

Buu 2.0200027

SALMEN

50376
1988
274

U.S.T.L. FLANDRES ARTOIS
VILLENEUVE D'ASCQ

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES EN ELECTRONIQUE

Mention: "Electromagnétisme et dispositifs microondes"

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES DE PROPAGATION
SUR DES LIGNES PLANAIRES COUPLEES
DEPOSEES SUR SUBSTRAT SEMICONDUCTEUR

Présenté par

Nathalie LENORMAND

Villeneuve d'Ascq, le 7 juillet 1988



I. INTRODUCTION -

II. MÉTHODES DE RESOLUTION -

II.1 Méthodes purement numériques

II.2 Méthodes numériques associées à une approche analytique

II.3 Description de la structure

III. FORMULATION DU PROBLEME -

IV. RESULTATS -

IV.1 Influence des fonctions sur le couplage

IV.2 Résultats expérimentaux

V. CONCLUSION -

VI. BIBLIOGRAPHIE -

I. INTRODUCTION

Actuellement, les lignes déposées sur substrat semiconducteur AsGa sont constamment utilisées en tant que modes de connexions entre les différents éléments actifs, les coupleurs, les filtres et autres circuits microondes.

Compte tenu de la gamme de fréquences à laquelle ces circuits fonctionnent, il s'avère indispensable de caractériser ces structures d'un point de vue électromagnétique. Les paramètres nécessaires à la description de leur comportement sont la constante de propagation et l'impédance caractéristique pour les deux modes fondamentaux.

De nombreux travaux relatifs aux lignes microrubans et coplanaires [1], [2] permettent d'appréhender clairement les phénomènes physiques mis en jeu sur ces structures simples, mais quelques vides subsistent.

Afin de contribuer de façon originale à ce type d'étude, nous nous sommes intéressés aux problèmes de couplage survenant entre plusieurs rubans métalliques.

En vue de fournir aux concepteurs de circuits des modèles simples pouvant être insérés dans des logiciels de C.A.O, une étude électromagnétique doit avoir pour finalité la définition de tels modèles. Cette démarche ne peut se concevoir que par le développement parallèle d'analyses numériques plus complètes permettant de valider des modèles approchés.

Notre étude s'inscrit dans cette philosophie. Elle consiste à décrire le comportement de deux ou plusieurs lignes planaires déposées sur des substrats semiconducteurs. Nous utilisons à cet effet l'approche dans le domaine spectral.

Outre, ces retombées, notre étude doit constituer une source d'information pour la modélisation des phénomènes de propagation pouvant apparaître dans le transistor T.E.C bigrille. En effet, la modélisation sur SPICE de ce type de lignes [3] s'effectue à partir d'éléments localisés, résistances, inductances, capacités, tant pour la simulation des modes fondamentaux que pour l'évaluation des couplages électromagnétiques; Il apparaît que la détermination de ces éléments conditionne fortement les possibilités amplificatrices du transistor. Leur évaluation théorique semble donc être primordiale pour une bonne optimisation du composant.

II . méthodes de résolution

Sans prétendre être exhaustif, à partir des travaux publiés sur les structures planaires, il est cependant possible de ranger les méthodes d'étude de ce type en deux classes: D'une part, les méthodes purement numériques, d'autre part les méthodes numériques associées à une approche analytique.

II.1 Méthodes purement numériques

Ce sont essentiellement les méthodes des différences finies et des éléments finis. Il est bien entendu hors de propos de décrire en quelques lignes ces deux approches. Signalons cependant que ces méthodes, très générales, permettent de prendre en compte des structures de géométrie complexe [4], [5]; Elles impliquent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions.

Bien que les matrices rencontrées dans ce type d'approche soient creuses, leurs dimensions entraînent comme corollaires des temps de calcul assez longs ainsi que des risques d'instabilité numérique.

La mise au point de ce type de programme nécessitant un travail important, il est nécessaire d'appréhender le problème de façon suffisamment générale pour que l'étude ultérieure de structures diverses puisse se faire sans modification profonde du programme existant.

II.2 Méthodes numériques associées à une approche analytique

Ces méthodes nécessitent un développement analytique parfois fastidieux, précédant l'application des processus numériques. Les travaux relatifs à l'étude des lignes planaires étant extrêmement nombreux, citons simplement parmi les approches publiées:

- **Méthode des équations intégrales [6], [7]**

Les conditions de continuité aux différentes interfaces sont écrites dans l'espace géométrique réel; Ceci amène à la résolution, parfois délicate, de système d'équations intégrales. Signalons que ce type d'approche ne permet pas de prendre en compte l'épaisseur des métallisations.

- **Méthodes du raccordement des champs [8]**

Cette approche permet la prise en compte d'inhomogénéités dans les deux dimensions de la section droite, ainsi que l'influence des épaisseurs des métallisations. La section droite est subdivisée en sous-domaines rectangulaires présentant des conditions aux limites ou de continuité particulières. Dans chaque sous-domaine, les champs électriques et magnétiques sont développés à partir de l'ensemble des fonctions propres appartenant au domaine de définition de l'opérateur laplacien, spécifique du sous-domaine géométrique considéré.

L'écriture des conditions de continuité ou de raccord de champs aux différentes limites artificielles des sous-domaines, ramène la résolution du système aux valeurs propres, global, à celui d'un système matriciel. Les dimensions de la matrice obtenue peuvent devenir importantes si la structure est de géométrie complexe.

- **Approche dans le domaine spectral [9], [10]**

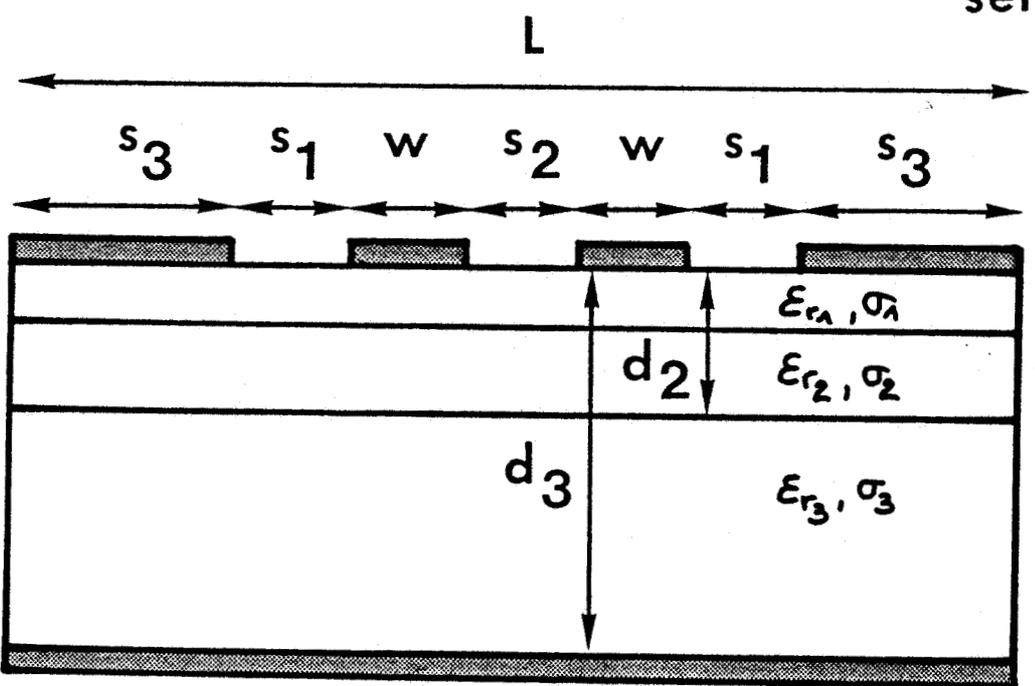
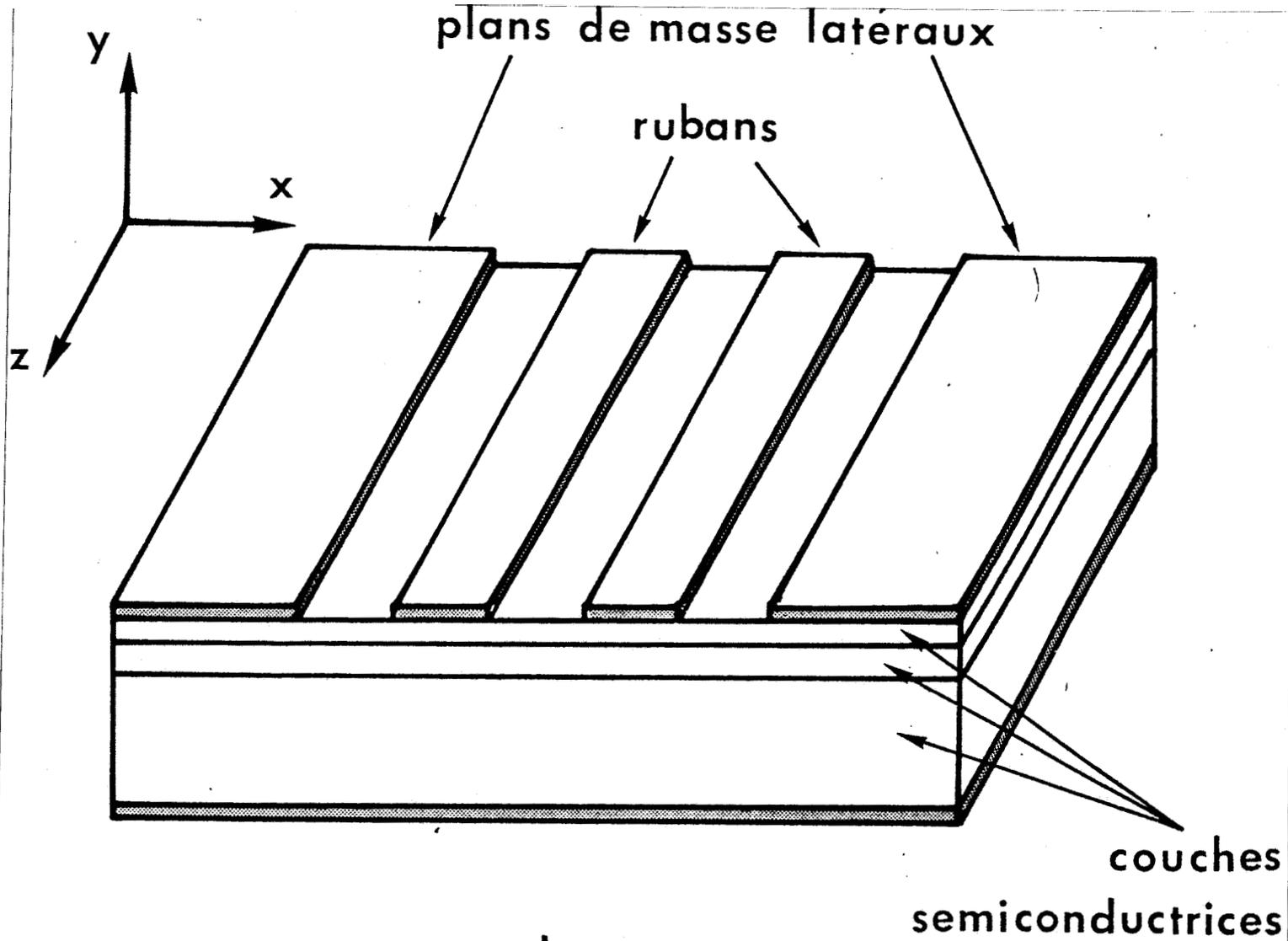
Il est plus facile d'écrire les conditions de continuité dans l'espace de fourier transformé de l'espace réel. Ceci permet de ramener la résolution du problème aux valeurs propres à celui d'un système d'équations algébriques.

D'une façon générale, cette méthode permet la prise en compte des discontinuités entre les différents milieux sur les interfaces planes. Par cette approche, les métallisations sont considérées comme étant d'épaisseur négligeable et de conductivité infinie. La prise en compte de la métallisation par l'approche dans le domaine spectral est cependant possible mais la formulation utilisée pénalise l'intérêt initial de la méthode [11].

La méthode du raccordement de modes permet la prise en compte des épaisseurs et de la conductivité des métallisations dès la mise en forme du problème [12]. Mais les systèmes matriciels, comme nous l'avons précédemment fait remarquer, sont de grande dimension alors que ceux obtenus par l'approche dans le domaine spectral sont de taille réduite. Dans cette étude, nous recherchons la caractérisation fine des effets de couplage et des pertes en volume. Par conséquent, l'approche dans le domaine spectral semble constituer la méthode de résolution la plus appropriée.

