

50376
1984
50

50376
1984
50

N° d'ordre : 1163

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

par

Pierre PRIBETICH

Maître ès Sciences

**CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN APPLICATEUR
MICROONDE DE TYPE FENTE, EXCITE
PAR UNE LIGNE MICRORUBAN**



Soutenue le 15 Juin 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M. CONSTANT	Président
	M. KENNIS	Rapporteur
	M. CITERNE	Examineur
	M. TERRET	Examineur
	M. TOUTAIN	Examineur
	M. CHIVE	Examineur
	M. RINGEISEN	Invité

à Béatrice,

à Justine,

à la mémoire de ma Grand-Mère,

Ce travail a été effectué au sein du groupe "Circuits & Propagation" du Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur E. CONSTANT.

Je désire avant tout exprimer ma profonde reconnaissance envers Monsieur le Professeur E. CONSTANT qui, m'ayant accueilli dans son Laboratoire, m'a fourni tous les moyens de pratiquer une recherche passionnante et me fait l'honneur de présider la Commission d'Examen.

Monsieur KENNIS, Maître-Assistant à l'Université de Lille I, a assuré la direction de ce travail. Je tiens à lui témoigner toute ma gratitude pour l'aide efficace qu'il m'a prodiguée et rends hommage à sa rigueur scientifique et à la patience dont il a fait preuve à mon égard.

Je tiens à remercier Monsieur J. CITERNE, professeur à l'I.N.S.A. de RENNES, pour les conseils qu'il m'a prodigués au cours de ce travail. Sa participation au Jury m'honore.

Mes remerciements vont également à Monsieur C. TERRET, professeur à l'Université de RENNES, qui me fait l'honneur de siéger à mon Jury de thèse. Les nombreuses discussions que nous avons eues ont toujours été fructueuses et enrichissantes.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Monsieur S. TOUTAIN, Maître-Assistant à l'E.N.S.T. Bretagne, pour les nombreuses discussions que nous avons eues au cours de ce travail, et rends hommage à son sens pédagogique et à son dévouement. Je le remercie pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail.

Monsieur le Professeur CHIVE a manifesté de l'intérêt pour ce travail et a bien voulu faire partie de ce Jury, qu'il en soit ici remercié.

Mes remerciements vont également à Monsieur RINGEISEN de la Société BRUCKER pour sa participation au Jury.

Ces remerciements s'adressent également à tous les membres de l'Equipe "Circuits et Propagation" : J. F. LEGIER, Ch. SEGUINOT, A. DERYCKE, M. HABIBI et P. GAMAND ainsi qu'à Mle M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND, M. ELKADIRI et R. LEDEE pour l'aide efficace qu'ils m'ont apportée.

Qu'il me soit permis d'exprimer mes sincères remerciements à Monsieur Ph. GELIN, Professeur à l'E.N.S.T. Bretagne, pour les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a fait profiter de son expérience scientifique.

J'exprime toute ma gratitude à Madame GUISLAIN qui a assuré la dactylographie et la remercie pour sa patience et la qualité de son travail.

D'autre part, je tiens à saluer le soutien moral du personnel administratif et enseignant de l'I.R.E.T. Triolo, VILLENEUVE D'ASCQ et plus particulièrement de Messieurs D. GARULT, A. LEFEBVRE, Responsables de ce centre d'enseignement ainsi que Monsieur J. DHAZE, Adjoint.

Je remercie également le personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information (C.I.T.I.) pour leur aimable collaboration et leur disponibilité et plus particulièrement Monsieur Y. TINEL pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du personnel technique et administratif de l'U.E.R. d'I.E.E.A. pour la qualité des services qu'ils m'ont offerts durant la réalisation et l'achèvement de ce mémoire.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CH. I - PRESENTATION DE L'ANTENNE RUBAN-FENTE : OBJECTIFS DE L'ETUDE	
I. 1 - Généralités : cadre du problème	page 5
I. 2 - Description habituelle des champs rayonnés	9
I. 3 - Etat des principaux travaux existants : méthodes de description et hypothèses utilisées	13
I. 3. 1 - Structures "Fentes étroites"	14
I. 3. 1. 1 - Description de l'impédance d'entrée..	14
I. 3. 1. 2 - Etude du diagramme de rayonnement....	16
I. 3. 2 - Cas des "Fentes larges"	18
I. 4 - Stratégies d'étude de l'applicateur ruban-fente en présence de milieux dissipatifs	18
I. 4. 1 - Description globale du problème	18
I. 4. 2 - Description de type circuit de l'applicateur	19
I. 5 - Bibliographie	21
CH. II - ETUDE DE LA LIGNE MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL EN PRESENCE DE MILIEUX A PERMITTIVITE COMPLEXE	
II. 1 - Rappel du traitement guide d'onde	24
II. 1. 1 - Formulation du problème	24
II. 1. 2 - Choix de la méthode de résolution	27
II. 2 - Approche dans le domaine spectral appliquée au cas de la ligne microruban à plan de masse partiel	29
II. 2. 1 - Description des champs et mise en forme du problème	29
II. 2. 1. 1 - Ecriture des champs	29
II. 2. 1. 2 - Applications des conditions de continuité	34
II. 2. 2 - Résolution du système matriciel	36
II. 2. 3 - Recherche des solutions dans le plan complexe	39
II. 2. 3. 1 - Méthode itérative	39
II. 2. 3. 2 - Méthode basée sur le calcul des résidus	40
II. 2. 4 - Choix des fonctions de base	43
II. 2. 4. 1 - Fonctions de base choisies pour le mode ruban	43
II. 2. 4. 2 - Fonctions de base choisies pour le mode fente	47
II. 2. 5 - Etude des problèmes de convergence	49
II. 3 - Bibliographie	53

CH. III	- RESULTATS TYPIQUES ET VALIDATION DE L'ETUDE	
III. 1	- Comparaison avec d'autres travaux : cas de la structure sans perte	page 56
III. 1. 1	- Diagrammes de dispersion	56
III. 1. 2	- Impédances	56
III. 1. 2. 1	- Rappel des notions d'impédances	56
III. 2	- Comparaison théorie - expérience : cas de la structure sans perte	61
III. 2. 1	- Diagramme de dispersion	61
III. 2. 2	- Impédance	63
III. 3	- Résultats typiques pour la ligne microruban à plan de masse partiel avec un milieu dissipatif sous la fente	63
III. 3. 1	- Cas de la ligne microruban centrée	63
III. 3. 2	- Etude de l'influence du décalage de la ligne microruban et résultats typiques : Cas du mode fondamental de type "ruban"	65
III. 4	- Bibliographie	68
CH. IV	- ETUDE PRELIMINAIRE DE L'ANTENNE FENTE RAYONNANT EN MILIEUX DISSIPATIFS PAR L'APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL	
IV. 1	- Formulation du problème	70
IV. 2	- Présentation de la méthode de résonance transverse appliquée dans le domaine transformé de Fourier	74
IV. 3	- Problèmes numériques	79
IV. 4	- Etude de la structure sur milieux dissipatifs : modèle utilisé	83
IV. 5	- Bibliographie	90
CONCLUSION	91
ANNEXES		

Introduction

Les systèmes de thermographie microonde dont le rôle consiste à mesurer le rayonnement électromagnétique d'origine thermique émis par des tissus sous cutanés, nécessitent l'utilisation d'antenne de réception large bande. Initialement, ces applicateurs biomédicaux étaient réalisés à partir d'un tronçon de guide métallique chargé de diélectrique ($\epsilon_r = 25$ par exemple) dans le but d'améliorer l'adaptation sonde-milieu étudié. Ce type de structure permet d'obtenir les caractéristiques hyperfréquences souhaitées à savoir un coefficient de réflexion sur la peau inférieur à -10 dB dans une large bande de fréquence (2 à 4 GHz par exemple) [1], [2].

Cependant, à plus basses fréquences (915 MHz), les dimensions géométriques et le poids de ce type d'applicateurs deviennent prohibitifs en vue d'une utilisation en milieu hospitalier. L'introduction des antennes plaquées, pour cette gamme de fréquences, a permis de remplacer avantageusement les structures classiques à la fois d'un point de vue technique mais aussi d'un point de vue économique [3] .

En vue d'applications plus classiques, l'insertion d'antennes plaquées dans les systèmes de transmission microondes s'est considérablement développée, bien antérieurement aux utilisations précédemment évoquées. De nombreux travaux relatifs à ces structures radiatives ont permis au moins pour l'antenne microruban, d'appréhender les principaux phénomènes physiques mis en jeu. Néanmoins, un certain nombre d'aspects théoriques concernant ces antennes ne sont pas, à ce jour, totalement résolus même dans le cas d'éléments rayonnant dans l'air.

Pour ce qui est des applicateurs microondes, mais aussi des antennes plaquées intégrées, les problèmes rencontrés deviennent plus complexes puisqu'il faut alors prendre en compte la présence éventuelle de milieux dissipatifs bien souvent inhomogènes. De ce fait, la réalisation de ces dispositifs repose essentiellement sur une démarche expérimentale assez pragmatique associée à l'extension des modèles analytiques existants.

L'ambition de ce travail a donc été d'apporter quelques éléments de réponses, mêmes partiels, aux questions que peuvent se poser les concepteurs de ce type d'applicateurs. Pour ce faire, notre travail s'est limité à l'étude d'une structure de géométrie simple, l'applicateur fente excité par une ligne microruban permettant une approche théorique rigoureuse. Néanmoins, compte tenu de la complexité de l'étude, nous avons dû dans ce mémoire nous limiter à la description de quelques aspects du problème global.

L'exposé de notre travail se décompose en quatre chapitres.

Dans le premier, nous situons le problème posé en rappelant les méthodes habituellement utilisées pour déterminer les diagrammes de rayonnement et les impédances d'entrée des antennes ou applicateurs. Les lacunes mises en évidence dans les travaux existants, nous amènent à proposer une stratégie d'étude de l'antenne ruban-fente basée sur l'utilisation d'un schéma équivalent dans lequel l'élément rayonnant résulte finalement de l'interaction de deux discontinuités ligne microruban-ligne microruban à plan de masse partiel.

Le second chapitre est consacré à l'étude de cette ligne microruban à plan de masse partiel en présence de milieux dissipatifs. La description des propriétés des modes fondamentaux de cette structure de propagation est abordée à partir de l'approche dans le domaine spectral. En fait, ce chapitre est essentiellement consacré à la présentation de la mise en forme du problème et à l'étude des problèmes de convergence numérique.

Le troisième chapitre permet de tester la validité du programme mis au point. Dans le cas de structures sans perte, nous comparons successivement nos résultats théoriques à ceux obtenus par d'autres auteurs, mais aussi aux valeurs déterminées expérimentalement. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présentons quelques résultats typiques pour des structures présentant des milieux dissipatifs sous la fente.

Enfin, le dernier chapitre présente une étude de faisabilité et de mise au point visant à décrire le comportement d'une antenne fente à partir d'une approche bidimensionnelle dans le domaine transformé de Fourier. Nous mettrons l'accent en particulier sur les difficultés numériques rencontrées. Nous présentons les premiers résultats obtenus dans le cas d'un applicateur biomédical.

BIBLIOGRAPHIE :

- 1 D.D NGUYEN : "Thermographie et chauffage microonde : contribution à la conception et à la réalisation de systèmes destinés au génie biologique et médical " Thèse 3ème cycle, LILLE, Décembre 1980.

- 2 M. ROBILLARD : "Contribution à l'étude des sondes et à la reconnaissance d'objet thermique par thermographie microonde" Thèse 3ème cycle, LILLE, Octobre 1981.

- 3 M. CHIVE, J.C. VAN DE VELDE, X. GAREST : "Etude et réalisation d'applicateurs microondes en structures plaquées pour systèmes d'hyperthermie et thermographie microonde " Rapport ODAM 83.

CHAPITRE I

CHAPITRE I : PRESENTATION DE L'ANTENNE RUBAN-FENTE : OBJECTIFS DE L'ETUDE

I. 1 - GENERALITES : CADRE DU PROBLEME

I. 2 - DESCRIPTION HABITUELLE DES CHAMPS RAYONNES

I. 3 - ETAT DES PRINCIPAUX TRAVAUX EXISTANTS : METHODES DE DESCRIPTION ET HYPOTHESES UTILISEES

I. 3. 1 - STRUCTURES "FENTES ETROITES"

I. 3. 1. 1 - Description de l'impédance d'entrée

I. 3. 1. 2 - Etude du diagramme de rayonnement

I. 3. 2 - CAS DES "FENTES LARGES"

I. 4 - STRATEGIES D'ETUDE DE L'APPLICATEUR RUBAN-FENTE EN PRESENCE DE MILIEUX DISSIPATIFS

I. 4. 1 - DESCRIPTION GLOBALE DU PROBLEME

I. 4. 2 - DESCRIPTION DE TYPE CIRCUIT DE L'APPLICATEUR

I. 5 - BIBLIOGRAPHIE

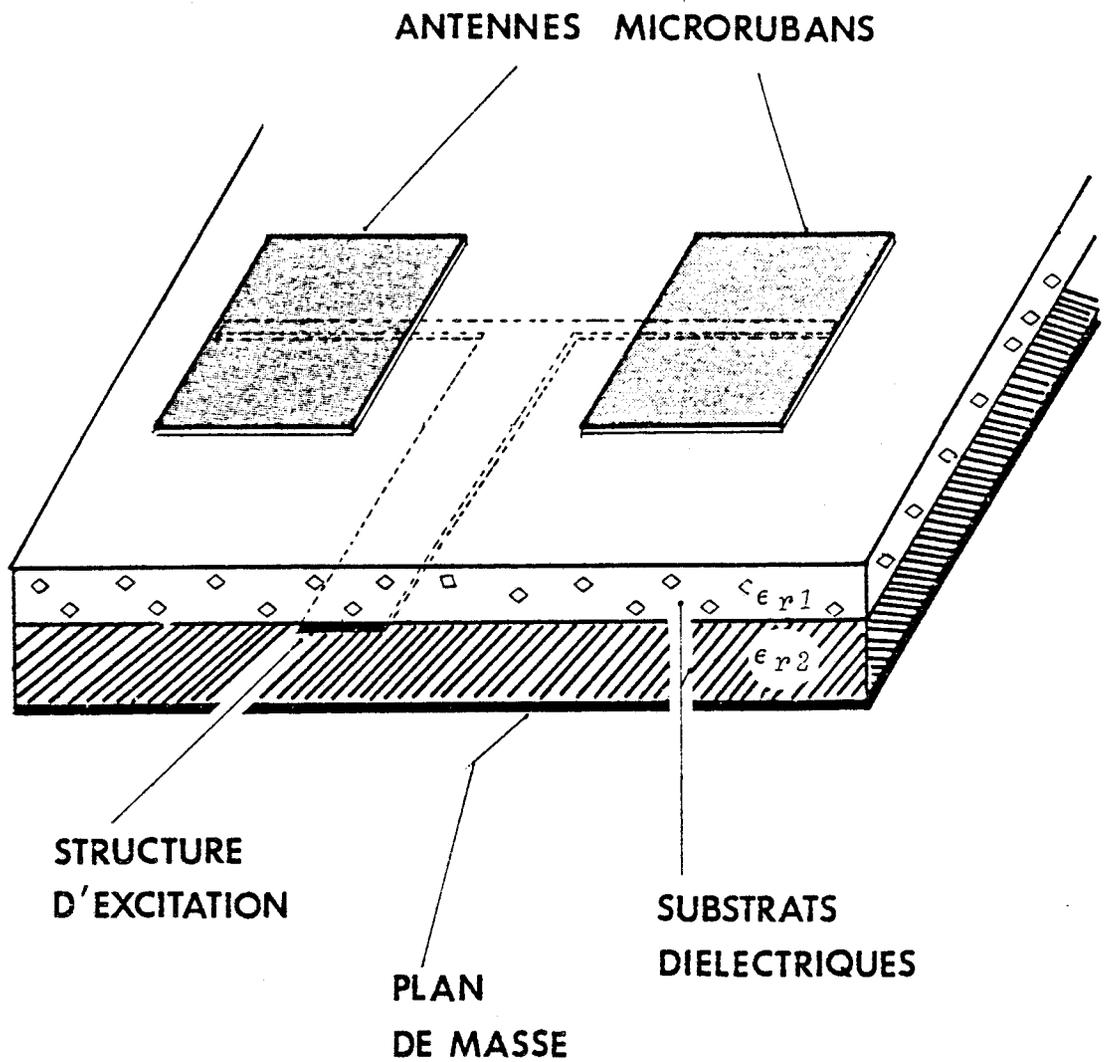
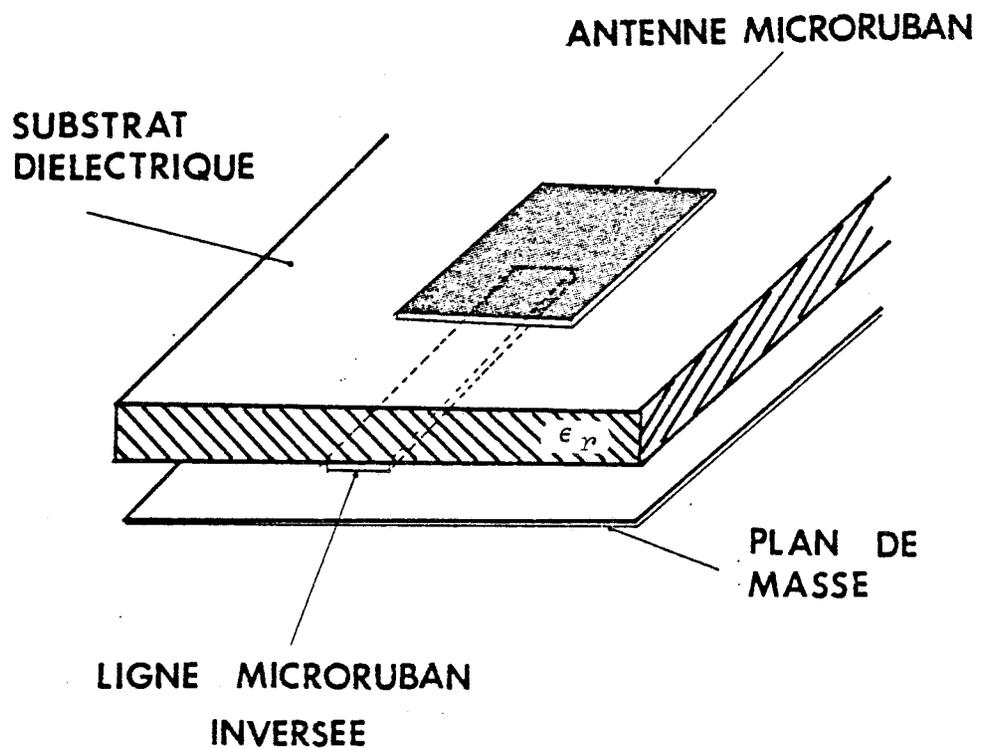


FIG. 1.1 *Antennes microrubans multicouches.*



I. 1 - GENERALITES : CADRE DU PROBLEME

Lors de la conception de têtes d'émission ou de réception, l'intégration des éléments actifs et passifs des circuits microondes sur un même support peut constituer une orientation industrielle satisfaisante. Une telle option permet d'améliorer la reproductibilité de ces systèmes et de diminuer leurs coûts de revient.

Pour ce type d'applications, deux structures de base sont généralement envisagées : l'antenne fente et surtout l'antenne microruban. Pour obtenir certaines propriétés particulières, par exemple une polarisation circulaire, on peut également combiner ces deux types d'éléments.

Pour exciter une antenne microruban, la solution la plus simple consiste à utiliser une ligne microruban située sur le même plan que l'élément rayonnant. La discontinuité ainsi générée perturbe sensiblement le diagramme de rayonnement de l'antenne. Pour pallier cet inconvénient, les différentes solutions envisagées visent à supprimer toute connexion directe entre la ligne d'excitation et l'antenne, en utilisant un couplage électromagnétique. On aboutit alors à des structures multicouches telles que celles présentées figure 1.1.

En ce qui concerne l'antenne fente, la solution consistant à exciter l'élément rayonnant à partir d'une ligne coplanaire, figure 1.2, présente le défaut évoqué précédemment pour l'antenne microruban [1] .

En fait, pour cette structure fente, la dissociation entre l'alimentation et l'antenne se fait naturellement et simplement en utilisant une ligne microruban gravée sur l'autre face du substrat figure 1.3 [2] ; la ligne microruban peut être centrée ou non par rapport à l'axe de symétrie de la fente, et se terminer, soit par un court circuit, soit par un circuit ouvert figure 1.4, [2], [3] .

Un autre type de réalisations présente des points communs avec les antennes intégrées : ce sont les applicateurs biomédicaux [4], [5], [6] .

En effet, en thermographie ou thermométrie, l'utilisation de dispositifs microondes se prête bien à la détection et à la mesure de la température

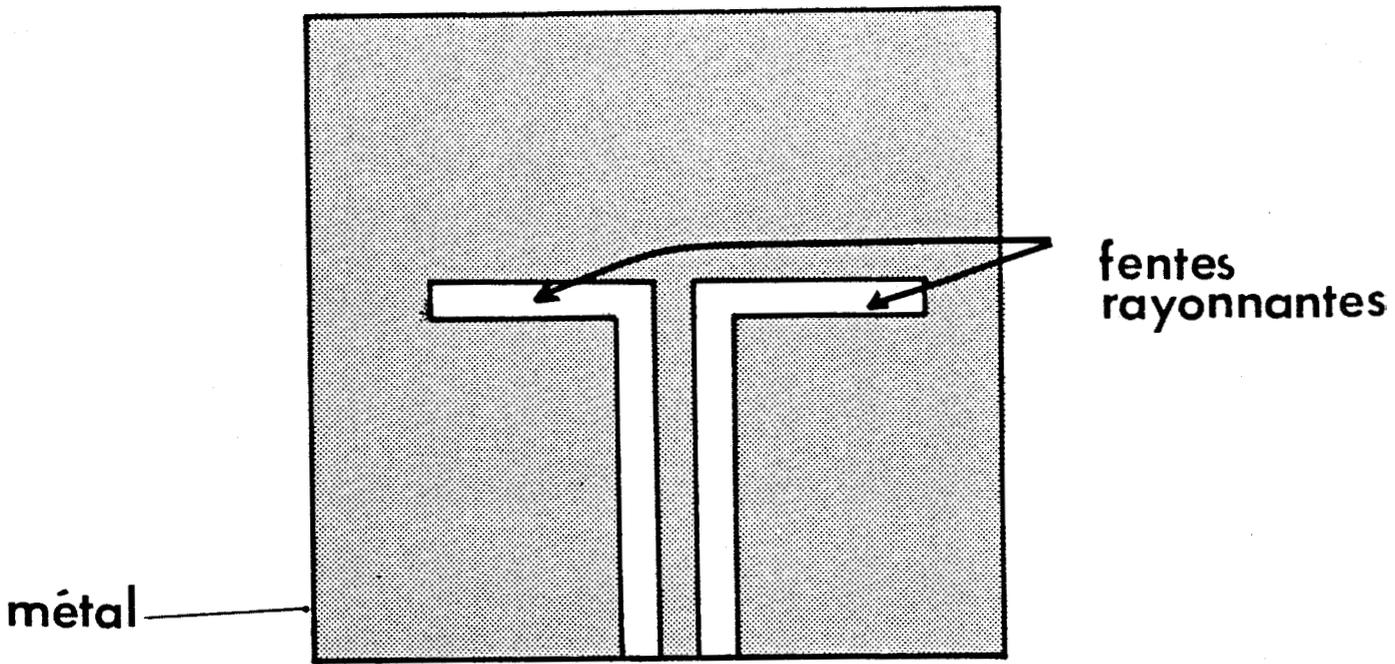


FIG. 1.2

Vue de face d'une antenne fente excitée par une ligne coplanaire.

