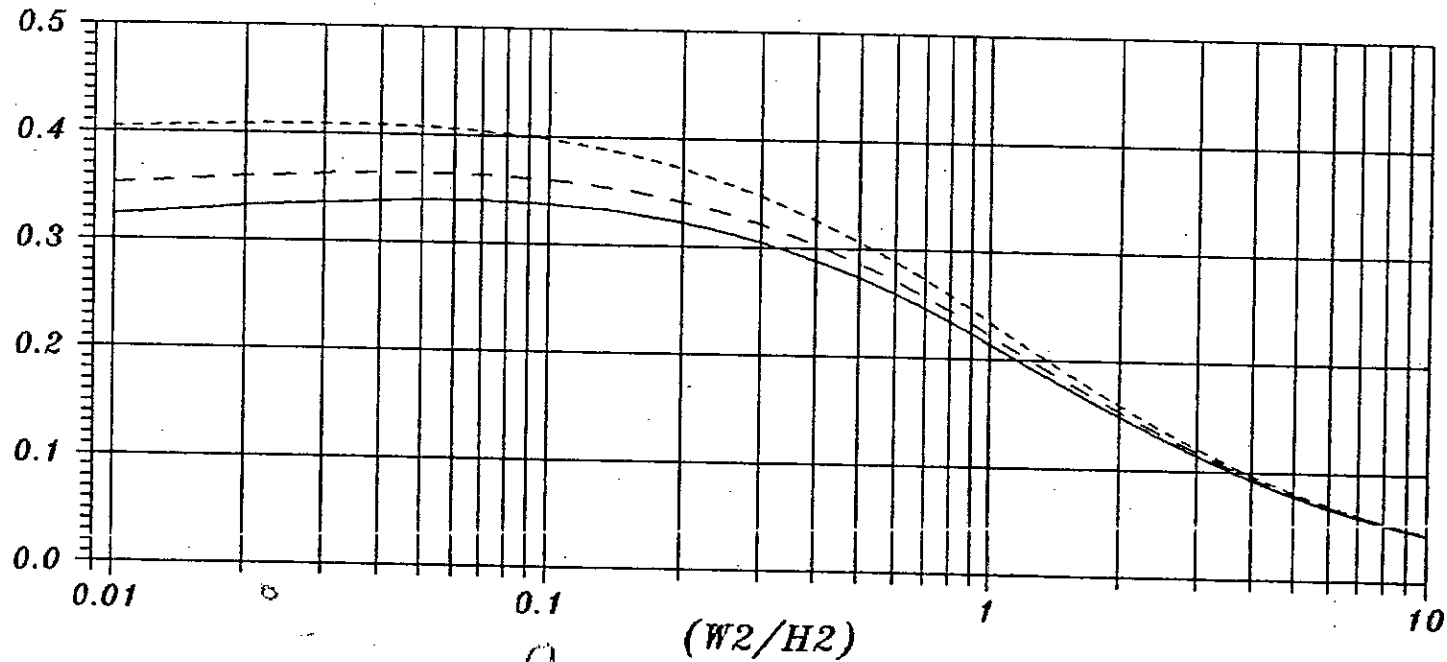


figure 43

## CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté ici une théorie permettant d'analyser la majorité des différents types de couplage qui peuvent se présenter dans les réseaux d'antennes plaques.

L'analyse du couplage inter-éléments est vu sous quatre méthodes différentes.

Le programme de calcul élaboré permet d'étudier le couplage inter-éléments de l'antenne réseau en fonction de l'espacement, l'orientation des éléments rayonnants, de la permittivité du substrat et de la fréquence.

Les résultats obtenus permettent de dire que le couplage mutuel doit être pris en considération pour une meilleur adaptation. Toutefois ce phénomène (couplage mutuel) peut être négligé pour un facteur de couplage inférieur à - 25 dB.