II.3 Description de la structure

La structure étudiée est présentée ci-dessous; Elle est constituée de deux rubans métalliques déposés sur un substrat hétérogène composé de couches semiconductrices plus ou moins dopées. Le dispositif est symétrique par rapport à l'axe OY, les murs électriques délimitent les dimensions du composant.



Plan de section droite

Schéma de la ligne coplanaire à double rubans

fig.1

La structure étudiée, présentée figure 1, peut être qualifiée par le terme de guide d'onde en raison de l'invariance par translation le long d'une direction privilégiée. Par convention, l'axe OZ d'un repère cartésien (O,X,Y,Z) est choisi, suivant cette direction, comme axe de propagation.

Cette propriété de translation permet de décrire la variation spatiale des champs selon l'axe OZ par des expressions du type:

$$\exp(\pm \beta^* z) ; \beta^* = \beta' + j \beta$$

β^* est appelée constante de propagation

β' , l'affaiblissement par unité de longueur s'exprime en nep/cm

β , la constante de phase s'exprime en rad/cm.

Compte tenu des remarques préliminaires, les champs E et H caractérisant une onde se propageant suivant l'axe OZ dans le sens direct (z croissant) s'écrivent :

$$\vec{E} = \vec{E}_0(x, y) e^{-\beta^* z} e^{j\omega t}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0(x, y) e^{-\beta^* z} e^{j\omega t}$$

1

Dans le cas des structures étudiées, les milieux considérés présentent les caractères suivant :

- isotropes (μ et ε sont des scalaires)
- homogènes
- linéaires

Dans ces conditions, la résolution des équations de Maxwell peut se ramener à celle d'une équation unique qui s'applique à chaque composante de champ.

En l'absence de phénomènes de polarisation et de sources, l'équation de propagation ou équation de Helmholtz se présente sous la forme générale

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} + k^2 \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0$$

2

où ∇^2 est le laplacien et k représente le module du vecteur d'onde égal à $\omega(\varepsilon\mu)^{1/2}$

Pour simplifier les calculs, il est commode de décomposer chacun de ces champs en une composante perpendiculaire à OZ (composante transverse indiquée T) et une composante parallèle à OZ (composante longitudinale indiquée Z). Il vient

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_T + E_z \vec{a}$$

$$\vec{H}_0 = \vec{H}_T + H_z \vec{a}$$

3

où \vec{a} est le vecteur unitaire de l'axe OZ.

Comme \vec{E}_T et \vec{H}_T peuvent s'exprimer en fonction de E_z et H_z et des dérivées de ces composantes par rapport à x et à y , il suffit de déterminer uniquement les composantes longitudinales des champs puis de recalculer toutes les autres composantes. L'équation générale (2) appliquée aux composantes longitudinales s'écrit alors :

$$\Delta_T \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} + (k^2 + \beta^{*2}) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0$$

4

Δ_T est le Laplacien transverse, k le module du vecteur d'onde et β^* la constante de propagation.

Le problème considéré est donc simplement un problème aux valeurs propres de l'opérateur linéaire Δ_T . Le domaine de définition de cet opérateur est lié à certaines conditions physiques, telles que:

- les conditions dites aux "limites" : non rayonnement de la structure ouverte par exemple.
- les conditions de symétrie.
- les conditions de continuité aux différentes interfaces.

L'utilisation de ces conditions physiques permet la détermination des valeurs propres de l'équation (4) et relie, par voie de conséquence, la pulsation ω à la constante de phase β des ondes guidées par la structure.

Le spectre de ce guide d'onde est constitué par l'ensemble des valeurs possibles pour la constante de phase β à une pulsation donnée. Pour un guide ouvert, ce spectre comprend des parties continues et discrètes. A un couple de valeurs (ω, β) correspond une configuration spatiale

des champs électriques et magnétiques calculée à partir des relations (3) et (4). on utilise la terminologie de "mode" pour cette configuration. Les champs du mode (ω, β) considéré se présentent sous la forme :

$$\vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_x(x; y) \\ \vec{E}_y(x; y) \\ \vec{E}_z(x; y) \end{cases} e^{j(\omega t + j\beta^* z)} \quad \vec{H} = \begin{cases} \vec{H}_x(x; y) \\ \vec{H}_y(x; y) \\ \vec{H}_z(x; y) \end{cases} e^{j(\omega t + j\beta^* z)} \quad 5$$

par réflectivité, les champs se transforment en :

$$\vec{E}' = \begin{cases} E_x(x; y) \\ E_y(x; y) \\ -E_z(x; y) \end{cases} e^{j(\omega t - j\beta^* z)} ; \quad \vec{H}' = \begin{cases} -H_x(x; y) \\ -H_y(x; y) \\ H_z(x; y) \end{cases} e^{j(\omega t - j\beta^* z)} \quad 6$$

Ces champs appartiennent aux modes $(\omega, -\beta)$. Les modes $(\omega, +\beta)$ et $(\omega, -\beta)$ se correspondent et l'usage confond généralement ces deux modes en un seul pouvant se propager dans les deux sens. Cette propriété de réflectivité d'un guide d'onde rempli de matériaux parfaits, linéaires, homogènes et isotropes permet de n'étudier que les modes se propageant suivant un certain sens. Par convention, on choisit généralement les z croissants. Pour une configuration donnée de champs électriques et magnétiques dans la structure, l'ensemble des couples (ω, β) relatifs à cette configuration constitue le diagramme de dispersion du mode :

D'une manière générale, le problème consiste à déterminer pour chaque mode :

- La relation liant la fréquence et la constante de propagation β^* (diagramme de dispersion $\omega = f(\beta)$) et l'affaiblissement en fonction de la fréquence $\beta' = g(\omega)$.
- la configuration des champs électriques et magnétiques associés à ce couple.

Après avoir évoqué d'une manière générale la philosophie du traitement électromagnétique, nous allons maintenant décrire la formulation de la méthode de simulation numérique choisie; L'approche dans le domaine spectral, ainsi que les principales phases analytiques.

III Formulation du problème

Dans chaque couche i , les permittivités relatives ϵ_{ri} sont complexes.

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri}' - j \epsilon_{ri}'' \quad ; \quad \epsilon_{ri}'' = \sigma_i / \omega \epsilon_0 \quad 7$$

où i représente le milieu d'indice i , ϵ_{ri} la permittivité relative du milieu i , la conductivité du milieu i

La connaissance de l'ensemble des champs électromagnétiques se propageant dans la structure passe par la résolution du système suivant:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \beta^{*2} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_{ri}^* \right] \begin{Bmatrix} E_{zi} \\ H_{zi} \end{Bmatrix} = 0 \quad 8$$

β^* définit la constante de propagation.

La présence de murs électriques en $+L/2$ et $-L/2$ permet la décomposition des champs électromagnétiques en séries de fourier. Les composantes longitudinales des champs s'écrivent de la façon suivante:

$$E_{zi}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \left(\tilde{E}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{E}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \right)$$

$$H_{zi}(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \left(\tilde{H}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{H}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \right) \quad 9$$

Mode pair :

$$\begin{cases} E_{zi}(x; y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \\ H_{zi}(x; y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) \end{cases}$$

Mode impair :

$$\begin{cases} E_{zi}(x; y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{E}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) \\ H_{zi}(x; y) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \end{cases}$$

10

Les murs électriques situés en $+L/2$ et $-L/2$ imposent la nullité des champs électriques tangentiels à cette abscisse. Cette condition nous donne l'expression de α_m pour les deux modes fondamentaux:

$$\alpha_m = 2\pi m / L \quad m \text{ entier; Mode impair}$$

$$\alpha_m = (m - \frac{1}{2}) 2\pi / L \quad m \text{ entier; Mode pair}$$

11

Selon les régions considérées, (au nombre de quatre), les coefficients de fourier des composantes E_z et H_z s'expriment différemment.

E_z et H_z sont les coefficients de Fourier des champs; ils sont définis par les relations:

$$\begin{Bmatrix} \tilde{E}_{zi} \frac{s}{c} \\ \tilde{H}_{zi} \frac{s}{c} \end{Bmatrix} = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \begin{Bmatrix} E_{zi}(x, y) \\ H_{zi}(x, y) \end{Bmatrix} \begin{matrix} \cos(\alpha_m x) \\ \sin(\alpha_m x) \end{matrix} dx$$

12

A partir de ces expressions, l'équation (1) s'écrit:

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} - \gamma_i^2 \right] \begin{Bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{H}_z \end{Bmatrix} = 0 \quad 13$$

$$\gamma_i^2 = \alpha_m^2 - \beta^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{ri} \mu_0$$

De façon à décrire le comportement fréquentiel de la structure, il est indispensable d'étudier au préalable les deux modes fondamentaux, le mode pair et le mode impair.

Pour ces deux types de modes, les composantes longitudinales des champs possèdent les propriétés suivantes:

- Pour le mode pair:

$$\begin{aligned} E_z(-x) &= E_z(x) \\ H_z(-x) &= -H_z(x) \end{aligned}$$
- Pour le mode impair:

$$\begin{aligned} E_z(x) &= -E_z(-x) \\ H_z(x) &= H_z(-x) \end{aligned}$$

Selon le mode considéré, l'écriture des composantes E_z et H_z se simplifie:

Pour la région 0, la condition de non rayonnement impose les formes suivantes pour les champs:

$$\begin{cases} \vec{E}_{z0}(\alpha_m, y) = A(m) e^{-\gamma_m y} \\ \vec{H}_{z0}(\alpha_m, y) = B(m) e^{-\gamma_m y} \end{cases}$$

14

Dans les régions (1) et (2), ceux-ci s'écrivent:

$$\begin{cases} \vec{E}_{z1}(\alpha_m, y) = C(m) \sinh(\gamma_m y) + D(m) \cosh(\gamma_m y) \\ \vec{H}_{z1}(\alpha_m, y) = E(m) \sinh(\gamma_m y) + F(m) \cosh(\gamma_m y) \end{cases}$$

15

Région trois: En présence des murs électriques en $y = -d_3$, la composante longitudinale du champ électrique doit s'annuler, de ce fait, on peut écrire E_z et H_z dans la région trois sous la forme:

$$\begin{cases} \vec{E}_{z3}(\alpha_m, y) = K(m) \sinh(\gamma_m (y + d_3)) \\ \vec{H}_{z3}(\alpha_m, y) = N(m) \cosh(\gamma_m (y + d_3)) \end{cases}$$

16

Les composantes transversales des champs électriques et magnétiques sont uniquement fonctions des dérivés des composantes longitudinales. Il en découle une connaissance immédiate de l'ensemble des composantes pour les deux modes de propagation considérés. A ce stade de l'étude, les coefficients $A(m)$, $B(m)$, $C(m)$, $D(m)$, $E(m)$, $F(m)$, $K(m)$ et $N(m)$ sont les inconnues du problème; ils sont déterminés en appliquant les conditions de continuité aux différentes interfaces.