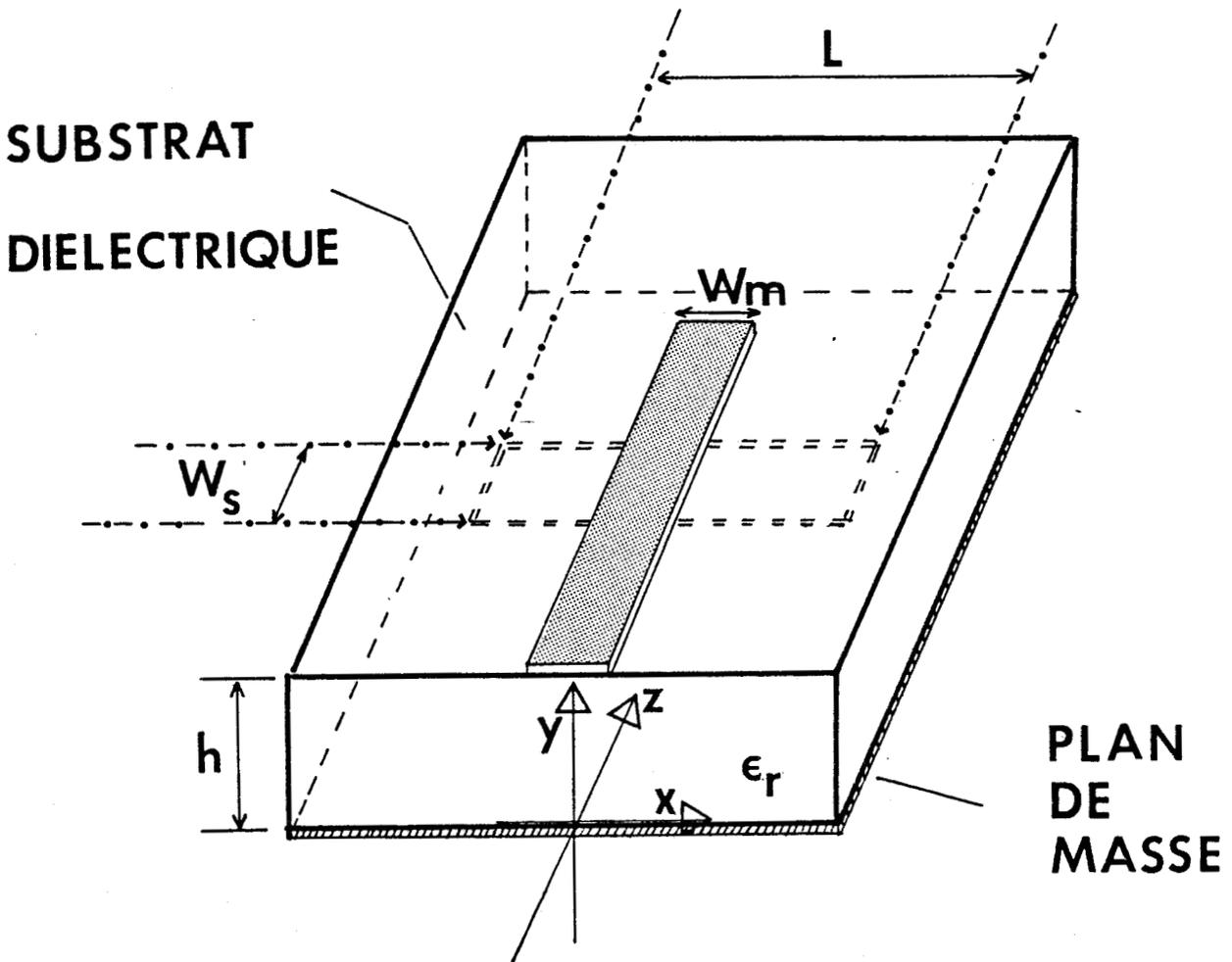


FIG. 1.3

Antenne ruban - fente.

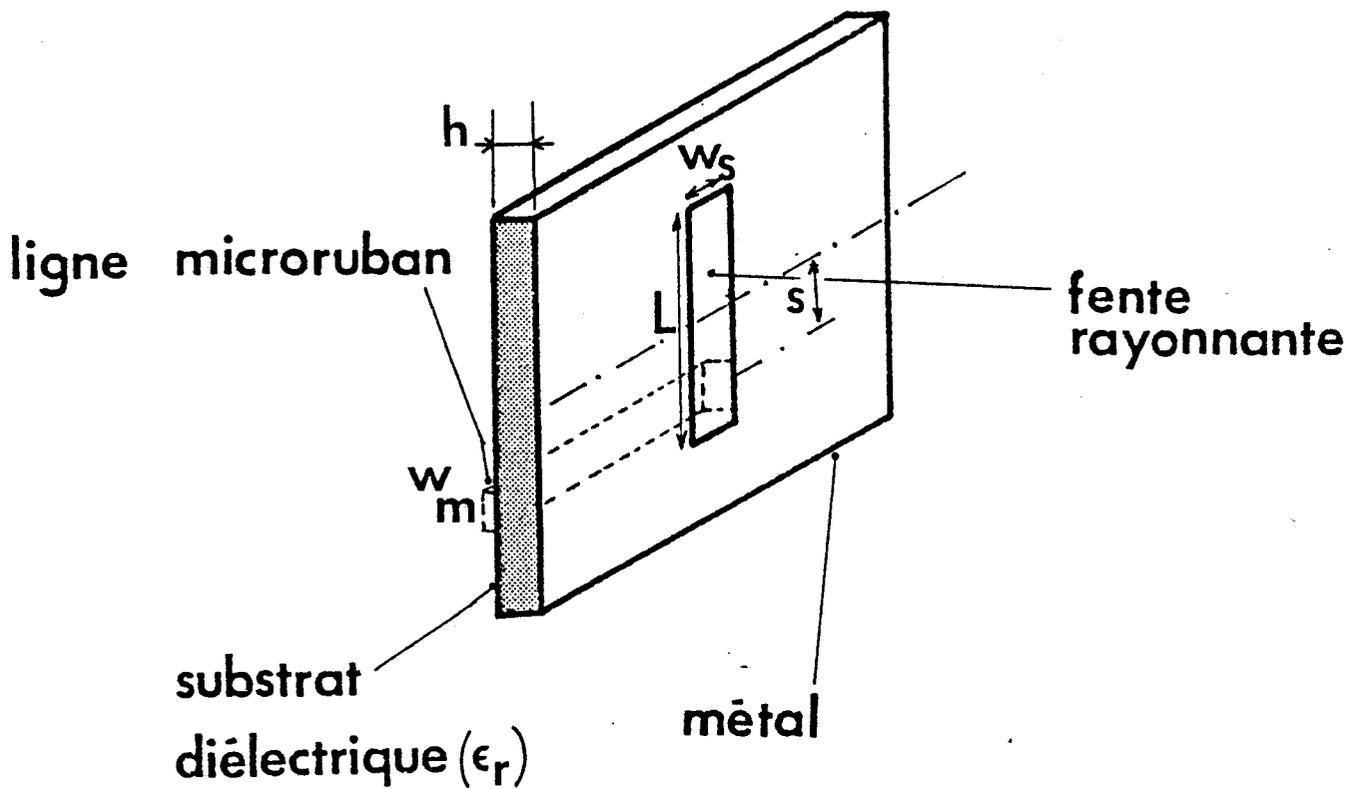


FIG.1.4.a Antenne fente excitée par une ligne microruban décentrée et terminée par un court-circuit.

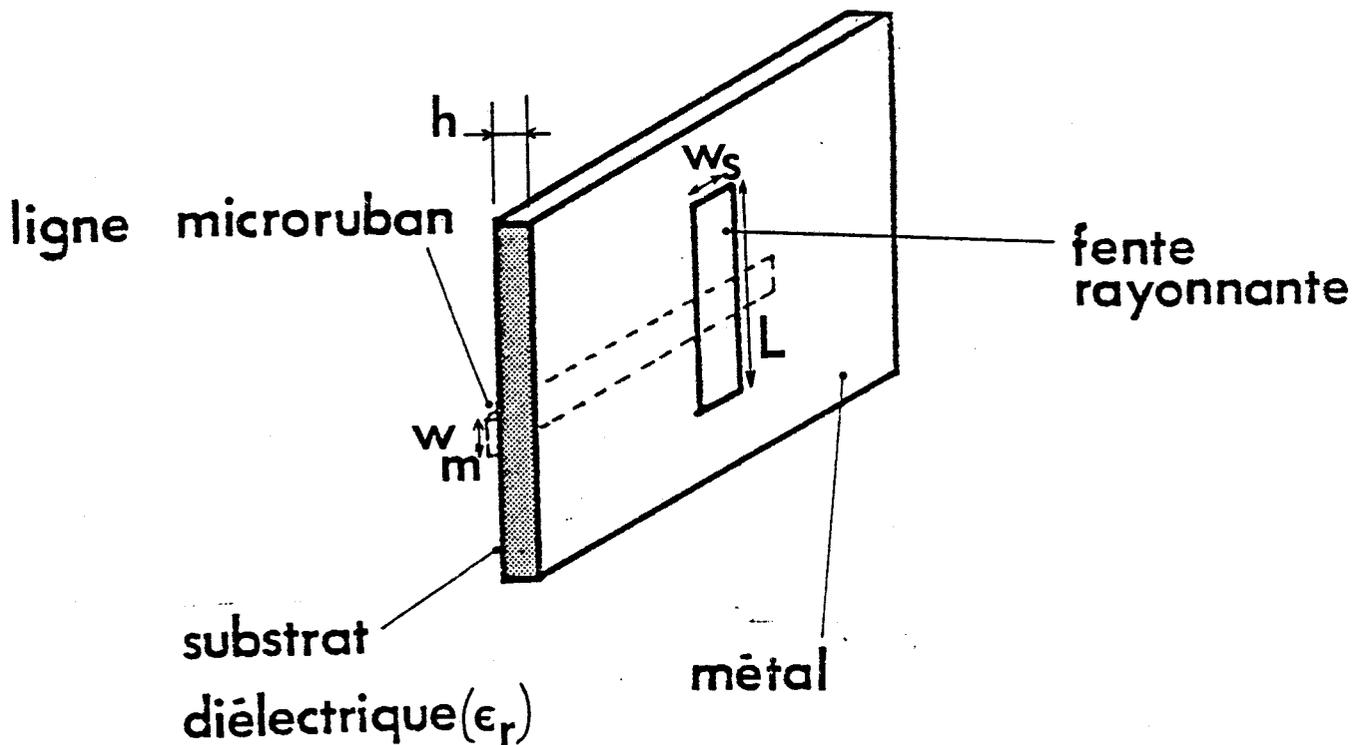
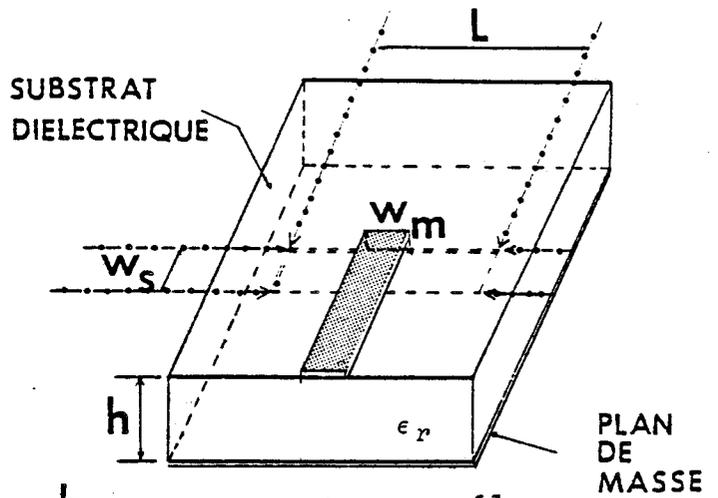
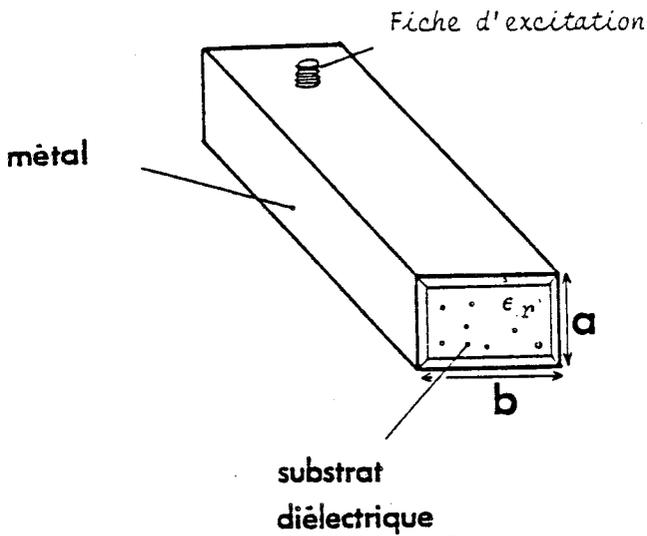
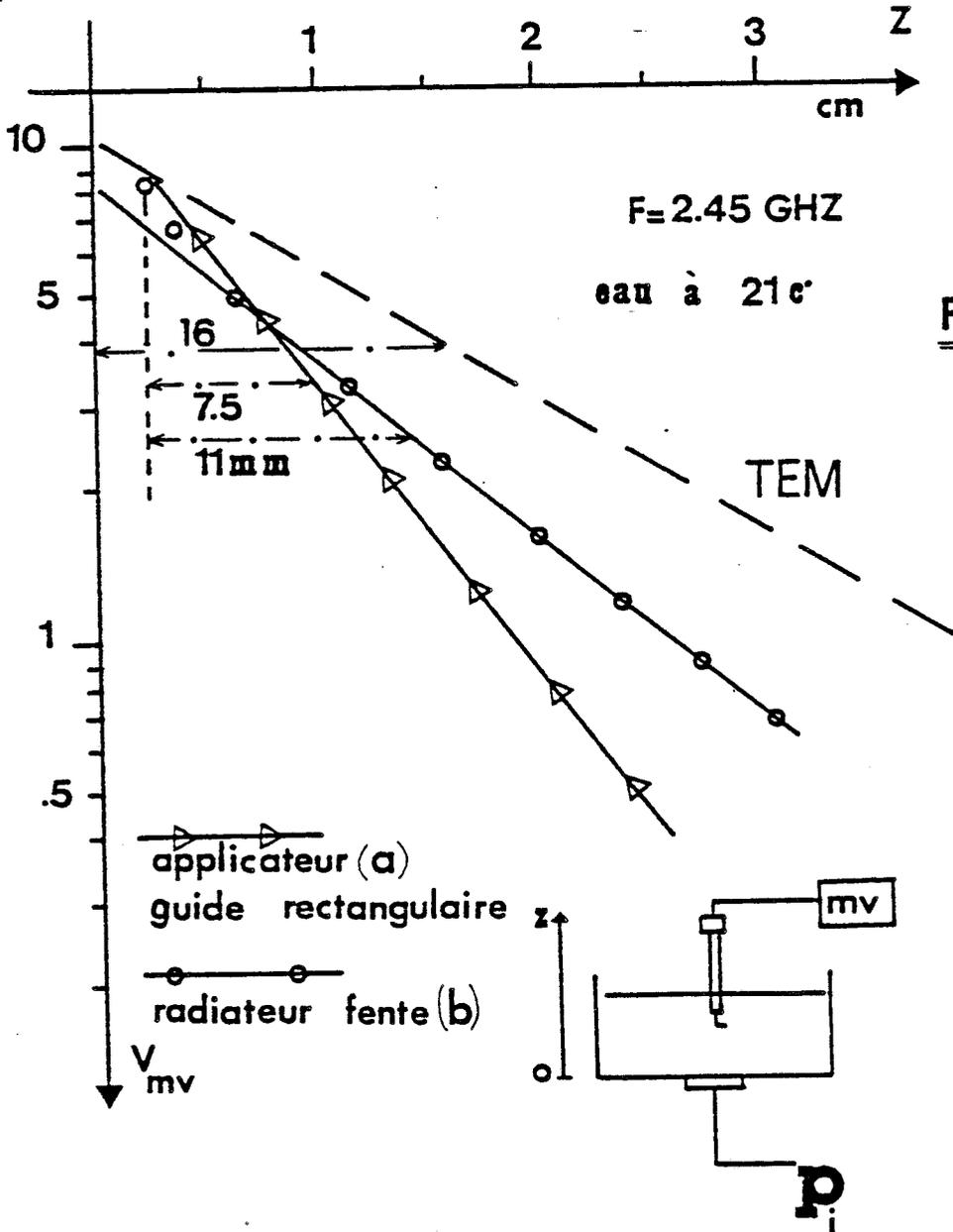


FIG.1.4.b Antenne fente excitée par une ligne microruban centrée et terminée par un circuit ouvert



-a- Guide rectangulaire sectionné. [7]
 $\epsilon_r = 25$, $a = 1$ cm, $b = 2$ cm

-b- Applicateur ruban-fente. [7]
 $\epsilon_r = 4,9$, $L = 2,8$ mm, $w_s = 2$ mm, $w_m = 2,89$ mm, $h = 1,58$ mm



-c- Evolutions de la tension détectée pour différents types d'applicateurs [7]

des corps. Pour ce type d'applications, l'utilisation d'une structure planaire présente un certain nombre d'avantages par rapport aux dispositifs classiques conçus à partir de guide rectangulaire sectionné, figure 1.5.a, ne serait-ce que d'un point de vue économique.

En fait, dans le cas d'un applicateur fente excité par une ligne microruban, figure 1.5.b, nous obtenons également certaines améliorations d'ordre technique. Le couplage entre le radiateur et le milieu étudié permet en effet d'atteindre, à puissance égale, des zones plus profondes que ne le permettrait l'utilisation de structures classiques [7] figure 1.5.c.

Pour les deux applications mentionnées, nous aboutissons finalement à des structures multicouches présentant au moins un milieu à permittivité complexe. Dans le cas de l'antenne intégrée, il s'agit du substrat semiconducteur semiisolant ; il faut, dans ce cas, étudier le rayonnement en champ lointain de cette structure dans un milieu constitué par de l'air. En ce qui concerne l'applicateur microonde, le support est un substrat diélectrique ; il faut cette fois déterminer les caractéristiques de rayonnement de la structure en champ proche dans un milieu dissipatif.

Pour les deux applications envisagées, la simplification qui apparaît au niveau de la réalisation technologique, ne se traduit pas lors de l'analyse théorique du système. Ces complications sont liées à la difficulté de prendre en compte rigoureusement l'excitation, mais aussi au manque d'informations publiées concernant l'influence de milieux à permittivité complexe au niveau :

- des phénomènes de propagation le long de la ligne d'excitation,
- des propriétés de rayonnement de l'antenne ou de l'applicateur.

Il serait, de ce fait, présomptueux de proposer une modélisation générale et globale pour l'ensemble des configurations envisageables ; chaque cas doit être étudié de façon spécifique.

Dans le cadre de ce travail, nous limiterons notre étude au cas d'un radiateur microonde appliqué sur un milieu dissipatif en nous bornant au cas d'une structure fente excitée par une ligne microruban, figure 1.3.

Bien que nous soyons conscients de la nature différente des deux problèmes, dans la suite de ce mémoire, l'utilisation du terme antenne sera fréquemment synonyme dans notre esprit de celui d'applicateur micro-onde.

D'une manière générale, lorsque l'on insère une "antenne" dans un système microonde, il est nécessaire de déterminer deux caractéristiques essentielles :

- l'impédance ramenée au niveau du circuit d'excitation
- le diagramme de rayonnement.

Pour le premier point, l'impédance vue par le circuit d'excitation est fonction à la fois de l'impédance de rayonnement de l'antenne et de l'impédance du circuit d'excitation. En ce qui nous concerne, la structure d'alimentation est constituée par une ligne microruban ; la détermination de son impédance ne présente pas de difficultés majeures étant donné l'abondance d'informations relatives à ce paramètre. Pour déterminer l'impédance de rayonnement, ou plus généralement, l'impédance d'entrée de l'antenne, il faut évaluer la puissance rayonnée définie par :

$$P^* = \frac{1}{2} \int_{\text{sup}} \vec{E} \wedge \vec{H}^* dS \quad \underline{1.1}$$

où avec $P^* = P_r + j P_Q \quad \underline{1.2}$

- la partie réelle P_r correspond à la puissance effectivement rayonnée tandis que la partie imaginaire P_Q traduit l'existence d'une puissance stockée par l'élément rayonnant.
- \vec{E} et \vec{H} sont les champs électromagnétiques dans le demi espace supérieur, Sup, où le rayonnement est pris en considération.

Il faut également estimer les pertes métalliques :

$$P_m = \frac{1}{2\sigma\Delta} \int_S |\vec{H}|^2 dS \quad \underline{1.3}$$

où

- $|\vec{H}|^2$ est le module au carré du champ magnétique sur toutes les surfaces conductrices
- σ : la conductivité du métal
- Δ : la profondeur de pénétration avec :

$$\underline{1.4} \quad \Delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}$$

Il faut enfin tenir compte de la puissance active perdue dans le substrat diélectrique de volume V ; elle s'exprime par :

$$\underline{1.5} \quad P_d = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r \delta}{2} \iiint_V |\vec{E}| \, dV$$

où δ est l'angle de perte du substrat diélectrique.

Notons que dans le cas de l'applicateur, les puissances P_d et P_m sont négligeables par rapport à la partie réelle de P^* .

La détermination de ces différentes grandeurs nous permet de calculer de diverses manières cette impédance [8], [9].

- soit à partir du courant d'excitation $|I|$ de l'antenne par la relation :

$$\underline{1.6} \quad Z_I = \left[P_r + P_m + P_d + j P_Q \right] / |I|^2$$

- soit à partir de la tension d'alimentation V . L'admittance s'écrit alors :

$$\underline{1.7} \quad Y_V = \left[P_r + P_m + P_d + j P_Q \right] / |V|^2$$

Pour ce qui concerne le diagramme de rayonnement, il s'identifie à une surface fermée obtenue en portant à partir d'un point pris comme origine un vecteur dont le module est une fonction simple du champ créé à une

distance constante de l'antenne ; cette fonction simple peut être soit le champ lui même, soit son carré ou bien encore son logarithme.

Comme il est généralement délicat de représenter la forme de cette surface caractéristique dans l'espace à trois dimensions, on se contente souvent de représenter les diagrammes correspondant aux deux plans perpendiculaires principaux contenant l'un le champ électrique (plan E), l'autre le champ magnétique (plan H).

I. 2 - DESCRIPTION HABITUELLE DES CHAMPS RAYONNES

Cette description est généralement présentée dans le cas de structures sans perte.

La connaissance des champs rayonnés par la structure constitue un élément essentiel permettant de définir non seulement le diagramme de rayonnement mais aussi l'impédance présentée par l'antenne.

Dans le cas de l'antenne fente, pour déterminer les champs rayonnés, la structure est souvent assimilée à une ouverture pratiquée dans un plan métallique infini. Le problème consiste alors à évaluer les champs électromagnétiques en tout point de l'espace situé au dessus de la fente [10]. En l'absence de source dans le demi-plan supérieur où le rayonnement est pris en considération, ce champ s'obtient à partir de la résolution de l'équation d'onde :

$$1.8 \quad (\Delta + k^2) \vec{E} = 0$$

où

- Δ représente le laplacien en coordonnée cartésienne
- k le module du vecteur d'onde du milieu considéré, égal à $\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}$ (i étant l'indice du milieu).