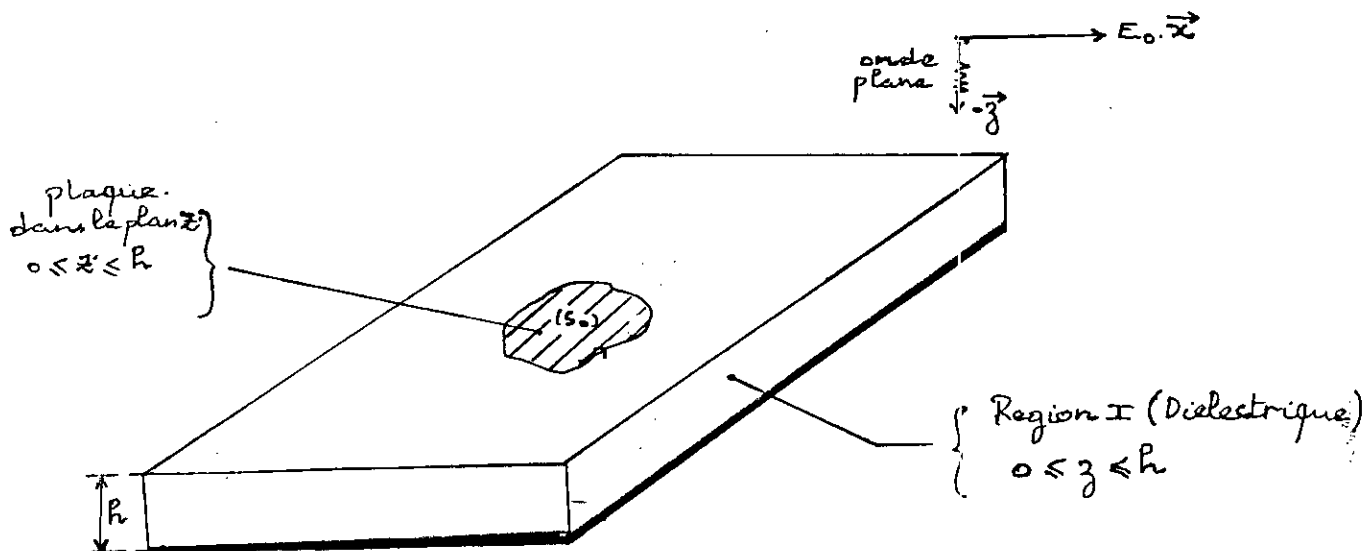
Le facteur de couplage ( $k$ ) de deux lignes stratifiées est modélisé complètement dans une formule analytique fermée, mettant en oeuvre deux paramètres ( $h_1/h_2$  et  $\epsilon_r$ ).



**ANNEXES**

ANNEXE 1

DETERMINATION DU CHAMP ELECTRIQUE



**Fig A.1** : Antenne microruban de forme quelconque.

Le champ électromagnétique en milieu diélectrique peut être obtenu à partir du potentiel vecteur magnétique  $A$  par les relations suivantes, [3] :

$$\vec{E}(r) = -\frac{j\omega}{k^2} \left[ k^2 \vec{A}(r) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}(r)) \right] \quad (A-1)$$

$$\vec{H}(r) = \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{A}(r) \quad (A-2)$$

où  $r = r(x, y, z)$

Le vecteur potentiel  $A(r)$  satisfait l'équation d'onde :

$$\nabla^2 \vec{A}^I(r) + k^2 \vec{A}^I(r) = -j\mu \vec{J}_s(r) \quad (A-3)$$

dans la région du diélectrique (région I) et

$$\nabla^2 \vec{A}^{II}(r) + k^2 \vec{A}^{II}(r) = 0 \quad (\text{A-4})$$

dans l'espace libre (région II).

Soit  $G^{I/II}(r, r')$  la fonction de Green dyadique pour la région I et II, donc la solution de (A-3) et (A-4) peut être donnée par :

$$A^{I/II}(r) = \iint_{\text{patch}} \vec{J}_s(r') \cdot \bar{G}^{I/II}(r/r') dx' dy' \quad (\text{A-5})$$

où  $r' = r'(x', y', z')$  : coordonnées du point d'excitation. En substituant l'équation (A-5) dans (A-3) et (A-4), on aura :

$$\nabla^2 G^{I/II}(r/r') + k^2 G^{I/II}(r/r') = -j\mu \vec{I} \delta(x-x') \cdot \delta(y-y') \cdot \delta(z-z') \quad (\text{A-6})$$

Pour la région du diélectrique, et :

$$\nabla^2 \bar{G}^{II}(r/r') + k_0^2 \bar{G}^{II}(r/r') = 0 \quad (\text{A-7})$$

dans l'espace libre.