Application des conditions de continuité

Trois interfaces séparent les quatre milieux constituant notre structure de propagation. Sur chaque plan, les champs électriques tangentiels sont égaux, soit:

$$\text{en } y=0 \quad \begin{cases} E_{z0}(x; 0) = E_{z1}(x; 0) \\ E_{x0}(x; 0) = E_{x1}(x; 0) \end{cases}$$

17

$$\text{en } y = -d_1 \quad \begin{cases} E_{z1}(x; -d_1) = E_{z2}(x; -d_1) \\ E_{x1}(x; -d_1) = E_{x2}(x; -d_1) \end{cases}$$

$$\text{en } y = -d_2 \quad \begin{cases} E_{z2}(x; -d_2) = E_{z3}(x; -d_2) \\ E_{x2}(x; -d_2) = E_{x3}(x; -d_2) \end{cases}$$

18

Sur les rubans métalliques, supposés parfaits, de l'interface air diélectrique, l'application de la condition de continuité sur les champs magnétiques fait intervenir les densités de courant superficiel:

$$\begin{cases} H_{z1}(x; 0) - H_{z0}(x; 0) = J_x(x; 0) \\ H_{x1}(x; 0) - H_{x0}(x; 0) = J_z(x; 0) \end{cases}$$

19

Sur les interfaces diélectrique-diélectrique, les composantes tangentielles des champs magnétiques sont égales. En tenant compte des relations d'orthogonalité des sinus et cosinus, on aboutit finalement à l'écriture matricielle suivante:

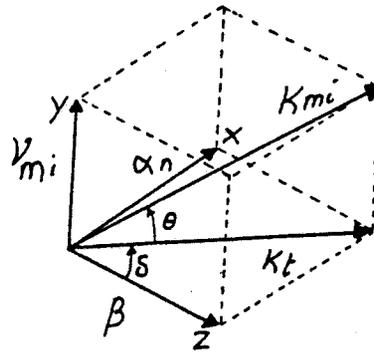
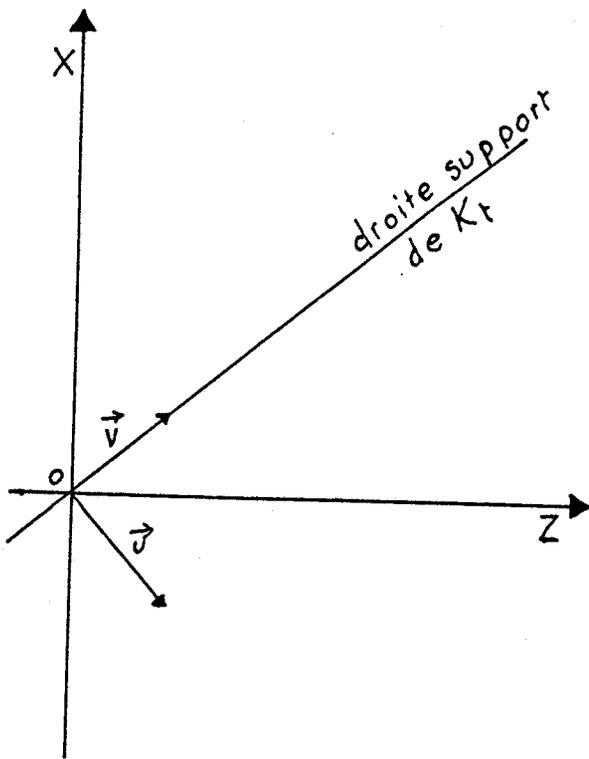
$$\begin{pmatrix} J_{zm}(x; 0) \\ J_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} = [Z] \begin{pmatrix} E_{zm}(x; 0) \\ E_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} E_{zm}(x; 0) \\ E_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} = [Y] \begin{pmatrix} J_{zm}(x; 0) \\ J_{xm}(x; 0) \end{pmatrix}$$

20

Une seconde méthode de résolution convient à ce type de problème: La méthode de la résonance transverse dans l'espace transformé; Elle permet d'accéder très rapidement à l'écriture du système matriciel précédent.

Description de la méthode

Le vecteur d'onde k_{mi} associé à une valeur de α_m , est lié aux vecteurs d'onde suivant chaque direction par la relation vectorielle suivante:



21

La méthode de la résonance transverse s'apparente à l'utilisation de la théorie des lignes; il faut par conséquent décomposer le mode hybride initial sur une base de modes TE et de modes TM par rapport à la direction transversale OY.

Pour chaque valeur de m , c'est à dire pour chaque valeur de α_m , il faut trouver une combinaison de deux ondes orthogonales, l'une TE (H_y, H_v, E_u), l'autre TM (E_y, E_v, H_u) par rapport à OY. Comme par la suite, il faut sommer sur α_m , il est commode de définir un nouveau système de coordonnées (o, u, v) dans le plan (α_m, β) , (cf figure 2), où \vec{v} est colinéaire de $K_{||}$, \vec{u} est orthogonal à v . $K_{||}$ représente la projection de k_{mi} sur le plan (α_m, β) . Les nouvelles coordonnées sont donc définies par:

$$\begin{cases} u = z \sin \delta - x \cos \delta \\ v = z \cos \delta + x \sin \delta \end{cases}$$

22

$$\sin \delta = \frac{d}{(\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}$$

$$\cos \delta = \frac{\beta}{(\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}$$

Les composantes de champ et les densités de courant s'écrivent:

$$\begin{cases} \vec{E}_u(\alpha, \beta, y) = \vec{E}_z(\alpha, \beta, y) \sin \delta - \vec{E}_x(\alpha, \beta, y) \cos \delta \\ \vec{E}_v(\alpha, \beta, y) = \vec{E}_z(\alpha, \beta, y) \cos \delta + \vec{E}_x(\alpha, \beta, y) \sin \delta \end{cases}$$

Sur l'interface en $y=0$, nous avons:

23

$$\begin{cases} \vec{J}_u(\alpha, \beta, 0) = -\vec{J}_x(\alpha, \beta, 0) \cos \delta + \vec{J}_z(\alpha, \beta, 0) \sin \delta \\ \vec{J}_v(\alpha, \beta, 0) = \vec{J}_x(\alpha, \beta, 0) \sin \delta + \vec{J}_z(\alpha, \beta, 0) \cos \delta \end{cases}$$

Les densités de courant $\vec{J}_u(\alpha_m; \beta)$ et $\vec{J}_v(\alpha_m; \beta)$ sont orthogonales dans l'espace image et sont associées respectivement à la création de l'onde TE et de l'onde TM. Cette décomposition permet de raisonner sur des schémas de type ligne de transmission suivant la direction OY:

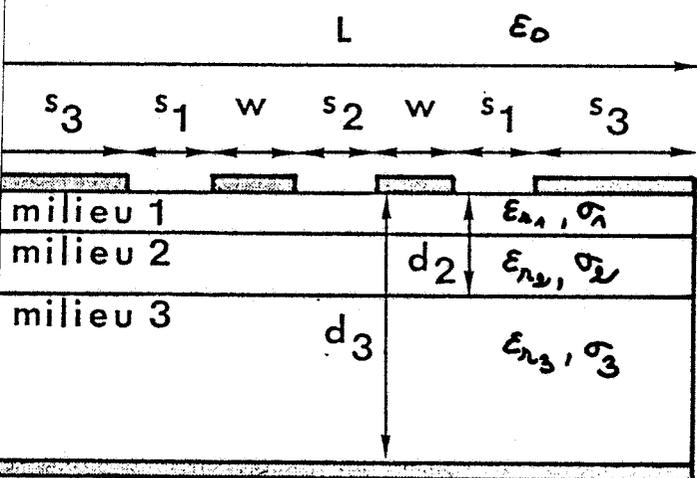
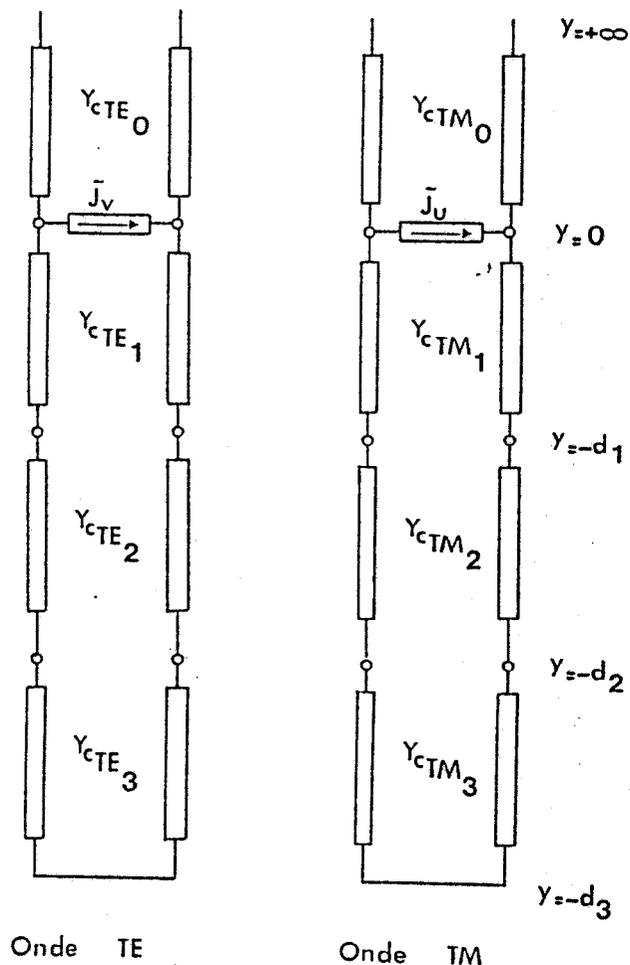


fig. 3



Onde TE

Onde TM

Les admittances des ondes TE et TM sont définies par les expressions:

$$Y_{TEi} = \frac{\gamma_{mi}}{j\omega\mu_0} \quad Y_{TMi} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}{\gamma_{mi}}$$

i désigne l'indice du milieu

24

Pour chaque schéma équivalent, en $y=0$, les densités de courant \tilde{J}_u et \tilde{J}_v s'expriment en fonction des admittances ramenées et des champs; Il vient:

$$\begin{cases} \tilde{J}_u(\alpha, \beta, 0) = \tilde{E}_u(\alpha, \beta, 0) Y^R \\ \tilde{J}_v(\alpha, \beta, 0) = \tilde{E}_v(\alpha, \beta, 0) Y^e \end{cases}$$

25

L'utilisation de la théorie des lignes permet de déterminer aisément les admittances Y^e et Y^R en fonction des admittances $Y_{te0}, Y_{te1}, Y_{te2}$ et de $Y_{tm0}, Y_{tm1}, Y_{tm2}$. En exprimant $\tilde{J}_x(\alpha_m; \beta; 0)$ en fonction de \tilde{J}_u et de \tilde{J}_v , puis en utilisant les expressions de \tilde{E}_u et \tilde{E}_v en fonction de \tilde{E}_x et \tilde{E}_z , nous aboutissons au système matriciel précédemment défini:

$$\begin{pmatrix} J_{zm}(x; 0) \\ J_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} = [Z] \begin{pmatrix} E_{zm}(x; 0) \\ E_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} E_{zm}(x; 0) \\ E_{xm}(x; 0) \end{pmatrix} = [Y] \begin{pmatrix} J_{zm}(x; 0) \\ J_{xm}(x; 0) \end{pmatrix}$$

Système 1. Système 2.

26

Pour résoudre ce système, nous utilisons la méthode de alerkin: Chaque élément est décomposé selon une base complète; Nous avons la possibilité d'injecter soit:

- Des fonctions de base décrivant les champs(système 1)

$$\begin{cases} E_x(x; 0) = \sum_i c_i E_{xi}(x; 0) \\ E_z(x; 0) = \sum_j d_j E_{zj}(x; 0) \end{cases}$$

27

- Des fonctions de base décrivant les courants (système 2)

$$\begin{cases} J_x(x; 0) = \sum_i e_i J_{xi}(x; 0) \\ J_z(x; 0) = \sum_j f_j J_{zj}(x; 0) \end{cases}$$

28

L'ensemble des fonctions test s'identifie à celui des fonctions de base pour cette méthode des moments. En tenant compte du fait que sur un conducteur parfait, le champ électrique est nul mais que la densité de courant ne l'est pas et inversement pour un diélectrique parfait, on définit un produit scalaire de ces deux grandeurs dans l'espace directe égal à :

$$\langle E, J^* \rangle = \int_{-L/2}^{L/2} E \cdot J^* dx = 0$$

29

Par application du théorème de Parseval, cette relation se transforme en une sommation discrète sur les coefficients de Fourier :

$$\langle E(x, y), J^*(x, y) \rangle = a \sum_m \langle \tilde{E}_m, \tilde{J}_m^* \rangle$$

a coefficient fonction de la définition de la transformée de Fourier. 30

Après avoir multiplié scalairement les systèmes (1) et (2) par chaque fonction test, nous obtenons un système homogène qui a pour inconnus les coefficients de pondération des fonctions de base. La résolution de ce système homogène consiste en la recherche de valeurs propres dans le plan complexe; Afin de déterminer ces valeurs, nous utilisons une méthode basée sur l'application des calculs des résidus des fonctions de variables complexes. Nous déterminons un domaine D du plan complexe limité par un contour C; Par l'exploitation du calcul des moments sur ce contour ainsi défini, nous obtenons les valeurs respectives des zéros et des pôles.

Après avoir résolu le problème de la recherche des racines dans le plan complexe nous allons aborder le problème principal de cette étude: Le choix des fonctions de base.

L'efficacité de l'approche dans le domaine spectral est essentiellement conditionnée par le choix des fonctions de base; Afin de cerner les difficultés liées à la description soit des courants soit des champs, notre étude s'est restreinte à la caractérisation du mode pair, dans une première

étape.