En travaillant directement dans l'espace transformé de Fourier, il est possible de montrer que le champ électrique au dessus de la fente s'exprime par la relation :

$$1.9 \quad \vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{f}(\vec{k}_x, \vec{k}_y) e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} dk_x dk_y$$

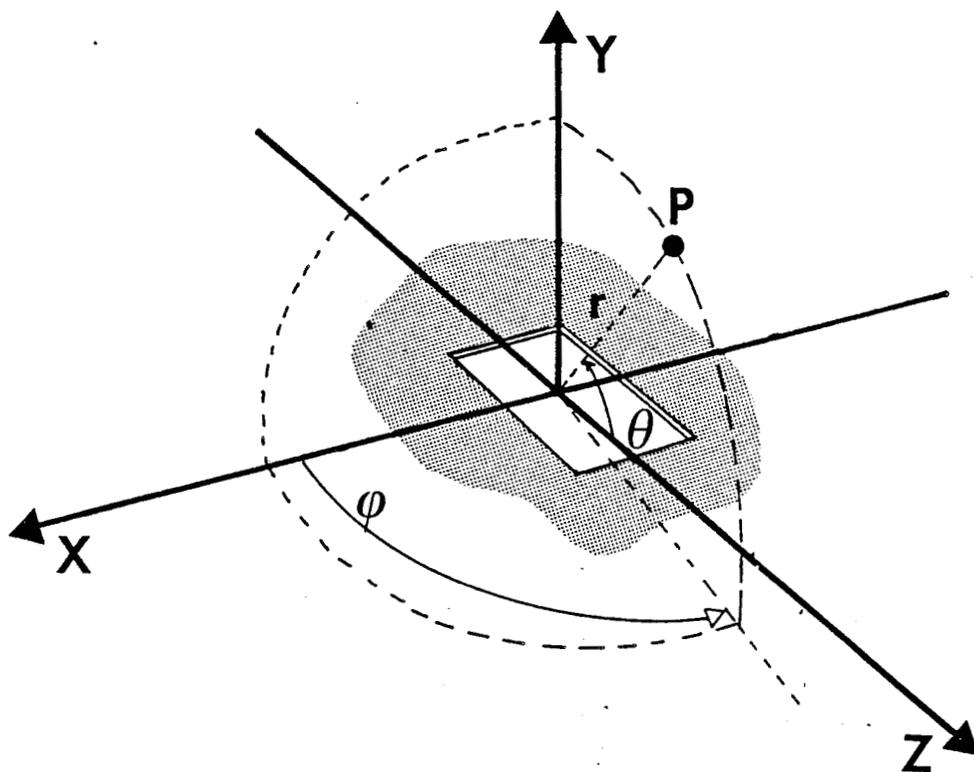


FIG. 1-6

*Repère cartésien lié à l'ouverture
rectangulaire réalisée dans un plan
métallique infini.*

où \vec{f} est une fonction vectorielle à déterminer :

$$1.10 \quad \vec{f} = f_x \vec{u}_x + f_y \vec{u}_y + f_z \vec{u}_z = \vec{f}_t + f_y \vec{u}_y$$

dont \vec{f}_t est la composante transversale.

La direction OY, figure 1.6, constitue ici l'axe privilégié pour le phénomène de rayonnement.

- (x, y, z) sont les coordonnées du point considéré dans le repère cartésien (o, \vec{u}_x , \vec{u}_y , \vec{u}_z) figure 1.6.
- (k_x , k_y , k_z) représente les composantes du vecteur d'onde suivant chaque direction dans le milieu considéré.

L'expression de $\vec{E}(x, y, z)$ donnée par la formule 1.9 montre que le champ électrique est en fait le résultat de la superposition d'ondes de la forme :

$$1.11 \quad \vec{f}(k_x, k_y) e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

Le vecteur d'onde \vec{k} associé à chacune de ces ondes se décompose de la manière suivante :

$$1.12 \quad \vec{k} = k_x \vec{u}_x + k_y \vec{u}_y + k_z \vec{u}_z$$

avec

$$1.13 \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_y^2 + k_x^2$$

De même, nous obtenons pour le champ magnétique l'expression :

$$1.14 \quad \vec{H}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2 k \zeta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{k} \wedge \vec{f}(k_x, k_y) e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} dk_x dk_y$$

où ζ est l'impédance du milieu où le rayonnement est pris en considération.

A partir des expressions 1.9 et 1.14, nous sommes en mesure de calculer la puissance complexe rayonnée par la structure :

$$1.15 \quad P^* = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E} \wedge \vec{H}^* \vec{u}_y \, dx \, dz$$

ce qui s'exprime par :

$$1.16 \quad P^* = \frac{1}{8\pi^2 \zeta k} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(k^2 - k_t^2) \vec{f}_t \cdot \vec{f}_t^* + |\vec{k}_t \vec{f}_t|^2 \right] \frac{dk_x \, dk_z}{k_y^*}$$

Pour des faibles valeurs de k_x et de k_z , c'est-à-dire pour $k_t^2 < k^2$, le vecteur d'onde k_y suivant OY est réel. Les ondes associées à ces valeurs de k_x et k_z sont des ondes progressives qui contribuent ainsi au flux de puissance de l'onde rayonnée par la structure. Par contre si k_t^2 devient supérieure à k^2 , les ondes sont évanescentes relativement à la direction OY et participent à la puissance stockée par la fente.

A partir de cette superposition d'ondes progressives et évanescentes, il est possible de développer les calculs pour exprimer de manière plus simple les relations 1.9 et 1.14 et plus spécialement la fonction $\vec{f}(k_x, k_z)$.

En effet, la composante transversale \vec{f}_t de la fonction \vec{f} s'exprime facilement à partir du champ électrique \vec{E}_a dans l'ouverture :

$$1.17 \quad \vec{f}_t(k_x, k_z) = \iint_{S_a} \vec{E}_a(x, z) e^{j(k_x x + k_z z)} \, dx \, dz$$

\vec{f}_t représente donc la transformée de Fourier inverse de \vec{E}_a .

Pour calculer le champ $\vec{E}(x, y, z)$, il ne reste à déterminer que la composante f_y ; puisque le milieu où s'effectue le rayonnement est exempt de source, elle s'exprime facilement à partir de :

$$1.18 \quad f_y = - \frac{k_x f_x + k_z f_z}{k_y}$$

k_x , k_y et k_z étant reliés par la relation 1.13.

Cette formulation mathématique montre que la connaissance parfaite

de la répartition de champ dans l'ouverture, permet de préciser la valeur du champ en n'importe quel point de l'espace. Nous sommes en présence d'un problème déterministe où \vec{E}_a constitue la source d'excitation du système et $\vec{E}(x, y, z)$ sa réponse.

Dans le cas de milieux non dissipatifs, la région où le rayonnement est pris en considération peut être divisée en trois zones distinctes :

- la zone de champ proche appelée zone de Rayleigh où le champ varie fortement en fonction de la distance r déterminée par rapport au centre de l'ouverture, figure 1.6.
- la zone de Fresnel zone intermédiaire
- la zone de champ lointain appelée zone de Fraunhofer où le champ décroît en $1/r$.

Dans la zone de champ lointain, on peut montrer à partir de l'expression 1.9 que le champ dans cette région de l'espace est une fonction simple des transformées de Fourier à deux dimensions du champ dans l'ouverture [10]
Il s'exprime par :

$$19 \quad E(r) = \frac{jk e^{-jkr}}{2\pi r} \left[\vec{e}_{\Phi} (f_y \cos \Phi - f_x \sin \Phi) \cos \theta + \vec{e}_{\theta} (f_x \cos \Phi + f_y \sin \Phi) \right]$$

où

- \vec{e}_{θ} et \vec{e}_{Φ} sont les vecteurs unitaires du système de coordonnées sphériques (r, θ, Φ) associés aux angles θ et Φ .
- les angles θ et Φ sont définis relativement au repère figure 1.6.
- f_x et f_z sont en relation directe avec les transformées de Fourier à deux dimensions du champ dans l'ouverture définies à partir de l'expression 1.17.

Dans le cas de milieux fortement dissipatifs, la notion de champ lointain n'a plus guère de signification et nous sommes par conséquent systématiquement en zone de champ proche. La présentation mathématique précédente demeure cependant globalement valable bien que la discussion relative à la nature des différentes ondes rayonnées par la structure devienne plus délicate ; ainsi il n'est plus possible de dissocier les ondes progressives des

ondes évanescentes puisqu'il s'agit toujours d'ondes oscillantes fortement amorties.

La connaissance de la transformée de Fourier à deux dimensions dans l'ouverture nous permet cependant de déterminer le champ dans cette région par les intégrales 1.9 et 1.14. Tout repose finalement sur la détermination exacte de la distribution de champ dans l'ouverture réalisée dans le plan métallique figure 1.6.

Pour l'étude de la structure réelle, cette approche ne constitue cependant qu'un modèle, puisque en pratique le plan métallique est forcément de dimensions finies.

Après avoir évoqué la manière d'aborder le calcul du champ rayonné pour une fente pratiquée dans un plan de masse, nous allons nous intéresser plus précisément au cas de l'antenne ruban-fente, figure 1.3.

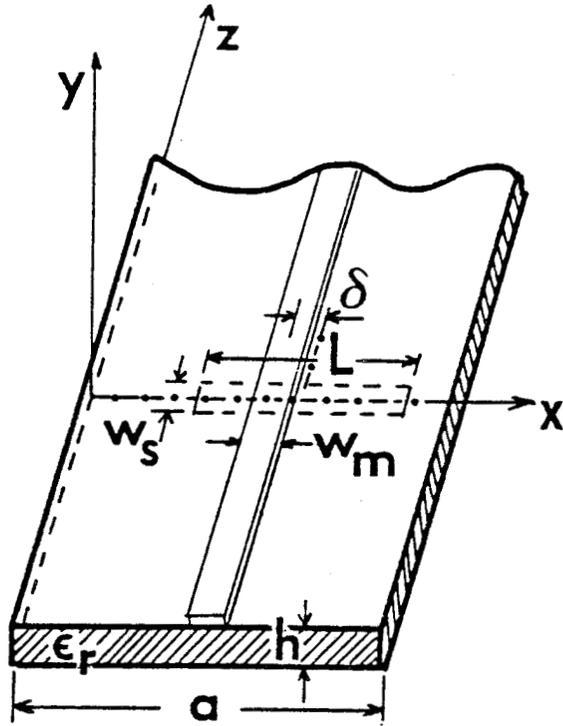
I. 3 - ETAT DES PRINCIPAUX TRAVAUX EXISTANTS : METHODES DE DESCRIPTION ET HYPOTHESES UTILISEES

A notre connaissance, les travaux relatifs à l'antenne fente sont beaucoup moins nombreux que ceux traitant du comportement de l'antenne microruban et sont extrêmement empiriques si ce n'est purement expérimentaux [2] à [6] et [11] à [15]. Notons que les approches théoriques publiées ne concernent que les milieux sans perte.

Les figures 1.4a et 1.4b rappellent les différentes possibilités d'excitation de la fente. A ce stade de l'exposé, il faut d'ores et déjà dissocier deux catégories d'antennes ruban-fente :

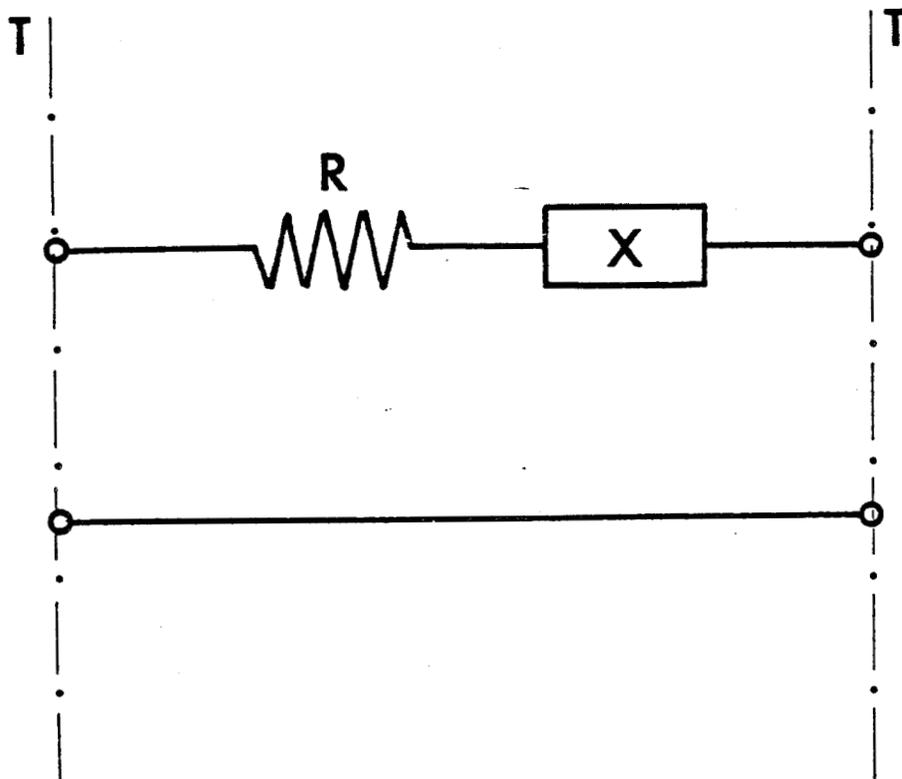
- les antennes à fentes étroites
- les antennes à fentes larges.

La terminologie de "fente étroite" et "fente large" est relative au rapport de grandeur existant entre la largeur de la fente et la longueur d'onde dans le vide. Pour chaque catégorie d'antennes, les travaux publiés mettent en évidence la difficulté de modéliser ces éléments. Nous évoquerons successivement les résultats relatifs à ces deux types de dispositifs.



(a) Structure étudiée.

FIG. 1-7



(b) Schéma équivalent.

I. 3. 1 - STRUCTURES "FENTES ETROITES"

Pour ce type de structures, il existe quelques tentatives de modélisations ayant pour but de décrire l'évolution fréquentielle de l'impédance d'entrée mais aussi le diagramme de rayonnement de cette antenne. Ces descriptions sont cependant relativement simplistes et ne traduisent que partiellement la réalité des phénomènes physiques mis en jeu.

I. 3. 1. 1 - Description de l'impédance d'entrée

Le schéma équivalent présenté figure 1.7.b a été proposé pour les antennes à fentes étroites rayonnant dans l'air [16], [12]. L'impédance d'entrée comprend l'association série d'une résistance de rayonnement R et d'une composante réactive X qui s'annule naturellement à la résonance.

Pour déterminer les éléments du schéma équivalent, il faut nécessairement calculer comme nous l'avons vu précédemment soit une tension, soit un courant d'alimentation ainsi que la puissance rayonnée par la structure. L'utilisation des relations 1.6 ou 1.7 nous permet alors d'obtenir la valeur de cette impédance de rayonnement.

Dans un esprit de concision, nous ne citerons que les principaux exemples de distributions de champs utilisées, offrant des résultats théoriques cohérents avec l'expérience.

Pour la définition de l'impédance en tension, la tension considérée est celle existante entre les arêtes de la fente [12]. Le calcul de l'impédance de rayonnement prend en compte non seulement la puissance complexe rayonnée par la structure mais aussi l'influence de la discontinuité ligne d'excitation-antenne. La distribution de champ adoptée dans la fente est donnée par les relations :

$$\frac{1.20}{E_{\text{fente}}(x)} = \begin{cases} E_{\text{MAX}} \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} - \left(x - \frac{a}{2} - \delta \right) \right) \right] & \text{si } x \gg \frac{a}{2} + \delta \\ E_{\text{MAX}} \sin \left[\beta \left(\frac{L}{2} + \left(x - \frac{a}{2} - \delta \right) \right) \right] & \text{si } x \ll \frac{a}{2} + \delta \end{cases}$$

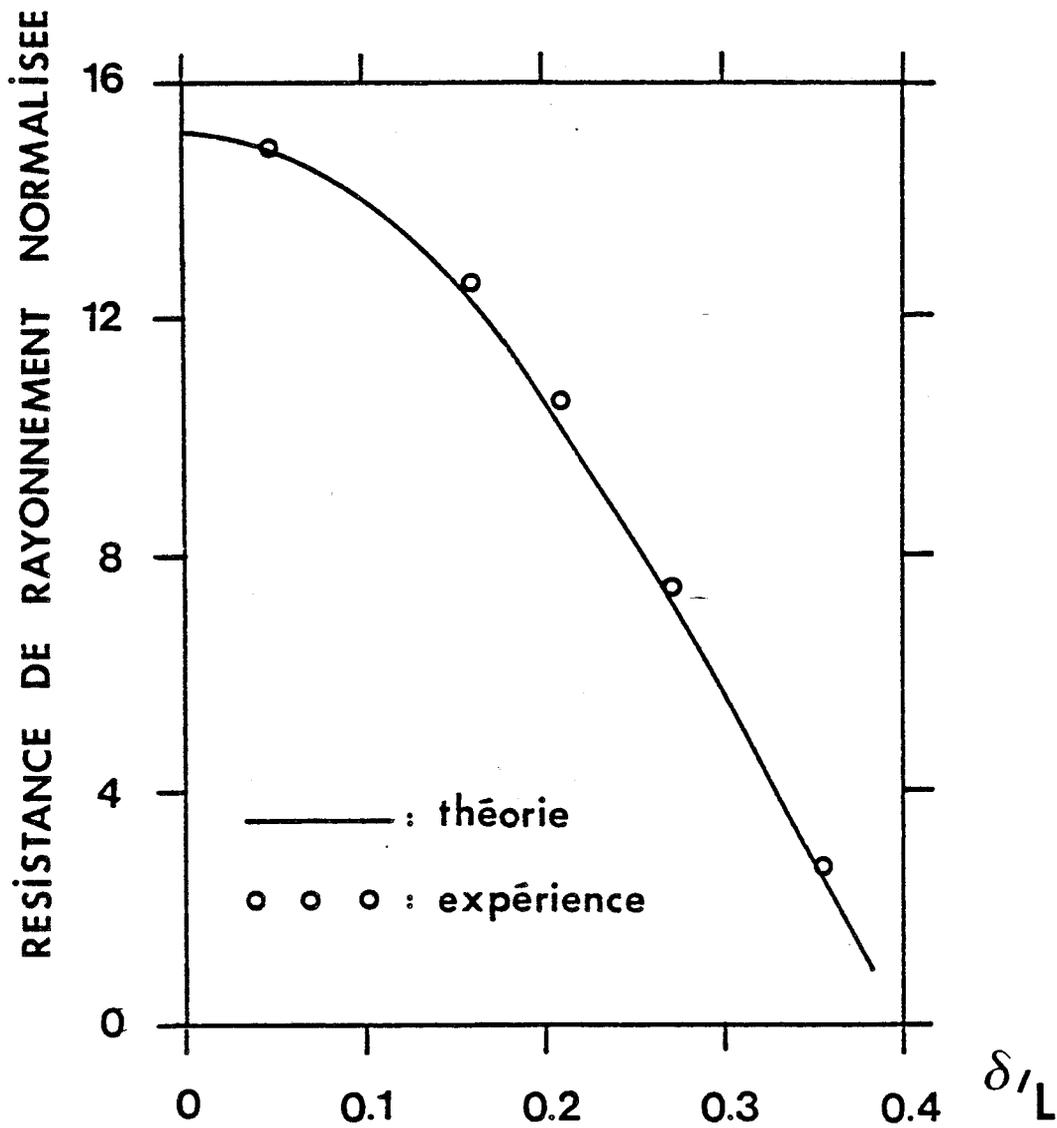
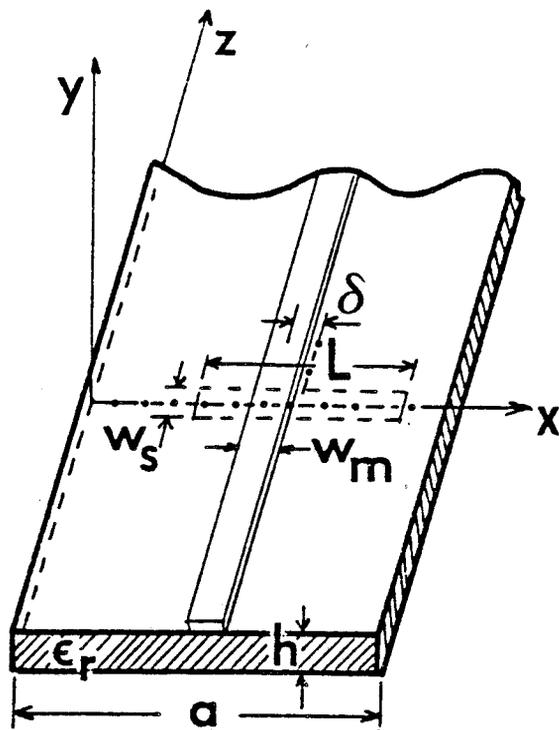


FIG.1.8

Evolution de la résistance de rayonnement normalisée définie en tension, en fonction du décalage de la ligne microruban [12] : cas d'une fente très étroite

$\epsilon_r = 2,56, h = 0,158 \text{ cm}, L = 4,8 \text{ cm}, w_s = 0,01 \text{ mm}, w_m = 0,44 \text{ cm}, a = 10 \text{ cm}$

fréquence de résonance = 2,565 GHz

où

- E_{MAX} représente la valeur maximale du champ dans l'ouverture
- β la constante de propagation de la ligne de propagation constituée par la fente et les milieux diélectriques avec

$$\beta = 2\pi / \lambda_g$$

- L la longueur de la fente
- a la largeur de la géométrie considérée figure 1.7.a
- δ le décalage de la fente par rapport à l'axe de symétrie du ruban, figure 1.7.a.

Ceci permet d'aboutir aux résultats présentés figure 1.8 où l'on remarque l'influence du décalage de la ligne microruban sur la résistance de rayonnement.

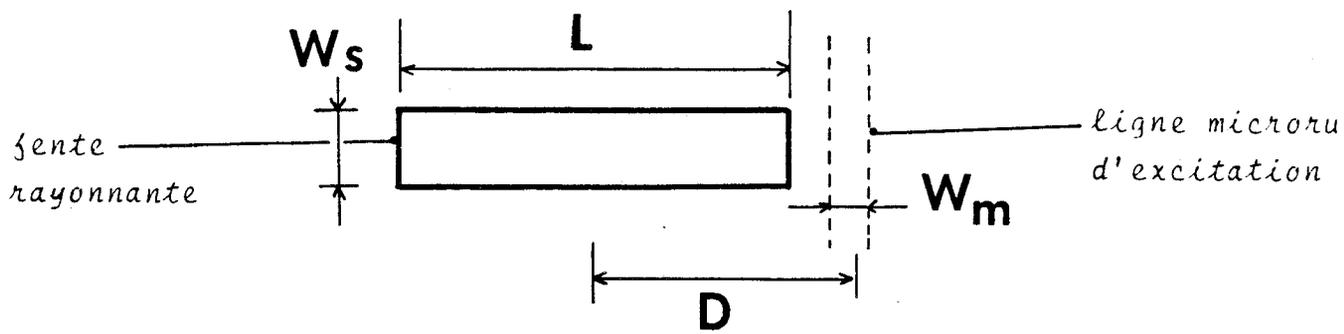
Dans ces travaux [12], la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux n'a été réalisée que pour des cas limites de fentes très étroites (100 μm pour une longueur d'onde à la résonance de 11,7cm). A partir du même modèle théorique, aucun résultat concernant des fentes plus conséquentes n'a été publié.