Il est facile d'obtenir la solution de (A-6) et (A-7) dans le domaine spectral  $(k_x, k_y)$  où  $k_x, k_y$  sont les variables de la transformée de Fourier bidimensionnelle. Les équations (A-6) et (A-7) sont donc résolues pour  $\bar{G}^{I/II}(k_x, k_y, z/r')$ .

Les constantes inconnues qui apparaissent dans les solutions peuvent être déterminées en introduisant les conditions aux limites :

$$\bar{E}_t^I(k_x, k_y, 0) = 0$$

$$\bar{E}_t^I(k_x, k_y, h) = \bar{E}_t^{II}(k_x, k_y, h) \quad (\text{A-8})$$

$$\bar{H}_t^I(k_x, k_y, h) = \bar{H}_t^{II}(k_x, k_y, h) \quad (\text{A-9})$$

La fonction de Green dyadique est obtenue par la transformée inverse de Fourier de  $\bar{G}^{I/II}(k_x, k_y, z/r')$ .

Pour la région I, la fonction de Green dyadique peut être exprimée, par [7 formules 10 à 13] :

$$\bar{G}^I(r/r') = \frac{\mu_0}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}] \cdot G_1(k_x, k_y, z, z') + [\hat{x}\hat{z} \cdot k_x + \hat{y}\hat{z} k_y] G_2(k_x, k_y, z, z') \cdot e^{jk_x(x-x')} \cdot e^{jk_y(y-y')} \cdot dk_x \cdot dk_y \quad (\text{A-10a})$$

avec :

$$G_1(k_x, k_y, z, z') = \left[ - \frac{e^{jk_I(z-z')} - e^{-jk_I(z-z')}}{2jk_I} \right] + \left[ \frac{\sin(k_I z)}{k_I} \right] \\ \frac{[k_I \cos(k_I(h-z')) + jk_{II} \sin(k_I(h-z'))]}{DTE} \quad (\text{A-10b})$$

et

$$G_2(k_x, k_y, z, z') = \left[ \frac{(\epsilon_r - 1) \cdot \sin(k_I z') \cdot \cos(k_I z)}{DTE \cdot DTM} \right] \quad (\text{A10c})$$

où :  $r'$  est relatif au point source .

$r$  ou  $x, y, z$  est relatif au point champ .

DTE, DTM sont définies par (A-11) et (A-12) ci-dessous

et  $k_{II}$ ,  $k_I$  sont données par les expressions (A-13) :

$$DTE = k_I \cos k_I d + j k_{II} \sin k_I d \quad (\text{A-11})$$

$$DTM = \epsilon_r k_{II} \cos k_I d + j k_I \sin k_I d \quad (\text{A-12})$$

$$k_{II} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}; & \text{si } (k_x^2 + k_y^2) \leq k_0^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}; & \text{si } (k_x^2 + k_y^2) > k_0^2 \end{cases} \quad (\text{A-13})$$

$$k_I = \begin{cases} \sqrt{\epsilon_r k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}; & \text{si } (k_x^2 + k_y^2) \leq \epsilon_r k_0^2 \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \epsilon_r k_0^2}; & \text{si } (k_x^2 + k_y^2) > \epsilon_r k_0^2 \end{cases}$$

avec  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$ ,  $\hat{z}$  : les vecteurs unitaires de  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. L'intégrande de (A-10a) peut être vue comme une superposition du mode (TE) et du mode (TM) d'une onde plane se propageant selon l'axe  $z$ , due à une source de courant élémentaire encastrée dans le substrat diélectrique.

En substituant (A-10a) dans (A-5) on obtient :

$$\vec{A}(\Omega) = \frac{\mu}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{\Omega}(k_x, k_y, z, z') e^{jk_x \vec{x} + jk_y \vec{y}} dk_x dk_y \quad (\text{A-14})$$

où  $\vec{\Omega}$  représente l'expression du vecteur potentiel magnétique  $\vec{A}$  dans le domaine spectral  $(k_x, k_y)$  et a pour expression :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}(k_x, k_y, z, z') = & \vec{J}(k_x, k_y) ([\hat{x} \cdot \hat{x} + \hat{y} \cdot \hat{y}] G_1(k_x, k_y, z, z') \\ & + [k_x \hat{x} \cdot \hat{z} + k_y \hat{y} \cdot \hat{z}] \cdot G_2(k_x, k_y, z, z') \end{aligned} \quad (\text{A-15})$$

et  $\vec{J}(k_x, k_y)$  est la transformée de Fourier de la densité surfacique de courant sur la plaque donnée par :

$$\vec{J}(k_x, k_y) = \iint_{\text{plaque}} \vec{J}(x, y) \cdot e^{-j(k_x \vec{x} + k_y \vec{y})} dx dy \quad (\text{A-16})$$