Pour le type de structures considérées, la description des densités de courant s'avère plus délicate que la description des champs; Notre choix s'est donc orienté, vers l'utilisation de fonctions de base traduisant les champs; Pour ce qui nous concerne, il est nécessaire d'injecter deux bases de fonction:

L'une décrivant les champs dans la fente centrale, l'autre dans les fentes latérales. Les fonctions de base retenues sont des fonctions composées à partir de polynômes de Tchebyshev [14]. l'utilisation de ce type de polynômes garantit l'unicité de la décomposition; De plus, ce choix permet d'aboutir à des expressions analytiques des transformées de Fourier des fonctions de base:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{j\alpha\omega} d\omega = \frac{F_m(\alpha) \cdot \pi}{(-j)^m}$$

31

où $F(\cdot)$ est un polynôme de Tchebyshev

Lors de la définition de la base de fonctions, deux problèmes importants surviennent:

- Premièrement, la base retenue doit décrire correctement les champs à l'interface.
- Deuxièmement, la résolution numérique impose de définir, à la fois un ordre de troncature des séries de Fourier, ainsi qu'un nombre limité de fonctions de base. Cette double troncature induit des problèmes de convergence relative [15].

Au cours de ce travail, nous nous sommes astreints à respecter les critères de convergence relative précédemment établis et publiés dans la littérature [16]:

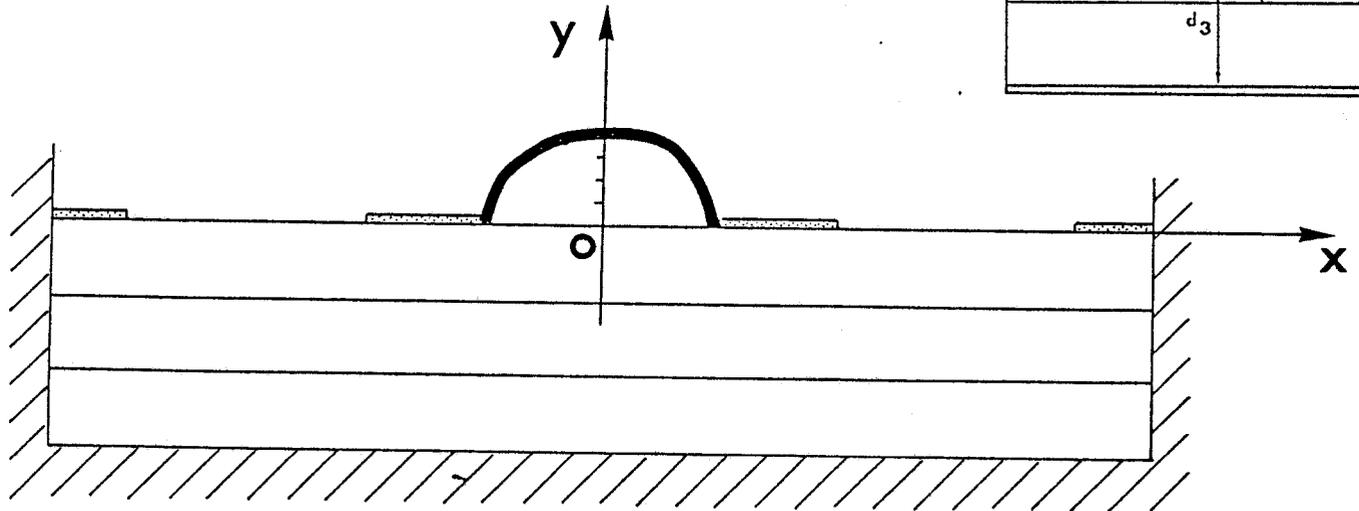
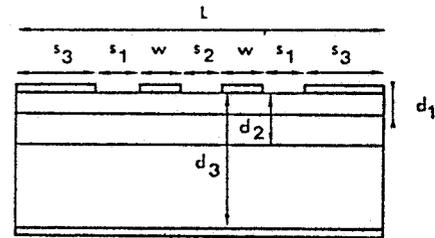
$$n/m = s/(k \cdot L) \quad 32$$

m définit le nombre de raies, n le nombre de fonctions de base injectées, S la largeur de la fente ou sont injectées les fonctions, L la largeur totale de la structure, k est un réel compris entre 1 et 1.5 .

Dans le souci d'une présentation claire, nous présentons ci-dessous les fonctions de base du premier ordre retenues pour le mode pair :

w : Variable relative par rapport à l'axe d'une fente

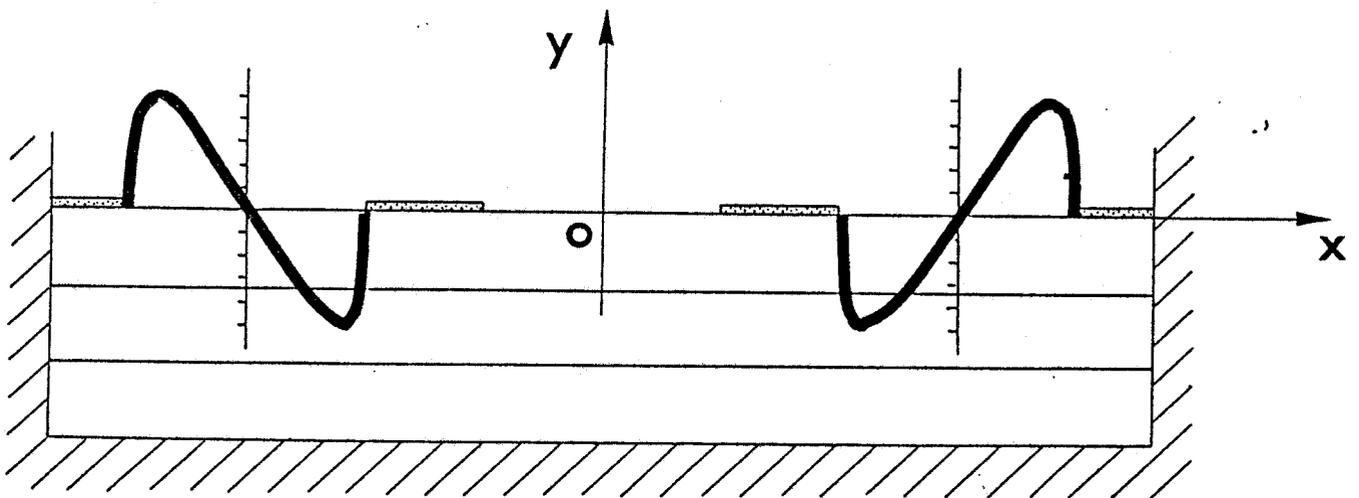
Fonctions fondamentales.



Evolution de la composante E_z dans la fente centrale

$$f_1(x; 0) = \begin{cases} u_1(w) & |x| < \frac{s_2}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

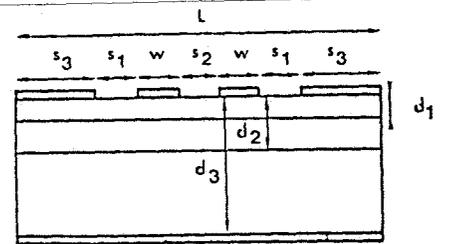
33



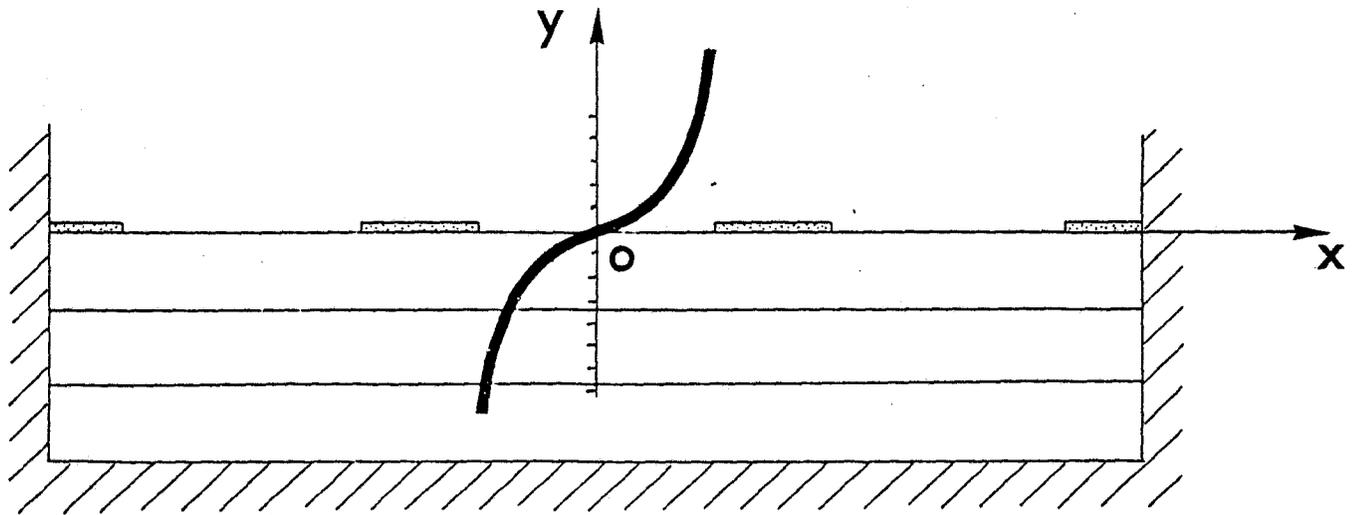
Evolution de la composante E_z dans les fentes latérales

$$f_2(x; 0) = \begin{cases} u_2(w) & w + \frac{s_2}{2} < x < w + s_1 + \frac{s_2}{2} \\ 0 & \text{dans le reste du domaine} \\ -u_2(w) & -w - s_1 - \frac{s_2}{2} < x < -w - \frac{s_2}{2} \end{cases}$$

w : Variable relative par rapport à l'axe d'une fente



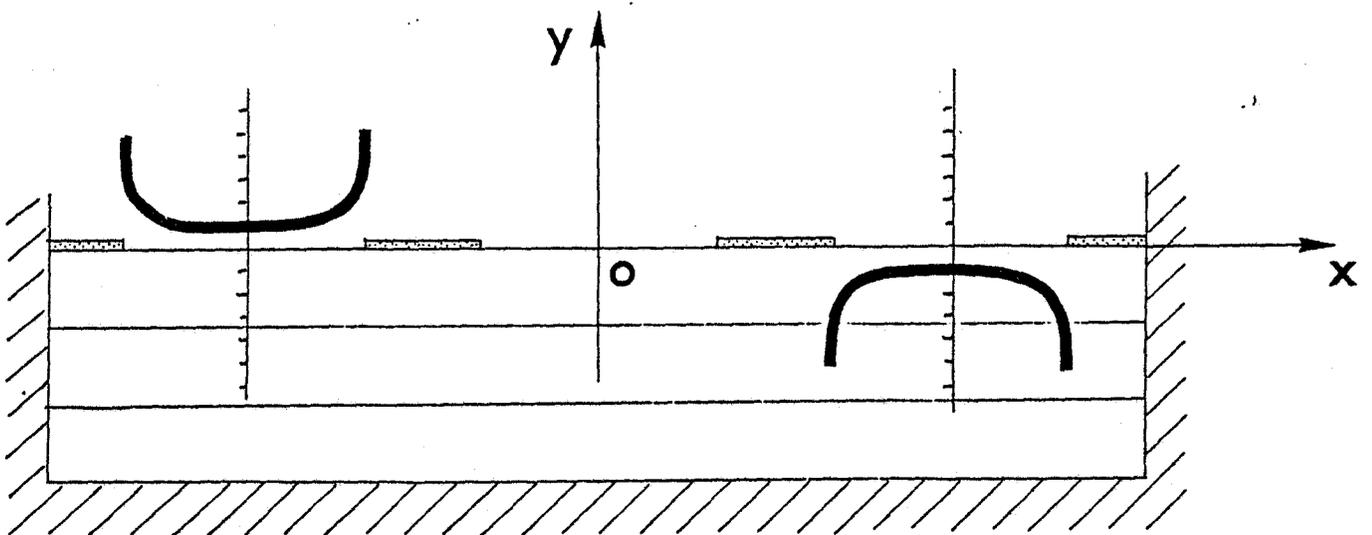
Fonctions fondamentales



Evolution de la composante E_x dans la fente centrale

$$g_1(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_1(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & |x| < \frac{s_2}{2} \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases}$$