D'autres travaux [11] relatifs à des fentes plus larges (600 μm pour une longueur d'onde à la résonance de 3cm) se limitent uniquement au cas d'une alimentation centrée figure 1.4.b. La distribution utilisée est analogue à celle préconisée dans les travaux cités précédemment ; cependant, les auteurs considèrent cette fois une résonance de mode supérieur. La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux est moins satisfaisante que dans le cas d'une fente très étroite.

Pour la définition de l'impédance de rayonnement en courant, la distribution de champ dans la fente est calculée en tenant compte d'une répartition de courant simple sur le ruban [14] telle que :

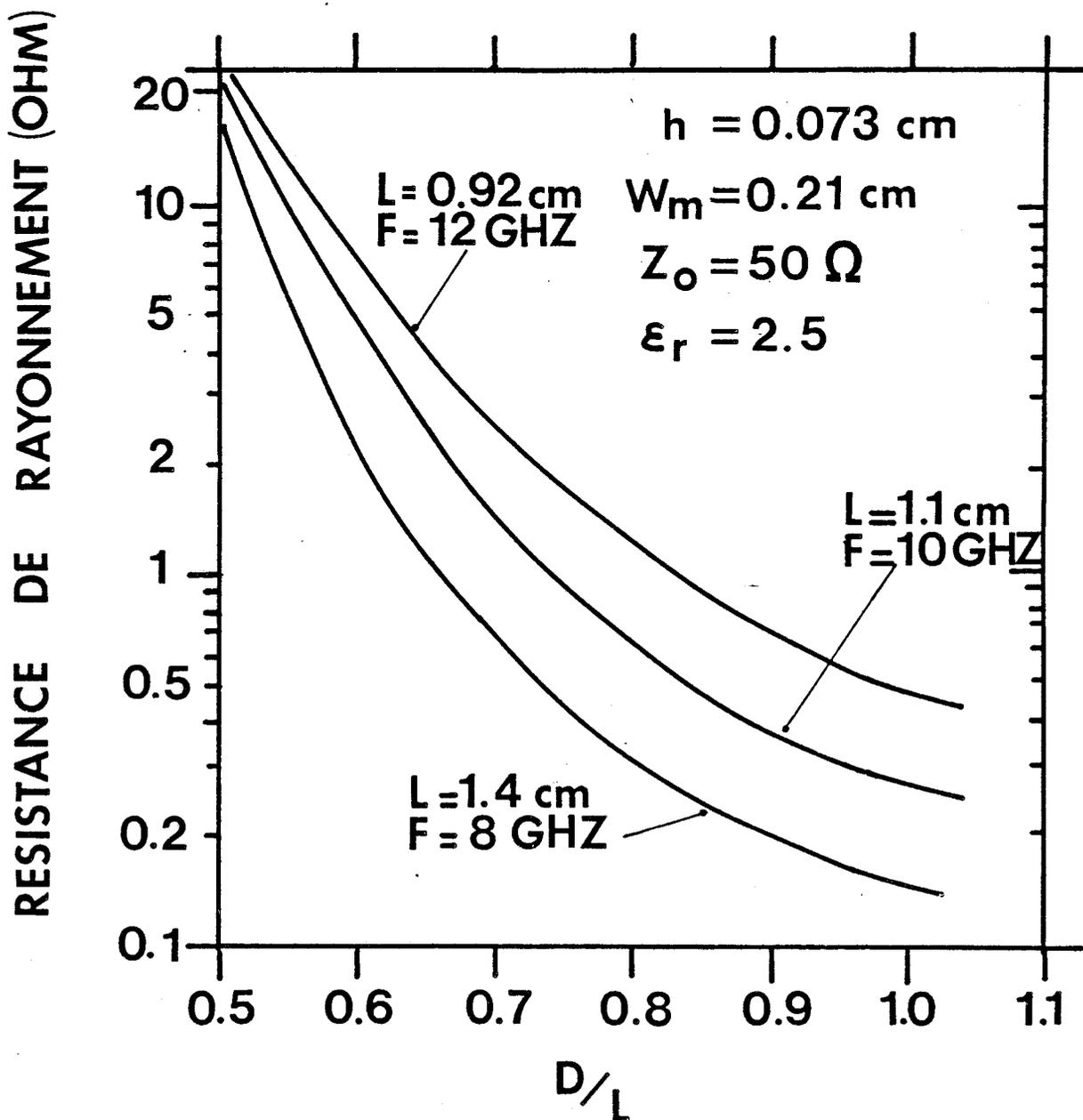
$$1.21 \quad I(x) = |x|$$

Le calcul de la résistance de rayonnement est effectué en postulant que la largeur de la fente est très inférieure à la longueur d'onde dans le vide.



- a -

FIG. 1-9



- b - Evolution de la résistance de rayonnement définie en courant, en fonction de la position de la ligne d'excitation. [14]

Les évolutions de la résistance de rayonnement pour différentes longueurs de fente sont présentées figure 1.9. Ces travaux sont réalisés pour la fréquence de résonance de la structure ; ils ne fournissent donc aucun résultat relatif à la réactance de l'impédance de rayonnement nécessaire pour déterminer le comportement fréquentiel de l'antenne. Pour cette partie réactive, seuls quelques résultats expérimentaux ont été proposés [2] figure 1.10.

Notons enfin que la longueur de résonance d'une antenne fente alimentée de façon centrée est plus grande que celle d'une antenne fente alimentée de façon décentrée. Il n'existe cependant pas de détermination rigoureuse de cette longueur de résonance qui varient entre $0,41\lambda$ et $0,5\lambda$ pour une antenne fente alimentée de façon décentrée [12] , [16] .

En résumé, il semble que la modélisation complète de l'impédance de rayonnement n'ait été réalisée que dans le cas de fentes très étroites.

Il convient à présent d'examiner la seconde caractéristique essentielle d'une antenne à savoir le diagramme de rayonnement.

I. 3. 1. 2 - Etude du diagramme de rayonnement

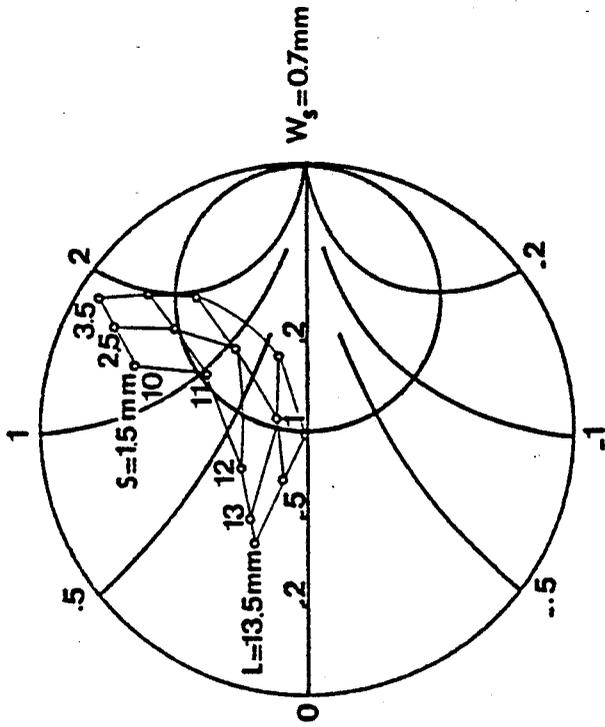
Comme nous l'avons fait remarquer précédemment la connaissance de la distribution de champ dans la fente nous permet d'accéder au diagramme de rayonnement. Tout repose donc sur le choix de cette distribution. Dans les quelques travaux publiés concernant cette caractéristique de l'antenne ruban-fente, le calcul des champs lointains E_{θ} et E_{ϕ} est réalisé à partir de la relation 1.19, en choisissant de façon intuitive cette distribution de champ.

Nous avons relevé deux cas distincts, celui d'une répartition uniforme [16] :

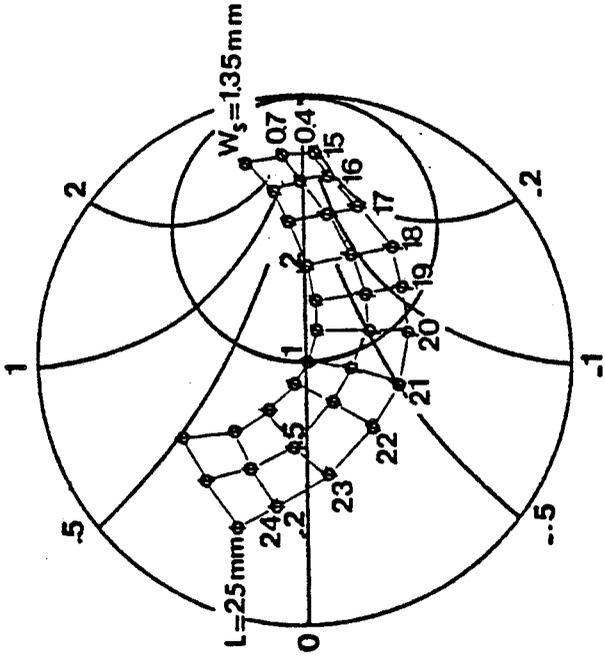
$$\begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_z &= E_0 \end{aligned} \tag{1.22}$$

où les composantes E_x et E_z sont définies relativement au repère figure 1.3

et celui d'une répartition correspondant à une résonance d'un mode supérieur



a. Cas d'une alimentation décentrée.



b. Cas d'une alimentation centrée.

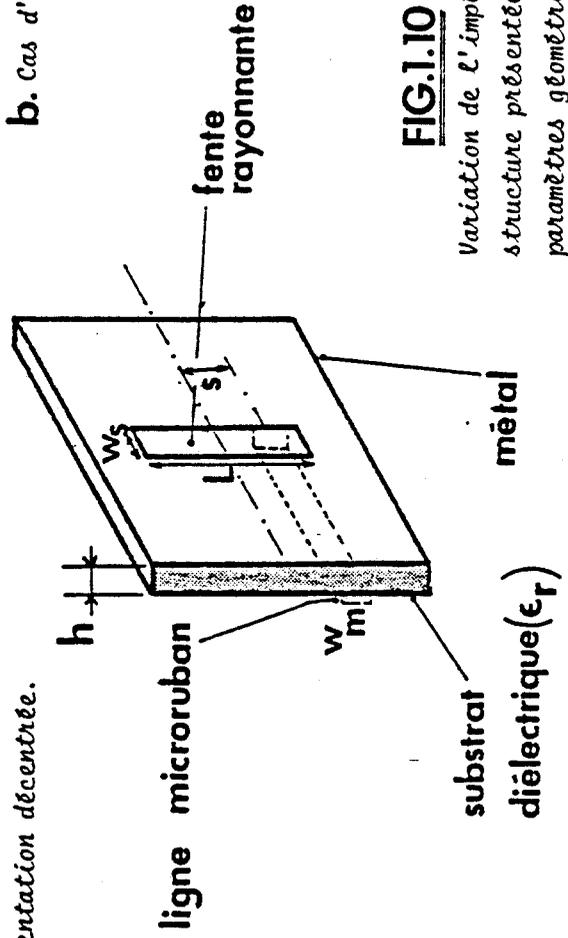


FIG.1.10 : Cas d'une fente étroite.

Variation de l'impédance d'entrée de la structure présentée en fonction des différents paramètres géométriques. [2]; résultats expérimentaux.
 $\epsilon_r = 2, 7$, $h = 0, 6$ mm, $w_m = 1, 55$ mm, fréquence de résonance = 10, 525GHz

[11] qui tente de prendre en compte l'excitation. Elle s'exprime par :

$$\begin{aligned} E_{\text{fente}}(x) &= E_0 \cos\left[\frac{\pi}{L} \left(x - \frac{L}{2}\right)\right] && \text{pour } x > 0 \\ E_{\text{fente}}(x) &= E_0 \cos\left[\frac{\pi}{L} \left(x + \frac{L}{2}\right)\right] && \text{pour } x < 0 \end{aligned}$$

où

- L est la longueur de la fente
- E_0 représente la valeur maximale du champ d'ouverture
- le repère de référence est celui représenté figure 1.3.

Notons que deux études concernent des structures caractéristiques voisines fonctionnant aux environs de 10 GHz.

Les résultats obtenus par ces deux approches tant pour le plan E que pour le plan H sont représentés figure 1.11 pour la distribution de champs donnée par les expressions 1.22 et figure 1.12 pour celle donnée par les relations 1.23.

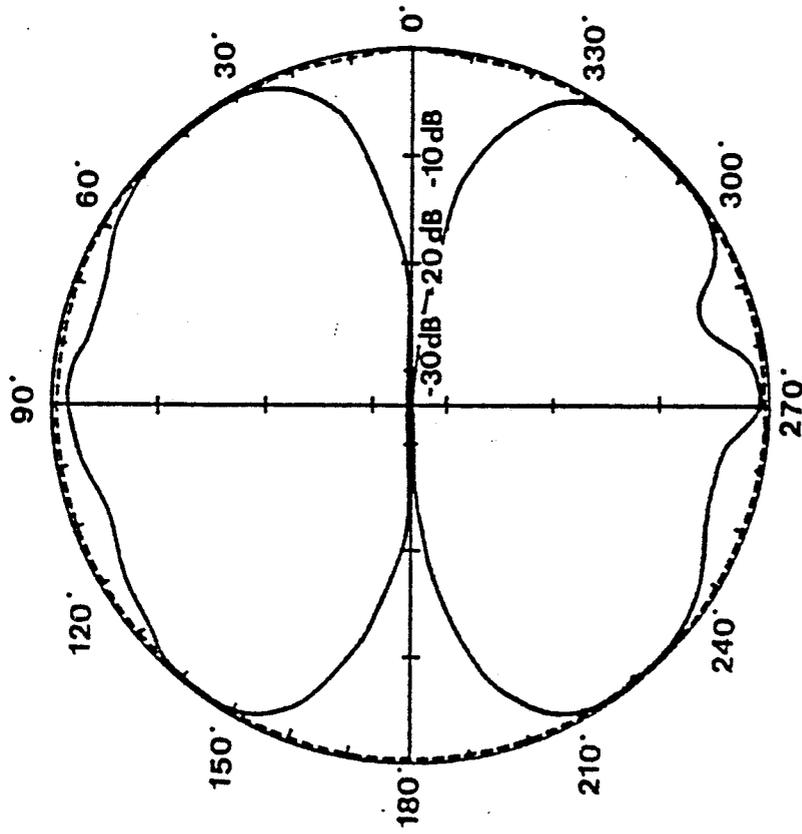
Ces courbes mettent en évidence des résultats expérimentaux notablement différents en ce qui concerne la répartition des champs tant dans le plan H que dans le plan E.

Dans le plan H, le meilleur accord entre les résultats théoriques et expérimentaux semble être obtenu pour le choix le plus simple d'une distribution uniforme du champ dans l'ouverture, figure 1. 11. Signalons que ce choix fait totalement abstraction de l'excitation utilisée. Au contraire, cette comparaison est plus satisfaisante dans le plan E lorsque l'on envisage la seconde distribution, figure 1. 12.

Bien entendu, certaines divergences entre les résultats théoriques et expérimentaux peuvent s'expliquer par la taille finie du plan de masse, élément non pris en compte lors de l'analyse.

En résumé, pour les antennes ruban-fente, seules quelques modélisations simples ont été proposées pour le cas limite de fentes étroites. Les résultats théoriques obtenus restent peu probants tant en ce qui concerne la détermination de l'évolution fréquentielle de l'impédance, que pour la description des diagrammes de rayonnement.

PLAN E



PLAN H

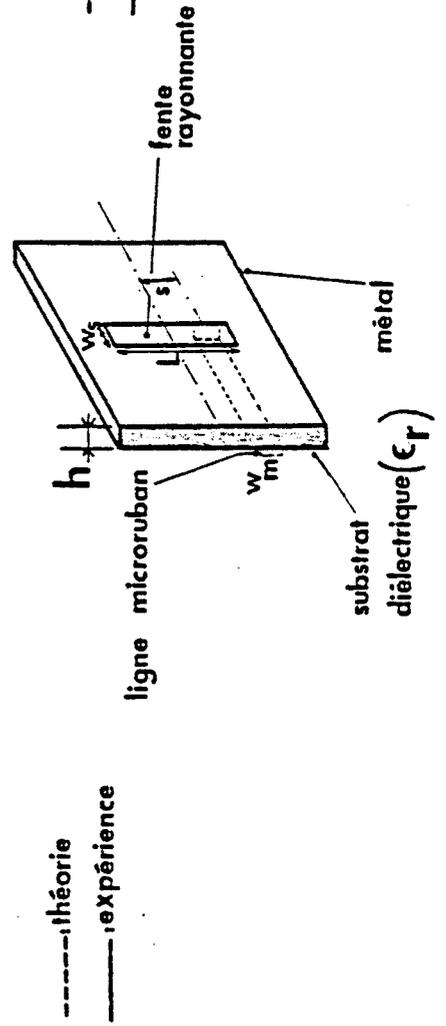
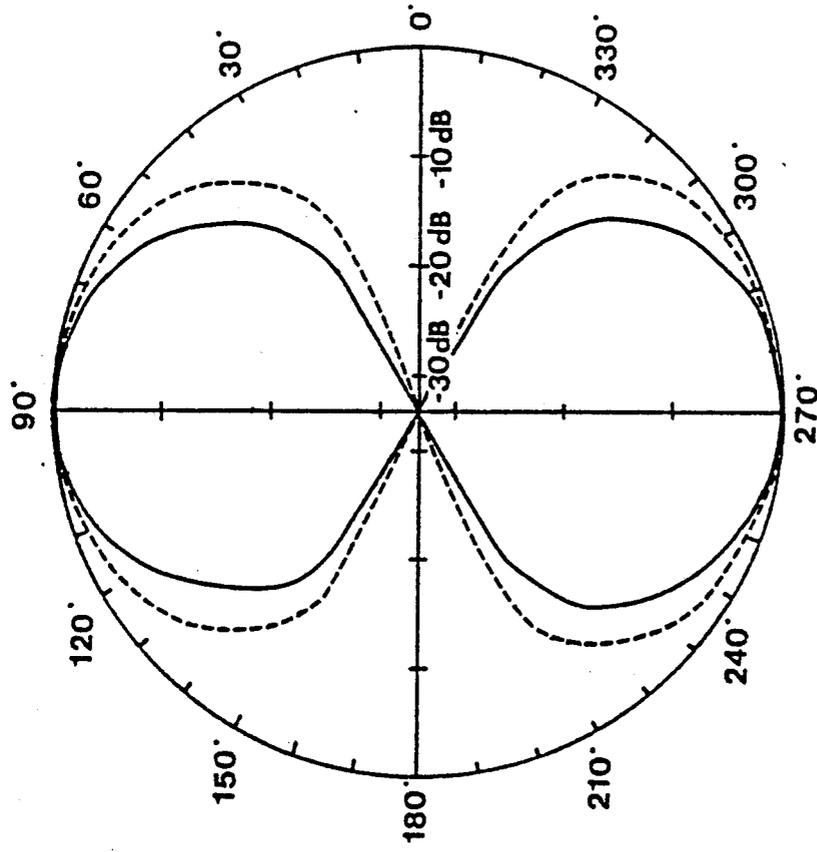


FIG.1.11 : Cas d'une fente étroite
Diagrammes de rayonnement. [2], [16]

$\epsilon_r = 2,7, t = 0,6 \text{ mm}, w_m = 1,55 \text{ mm}, w_s = 0,7 \text{ mm}$

$L = 13,5 \text{ mm}, S = 3,5 \text{ mm},$ fréquence de résonance = 10,525 GHz

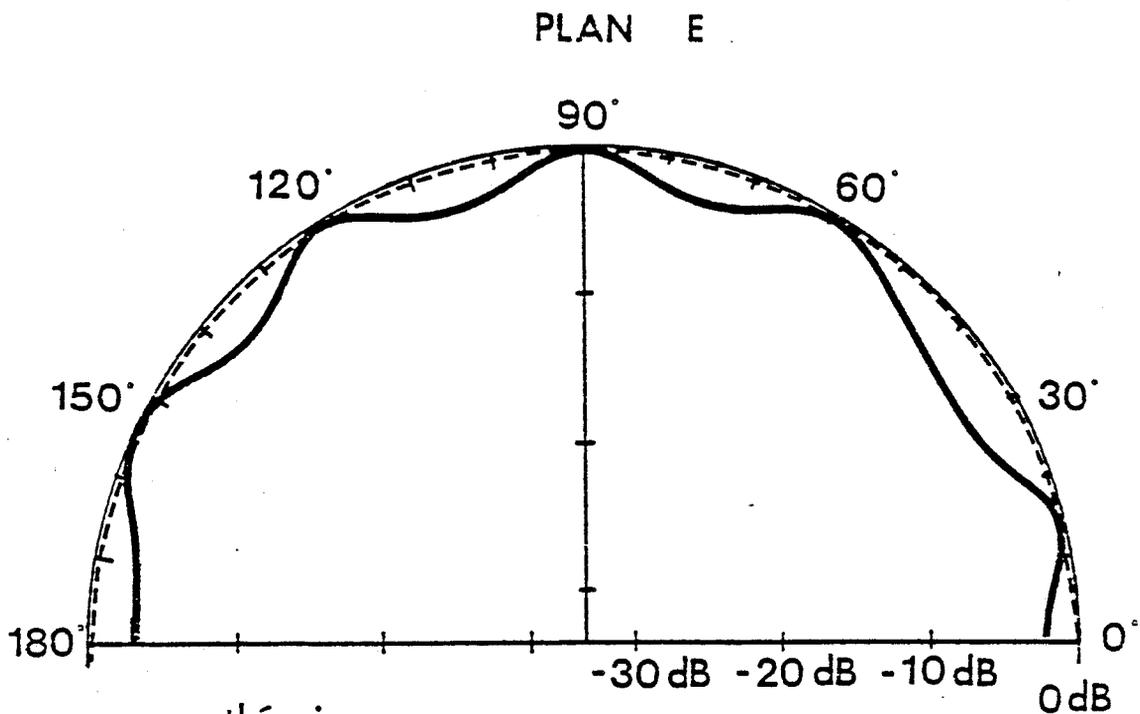
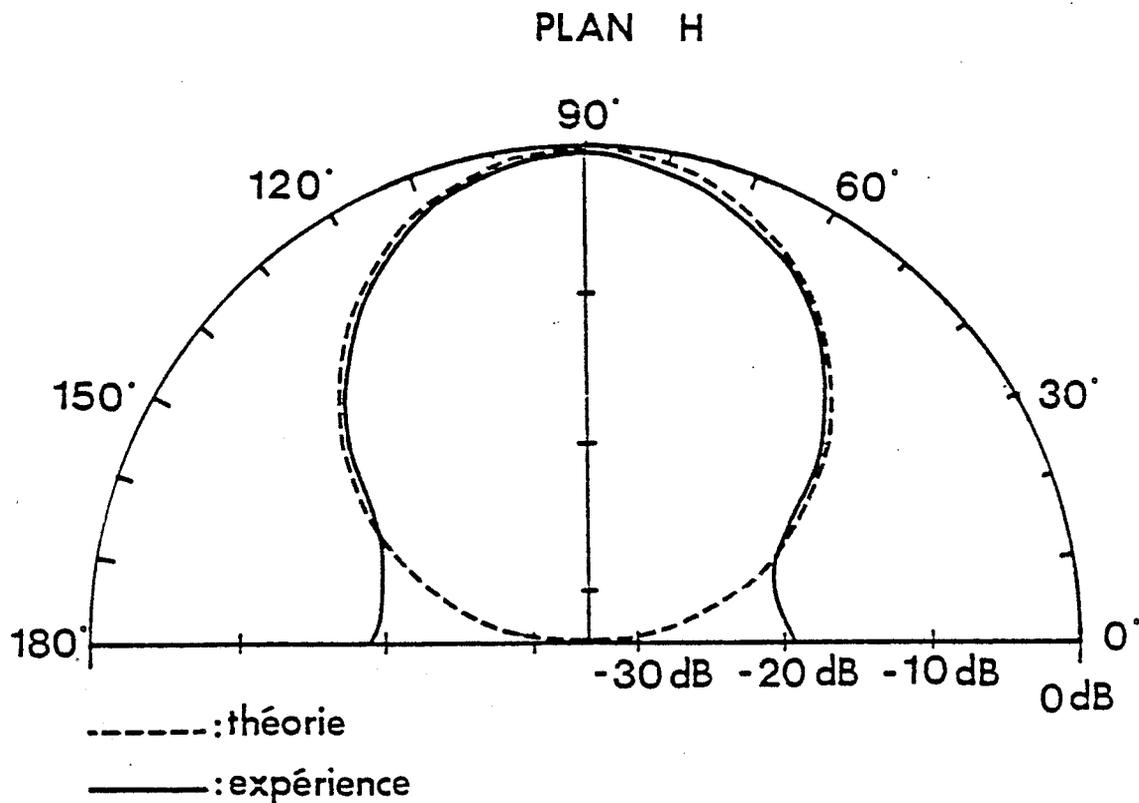
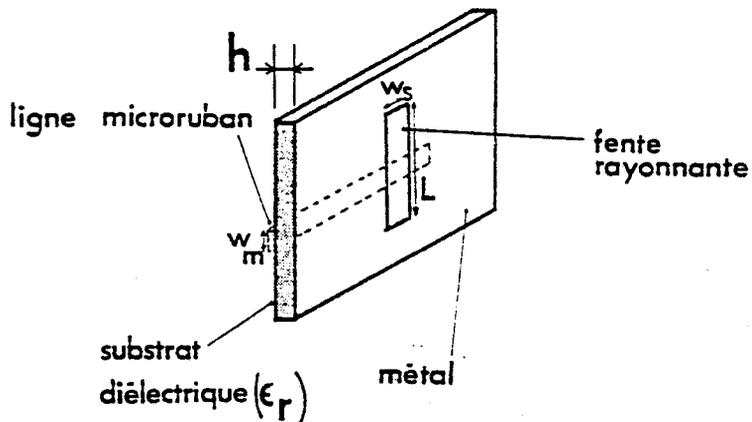


FIG. 1.12 : Cas d'une fente étroite

Diagrammes de rayonnement. [11]
 $\epsilon_r = 2,25, h = 0,79 \text{ mm}, L = 30 \text{ mm}, w_s = 0,6 \text{ mm}$
 fréquence de résonance = 9,75 GHz



Cette absence de modélisations globales pour les deux caractéristiques de l'antenne est encore plus flagrante dans le cas des antennes à fente large.