à partir de (A-14) et (A-1) l'expression du champ électrique dans la région du substrat (région I) créée par la densité de courant  $J(x,y)$  sur la plaque, est donnée par :

$$\vec{E}^s(r) = \frac{\mu}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(k_x, k_y, z, z') \cdot e^{j(k_x \cdot \vec{x} + k_y \cdot \vec{y})} dk_x dk_y \quad (A-17)$$

où

$$\vec{E}(k_x, k_y, z, z') = -j \frac{\omega}{k^2} [k^2 \vec{\Omega} + \vec{K}(\vec{K} \cdot \vec{\Omega})] \quad (A-18)$$

avec

$$K = (jk_x) \cdot \hat{x} + (jk_y) \cdot \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \hat{z} \quad (A-19)$$

Le vecteur  $\vec{K}$  représente l'opérateur nabla  $\vec{\nabla}$  dans le domaine fréquentiel  $(k_x, k_y)$ .

## ANNEXE 2

### PRINCIPE ET MISE EN OEUVRE DE LA METHODE DES MOMENTS

#### 1. PRINCIPE DE LA METHODE

La méthode des moments est utilisée pour résoudre des équations de la forme :

$$L(f) = g \quad (1)$$

En la transformant en un système linéaire à n inconnues où :

L : un opérateur linéaire, généralement une combinaison linéaire d'opérateurs intégral-différentiels.

f : est la fonction inconnue à déterminer (fonction réponse).

g : fonction connue (fonction excitation).

Pour appliquer cette méthode il faut :

i. définir un produit intérieur  $\langle h, l \rangle$  qui soit scalaire défini positif sur le domaine de définition de l'opérateur L.

ii. Supposer que la fonction f inconnue puisse se mettre sous la forme d'une série de N fonctions  $f_1, f_2, \dots, f_N$  linéairement indépendantes appartenant au domaine de définition de L :

$$f = \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n \quad (2)$$

Les fonctions  $f_n$  sont appelées fonctions de base, les coefficients  $\alpha_n$  sont des constantes inconnues.

Pour obtenir une solution rigoureusement exacte, il faudrait une somme infinie. En pratique, une solution approchée est obtenue avec une somme finie.

En tenant compte de la linéarité de L en reportant l'équation (2) dans (1) on obtient :

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \cdot L(f_n) = g \quad (3)$$

iii. Définir un ensemble de fonctions appelées fonctions de test :  $W_1, W_2, \dots, W_n, \dots, W_M$  linéairement indépendantes dans le domaine de définition de L;  $M \geq N$ .

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle \omega_n, L(f_n) \rangle = \langle \omega_m, g \rangle$$

$$m = 1, \dots, M.$$

En pratique, la méthode consiste à prendre  $M=N$ . L'ensemble des équations précédentes peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$[g_m] = [I_{mn}] \cdot [\alpha_n]$$

avec

$$I_{mn} = \langle W_m, L(f_n) \rangle$$

$$g_n = \langle W_m, g \rangle$$

Si la matrice  $[I_{mn}]$  n'est pas singulière,  $[I_{mn}]^{-1}$  existe et on aura :  $[\alpha_n] = [I_{mn}]^{-1} \cdot [g_n]$   
 et la solution est :  $f = [f_n] \cdot [\alpha_n] = [f_n] \cdot [I_{mn}]^{-1} \cdot [g_m]$ .

#### MISE EN OEUVRE DE LA METHODE

Dans le cas des antennes, en régime harmonique, l'équation à résoudre est une équation intégral-différentielle de la forme :  $E_z^i(z) = L(I(z))$  où  $E_z^i(z)$  est la composante tangentielle du champ électrique incident représentant l'excitation appliquée.