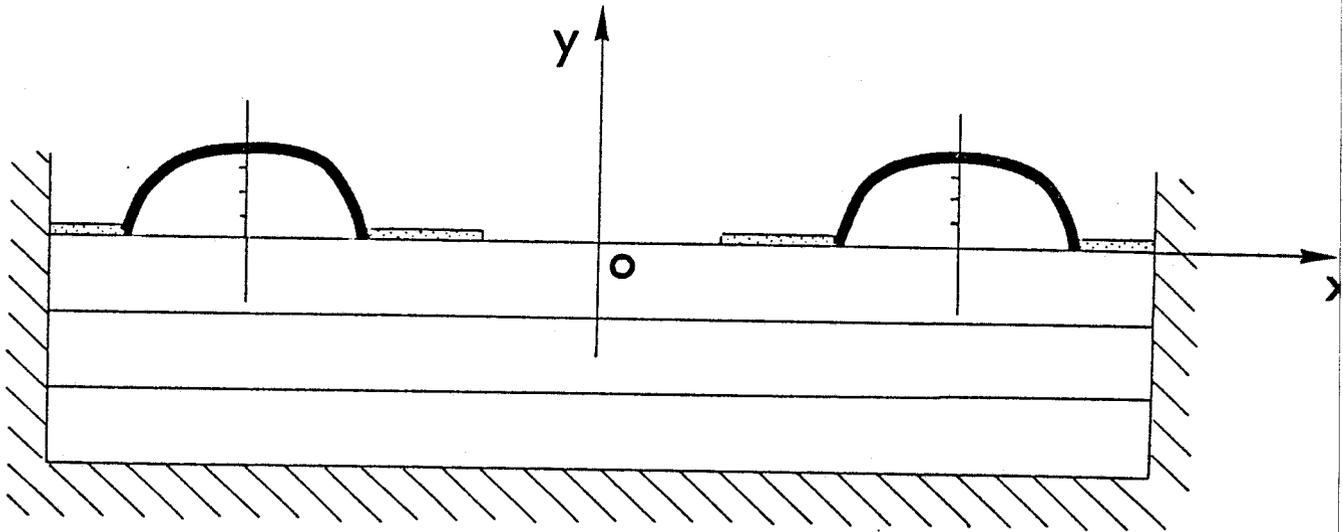
34



Evolution de la composante E_x dans les fentes latérales

$$g_2(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_0(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & \text{dans le reste du domaine} \\ -\frac{T_0(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & \end{cases}$$

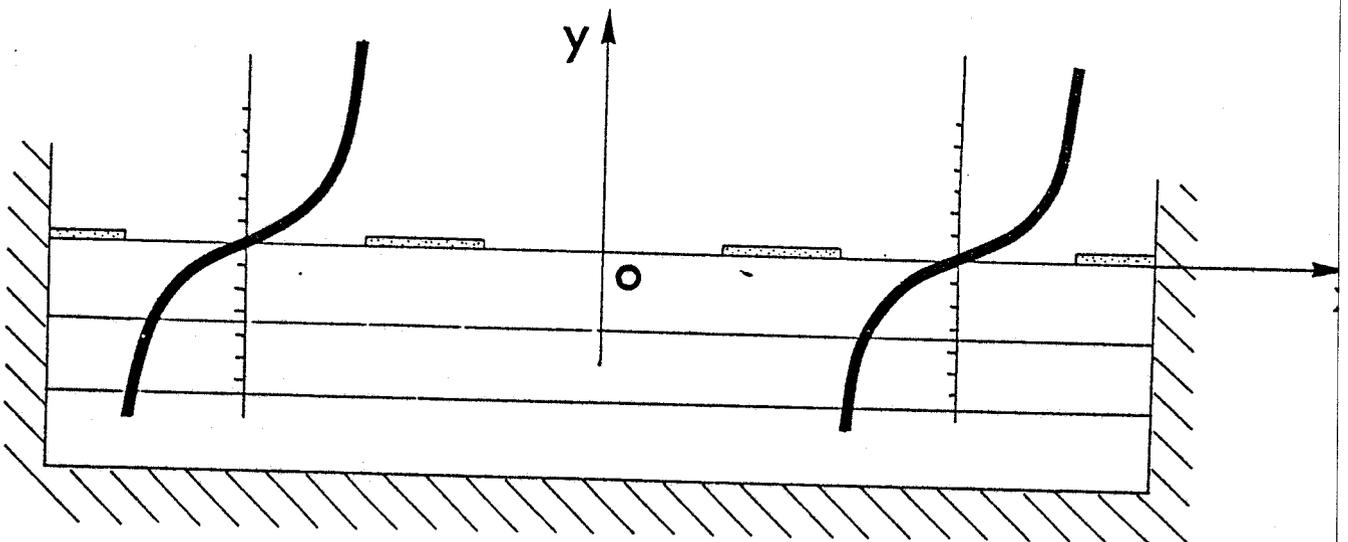
Ces fonctions de base respectent la symétrie globale du mode ; Cependant, il est préférable de leur superposer des fonctions de parités différentes afin de traduire le couplage entre les fentes constituant la structure. Dans ce mémoire, les premières seront appelées "fonctions fondamentales" et les secondes "fonctions de couplage":



Evolution de la composante E_z dans les fentes latérales

$$f_3(x; 0) = \begin{cases} u_1(\omega) & \frac{s_2}{2} + w < x < \frac{s_2}{2} + w + s_1 \\ u_1(\omega) & -\frac{s_2}{2} - w - s_1 < x < -\frac{s_2}{2} - w \end{cases}$$

35



Evolution de la composante E_x dans les fentes latérales

$$g_3(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_1(\omega)}{(1-\omega^2)^{1/2}} & \frac{s_2}{2} + w < x < \frac{s_2}{2} + w + s_1 \\ \text{almost } 0 & \\ \frac{T_1(\omega)}{(1-\omega^2)^{1/2}} & -\frac{s_2}{2} - w - s_1 < x < -\frac{s_2}{2} - w \end{cases}$$

Nous pouvons généraliser l'écriture de ces fonctions de base sous la forme suivante:

$$E_z(x; 0) = \sum_{i_1=1}^M e_{i_1} (f_1^{(2i_1-1)} + f_2^{(2i_1)}) + \sum_{i_2=1}^M e_{i_2} f_3^{(2i_2-1)}$$

$$E_x(x; 0) = \sum_{j_1=1}^M e_{j_1} (g_1^{(2j_1-1)} + g_2^{(2j_1-2)}) + \sum_{j_2=1}^M e_{j_2} g_3^{(2j_2-1)}$$

i_1, i_2, j_1, j_2 entiers avec

$$f_1^{(2i_1-1)}(x; 0) = \begin{cases} U_{2i_1-1}(w) & \text{si } |x| < \frac{S_2}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

$$f_2^{(2i_1)}(x; 0) = \begin{cases} U_{2i_1}(w) & w + \frac{S_2}{2} < x < w + S_1 + \frac{S_2}{2} \\ \text{simon } 0 & \\ -U_{2i_1}(w) & -w - S_1 - \frac{S_2}{2} < x < -w - \frac{S_2}{2} \end{cases}$$

36

$$f_3^{(2i_2-1)}(x; 0) = \begin{cases} U_{2i_2-1}(w) & \frac{S_2}{2} + w < x < \frac{S_2}{2} + S_1 + w \\ \text{simon } 0 & \text{et } -\frac{S_2}{2} - S_1 - w < x < -\frac{S_2}{2} - w \end{cases}$$

$$g_1^{(2j_1-1)}(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_{2j_1-1}(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & |x| < \frac{S_2}{2} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

$$g_3^{(2j_2-1)}(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_{2j_2-1}(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & \frac{S_2}{2} + w < x < \frac{S_2}{2} + w + S_1 \\ \text{et pour } -\frac{S_2}{2} - w - S_1 < x < -\frac{S_2}{2} - w \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$g_2^{(2j_2-1)}(x; 0) = \begin{cases} \frac{T_{2j_2-2}(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & w + \frac{S_2}{2} < x < w + S_1 + \frac{S_2}{2} \\ \text{simon } 0 & \\ -\frac{T_{2j_2-2}(w)}{(1-w^2)^{1/2}} & -w - S_1 - \frac{S_2}{2} < x < -w - \frac{S_2}{2} \end{cases}$$

IV. Resultats

IV.1 Influence des fonctions sur le couplage

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment, nous respectons le critère de convergence relative. Pour les simulations numériques de notre structure, le problème consiste donc à déterminer le nombre minimal de fonctions dans la base considérée. L'ordre de troncature des fonctions (nombre d'harmoniques dans la série de Fourier) est déterminé immédiatement en fonction du nombre de fonctions injectées et des dimensions géométriques de la structure.

Ce nombre minimal de fonctions doit traduire les effets de couplage entre les lignes et fixe ainsi la taille de la matrice. On conçoit donc l'importance d'un nombre le plus faible possible afin d'aboutir à des temps de calcul raisonnable et surtout à minimiser les erreurs numériques inhérentes aux calculs des déterminants de matrice de grandes dimensions.

Afin d'illustrer l'importance de ce choix, nous allons mettre en évidence ce phénomène sur deux structures ne différant que par la largeur des deux grilles. La figure (6) montre qu'une convergence est obtenue à partir de sept fonctions de base, ceci pour une largeur de grille de cinq microns. En revanche, pour une largeur de grille de vingt microns (figure 7), trois fonctions permettent une description satisfaisante de l'atténuation et de la permittivité relative effective. A ce stade, nous pouvons remarquer que les résultats diffèrent pour les deux types de courbe lorsque nous injectons soit des fonctions fondamentales soit des fonctions fondamentales associées à des fonctions de couplage. L'erreur introduite est importante; Elle montre la nécessité de prendre en compte le couplage pour des structures de faible largeur de grille; En effet, l'importance du couplage est d'autant plus significative que la largeur est faible:

L'erreur passe d'une valeur de 7 % pour $w = 20$ microns à une valeur de 16 % pour $w = 5$ microns.

Nous allons maintenant illustrer le fait suivant:

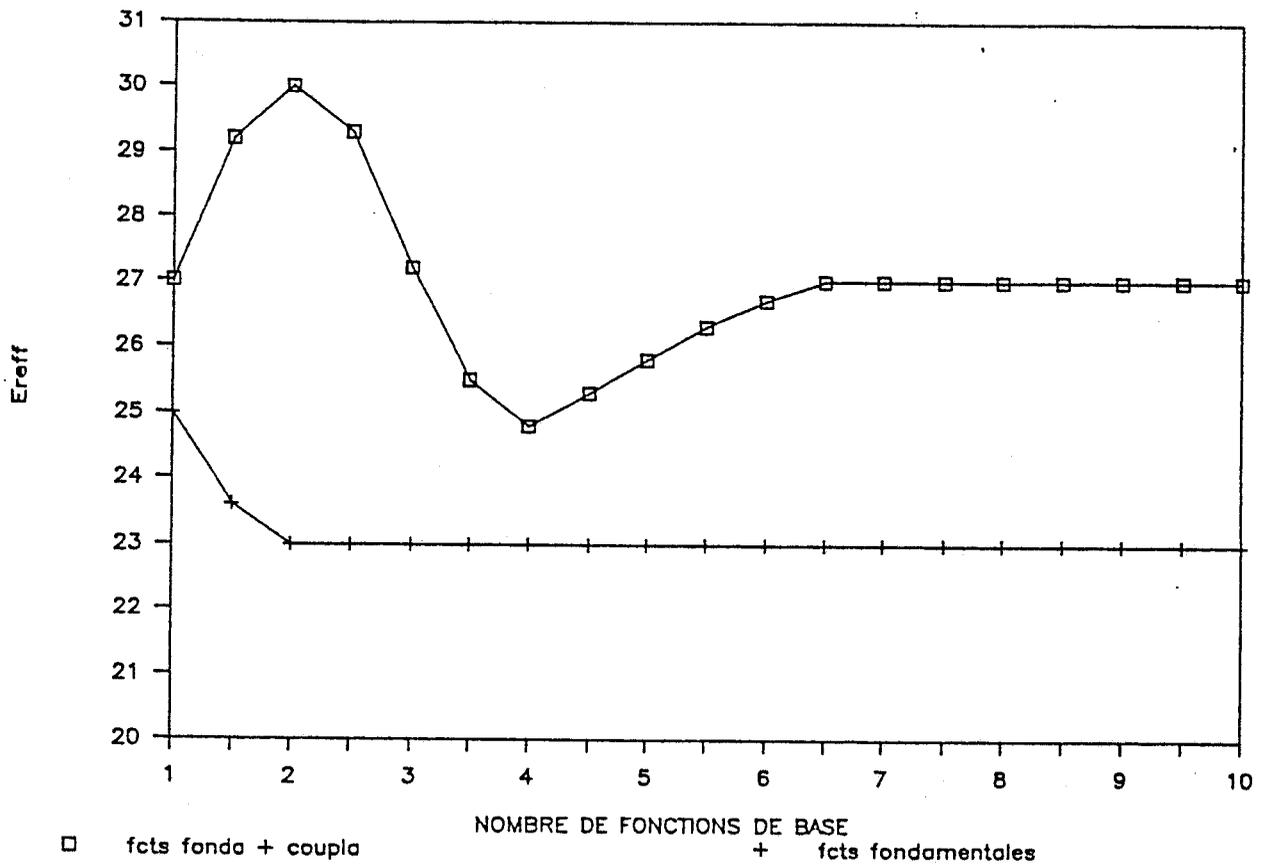
Lorsque l'espacement entre les grilles devient grand devant la largeur des rubans, l'injection de fonctions de couplage n'affecte pas les valeurs de l'atténuation et de la permittivité relative effective. La figure (8) met ce phénomène en évidence. Elle définit les dimensions géométriques à partir desquelles il faut injecter des fonctions de couplage.