I. 3. 2 - CAS DES "FENTES LARGES"

En effet, dans ce cas, seuls quelques résultats expérimentaux ont été publiés [3][4]. Le calcul des dimensions géométriques et des fréquences de résonance ne repose que sur des considérations empiriques.

Signalons néanmoins que ces résultats expérimentaux portent à la fois sur l'impédance figures 1.13a, 1.13b et sur le diagramme de rayonnement figure 1.13.c. En ce qui concerne ces diagrammes, aucune distribution de champs même simplifiée n'a été proposée. La répartition obtenue dans le plan H ressemble à celle d'une fente étroite, par contre, dans le plan E, il apparaît trois lobes dénommés "pétale de fleur", figure 1.13c.

Après avoir décrit brièvement l'état des travaux relatifs à cette structure antenne ruban-fente, il apparaît clairement que ce sujet reste peu exploré y compris dans le cas de structures rayonnant dans l'air.

Dans le cas de l'étude d'un applicateur "rayonnant" sur un milieu dissipatif, on conçoit l'étendue du problème théorique à résoudre.

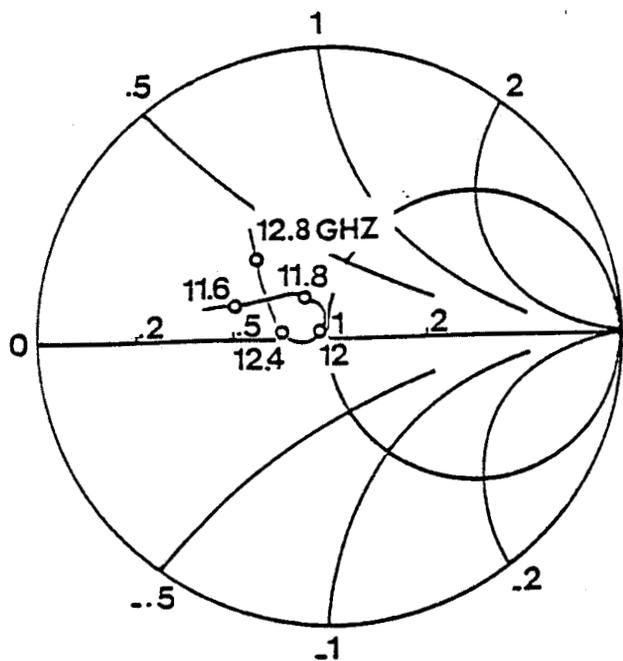
I. 4 - STRATEGIES D'ETUDE DE L'APPLICATEUR RUBAN-FENTE EN PRESENCE DE MILIEUX DISSIPATIFS

I. 4. 1 - DESCRIPTION GLOBALE DU PROBLEME

Le comportement de l'antenne fente peut être appréhendé de façon globale en considérant que l'élément rayonnant, figure 1.14, résulte de l'interaction de deux discontinuités, ligne microruban-ligne microruban à plan de masse partiel déposées sur un milieu dissipatif. L'analyse du comportement de l'antenne peut donc être envisagée à partir de l'étude de chaque discontinuité élémentaire, en utilisant une démarche similaire à celle proposée pour l'étude des résonateurs diélectriques [17].

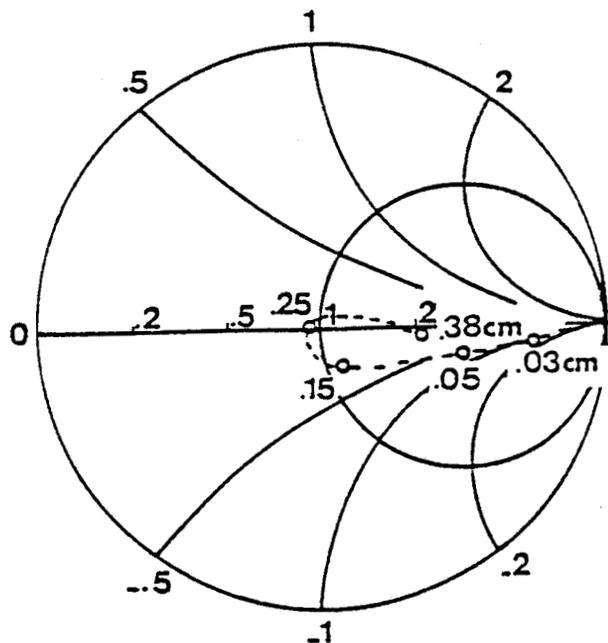
La caractérisation de chaque discontinuité nécessite de décrire aussi précisément que possible :

F=12GHZ



a. Variation de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence. [3]

$\epsilon_r = 2,6, h = 0,079\text{cm}, L = 0,8\text{cm}, W_s = 0,25\text{cm}, W_m = 0,025\text{cm}$

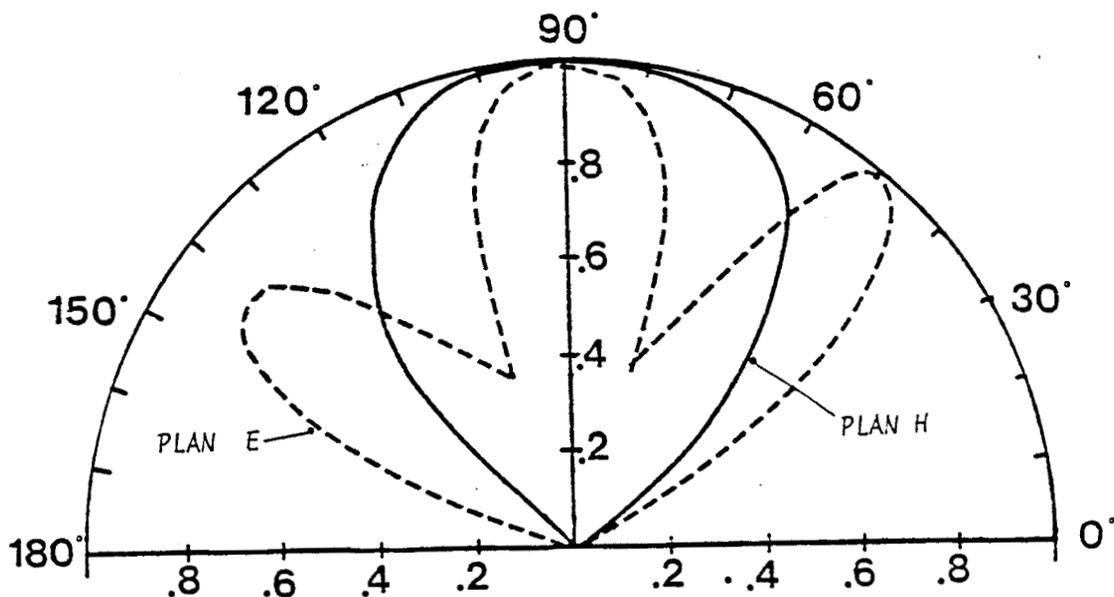
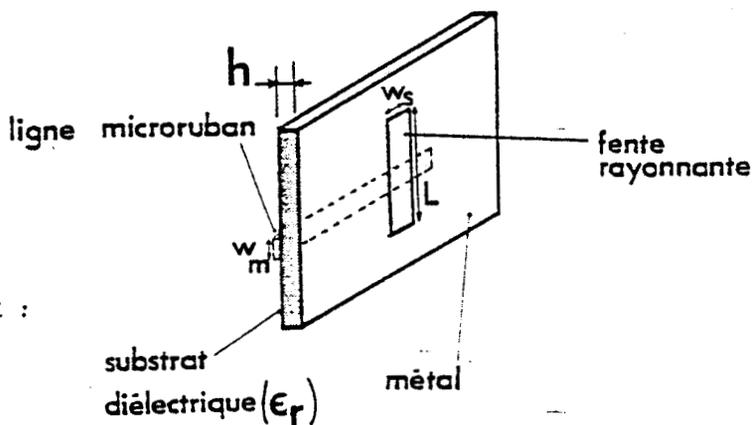


b. Evolution de l'impédance d'entrée en fonction de la largeur de la fente. [3]

$\epsilon_r = 2,6, h = 0,079\text{cm}, L = 0,8\text{cm}, W_m = 0,025\text{cm}$

FIG. 113

Résultats expérimentaux :
Cas des fentes larges



c. Diagrammes de rayonnement. [3]

$\epsilon_r = 2,6, h = 0,079\text{cm}, L = 0,8\text{cm}, W_s = 0,25\text{cm}, W_m = 0,025\text{cm}, F = 12\text{GHZ}$

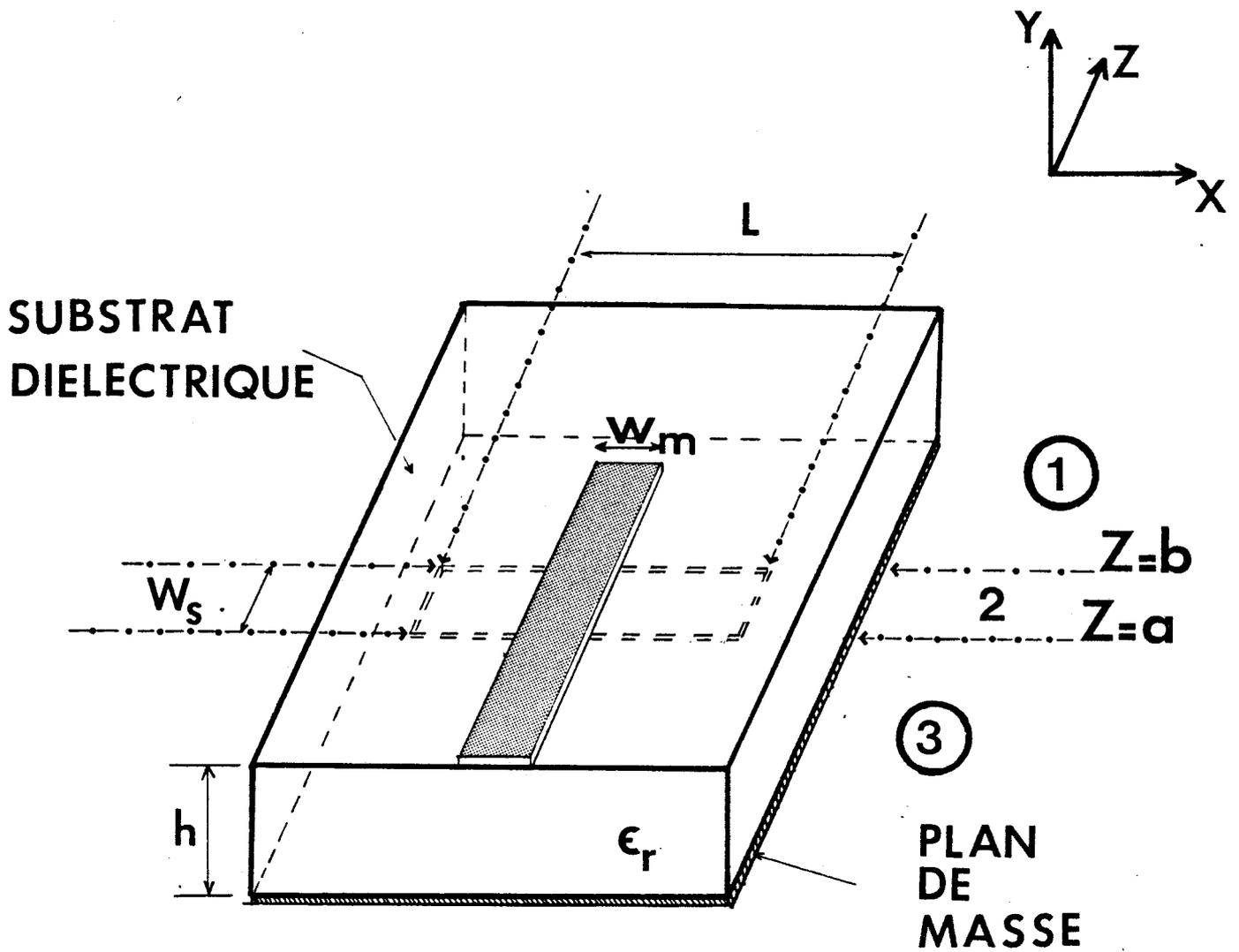


FIG.1.14

Antenne ruban-fente: plans de discontinuité

- le spectre discret des modes guidés (propagés et évanescents) de la ligne microruban et celui de la ligne microruban à plan de masse partiel en présence de milieux dissipatifs.

- les modes continus (rayonnés et évanescents) pour chacune des structures de propagation.

Pour la ligne microruban, l'étude des modes guidés ne pose pas de problèmes particuliers; quelques difficultés peuvent cependant apparaître si la description de la discontinuité requiert la prise en compte d'un grand nombre de modes ; l'analyse relative aux modes continus de cette structure reste par contre totalement à développer.

Pour la ligne microruban à plan de masse partiel comportant un ou plusieurs milieux dissipatifs, aucun résultat n'a été publié jusqu'à présent, tant pour le spectre de modes discrets que pour celui des modes continus.

Cette première approche, constitue une méthode d'étude rigoureuse du comportement de l'antenne fente ; elle permet en particulier d'accéder directement à la détermination du champ proche. En contre partie, elle nécessite des études préalables importantes dont les résultats ne peuvent se concrétiser qu'à l'issue de la description globale du problème. La mise au point de cette méthode, loin d'être triviale, risque de plus de demander des investissements informatiques assez importants.

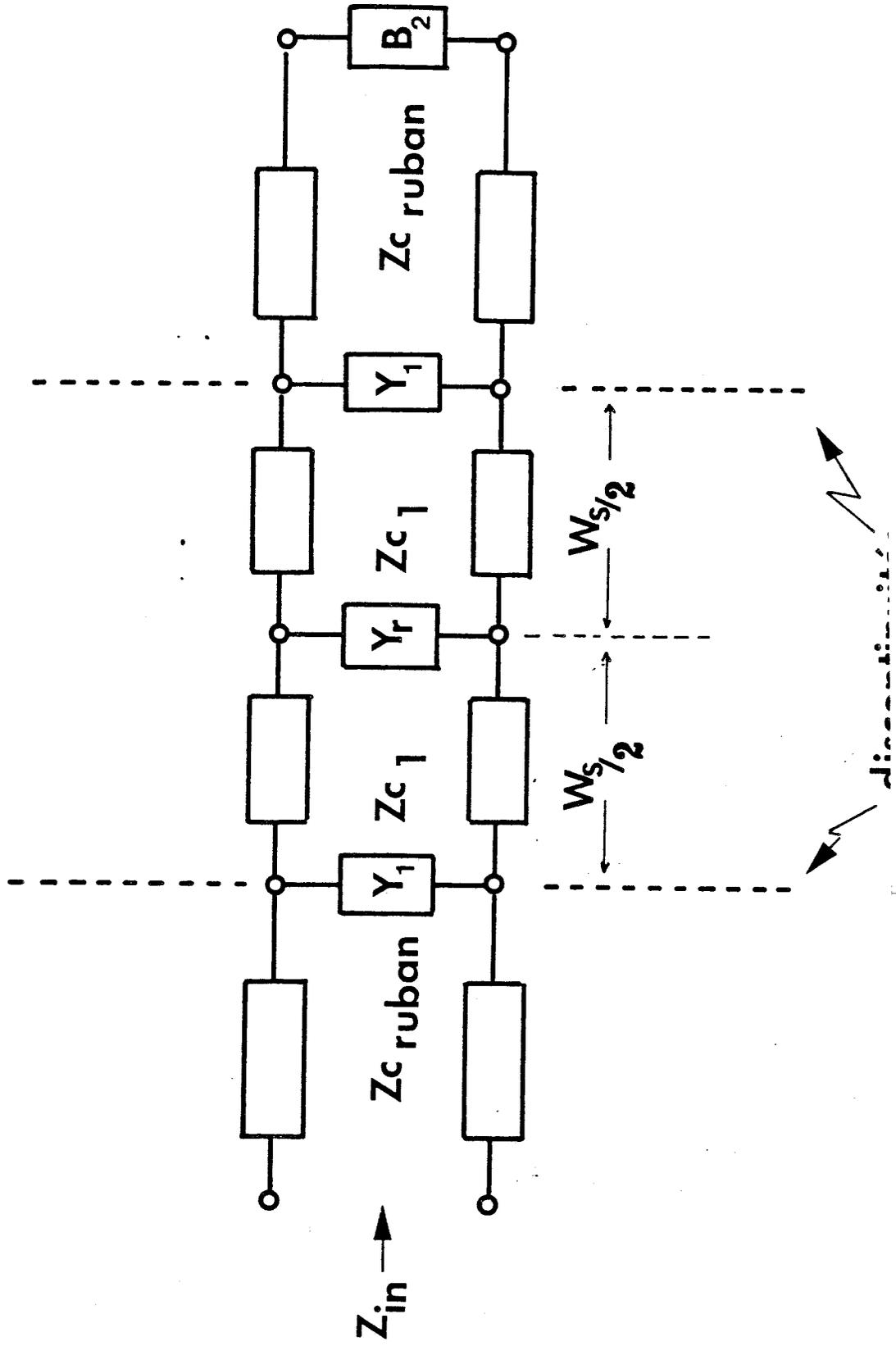
Ceci nous a incité à adopter une démarche plus pragmatique, moins originale mais de ce fait plus proche des méthodes habituellement rencontrées lors de l'étude des structures de propagation.

I. 4. 2 - DESCRIPTION DE TYPE CIRCUIT DE L'APPLICATEUR

L'analyse envisagée repose sur l'adoption du schéma équivalent proposé figure 1.15 ; le modèle s'inspire de travaux publiés antérieurement [3]. Il est, bien entendu, sujet à discussion, sa validité ne pouvant être attestée qu'à posteriori grâce à la confrontation des résultats théoriques et expérimentaux ; il présente cependant l'avantage de sérier les problèmes apparaissant lors de l'étude de l'antenne ruban-fente.

FIG. 1-15

Schéma équivalent de l'antenne ruban-fente



Nous pouvons à présent expliciter les différents éléments intervenant dans ce schéma équivalent ; nous le ferons par ordre de difficultés croissantes.

Pour la ligne microruban, la détermination de l'évolution fréquentielle de l'impédance caractéristique et de la susceptance de bout schématisant l'arrêt brusque de la ligne, sont des problèmes largement abordés dans la littérature et ne posent pas de difficultés majeures.

Pour la ligne microruban à plan de masse partiel reposant sur un milieu dissipatif, le calcul de son impédance caractéristique Z_{C1} nécessite au moins l'étude du comportement fréquentiel de cette structure excitée en mode fondamental.

Le troisième point concerne la détermination de l'admittance de "rayonnement" Y_R de l'applicateur. Le problème le plus ardu réside ici en la prise en compte de l'excitation.

Enfin, le dernier paramètre modélise les discontinuités ligne microruban-ligne microruban à plan de masse partiel par des admittances Y_1 . Il s'agit certainement du point le plus délicat de cette étude puisque nous retrouvons les problèmes cités précédemment lors de l'analyse globale de l'applicateur.

Compte tenu de l'ampleur d'une telle étude, seuls quelques points ont été abordés dans ce travail.

Il s'agit d'une part d'une étude aussi exhaustive que possible des propriétés de la ligne microruban à plan de masse partiel en présence de matériaux dissipatifs excitée en mode fondamental.

Nous présenterons également une étude préliminaire relative à la partie "rayonnement" de l'applicateur, basée sur une approche bi-dimensionnelle dans le domaine transformé de Fourier. Notre ambition est de parvenir à une description satisfaisante des champs dans l'ouverture pour permettre une meilleure évaluation des champs "rayonnés".

I. 5 - BIBLIOGRAPHIE

- [1] - A. NESIČ : "Slotted antenna array excited by a coplanar waveguide" Electronics Letters, vol 18 n° 6, March 1982, pp 275-276.
- [2] - Y. YOSHIMURA : "A microstrip line slot antenna" I.E.E.E. trans. on M.T.T., November 1972, pp 760-762.
- [3] - M. COLLIER : "Microstrip antenna array for 12 GHz TV" Microwave Journal, 1977, n° 20, pp 67-71.
- [4] - I.J. BAHL, S.S. STUCHLY, M.A. STUCHLY : "New microstrip slot radiator for medical applications" Electronics Letters, 11th September 1980, vol 16, n° 19, pp 731-732.
- [5] - E. TANABE et al : "A multielement microstrip antenna for local hyperthermia" I.E.E.E. M.T.T. S. Symposium Digest, BOSTON, June 1983 pp 183-185.
- [6] - I.J. BAHL, S.S. STUCHLY, J.J.W. LAGENDIJK, M.A. STUCHLY : "Microstrip Loop radiators for medical applications" I.E.E.E. trans. on M.T.T., vol 30, n° 7, July 1982.
- [7] - M. ROBILLARD, S. TOUTAIN, M. PLANCOT, M. CHIVE: "Etude de sondes plaquées pour thermographie et hyperthermie microondes en bande L et S ."Journées Nationales Microondes, Juin 1982, TOULOUSE.
- [8] - Y.T. LO, D. SOLOMON, W.F. RICHARD : "Theory and experiment on microstrip antennas" I.E.E.E. trans. on Ant. and Propagation, vol. AP-27, March 1979.
- [9] - W.F. RICHARDS, Y.T. LO, D.D. HARRISSON : "Improved Theory for microstrip antennas" Electronics Letters, 18th January 1979, vol 15 n° 2.
- [10] - R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER : "Antenna Theory" Mc GRAW HILL book Co., N.Y., 1969.