Une fois la méthode appliquée on obtient :

$$[V_m] = [Z_{mn}] \cdot [I_n]$$

$[V_m]$  : vecteur tourion généralisé.

$[Z_{mn}]$  : matrice impédance généralisée.

$[I_n]$  : vecteur courant généralisé.

### REMARQUES

\* Le choix des fonctions de base et les fonctions de test est le point critique de la méthode des moments.

\* En pratique on prend les fonctions de base identiques aux fonctions de test [**Méthode de Galerkin**].

\* Dans le cas des antennes plaques, si le patch possède une forme régulière on peut considérer la cavité électromagnétique équivalente obtenue quand la plaque est ceinturée par une paroi magnétique latérale. Si les modes propres ont une expression analytique simple, il est raisonnable de les utiliser comme des fonctions de base.

### ANNEXE 3

#### FONCTIONS DE BESSEL

\* Les fonctions de Bessel sont solution de l'équation différentielle :

$$x \frac{d}{dx} \left( x \cdot \frac{dy}{dx} \right) + (x^2 - \lambda^2) y = 0$$

et qui sont données par :

$$J_\lambda(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cdot x^{2n+\lambda}}{n! (n+\lambda)! 2^{2n+\lambda}}$$

et

$$J_{-\lambda}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cdot x^{2n-\lambda}}{(n-\lambda)! 2^{2n+\lambda}}$$

$$\text{Si } \lambda \in \mathbb{N}; \lambda = p \text{ et } J_p(x) = (-1)^n J_p(x)$$

#### \* PROPRIETES

$$\cdot \frac{d}{dx} (x^p J_p(x)) = x^{-p} J_{p-1}(x)$$

$$\cdot J_p(x) = \frac{1}{2} [J_{p-1}(x) - J_{p+1}(x)]$$

$$\cdot x J_p(x) = x J_{p-1}(x) - p J_p(x)$$

$$\cdot J_p(x) = (-1)^p \frac{(j)^p}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{jx \cos \theta} \cdot \cos p \theta \cdot d\theta$$

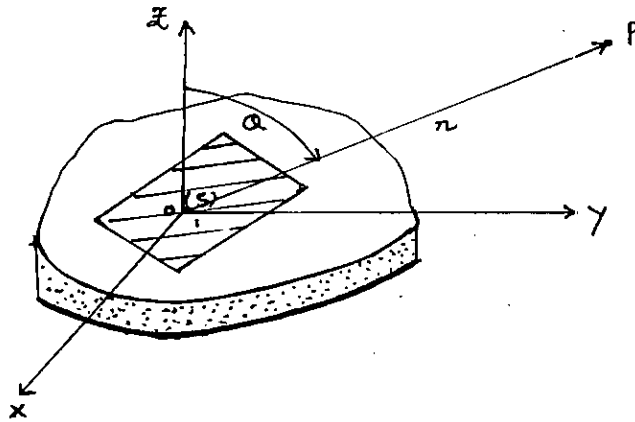
$$\cdot J_p(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{1}{p!} \left( \frac{x}{2} \right)^p$$

$$\cdot J_p(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos \left( x - \frac{\pi}{4} - p \cdot \frac{\pi}{2} \right)$$

ANNEXE 4

CONCEPT D'OUVERTURE

Soit une antenne rectangulaire représentée dans la fig.A-1.

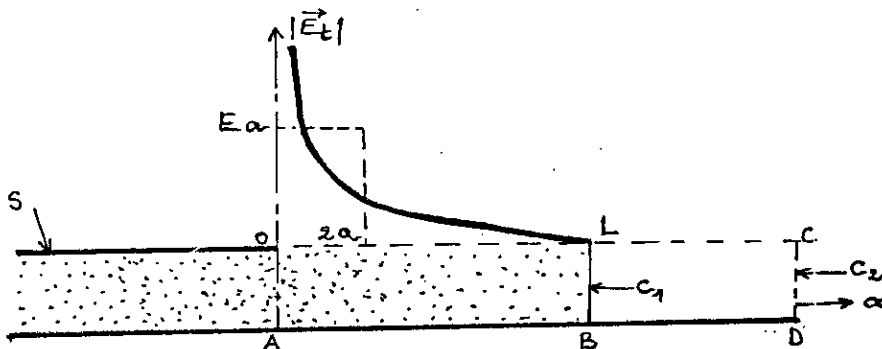


**Fig. A4-1**

Le calcul du champ de rayonnement est basé sur le principe d'équivalence [30], le champ dans le dernier espace  $z > 0$  est complètement déterminé par la composante du champ électrique dans le plan  $z=0$ .