Ces simulations numériques, après les nécessaires vérifications effectuées sur des cas limites, ont

été bâties à partir de structures à couches épitaxiées.

En effet, notre volonté est d'appréhender essentiellement les phénomènes de propagation apparaissant sur des lignes planaires déposées sur substrats semiconducteurs. Cependant avant de statuer sur la validité de la description proposée, nous avons souhaité vérifier nos résultats en les comparant avec l'expérimentation.

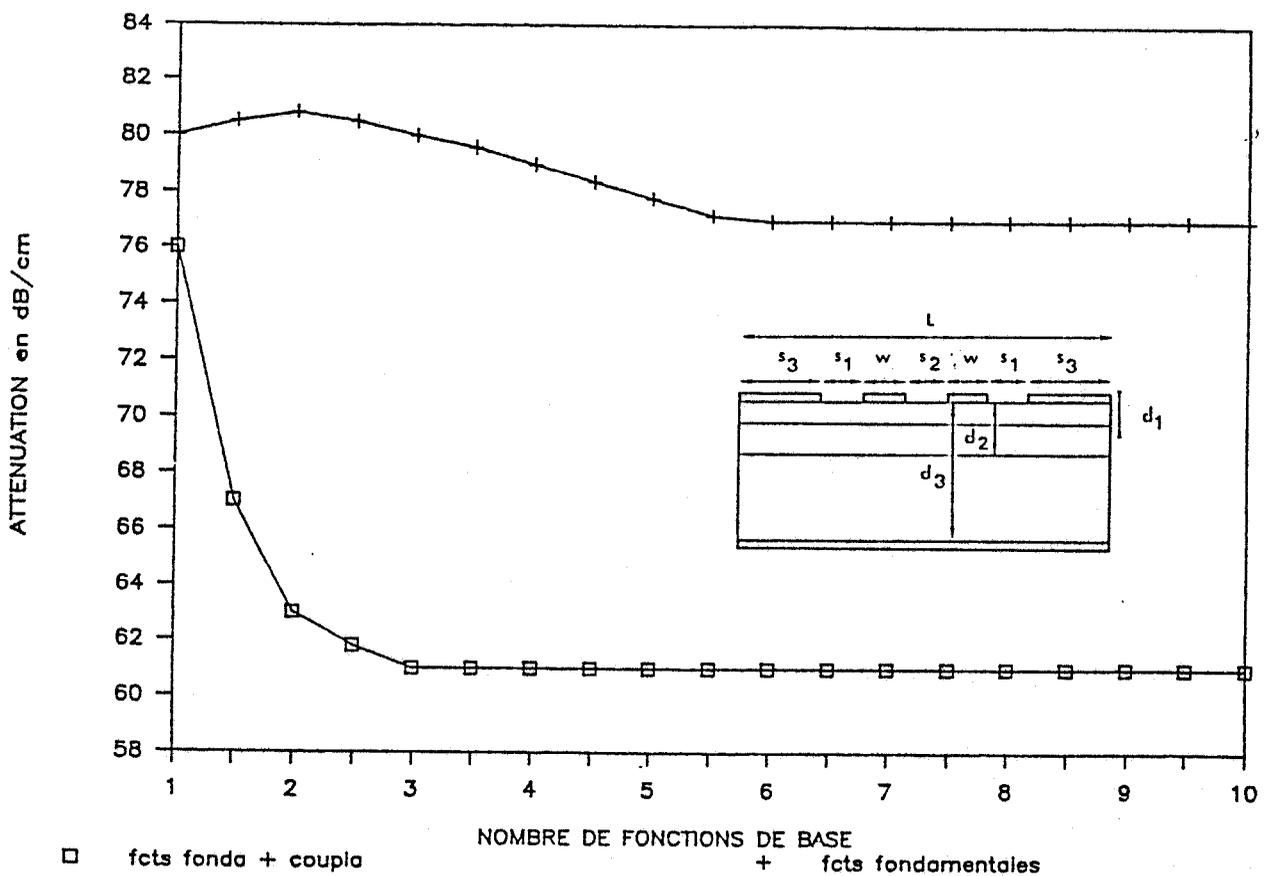
ETUDE DE CONVERGENCE



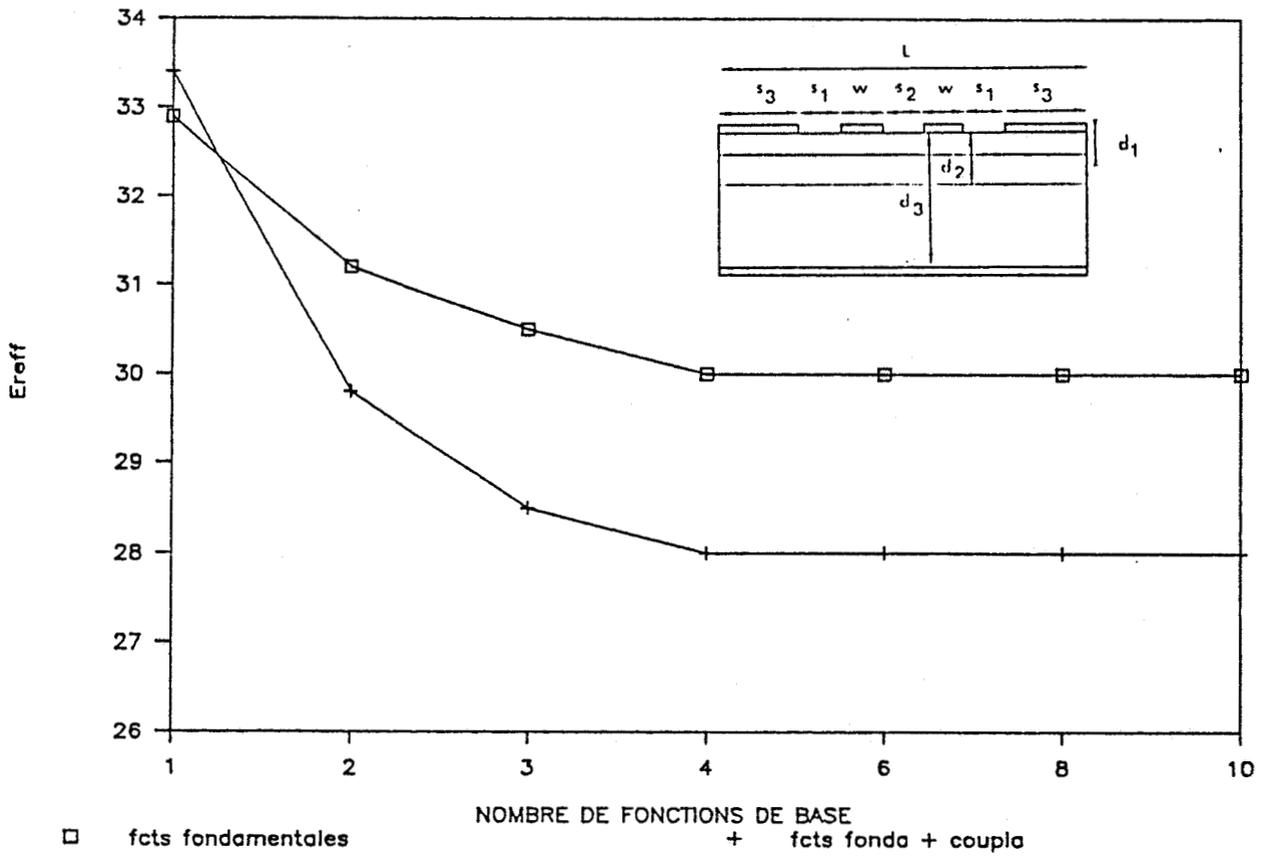
paramètres de la structure étudiée: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 13.0$ $\sigma_{\lambda} = 0$ $\sigma_2 = 100$ $\sigma_3 = 1.e-7$
 $d1 = 0.1\mu m$ $d2 = 0.2\mu m$ $d3 = 100\mu m$ $W = 5\mu m$ $L = 670\mu m$ $S1 = 20\mu m$ $S2 = 20\mu m$

fig. 6

ETUDE DE CONVERGENCE



ETUDE DE CONVERGENCE

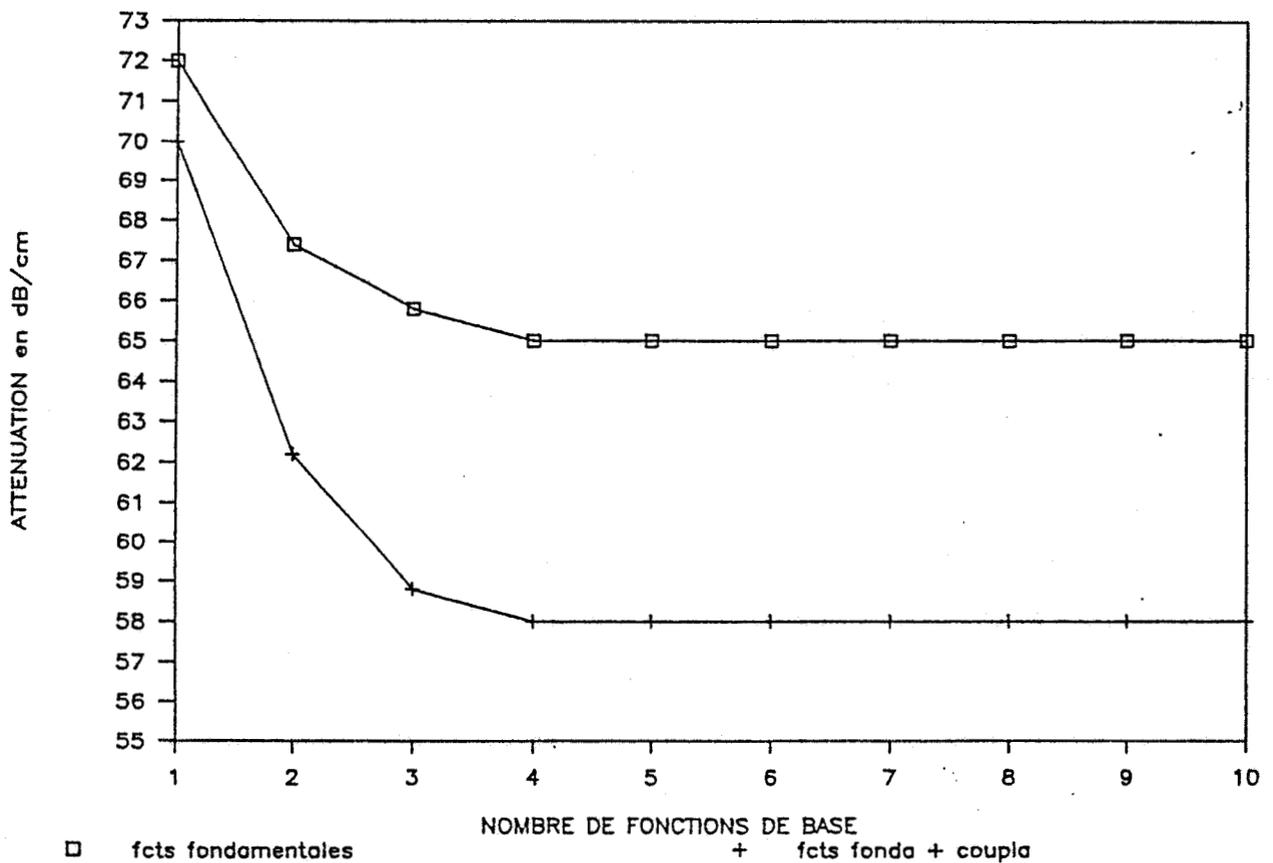


paramètres de la structure étudiée: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 13.0$ $\sigma_1 = 0$ $\sigma_2 = 100$ $\sigma_3 = 1.e-7$