- [11] - A. VAN DE CAPELLE, D. AMANDT, J. HERMANS : "Analysis Model for the microstrip slot antenna" 8th European Microwave Conference, 1978, pp 312-316.

- [12] - B.N. DAS, K.K. JOSHI : "Impedance of a radiating slot in the ground plane of a microstripline" I.E.E.E. trans. on Antennas and Propagation, vol AP-30, n° 5, September 1982.

- [13] - R. SHAVITT, R.S. ELLIOTT : "Design of transverse slot arrays fed by a boxed stripline" I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, vol 31, n° 4, July 1983, pp 545-552.

- [14] - K. NAKAOKA, K. ITOH, T. MATSUMOTO : "Microstrip line array Antenna and its application" Int. Symp. on Antennas and Propagation, Japan, 1978, pp 57-60.

- [15] - J.S. RAO, B.N. DAS : "Impedance of off-centered stripline fed Series slot" I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, vol AP-26, 1978, pp 893-895.

- [16] - I.J. BAHL, P. BARTHIA : "Microstrip antennas" Artech House, 1980.

- [17] - Ph. GELIN : "Traitement électromagnétique des discontinuités en guides d'ondes diélectriques : Application aux résonateurs diélectriques" Thèse d'Etat, Lille, Septembre 1981.

CHAPITRE II

CHAPITRE II - ETUDE DE LA LIGNE MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL
EN PRESENCE DE MILIEUX A PERMITTIVITE COMPLEXE

II. 1 - RAPPEL DU TRAITEMENT GUIDE D'ONDE

II. 1. 1. - Formulation du problème

II. 1. 2. - Choix de la méthode de résolution

II. 2 - APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL APPLIQUEE AU CAS DE LA LIGNE
MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL

II. 2. 1. - Description des champs et mise en forme du problème

II. 2. 1. 1 - Ecriture des champs

II. 2. 1. 2 - Applications des conditions de continuité

II. 2. 2. - Résolution du système matriciel

II. 2. 3. - Recherche des solutions dans le plan complexe

II. 2. 3. 1 - Méthode itérative

II. 2. 3. 2 - Méthode basée sur le calcul des résidus

II. 2. 4. - Choix des fonctions de base

II. 2. 4. 1 - Fonctions de base choisies pour le mode
ruban

II. 2. 4. 2 - Fonctions de base choisies pour le mode
fente

II. 2. 5. - Etude des problèmes de convergence

II. 3 - BIBLIOGRAPHIE

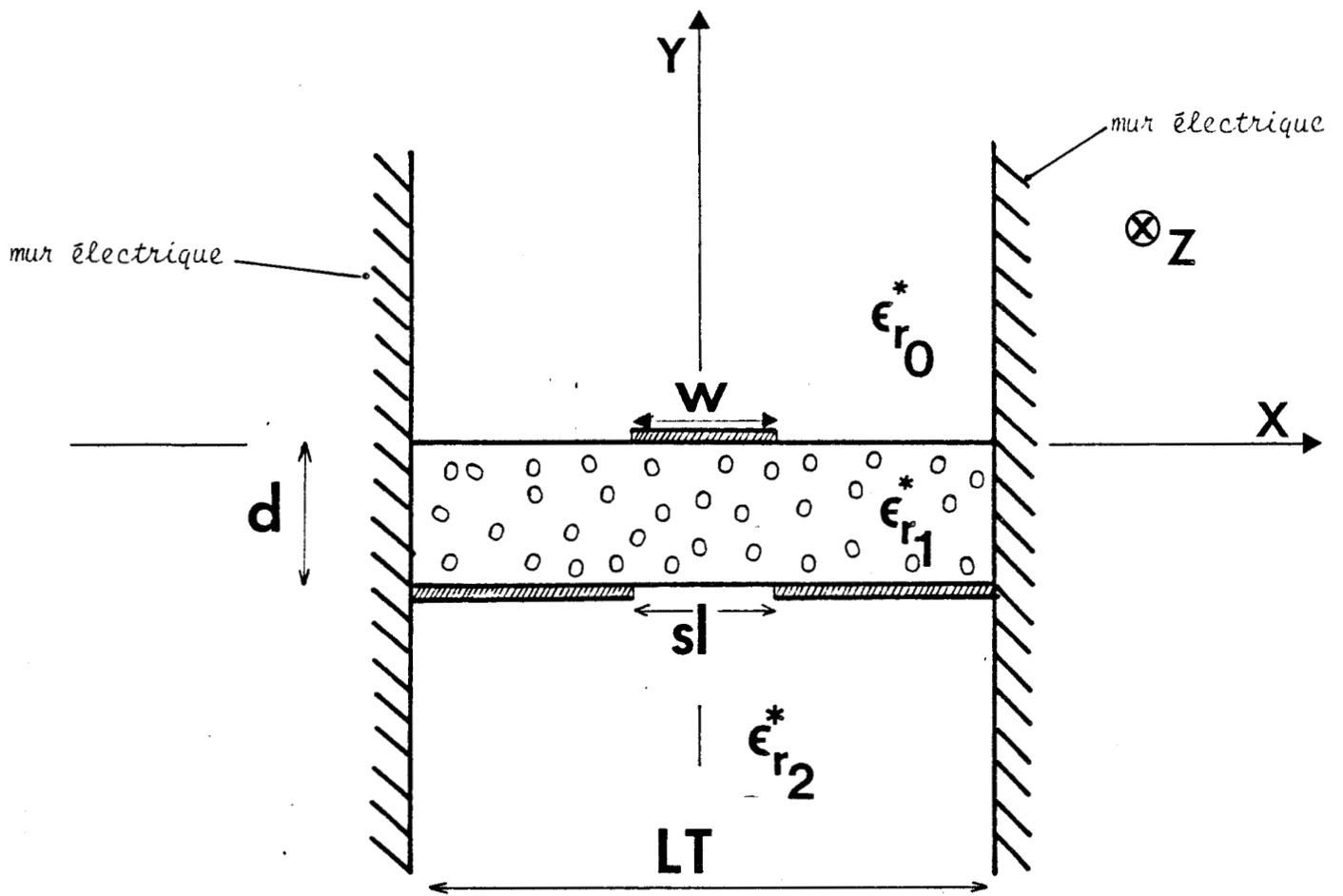


fig.2-1

Ligne microruban à plan de masse partiel.

II. 1 - RAPPEL DU TRAITEMENT GUIDE D'ONDE

II. 1. 1 - FORMULATION DU PROBLEME

La structure étudiée présentée figure 2-1 peut être qualifiée par le terme 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 (0, 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 $e^{\pm\beta^*z}$ avec $\beta^* = \beta' + j\beta$

- β^* est appelée constante de propagation
- β' l'affaiblissement par unité de longueur s'exprime en N_p/m
- β la constante de phase (rad/m)

L'étude d'une structure de propagation consiste donc à caractériser l'état électromagnétique du système, essentiellement défini par les composante de champs électriques et magnétiques en chaque point. Cette étude est généralement effectuée en régime harmonique.

Compte tenu de ces remarques préliminaires, les champs \vec{E} et \vec{H} caractérisant une onde se propageant suivant l'axe OZ s'écrivent comme :

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

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

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

$$\underline{2.2} \quad \nabla^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} + k^2 \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0$$

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

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

$$\underline{2.3} \quad \begin{aligned} \vec{E}_0 &= \vec{E}_T + E_Z \vec{a} \\ \vec{H}_0 &= \vec{H}_T + H_Z \vec{a} \end{aligned}$$

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 2-2 appliquée aux composantes longitudinales s'écrit alors :

$$\underline{2.4} \quad \Delta_T \begin{pmatrix} E_Z \\ H_Z \end{pmatrix} + (k^2 + \beta^{*2}) \begin{pmatrix} E_Z \\ H_Z \end{pmatrix} = 0$$

Δ_T est le Laplacien transversal, 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 2-4 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 2-3 et 2-4. On utilise la terminologie de "mode" pour cette configuration. Les champs du mode (ω, β) considéré se présente sous la forme :

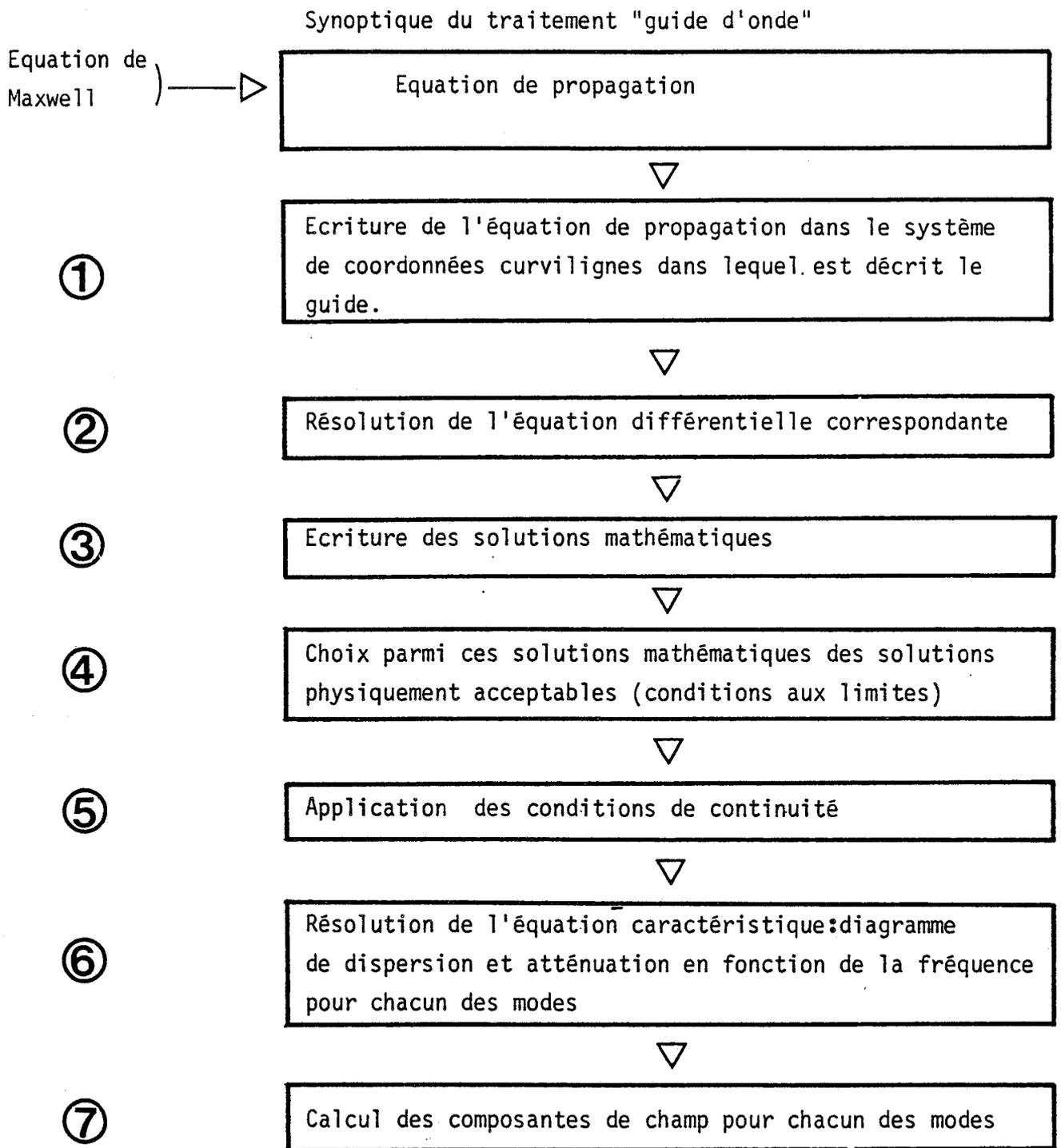
$$\underline{2.5} \quad \vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{E}_x(x, y) \\ \vec{E}_y(x, y) \\ \vec{E}_z(x, y) \end{pmatrix} e^{j(\omega t + j\beta^* z)} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \begin{pmatrix} \vec{H}_x(x, y) \\ \vec{H}_y(x, y) \\ \vec{H}_z(x, y) \end{pmatrix} e^{j(\omega t + j\beta^* z)}$$

par réflectivité, les champs se transforment en :

$$\underline{2.6} \quad \vec{E}' = \begin{pmatrix} \vec{E}_x(x, y) \\ \vec{E}_y(x, y) \\ -\vec{E}_z(x, y) \end{pmatrix} e^{j(\omega t - j\beta^* z)} \quad \text{et} \quad \vec{H}' = \begin{pmatrix} -\vec{H}_x(x, y) \\ -\vec{H}_y(x, y) \\ \vec{H}_z(x, y) \end{pmatrix} e^{j(\omega t - j\beta^* z)}$$

Ces champs appartiennent aux modes $(\omega, -\beta)$. Les modes (ω, β) 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

fig. 2-2



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 donc 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 (ω, β^*) .

Cette démarche que l'on qualifie de "traitement guide d'onde" est résumée par le synoptique présenté fig. 2-2 [1].

Bien entendu dans notre cas, la non homogénéité de la structure dans un plan de section droite figure 2-1 implique que les modes qui s'y propagent soient de nature hybride : c'est-à-dire qu'ils possèdent une composante longitudinale à la fois pour le champ électrique et le champ magnétique.

Pour la structure étudiée, il faut cependant souligner deux difficultés essentielles qui apparaissent dans ce "traitement guide d'onde"

- la résolution de l'équation différentielle (point 2) n'est en général pas aisée. On ne peut ainsi procéder par séparation des variables.
- les discontinuités rencontrées, fig. 2-1, sur les plans $Y = 0$ et $Y = -d$ rendent délicate l'écriture des conditions de continuité sur ces interfaces (point 5).

II. 1. 2. - CHOIX DE LA METHODE DE RESOLUTION

La résolution du problème aux valeurs propres ne peut donc se faire de façon analytique. 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 de structures en deux classes :

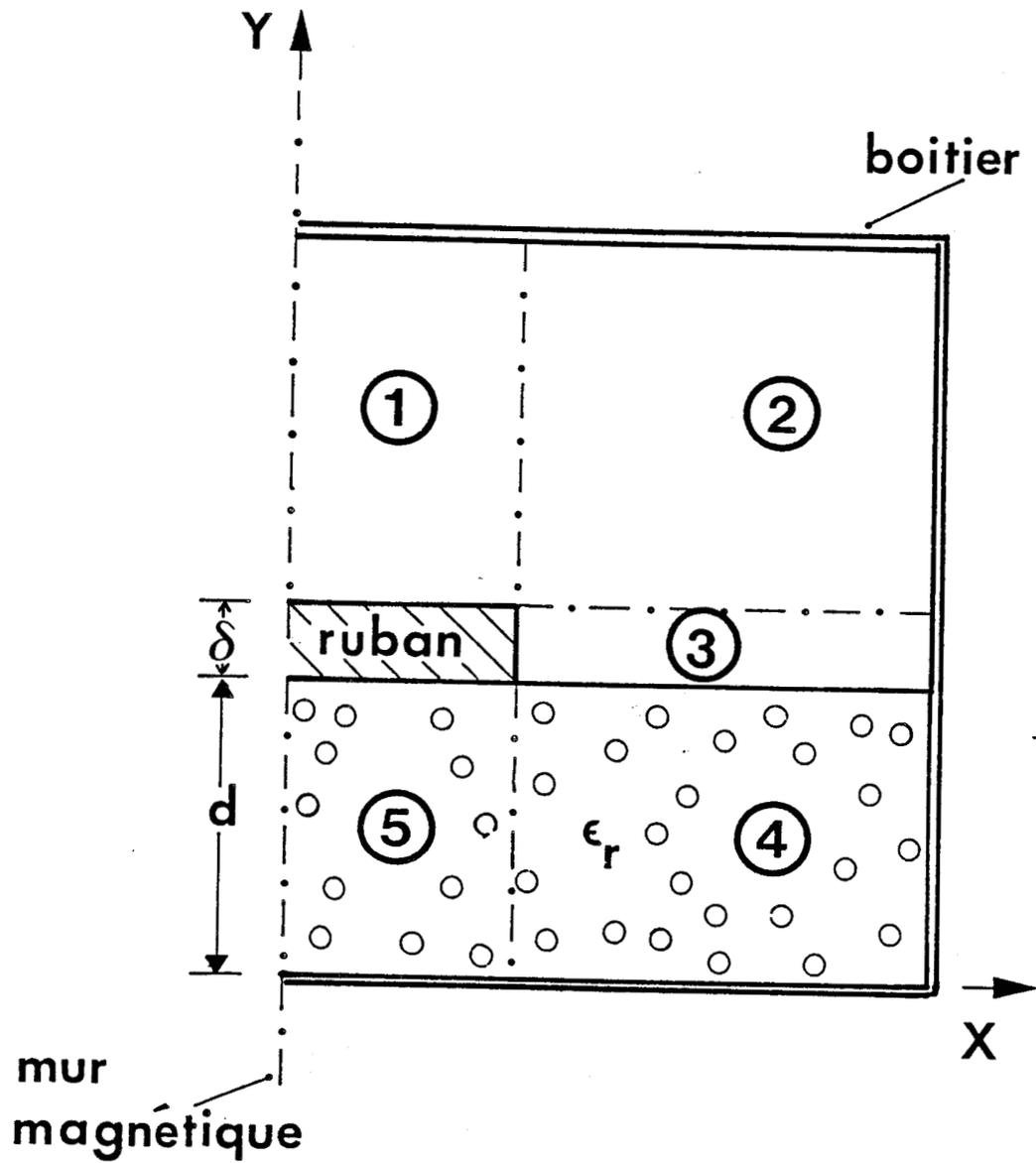


fig. 2.3

Exemple de sous domaines rectangulaires de la section droite d'une ligne microruban.

D'une part, des méthodes numériques associées à une approche analytique et d'autre part, des méthodes purement numériques.

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 [2], [3] : Les conditions de continuités aux différentes interfaces sont écrites dans l'espace géométrique réel ; ceci amène à la résolution, parfois délicate, de systèmes d'équations intégrales. Signalons que ce type d'approche ne permet pas de prendre en compte l'épaisseur des métallisations.

★ Approche dans le domaine spectral [4], [5] : Il est en fait plus facile d'écrire ces conditions de continuité dans l'espace transformé de Fourier de l'espace réel. Ceci permet de ramener la résolution du problème aux valeurs propres à celle d'un système d'équations algébriques. Pas plus que précédemment, il n'est possible de prendre en compte l'épaisseur des métallisations.

★ Méthode du raccordement des champs [6] :

Cette approche permet la prise en compte d'inhomogénéités dans les deux dimensions de la section droite, ainsi que l'influence des épaisseurs de métallisation. A titre d'exemple, si nous considérons la structure présentée figure 2-3, 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 ∇_t , 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.

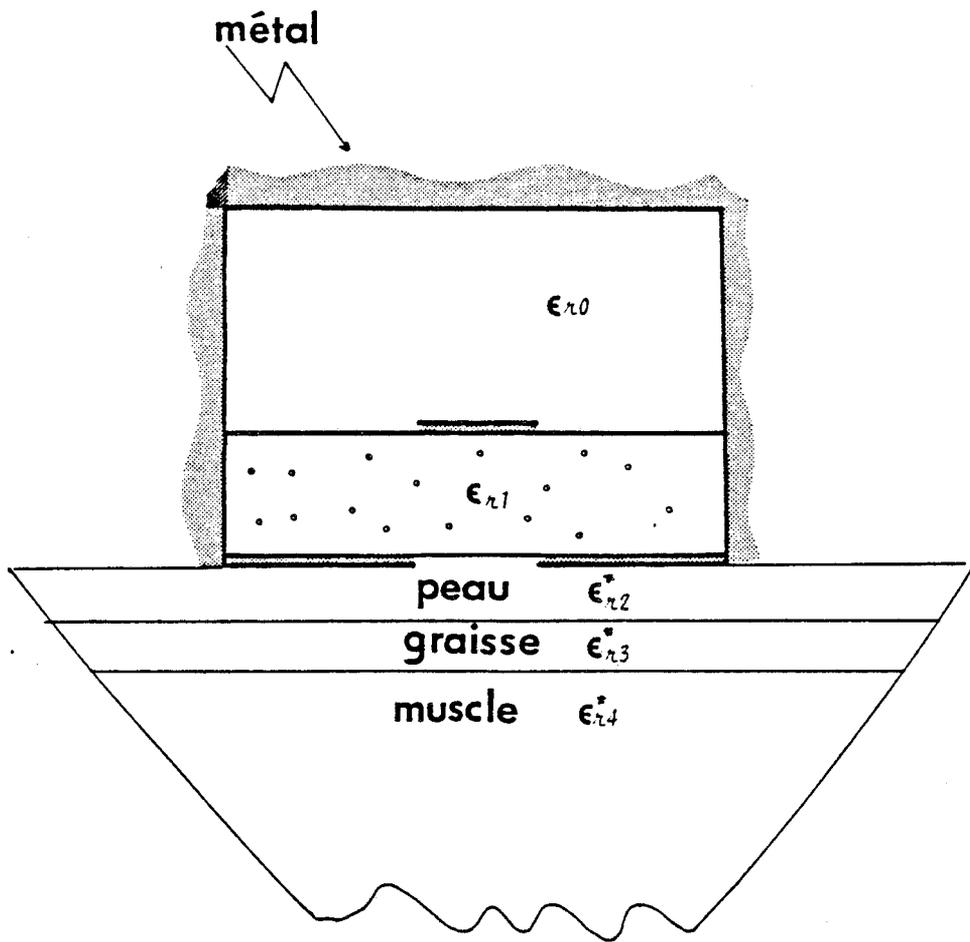


fig.2-4 *Applicateur microonde en boîtier.*

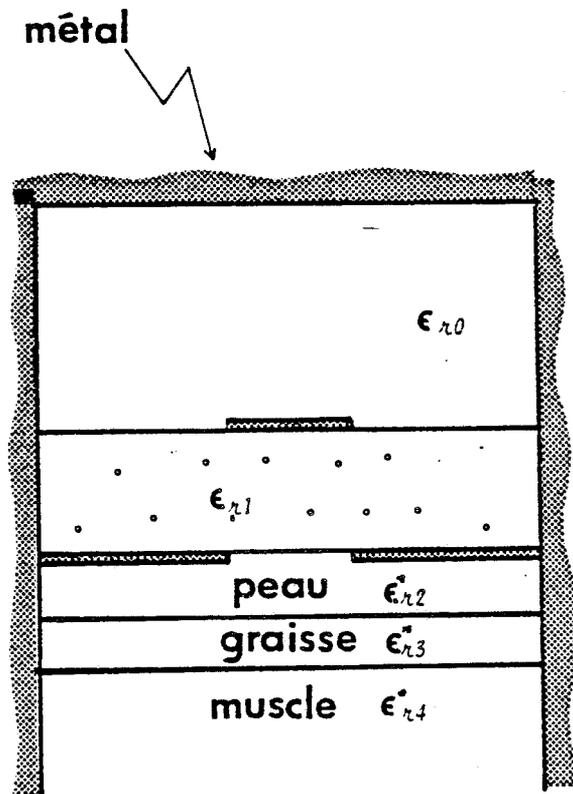


fig.2-5 *Modèle de l'applicateur microonde.*

Méthodes purement numériques :

Ce sont essentiellement les méthodes des différences finies et des éléments finis [7], [8]. 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 ; elles impliquent la résolution de systèmes matriciels de grandes dimensions. Bien que les matrices rencontrées dans ce type d'approches soient creuses, leurs dimensions entraînent comme corollaires des temps de calculs assez longs ainsi que des risques d'instabilités numériques.