Pour la surface du résonateur supposée parfaitement conductrice on a :  $E_t = 0$  (A.4-1)

Sur la surface S :



**Fig A.4-2** : Configuration du modèle du champ tangentiel  $|E_t|$  au voisinage des bords des conducteurs constituant l'antenne.

à une grande distance de la surface résonnante du plan  $Z=0$ ;  $E_t$  décroît et tend vers zéro; cependant, la plus importante contribution du champ de rayonnement est créée à partir de la région proche de la surface S.

A cet effet, on peut écrire :

$$\int_0^{\infty} |E_t| \cdot dl \approx \int_0^L |E_t| \cdot dl \quad (\text{A4-2})$$

puisque l'épaisseur du substrat est très petit à la longueur d'onde  $\lambda_0$  dans le vide.

$$L \ll \lambda_0 \quad (\text{A4-3})$$

Par conséquent, la variation de  $E_t$  dans le plan de la surface S n'a pas d'importance sur le champ de rayonnement pour cette raison, le champ  $|E_t|$  peut être approximé à une constante  $E_a$  sur une distance "a" et au delà de cette distance le champ  $E_t$  peut être supposé nul (Fig.2) :

$$\int_0^L |E_t| \cdot dl = E_a \cdot 2a \quad (\text{A4-4})$$

La valeur de  $E_a$  peut correspondre à celle de la composante selon Z du champ électrique dans le diélectrique au voisinage de la surface S [31].

Comparons :

$$\oint_{C1} E \cdot dl = 0$$

avec

$$\oint_{C2} E \cdot dl = 0$$

(A4-5)

En utilisant (A.4-2) on peut montrer que :

$$\int_{LB} E \cdot dl \approx \int_{CD} E \cdot dl \quad (A4-6)$$

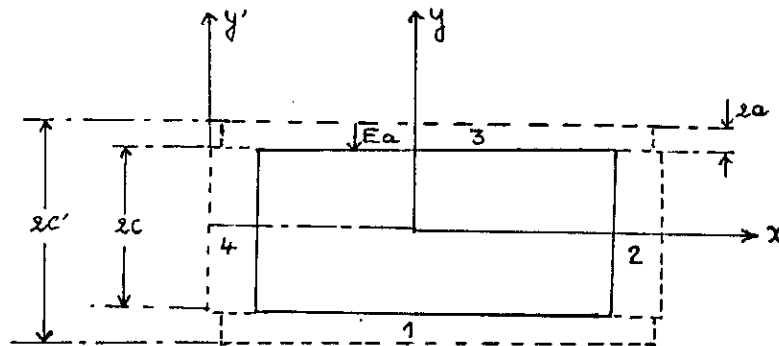
Si on combine (A.4-5) avec (A.4-4) et utilisant (A.4-6) on trouve :  $E_a \cdot 2a = E_z \cdot h$

$E_z$  est supposé constant à travers l'épaisseur du diélectrique, la variation de  $E_z$  suivant les bords de S est calculée en approximant le résonateur ouvert par un modèle de résonateur fermé (ie une boîte remplie par un diélectrique).

Le champ  $E_z$  du mode (m,n) pour un résonateur rectangulaire avec les dimensions  $2b'$  et  $2c'$  peut être écrit sous la forme suivante :

$$E_z = E_0 \cos \frac{m\pi x'}{2b'} \cdot \cos \frac{n\pi y'}{2c'}$$

avec  $E_0$  : l'amplitude maximale du champ  $E_z$ .



**Fig.A4-3** : Représentation du modèle ouvert pour l'antenne plaque

Finalement, nous obtenons le "modèle ouvert" pour l'antenne, un conducteur plan infini en  $Z=0$  avec des fentes d'épaisseur  $2a$  proche de S excitée par un champ électrique  $E_a$ .