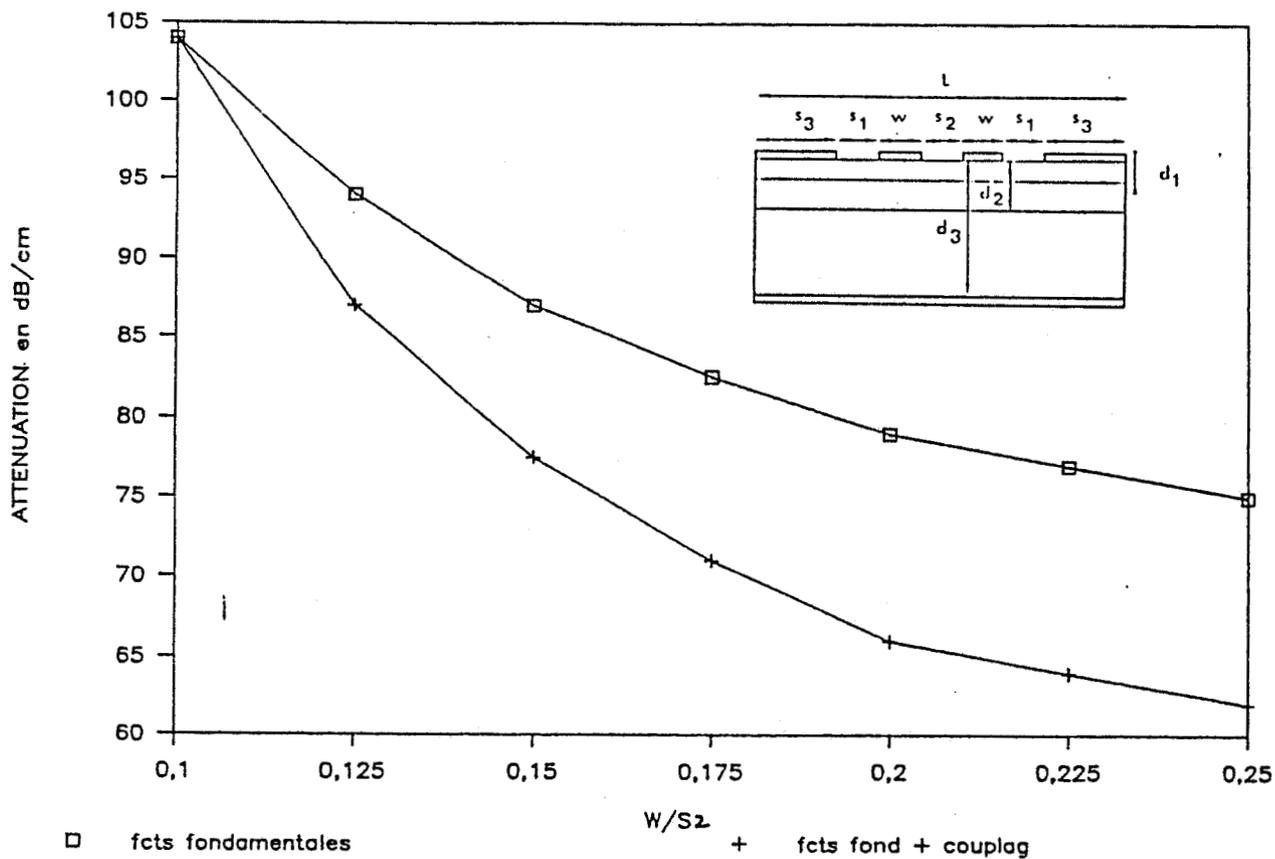
$S1 = 20\mu m$ $S2 = 20\mu m$ $W = 20\mu m$ $L = 700\mu m$ $d1 = 0.1\mu m$ $d2 = 0.2\mu m$ $d3 = 100\mu m$

fig.7

ETUDE DE CONVERGENCE



INFLUENCE DU COUPLAGE

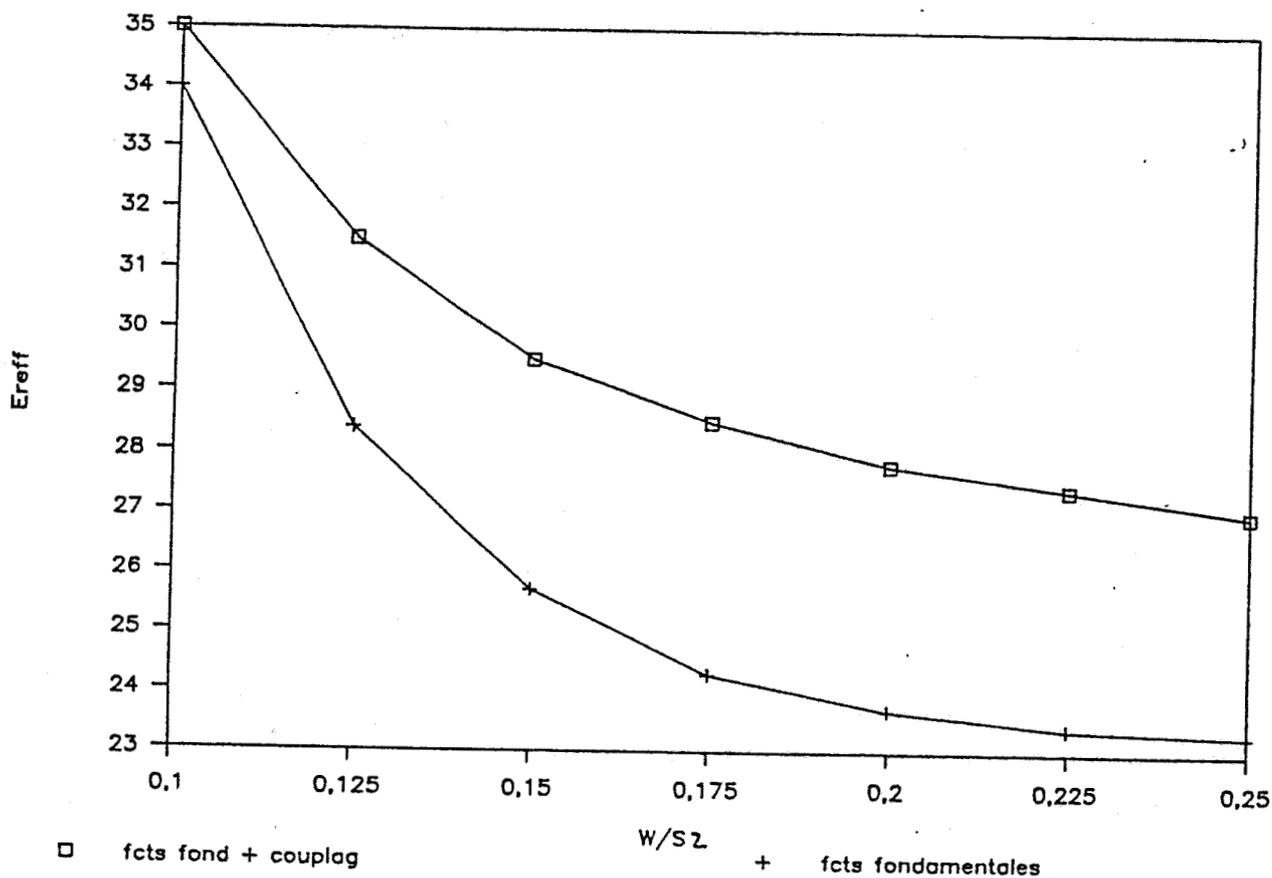


paramètres de la structure étudiée: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 13.0$ $\sigma_1 = 0$ $\sigma_2 = 100$ $\sigma_3 = 1.e-7$

$d1 = 0.1\mu m$ $d2 = 0.2\mu m$ $d3 = 100\mu m$ $S3 = 300\mu m$ $S1 = 20\mu m$ $W = 5\mu m$

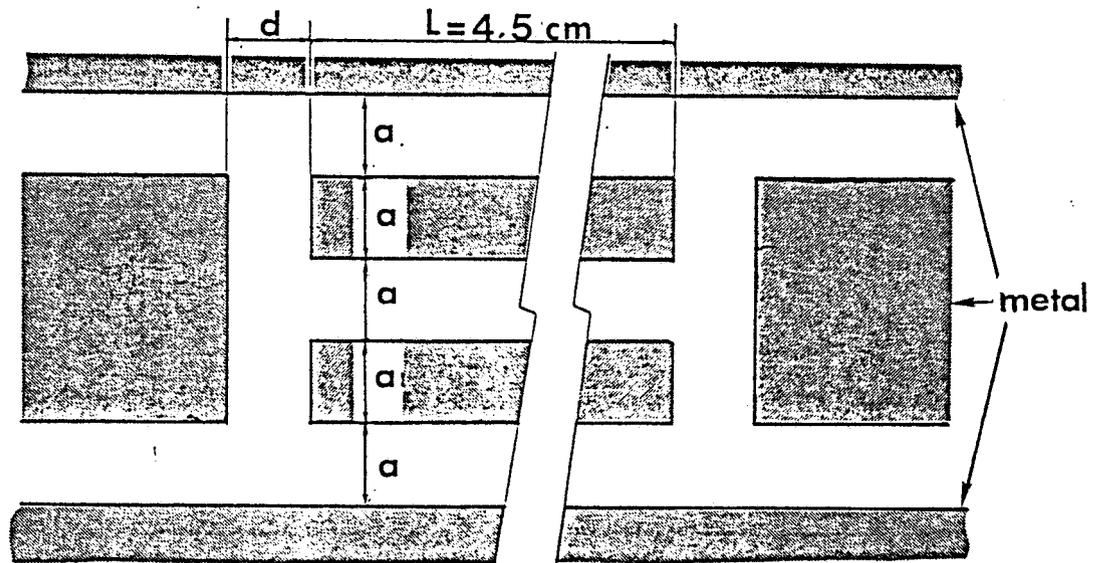
fig.8

INFLUENCE DU COUPLAGE



IV.2 Résultats expérimentaux

Des études menées au sein de l'équipe électromagnétisme des circuits,[15] ont montré la difficulté de valider des mesures quantitatives sur de telles structures réalisées sur des substrats semiconducteurs. Pour nous placer dans des conditions favorables, nous avons préféré réaliser des structures d'essai sur substrats diélectriques classiques. Pour ces études expérimentales, la structure retenue est la suivante:



$a = .15 \text{ mm}$
ech 1:100

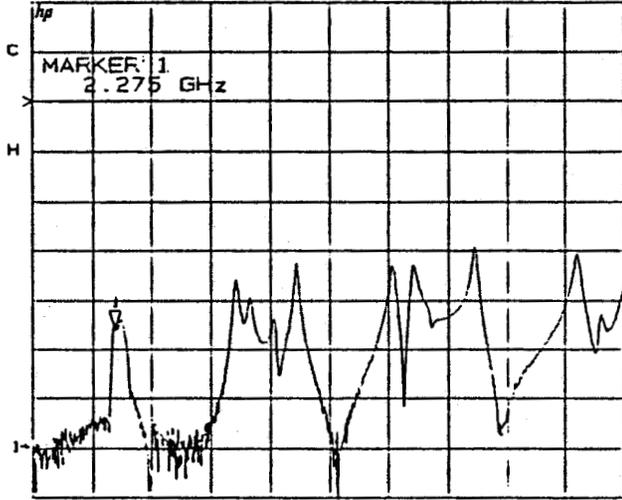
fig. 9

Elle est constituée d'une ligne coplanaire excitant par couplage capacitif une ligne coplanaire à double rubans de longueur L . La mesure du coefficient de transmission est basée sur la détermination des longueurs de résonance en $K(\lambda_g/2)$ des différents modes pouvant se propager sur la ligne coplanaire à double rubans. Afin de ne pas perturber les mesures, après avoir fixé pratiquement le couplage entre les deux structures, nous devons nous placer dans des conditions de couplage faible en vue de nous rapprocher le plus possible des fréquences de résonance du système isolé.