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.

Après cette présentation sommaire des différentes méthodes numériques permettant de connaître les phénomènes de propagation sur des structures planaires, dans le cadre du problème posé, la méthode d'approche dans le domaine spectral nous est apparue la plus intéressante. En effet, elle permet de prendre en compte aisément les discontinuités électriques sur les interfaces plans en travaillant directement dans l'espace image. De plus, les systèmes matriciels obtenus sont de faibles dimensions. Le fait de ne pouvoir prendre en compte l'épaisseur des métallisations n'est pas, dans notre cas, critique puisque ce sont essentiellement les pertes en volume dans une ou plusieurs couches du substrat dissipatif qui nous importent. Enfin, nous verrons ultérieurement qu'il est facile d'étudier des structures de géométries diverses tant que leur section droite demeure formée de milieux stratifiés.

II. 2 - APPROCHE DANS LE DOMAINE SPECTRAL APPLIQUEE AU CAS DE LA LIGNE MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL

II. 2. 1 - DESCRIPTION DES CHAMPS ET MISE EN FORME DU PROBLEME

II. 2. 1. 1 - Ecriture des champs

En vue des réalisations envisagées, applicateurs microondes, on peut imaginer la structure pratique présentée fig. 2. 4 ; il s'agit d'une

ligne microruban à plan de masse partiel insérée dans un boîtier.

En fait, la méthode d'analyse retenue, ne permet pas l'étude rigoureuse d'une telle structure et implique la définition d'un premier modèle fig. 2.5. A ce stade, deux questions peuvent être posées quant à la validité du modèle proposé :

- Quelle est l'influence de murs électriques verticaux dans le milieu stratifié ?
- Quelle est l'incidence du boîtier sur les caractéristiques de la structure ?

Pour le premier point, compte tenu du caractère fortement dissipatif du milieu stratifié, nous verrons que l'énergie électromagnétique est concentrée au voisinage de la fente. En conséquence, sa répartition n'est que peu perturbée par la présence des parois verticales. Pour le deuxième aspect, nous nous sommes placés délibérément dans le cas où le boîtier est suffisamment éloigné pour ne pas influencer le comportement de la structure. En particulier, pour éviter tout problème numérique (dépassement de capacité d'ordinateur), nous considérons le modèle final présenté figure 2.1. L'influence d'un boîtier proche peut naturellement faire l'objet de développements ultérieurs de ce travail. Au niveau de l'étude de la convergence du processus numérique, nous serons cependant amenés à prendre en considération l'influence de l'écart entre les plans métalliques.

Pour chacun des trois milieux, les permittivités relatives ϵ_{r0}^* , ϵ_{r1}^* , ϵ_{r2}^* sont complexes :

$$\underline{2.7} \quad \epsilon_{r_i}^* = \epsilon_{r_i}' - j \epsilon_{r_i}'' \quad \text{avec} \quad \epsilon_{r_i}'' = \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0}$$

où i représente le milieu d'indice i

ϵ_{r_i}' : la permittivité relative du milieu i .

σ_i : la conductivité du milieu i .

Signalons que la présence d'un milieu fortement dissipatif dans une portion importante du volume de la structure, exclut l'emploi de méthodes

de perturbation et nous oblige à prendre en compte la nature complexe du problème dès sa mise en forme.

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

$$\underline{2.8} \quad \left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \beta^{*2} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_{ri}^* \right] \begin{Bmatrix} E_{zi} \\ H_{zi} \end{Bmatrix} = 0$$

où β^* représente la constante de propagation.

La présence de murs électriques en $\pm \frac{LT}{2}$, figure 2.1 nous permet de décomposer l'ensemble des champs électromagnétiques en série de Fourier. Dans ces conditions, les champs longitudinaux s'écrivent :

$$\underline{2.9} \quad E_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{E}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \right)$$

$$\underline{2.10} \quad H_{zi}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{H}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x) + \tilde{H}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x) \right)$$

$\tilde{E}_{zis}, \tilde{E}_{zic}, \tilde{H}_{zis}, \tilde{H}_{zic}$ sont les coefficients de Fourier des champs E_{zi} et H_{zi} définis par des expressions telles que :

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

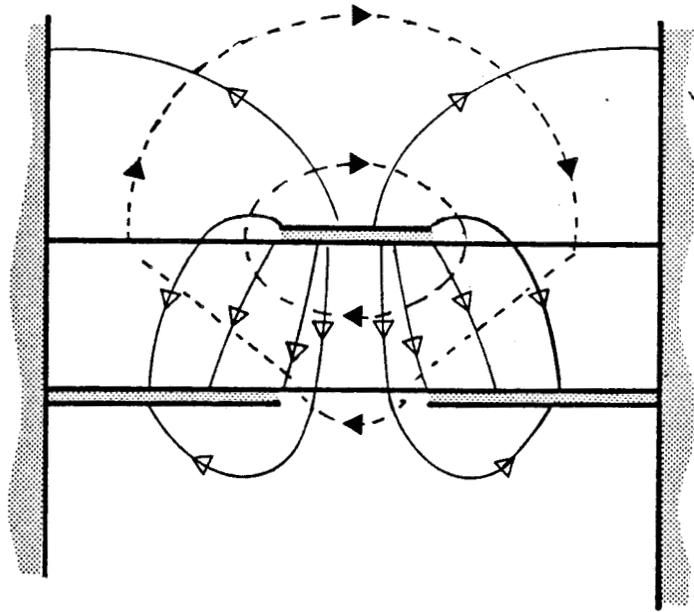
Dans ces conditions, suivant la parité du mode considéré, l'équation 2-8 se transforme en :

$$\underline{2.11} \quad \left[\frac{d^2}{dy^2} - \gamma_i^2 \right] \begin{Bmatrix} \tilde{E}_{zi_s} \\ \tilde{H}_{zi_s} \end{Bmatrix} = 0$$

où le vecteur d'onde selon OY s'écrit :

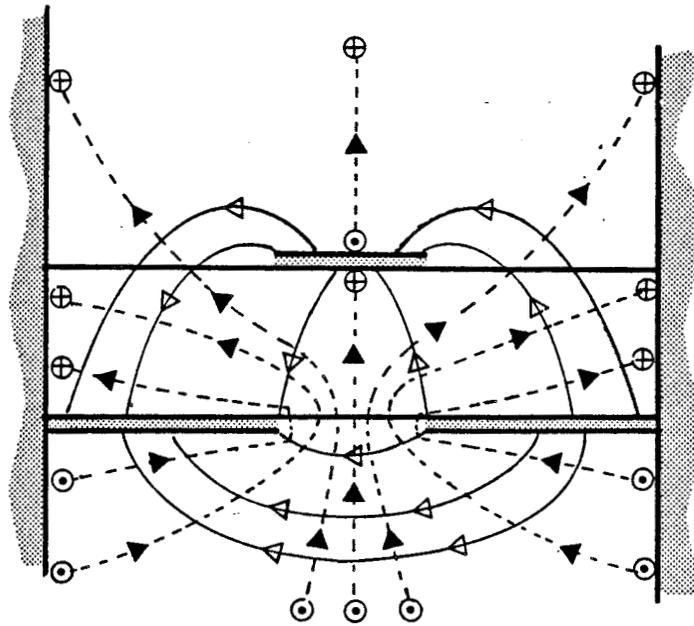
$$\underline{2.12} \quad \gamma_i^2 = \alpha_m^2 - \beta^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{ri} \mu_0$$

Cette ligne de transmission possède deux modes fondamentaux. Le premier pair est appelé "mode ruban". L'autre impair est dénommé "mode fente". Les déve-



mode ruban

fig. 2.6 Configuration des lignes de forces électrique et magnétique des modes fondamentaux.



mode fente

——— lignes de forces \vec{E}
 - - - - - lignes de forces \vec{H}

loppements et résultats présentés dans ce chapitre ne se rapportent qu'à l'étude des modes fondamentaux. La figure 2.6 donne une représentation des configurations des lignes de forces électrique et magnétique de ces modes.

Pour appréhender le comportement fréquentiel de cette structure de propagation, l'étude de deux modes fondamentaux s'avère indispensable. La parité respective de chaque mode simplifie les équations 2-9 et 2-10. il vient :

pour le mode fente :

$$\underline{2.13} \quad E_{zj}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{E}_{zjs}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x)$$

$$\underline{2.14} \quad H_{zj}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{H}_{zjc}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x)$$

où i représente l'indice du milieu

et pour le mode ruban :

$$\underline{2.15} \quad E_{zj}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{E}_{zic}(\alpha_m, y) \cos(\alpha_m x)$$

$$\underline{2.16} \quad H_{zj}(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{H}_{zis}(\alpha_m, y) \sin(\alpha_m x)$$

la présence de murs électriques en $x = -\frac{LT}{2}$ et $x = +\frac{LT}{2}$ nous procure les valeurs de α_m pour chaque mode. La nullité des champs électriques tangentiels entraîne donc :

$$\underline{2.17} \quad \text{mode fente} \quad \alpha_m = \frac{2\pi m}{LT} \quad \text{avec } m \text{ entier}$$

$$\underline{2.18} \quad \text{mode ruban} \quad \alpha_m = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi}{LT} \quad \text{avec } m \text{ entier}$$

On recherche pour ces deux modes fondamentaux des solutions guidées dans le milieu (1) de la structure présentée figure 2-1. En conséquence, la condition de non rayonnement s'impose pour les milieux (2) et (0) de la ligne de transmission présentée figure 2-1.

Pour les deux modes, les solutions générales de l'équation 2-11 s'écrivent comme :

région 0 : $y > 0$

$$E_{z0}(x, y) = \sum_m M(m) e^{-\gamma_{m0} y} \bar{\Phi}(\alpha_m, x) \quad \underline{2.19}$$

$$H_{z0}(x, y) = \sum_m N(m) e^{-\gamma_{m0} y} \Psi(\alpha_m, x) \quad \underline{2.20}$$

$$\text{avec} \quad -\beta^{*2} + \alpha_m^2 - \gamma_{m0}^2 = k_0^2 \epsilon_{r0}^* \quad \underline{2.21}$$

région 1 :

$$\underline{2.22} \quad E_{z1}(x, y) = \sum_m (O(m) \operatorname{sh} \gamma_{m1} y + P(m) \operatorname{ch} \gamma_{m1} y) \bar{\Phi}(\alpha_m, x)$$

$$\underline{2.23} \quad H_{z1}(x, y) = \sum_m (Q(m) \operatorname{sh} \gamma_{m1} y + R(m) \operatorname{ch} \gamma_{m1} y) \Psi(\alpha_m, x)$$

$$\underline{2.24} \quad \text{avec} \quad -\beta^{*2} + \alpha_m^2 - \gamma_{m1}^2 = k_0^2 \epsilon_{r1}^*$$

région 2 : $y < 0$

$$\underline{2.25} \quad E_{z2}(x, y) = \sum_m S(m) e^{\gamma_{m2}(y+D)} \bar{\Phi}(\alpha_m, x)$$

$$\underline{2.26} \quad H_{z2}(x, y) = \sum_m T(m) e^{\gamma_{m2}(y+D)} \Psi(\alpha_m, x)$$

$$\underline{2.27} \quad \text{avec} \quad -\beta^{*2} + \alpha_m^2 - \gamma_{m2}^2 = k_0^2 \epsilon_{r2}^*$$

pour le mode "ruban", les fonctions $\bar{\Phi}(\alpha_m, x)$ et $\Psi(\alpha_m, x)$ se définissent de la manière suivante :

$$\bar{\Phi}(\alpha_m, x) = \cos(\alpha_m x) \quad \underline{2.28}$$

$$\Psi(\alpha_m, x) = \sin(\alpha_m x) \quad \underline{2.29}$$

$$\text{avec} \quad \alpha_m = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi}{LT}$$

par contre, pour le mode fente, nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \Phi(\alpha_m, x) &= \sin(\alpha_m x) && \underline{2.30} \\ \Psi(\alpha_m, x) &= \cos(\alpha_m x) && \underline{2.31} \end{aligned} \quad \text{avec} \quad \alpha_m = \frac{2m\pi}{LT}$$

Les composantes transversales ne sont fonctions que des dérivées des composantes longitudinales. Il en découle une détermination immédiate de l'ensemble des composantes pour les deux modes de propagation considérés : Les expressions des champs pour chaque région de la figure 2-1 sont rappelées dans l'annexe I. A ce stade, les variables complexes $N(m)$, $M(m)$, $O(m)$, $P(m)$, $Q(m)$, $R(m)$ sont les inconnues du problème. La détermination de ces variables se fait à partir de l'application des conditions de continuité.

II. 2. 1. 2 - Application des conditions de continuité

Deux interfaces séparent les trois milieux constituant notre ligne de transmission figure 2-1. Sur chaque plan, les champs électriques tangentiels sont égaux. Il vient en $Y = 0$:

$$E_{X_0}(x, 0) = E_{X_1}(x, 0) \quad \forall x \quad \underline{2.32}$$

$$E_{Z_0}(x, 0) = E_{Z_1}(x, 0) \quad \forall x \quad \underline{2.33}$$

et en $Y = -d$

$$E_{X_1}(x, -d) = E_{X_2}(x, -d) \quad \forall x \quad \underline{2.34}$$

$$E_{Z_1}(x, -d) = E_{Z_2}(x, -d) \quad \forall x \quad \underline{2.35}$$

L'application des conditions de continuité des champs magnétiques tangentiels fait apparaître des courants de conduction sur les plans métal-

liques des deux interfaces

soit dans le plan $Y = 0$

$$H_{z_0}(x, 0) - H_{z_1}(x, 0) = J_x(x, 0) \quad \underline{2.36}$$

$$H_{x_0}(x, 0) - H_{x_1}(x, 0) = J_z(x, 0) \quad \underline{2.37}$$

et dans le plan $Y = -d$

$$H_{z_1}(x, -d) - H_{z_2}(x, -d) = J_x(x, -d) \quad \underline{2.38}$$

$$H_{x_1}(x, -d) - H_{x_2}(x, -d) = J_z(x, -d) \quad \underline{2.39}$$

Les équations de continuité 2-36 à 2-39 sont des sommations sur les m . La présence de murs électriques en $x = \pm LT/2$ nous permet d'exprimer, de la même manière que les champs, les courants de conduction J_x et J_z en série de Fourier

sur le ruban :

$$J_x(x, 0) = \sum_m \tilde{J}_{xm}(\alpha_m, 0) \Phi(\alpha_m, x) \quad \underline{2.40}$$

$$J_z(x, 0) = \sum_m \tilde{J}_{zm}(\alpha_m, 0) \Psi(\alpha_m, x) \quad \underline{2.41}$$

sur le plan de la fente :

$$J_x(x, -d) = \sum_m \tilde{J}_{xm}(\alpha_m, 0) \Phi(\alpha_m, x) \quad \underline{2.42}$$

$$J_z(x, -d) = \sum_m \tilde{J}_{zm}(\alpha_m, 0) \Psi(\alpha_m, x) \quad \underline{2.43}$$

En tenant compte des relations d'orthogonalité

$$\int_0^{LT} \cos(\alpha_m x) \cos(\alpha_n x) dx = 0 \quad \text{si } \alpha_m \neq \alpha_n \quad \underline{2.44}$$

et
$$\int_0^{LT} \sin(\alpha_m x) \sin(\alpha_n x) dx = 0 \quad \text{si } \alpha_m \neq \alpha_n \quad \underline{2.45}$$

nous aboutissons à l'écriture matricielle :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{xm}(\alpha, 0) \\ \tilde{E}_{zm}(\alpha, 0) \\ \tilde{J}_{xm}(\alpha, -d) \\ \tilde{J}_{zm}(\alpha, -d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11}(m) & B_{12}(m) & B_{13}(m) & B_{14}(m) \\ B_{21}(m) & B_{22}(m) & B_{23}(m) & B_{24}(m) \\ B_{31}(m) & B_{32}(m) & B_{33}(m) & B_{34}(m) \\ B_{41}(m) & B_{42}(m) & B_{43}(m) & B_{44}(m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xm}(\alpha, 0) \\ \tilde{J}_{zm}(\alpha, 0) \\ \tilde{E}_{xm}(\alpha, -d) \\ \tilde{E}_{zm}(\alpha, -d) \end{bmatrix} \quad \underline{2.46}$$

où les $B_{ij}(m)$ dépendent de la valeur de α_m , de la pulsation ω , des paramètres physiques des matériaux utilisés et de la constante de propagation complexe β^* égale à :

$$\beta^* = \beta' + j\beta \quad \text{avec } \beta' > 0 \quad \text{et } \beta > 0$$

pour un mode se propageant en $e^{-j\beta z}$.

Compte tenu des conventions adoptées, il est aisé de montrer que la matrice $[B_{IJ}(m)]$ se met sous la forme :

$$[B_{IJ}(m)] = \begin{bmatrix} a & e & f & g \\ e & b & h & i \\ -f & -h & c & j \\ -g & -i & j & d \end{bmatrix} \quad \underline{2.47}$$

où l'on remarque une symétrie entre les termes n'appartenant pas à la diagonale principale.

II. 2. 2 - RESOLUTION DU SYSTEME MATRICIEL

Pour résoudre le système matriciel 2-47, nous allons utiliser une méthode de moments connue sous le nom de méthode de GALERKIN pour laquelle

les fonctions tests et les fonctions de base sont issues du même ensemble (annexe 2). Cette méthode nécessite la décomposition de chaque élément sur une base complète : il vient

$$J_x(x,0) = \sum_i e_i J_{xi}(x,0) \quad \underline{2.48}$$

$$J_z(x,0) = \sum_j f_j J_{zj}(x,0) \quad \underline{2.49}$$

$$E_x(x,-d) = \sum_k K_k E_{xk}(x,-d) \quad \underline{2.50}$$

$$E_z(x,-d) = \sum_l L_l E_{zl}(x,-d) \quad \underline{2.51}$$

e_i, f_j, K_k, L_l étant les pondérations respectives des vecteurs de base J_{xi}, J_{zj}, E_{xk} et E_{zl} . Compte tenu de la nature du problème traité les champs et leurs transformées sont complexes. En conséquence, les coefficients de pondérations e_i, f_j, K_k, L_l le sont également.

L'ensemble des fonctions définies précédemment (2-36 à 2-39) est utilisé comme fonctions tests. En tenant compte du fait que le champ électrique est nul sur un conducteur parfait mais que la densité de courant ne l'est pas et inversement pour un diélectrique parfait, on définit dans l'espace direct un produit scalaire de ces deux grandeurs :

$$\langle E, J^* \rangle = \int_{-\frac{LT}{2}}^{\frac{LT}{2}} E \cdot J^* dx = 0 \quad \underline{2.52}$$

qui par application du théorème de Parseval se transforme en une sommation discrète sur les coefficients de Fourier de ce produit de fonctions :

$$\langle E(x, y), J^*(x, y) \rangle = a \sum_m \langle \tilde{E}_m, \tilde{J}_m^* \rangle \quad \underline{2.53}$$

où le coefficient a dépend de la définition utilisée pour la transformée de Fourier. Nous obtenons un système homogène après avoir multiplié scalairement le système initial 2-34 par chaque fonction test ; ce système s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \sum_i K_{r,m} e_i &+ \sum_j L_{r,p} f_j + \sum_k M_{r,q} K_k + \sum_l N_{r,v} L_l = 0 \\
 \sum_i O_{s,n} e_i &+ \sum_j P_{s,p} f_j + \sum_k Q_{s,q} K_k + \sum_l R_{s,v} L_l = 0 \\
 \sum_i S_{t,m} e_i &+ \sum_j T_{t,p} f_j + \sum_k U_{t,q} K_k + \sum_l V_{t,v} L_l = 0 \\
 \sum_i W_{u,m} e_i &+ \sum_j X_{u,p} f_j + \sum_k Y_{u,q} K_k + \sum_l Z_{u,v} L_l = 0
 \end{aligned}$$

les expressions des différents termes de la matrice sont données en annexe III

où l'ensemble des termes dépendent de :

- la pulsation ω
- la constante de propagation β^*
- des paramètres physiques et géométriques de la structure.

Le système homogène 2-54 peut se mettre sous une forme plus condensée. On aboutit alors à la forme déterminentale suivante :

$$M \begin{bmatrix} e_i \\ f_j \\ k_k \\ L_l \end{bmatrix} = 0 \tag{2.55}$$

La solution non triviale du déterminant de la matrice M nous fournit la solution guidée se propageant dans cette ligne microruban à plan de masse partiel pour le mode considéré. Le calcul du vecteur propre du système 2-55 détermine les pondérations respectives des courants sur le ruban et des champs dans la fente. A ce stade de l'exposé, la méthode présentée est rigoureuse. Signalons, dès à présent, deux problèmes essentiels qui vont se présenter à nous :

★ Dans le cas des structures étudiées, la présence de matériaux dissipatifs justifie la nature complexe de la constante de propagation. Notons que la solution s'écarte d'autant plus de l'axe des réels que la partie imaginaire de la permittivité des matériaux de la structure figure 2-1 prend de l'importance. Cette recherche de solutions n'est donc pas triviale car elle nécessite l'exploration de zones étendues du plan complexe.

* Au niveau de la résolution numérique, il est bien entendu nécessaire de tronquer l'ordre des développements des diverses bases de fonctions utilisées. Le résultat obtenu ne constitue donc qu'une solution approchée du problème réel. C'est à ce niveau qu'apparaissent les principales difficultés lors de l'application de l'approche dans le domaine spectral. La base n'étant plus complète, les éléments qui la composent doivent permettre de tendre de façon aussi proche que possible vers la solution exacte. Un choix judicieux des fonctions de base est donc une condition impérative pour parvenir à des solutions acceptables. Ce choix ne peut être guidé que par la prise en considération de conditions physiques telles que :

- les propriétés de symétrie
- les cas limites résultats d'études électrostatiques.

Afin de minimiser les temps de calcul, nous orientons en général notre choix vers des fonctions de base dont la transformée de Fourier se calcule analytiquement.

II. 2. 3 - RECHERCHE DES SOLUTIONS DANS LE PLAN COMPLEXE

Dans le cadre du problème posé, nous avons envisagé deux types d'approches :

- des méthodes itératives
- des méthodes non itératives basées, par exemple, sur l'application du calcul des résidus.