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **JEDLIKA and CARVER**  
Measured mutual- Coupling between microstrip antennas. IEEE Vol AP-29 pp 147-149 (1981).
- [2] **D.M. POZAR**  
Input impedance and mutual coupling between microstrip antennas. IEEE Vol AP-30 N°6 pp 1191-1196 (1982).
- [3] **D.M. POZAR, DH SHAUBERT**  
Analysis of finite phased arrays of rectangular microstrip patches with idealised probe feeds IEEE Vol AP 32, N°10, (1984).
- [4] **K.C GUPTA, A. BENALLA**  
Multiport network approach for modeling the mutual coupling effects in microstrip patch antennas and arrays. IEEE Vol AP 37 N°2 (1989).
- [5] **NG. ALEXOPOULAS, NK. UZUNCLU**  
Radiation properties of microstrip dipoles. IEEE Vol AP-27, N°6, pp 853-858 (1979).
- [6] **M.C BAILEY et M.D DESHPANDE**  
Analysis of finite phased arrays of circular microstrip patches. IEEE Vol AP-37 N°11 pp 1355-1360 (1989).
- [7] **M.C BAILEY et M.D DESHPANDE**  
Integral equation formulation of microstrip antennas. IEEE Vol AP-30 N°4 pp 651-656 (1982).
- [8] **M.C BAILEY et M.D DESHPANDE**  
Analysis of elliptical and circular microstrip antenna using moment method. IEEE Vol AP-33 N°9.(1985)
- [9] **M.C BAILEY et F.G PARKS**  
Design of microstrip disk antenna arrays. NASR technical memorandum 78631. USA Langley research center, Hampton VA (1978).
- [10] **A.H MOHAMADIAN**  
A. theoretical and experimental study of mutual coupling in microstrip antenna arrays. IEEE Vol AP-37 N°10 pp 1217-1222 (1989).
- [11] **E.H NEWMAN**  
Mutual impedance computation between microstrip antennas. IEEE Vol MTT 31 N°11 (1983).
- [12] **E.H VANLIL**  
Transmission line model for mutual coupling between microstrip antennas. IEEE Vol AP-32 N°8 pp 816-821 (1984).
- [13] **R.F HARRINGTON**  
Time harmonic electromagnetic field. M.C GRAWHILL (1961).

- [14] **TAI CHENTO**  
Dyadic green function in electromagnetic theory (1971).
- [15] **D.R JACKSON et W.F RICHARDS**  
An exact mutual coupling theory for microstrip patches.  
IEEE Vol AP International Symposium digest, Vol 2 pp 790-793 (1987).
- [16]  
Simple approach for evaluating the mutual coupling between circular microstrip antennas. IEEE International Symposium AP, Vol 3 (1988).
- [17] **KROWNE et SINDORIS**  
H-plane coupling between rectangular microstrip antennas.  
Electronic letters N°6, Vol 16, (1980).
- [18] **PISTI.B et KATCHI**  
A. generalised method for evaluation of mutual coupling in microstrip arrays. IEEE Vol AP-37 N°2, (1987).
- [19] **I.J BAHL et P. BHARTIA**  
Microstrip antennas (1980).
- [20] **JR. JAMES, PS HALL et Peter PERGRENUS**  
Hand book of microstrip antennas (1989).
- [21] **I. NEWMAN et P. TULGATHAN**  
Analysis of mirostrip antenna using moment method. IEEE Vol AP-24 pp 106-111 (1981).
- [22] **M.C CHEW et J.A KONG**  
Resonance of nonaxial symetric modes in circular microstrip disk antenna. Journal. of. Math. phys. Vol 91. N°10 (1980).
- [23] **M. MALKOMES**  
Mutual coupling between microstrip antennas. Electronic letter Vol 18, N°12 pp 520-522 (1982).
- [24] **K. MAHDJOUBI**  
Couplage entre éléments par ondes d'espace dans une antenne en réseau de disques imprimés. Annale de télécommunication 45 N°3-4 (1990).
- [25] **E. PENARD et J.P. DANIEL**  
Mutual coupling between short circuited microstrip antennas. ELECTRONIC LETTERS U.K MAI, N°6, 1983.
- [26] **E. PENARD**  
Etudes d'antennes imprimées par la méthode de la cavité, application au couplage. Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle, Université de Rennes I (1982).
- [27] **ALBERT PAPIERNIK**  
Les activités du groupement de recherche microantennes du CNRS. L'ONDE ELECTRIQUE MARS AVRIL 1989. Vol 69 N°2.