La distance d (figure 9) entre les deux structures de propagation a été fixée pratiquement après plusieurs essais de façon empirique.

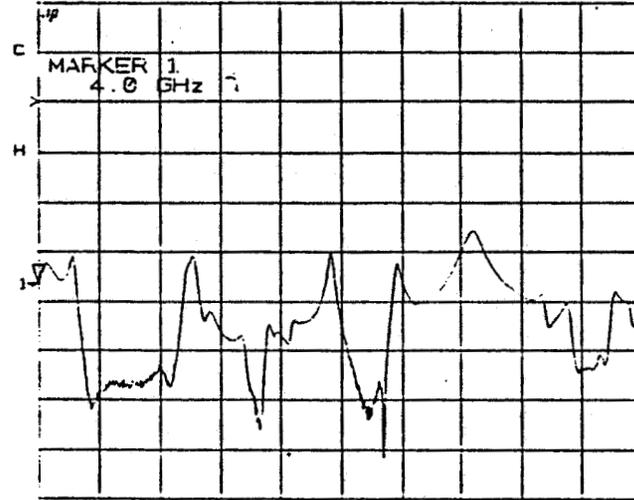
La figure 10 illustre les résultats expérimentaux obtenus sur l'analyseur de réseaux 8510 du laboratoire, une fois déterminée la distance d . La comparaison théorie-expérience, figure 11, justifie le choix des fonctions de base adoptées précédemment.

S21 log MAG
REF 0.0 dB
10.0 dB/
-45.717 dB



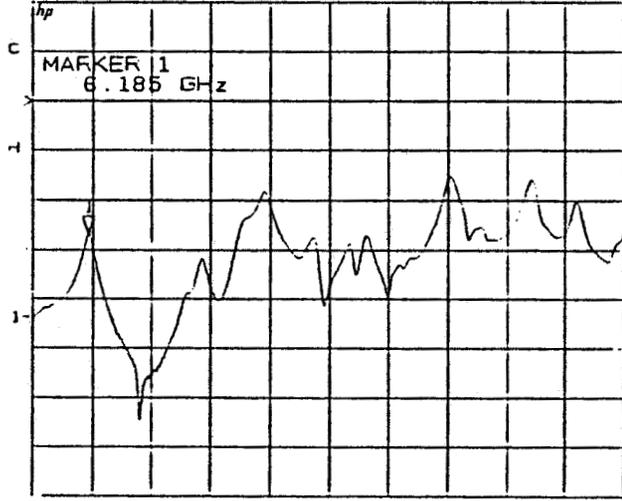
START 2.00000000 GHz
STOP 4.00000000 GHz

S21 log MAG
REF 0.0 dB
10.0 dB/
-36.42 dB



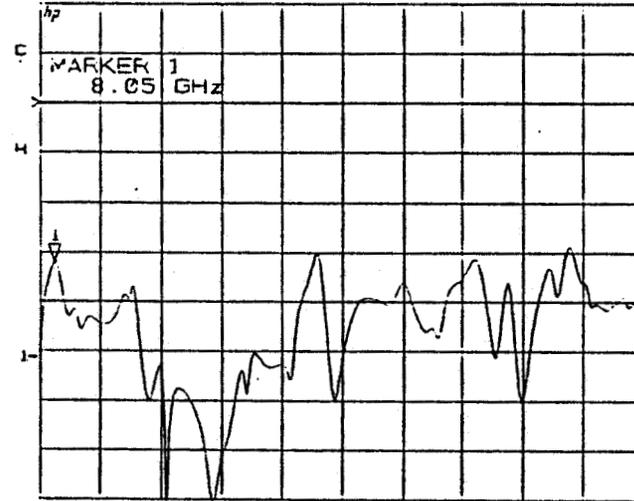
START 4.00000000 GHz
STOP 6.00000000 GHz

S21 log MAG
REF 0.0 dB
10.0 dB/
-27.028 dB



START 6.00000000 GHz
STOP 8.00000000 GHz

S21 log MAG
REF 0.0 dB
5.0 dB/
-16.053 dB



START 8.00000000 GHz
STOP 10.00000000 GHz

fig. 10

Resultats experimentaux obtenus sur l'analyseur de reseaux 8510

COMPARAISON THEORIE EXPERIENCE

MODE PAIR

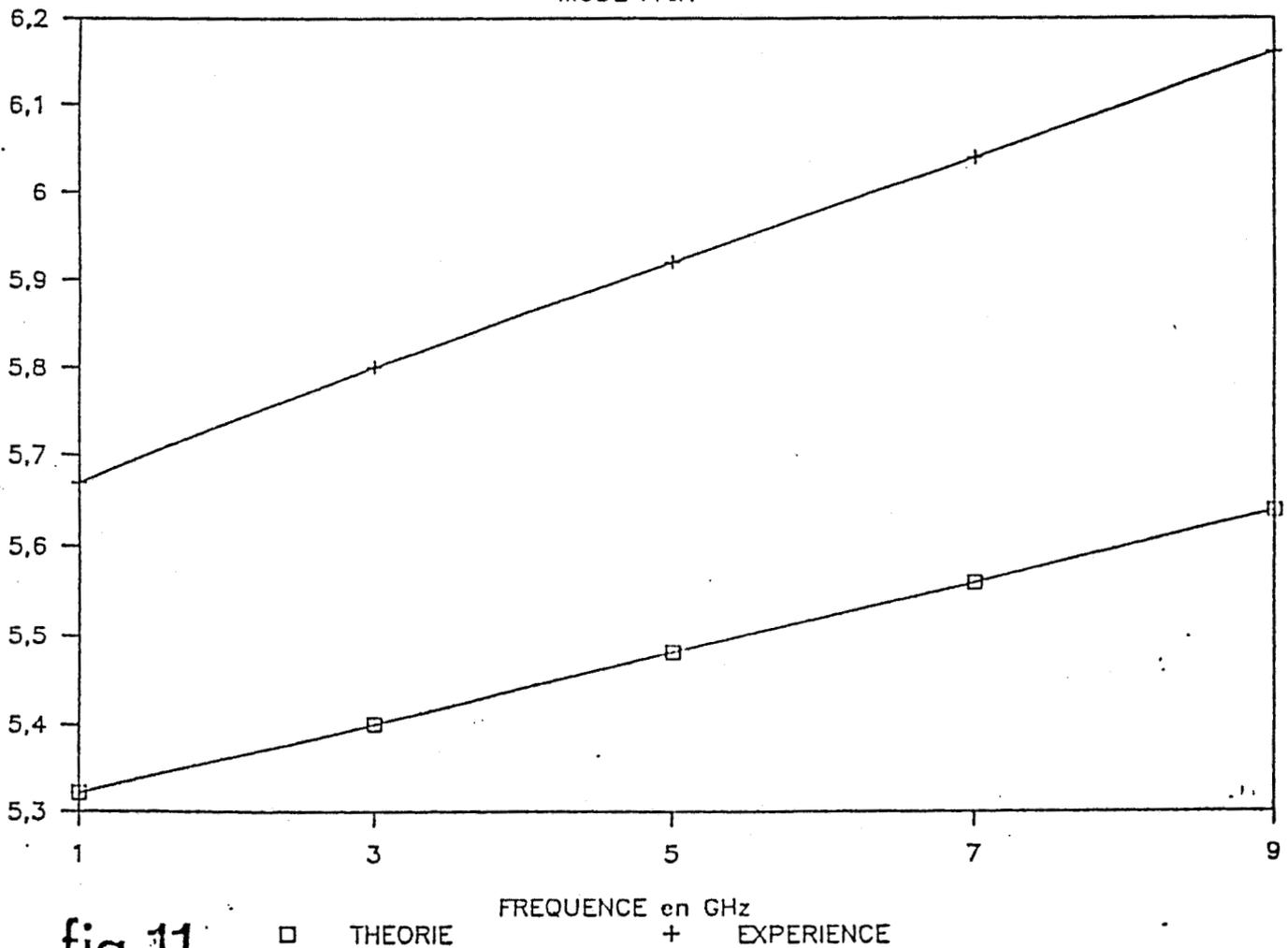


fig 11

□ THEORIE + EXPERIENCE

paramètres de la structure étudiée: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 10.2$ $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = 0$ $L = 4600\mu m$
 $S1 = 150\mu m$ $S2 = 150\mu m$ $W = 150\mu m$ $d1 = 2\mu m$ $d2 = 4\mu m$ $d3 = 1270\mu m$ nombre de raies = 106

V. Conclusion

notre étude avait pour but de caractériser d'un point de vue électromagnétique une structure coplanaire à double rubans métalliques déposée sur substrat semiconducteur. A cette fin, nous avons adopté comme outil d'analyse une méthode de simulation numérique connue sous le nom d'approche dans le domaine spectral. Cette méthode nécessite la définition d'un ensemble de fonctions de base décrivant les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques dans les fentes situées à l'interface substrat air.

Pour les structures élémentaires telles que les lignes microrubans et les lignes coplanaires, la définition de ces fonctions posent peu de problèmes. Dans notre cas, la nécessité de traduire le couplage entre les fentes impose une description plus fine de ces champs. Pour résoudre ce problème, nous avons été amené à utiliser des fonctions de type pair et impair par rapport à l'axe de chaque fente et à définir le nombre minimal de fonctions permettant d'assurer la convergence du processus de simulation.

Une comparaison théorie expérience menée sur des structures déposées sur substrat diélectrique a permis de confirmer la validité de nos choix.

A ce stade, le programme que nous avons élaboré doit permettre d'envisager une étude aussi exhaustive que possible du comportement fréquentiel des lignes coplanaires à double ruban déposée sur substrat semiconducteur.

Une telle étude possède un champ d'application vaste: citons, pour exemples, la prise en compte des phénomènes de diaphonie sur les circuits MMIC, la simulation des phénomènes de propagation dans les transistors à effet de champ de type bigrille.

Bibliographie

- [1] -E.YAMASHITA, KEREN LI, YOICHI SUZUKI
"characterization method and simple design formula of MICSlines proposed for MMICs"
IEEE, Trans M.T.T, vol M.T.T -35, n 12, December 87, pp 1355-1362.
- [2] -TH_G.BRYANT, J-A.WEISS
"Parameters of microstrip transmission lines and of coupled pairs of microstrip lines"
IEEE, Trans M.T.T, vol M.T.T -16,n 12, December 68, pp 1021-1027.
- [3] -C.BYL
"Performances potentielles en amplification d'une structure MESFET ASGA bigrille distribuée"
DEA en électronique Juillet 87 Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs U.S.T.L.
- [4] -A.WEXLER
"Computation of electromagnetic fields",
I.E.E.E Trans. on M.T.T, 17, pp 416-439, 1969.
- [5] -O.C. ZIENKIEWICZ
"The finite element method"
London :Mc Grawhill, 1977.
- [6] -E.YAMASHITA, K.ATSUKI
"Strip line with rectangular outer conductor and three dielectric layers"
I.E.E.E. trans on M.T.T., vol 18, pp 238-244, 1970.
- [7] -E.YAMASHITA, K.ATSUKI
"Analysis of thick-strip transmission lines"
I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 19, pp 120-122, 1971
- [8] -G.KOWALSKI, R.PREGLA
"Dispersion characteristics of shielded microstrip with finite thickness"
Arch. Elektron. Ubertragung-stech, 25, pp 193-196, 1971.

[9] -T.ITOH, R.MITTRA

"Spectral Domain Approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines"
I.E.E.E Trans. on M.T.T vol 21, 1973.

[10] -T.ITOH, R.MITTRA

"Dispersion characteristics of microstrip lines"
Proceeding of European Microwave Conference, pC4/3.

[11] -T.KITAZAWA, Y.HAYASHI, and M.SUZUKI

"A coplanar waveguide with thick metal coating"
I.E.E.E. Trans on M.T.T, vol 24 pp 604-608, September 1976.

[12] -R.DELRUE

"Contribution à l'étude des phénomènes de propagation pour circuit intégrés microondes"
DEA électronique Juillet 87, Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs, U.S.T.L.

[13] -L.FAUCON

"L'approche spectrale des guides planaires paramétrés électromagnétiques des lignes microfentes et coplanaire".

[14] -S.W LEE, W.R JONES, JJ CAMPBELL

"convergence of numerical solution of iris-type discontinuity problems"
I.E.E.E Trans on M.T.T., vol n 19, n 6, pp 528-536, June 1971.

[15] -Ch Seguinot: Thèse à paraître