II. 2. 3. 1 - Méthode Itérative

De nombreux processus itératifs sont exposés et proposés dans la littérature. En ce qui nous concerne, nous avons utilisé la méthode de Newton-Raphson basée sur la résolution d'un système linéaire homogène calculé à partir des dérivées partielles des fonctions à annuler. L'efficacité de cette méthode est en fait fortement conditionnée par deux éléments :

- le risque de dépassement de capacité lié au calcul de l'inverse de la matrice jacobienne définie à partir du calcul des dérivées partielles des fonctions

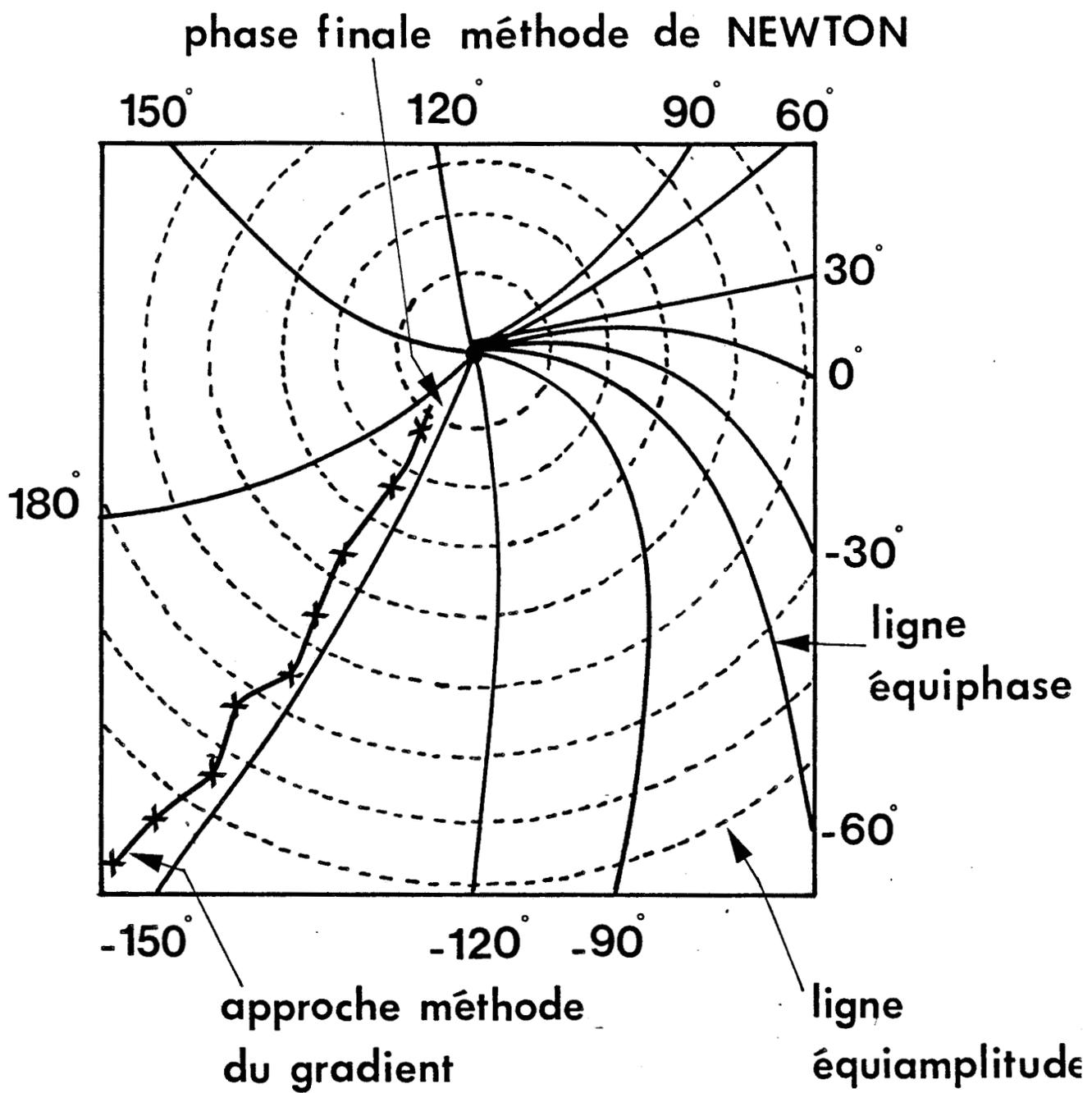


fig. 2.7.

*Recherche d'une solution dans le plan complexe:
Méthode itérative.*

- le choix très critique de la valeur initiale.

Ne pouvant définir à priori une valeur approchée de la constante de propagation β^* dans le plan complexe, pour le second point, il est nécessaire d'initialiser la méthode par un procédé d'approche de la solution. Dans cet esprit, nous avons utilisé un algorithme [9] associant à la méthode de Newton une méthode de gradient qui dans le cas d'une fonction analytique consiste à suivre une ligne équiphasse lorsqu'on se trouve loin de la solution, figure 2-7. A proximité d'un zéro, les grandes variations de phase observées pour des faibles déplacements dans le plan complexe justifient le passage de la méthode du gradient à la méthode de Newton-Raphson, en l'initialisant par la dernière valeur obtenue lors de la phase d'approche. Les qualités de chacune des deux méthodes sont donc mises à profit pour parvenir à la solution. Certaines faiblesses de l'algorithme proposé réduisent cependant son champ d'utilisation. Comme signalé précédemment pour obtenir la solution avec des chances de succès non négligeables, il est nécessaire de définir des zones de recherche dans le plan complexe suffisamment vastes, en l'occurrence des rectangles. Avant d'entamer la recherche proprement dite de la solution pour déterminer si le domaine choisi contient au moins une racine, il nous faut parcourir auparavant son contour. On conçoit aisément que ceci entraîne des temps de calcul prohibitifs, ne serait-ce que pour obtenir un seul point du diagramme de dispersion. Ceci nous a conduit à envisager d'autres méthodes de recherche de racines.

II. 2. 3. 2 - Méthode basée sur le calcul des résidus

La nature complexe de la constante de propagation nous permet de nous affranchir des procédures itératives classiques. Pour ceci, nous proposons d'utiliser une méthode basée sur l'application des calculs de résidus des fonctions de variables complexes [10]. Dans cet esprit, on considère que le déterminant du système matriciel 2-54 est une fonction méromorphe $f(z)$ dans un domaine D du plan complexe limité par un contour Γ . On suppose, de plus, l'existence dans ce domaine d'une fonction holomorphe $\phi(z)$.

Soit a_1, \dots, a_p les zéros de la fonction $f(z)$ et $p_1, \dots, p_i, \dots, p_p$ leurs ordres de multiplicité ainsi que b_1, \dots, b_q les pôles de cette fonction et $m_1, \dots, m_j, \dots, m_q$ leurs ordres de multiplicité. L'application des calculs des résidus de fonctions holomorphes nous permet d'écrire l'égalité suivante :

$$\frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \frac{f'(z)}{f(z)} \Phi(z) dz = \sum_{k=1}^p \mu_k \Phi(a_k) - \sum_{l=1}^q m_l \Phi(b_l)$$

En adoptant comme contours des cercles et en prenant pour fonction $\phi(z)$ la fonction :

$$\Phi(z) = z^n \tag{2.57}$$

L'égalité 2-56 se transforme donc en :

$$\frac{1}{2i\pi} \int_{\Gamma} \frac{f'(z)}{f(z)} z^n dz = \sum_{k=1}^p \mu_k a_k^n - \sum_{l=1}^q m_l b_l^n \tag{2.58}$$

Le membre de gauche de l'égalité ci-dessus est appelé moment d'ordre n que l'on note S_n . Il vient :

$$S_n = \sum_{k=1}^p \mu_k a_k^n - \sum_{l=1}^q m_l b_l^n \tag{2.59}$$

En parcourant le contour défini précédemment, on détermine de manière simultanée l'ensemble des moments d'ordre n. L'exploitation de ces calculs nous permet d'obtenir immédiatement les valeurs respectives des zéros et des pôles. Contrairement à la méthode proposée précédemment, le parcours du contour nous permet donc de déterminer non seulement s'il y a présence ou non de racines à l'intérieur du domaine mais dans l'affirmative de calculer ces racines. Initialement, cette méthode postulait l'absence de pôles à l'intérieur du contour. Le calcul des différents moments S_n , compte tenu de cette hypothèse, permettait ainsi de déduire immédiatement les valeurs des différents zéros situés à l'intérieur des cercles. Dans le cas des structures considérées, l'expérience montre que la présence de fentes génère des pôles dans le plan complexe [11]. La détermination des racines à l'intérieur des contours n'est donc plus aussi triviale. Puisque nos investigations doivent porter sur des zones étendues du plan complexe, il nous faut prendre en considération l'apparition possible de pôles ou de zéros supplémentaires. En pratique, nous nous sommes limités aux cas de figures suivants :

- ★ présence de quatre zéros au maximum sans pôle dans la zone de recherche
- ★ présence d'un zéro et d'un pôle dans le domaine d'investigation
- ★ présence de deux zéros et d'un pôle à l'intérieur du cercle.

En considérant que l'ordre de multiplicité des zéros et des pôles

est égal à l'unité. Pour le premier cas traité, la relation 2-59 se transforme donc en :

$$S_n = \sum_{k=1}^4 a_k^n \quad \underline{2.60}$$

La connaissance des quatre moments nous permet de déterminer sans ambiguïté les zéros contenus dans le domaine considéré. Le second cas de figure nécessite [11] le calcul du moment d'ordre un et du moment d'ordre deux. Il vient :

$$\gamma_1 = 0,5 \times (S_1 + S_2/S_1) \quad \underline{2.61}$$

Enfin pour le dernier cas envisagé, le calcul des trois premiers moments suffit pour extraire les valeurs respectives des zéros et des pôles. On obtient donc les relations suivantes :

$$\mu_1 = \frac{2}{3} \times \frac{S_3 - S_1^3}{S_2 - S_1^2} - S_1 \quad \underline{2.62}$$

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \frac{2}{3} \times \frac{S_3 - S_1^3}{S_2 - S_1^2} \quad \underline{2.63}$$

$$\gamma_1^2 + \gamma_2^2 = S_2 + \mu_1^2 \quad \underline{2.64}$$

Les relations 2-63 et 2-64 nous ramènent en réalité au calcul de deux zéros sans pôle. L'expérience montre que les cas envisagés précédemment permettent de traiter la majorité des situations rencontrées dans la recherche de la constante de propagation complexe d'une ligne microruban à plan de masse partiel en présence de matériaux à permittivité relative complexe.

Bien entendu, il est possible d'utiliser cette méthode de recherche pour initialiser la méthode de Newton lorsqu'il est nécessaire d'obtenir une valeur très précise de la solution, par exemple afin de déterminer l'impédance présentée par la ligne.

Le problème de la recherche de racines dans le plan complexe ayant été résolu, il nous faut maintenant aborder celui plus crucial du choix des fonctions de base.

II. 2. 4 - CHOIX DES FONCTIONS DE BASE

L'efficacité de l'approche dans le domaine spectral dépend essentiellement du choix des fonctions de base injectées. Dans le cas de la structure étudiée, ce choix est particulièrement délicat puisque la présence de deux interfaces nécessite la définition de quatre bases à savoir les densités de courant sur le microruban et la répartition des champs dans la fente (relations 2-48 à 2-51). Les problèmes de stabilité numérique rencontrés pour l'étude soit de la ligne microruban soit de la ligne fente sont donc accentués pour notre structure. Si les ordres de troncature des développements de \tilde{J}_x , \tilde{J}_z , \tilde{E}_x , \tilde{E}_z sont respectivement M , N , P , Q , l'ordre du déterminant est $(M + N + P + Q)$ alors qu'il ne serait que de $(M + N)$ ou $(P + Q)$ pour les deux lignes de transmission précédentes. Nous avons donc été amenés à limiter les développements des diverses bases afin de minimiser la taille du déterminant à résoudre et éviter ainsi les risques d'instabilité numérique et l'apparition de solutions parasites.

Pour des structures sur milieu non dissipatif, certains auteurs [12], [13] ont proposé des bases alliant les polynômes de Tchebyshev et les fonctions trigonométriques en tenant compte des symétries et des parités, à la fois pour le mode ruban et pour le mode fente. Ce choix de bases permet en effet d'obtenir des solutions satisfaisantes pour le problème physique posé malheureusement des solutions mathématiques parasites peuvent parfois apparaître. Pour éviter ces difficultés, nous avons essayé deux autres types de base. L'une est composée de fonctions trigonométriques l'autre comporte uniquement des fonctions bâties à partir des polynômes de Tchebyshev. Après essais, il s'est avéré que la dernière proposition donnait meilleure satisfaction dans la mesure où elle faisait disparaître les solutions mathématiques parasites et qu'elle permettait des développements peu étendus pour obtenir la solution physique du problème. Dans ce cas, nous avons, en effet, obtenu des résultats cohérents pour les modes fondamentaux en utilisant une seule fonction de base sur chaque axe pour les deux interfaces.

II. 2. 4. 1 - Fonctions de base choisies pour le mode ruban

Pour le mode ruban, les densités de courant sur le ruban peuvent être décrites sommairement en se limitant à une seule fonction de base

ruban

- a

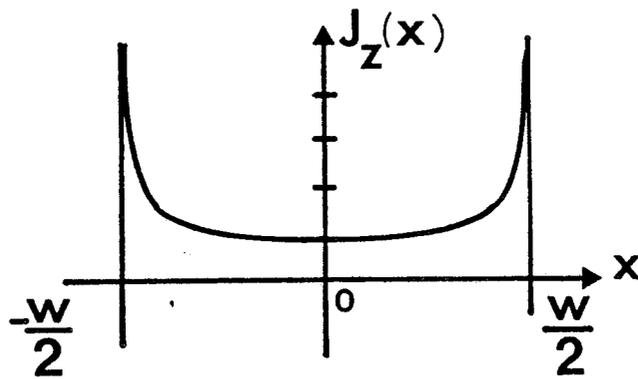
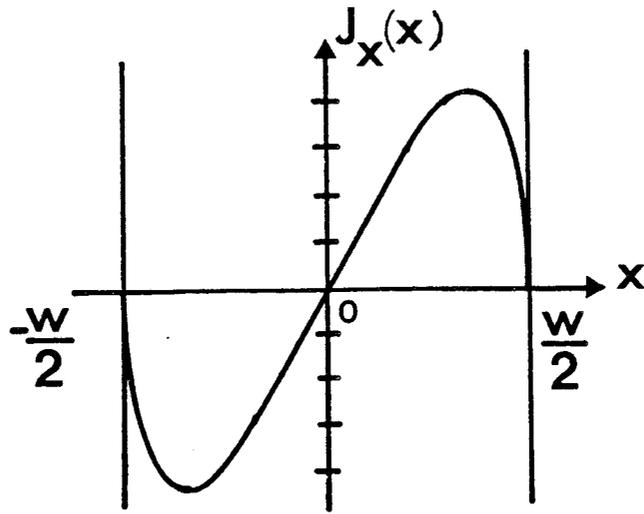
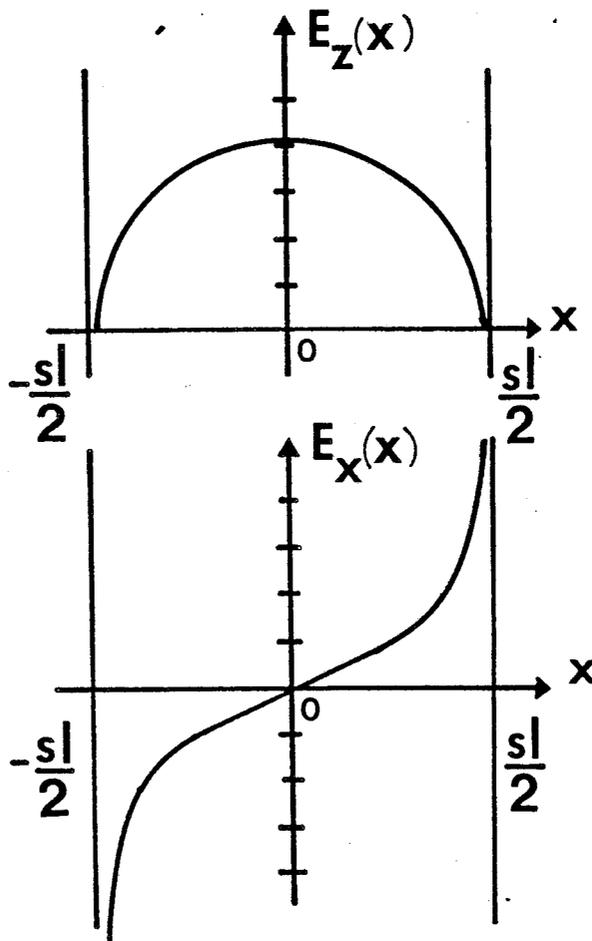


fig. 2. 8 Fonctions de base.

MODE RUBAN

fente

- b



suivant chaque direction par les fonctions de base :

$$\underline{2.65} \quad J_x(x, 0) = \begin{cases} U_2(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{W} \quad \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

mode ruban

$$\underline{2.66} \quad J_z(x, 0) = \begin{cases} \frac{T_0(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{W} \quad \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

où $T_n(w)$ et $U_n(w)$ sont des polynômes de Tchebyshev (annexe IV). L'allure de ces densités de courant, pour le mode ruban, est présentée figure 2-8-a. Pour la fente, les fonctions caractérisant les champs s'écrivent comme :

$$\underline{2.67} \quad E_x(x, -d) = \begin{cases} \frac{T_1(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{s} \quad \text{si } |x| < \frac{s}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{s}{2} \end{cases}$$

mode ruban

$$\underline{2.68} \quad E_z(x, -d) = \begin{cases} U_1(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{s} \quad \text{si } |x| < \frac{s}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{s}{2} \end{cases}$$

L'évolution des champs E_x et E_z dans la fente est traduite par les courbes de la figure 2-8-b. Ces choix correspondent, pour les fonctions de base sur le ruban, au mode fondamental de la ligne microruban et pour les fonctions de base dans la fente au premier mode supérieur de la ligne fente. Naturellement, ces vecteurs de base ne traduisent que partiellement la réalité des densités de courants et des champs. Si l'on désire être plus rigoureux, il faut étendre les bases respectives de décomposition de chaque

élément. Dans cet esprit, nous avons utilisé comme décompositions :

$$\underline{2.69} \quad J_X(x, 0) = \begin{cases} \sum_{i=1}^{M_E} e_i U_{2i}(\omega) & \text{avec } \omega = \frac{2x}{W} \text{ si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

mode ruban

$$\underline{2.70} \quad J_Z(x, 0) = \begin{cases} \sum_{j=1}^N f_j \frac{T_{2(j-1)}(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} & \text{avec } \omega = \frac{2x}{W} \text{ si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

et pour les champs dans la fente

$$\underline{2.71} \quad E_x(x, -d) = \begin{cases} \sum_{k=1}^O K_k \frac{T_{2k-1}(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} & \text{avec } \omega = \frac{2x}{s_l} \text{ si } |x| < \frac{s_l}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{s_l}{2} \end{cases}$$

mode ruban

$$\underline{2.72} \quad E_Z(x, -d) = \begin{cases} \sum_{l=1}^Q L_l U_{2l-1}(\omega) & \text{avec } \omega = \frac{2x}{s_l} \text{ si } |x| < \frac{s_l}{2} \\ 0 & \text{si } |x| > \frac{s_l}{2} \end{cases}$$

L'utilisation des polynômes de Tchebyshev soit T_n soit U_n nous permet d'être assurés de l'unicité de la décomposition. En effet, les fonctions $U_n(\omega)$ et $T_n(\omega)$ dans l'intervalle -1 à 1 et par rapport à la fonction de base $(1-\omega^2)^{-1/2}$ sont orthogonales. De plus les transformées de Fourier

de ces fonctions $U_n(\omega)$ et $T_n(\omega)$ sont liées aux fonctions de Bessel $J_n(t)$ par les relations suivantes :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) e^{j\alpha\omega} d\omega = \frac{J_n(\alpha) \pi}{(-j)^n} \quad 2.73$$

avec
$$f(\omega) = \begin{cases} \frac{T_n(\omega)}{\sqrt{1-\omega^2}} & \text{si } |\omega| < 1 \\ 0 & \text{si } |\omega| > 1 \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) e^{j\alpha\omega} d\omega = \frac{J_n(\alpha) \pi}{(-j)^n \alpha} \quad 2.74$$

avec
$$g(\omega) = \begin{cases} U_n(\omega) & \text{si } |\omega| < 1 \\ 0 & \text{si } |\omega| > 1 \end{cases}$$

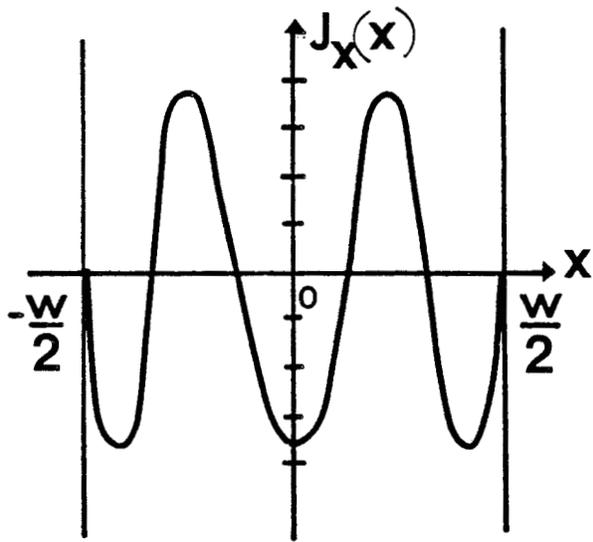
L'utilisation de ces relations entre polynômes de Tchebyshev et fonctions de Bessel aboutit à l'écriture suivante des transformées de Fourier des développements des densités de courant sur le ruban et des champs dans la fente.

$$\tilde{J}_x(\alpha) = \sum_{i=1}^{M_t} e_i \frac{W \pi}{2} \frac{J_{2i}\left(\frac{\alpha W}{2}\right)}{(-j)^{2i} \alpha} \quad 2.75$$

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \sum_{p=1}^N f_p \frac{W \pi}{2} \frac{J_{2(p-1)}\left(\frac{\alpha W}{2}\right)}{(-j)^{2 \times (p-1)}} \quad 2.76$$

$$\tilde{E}_x(\alpha) = \sum_{k=1}^0 K_k \frac{s_l \pi}{2} \frac{J_{2k-1}\left(\frac{\alpha s_l}{2}\right)}{(-j)^{2k-1}} \quad 2.77$$

$$\tilde{E}_z(\alpha) = \sum_{l=1}^Q L_l \frac{s_l \pi}{2} \frac{J_{2l-1}\left(\frac{\alpha s_l}{2}\right)}{(-j)^{2l-1} \alpha} \quad 2.78$$



ruban

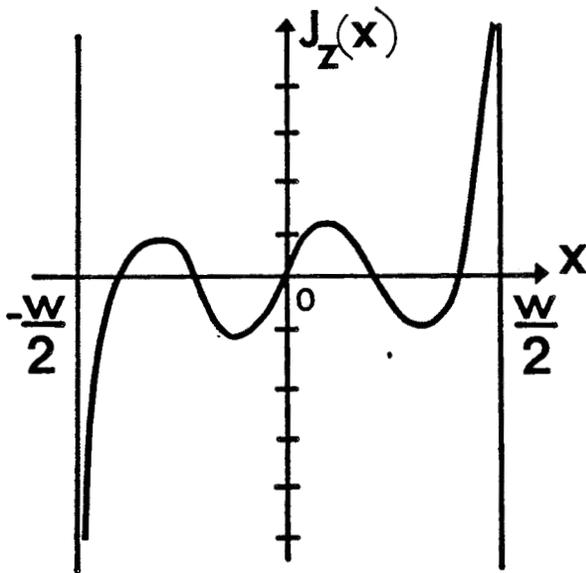
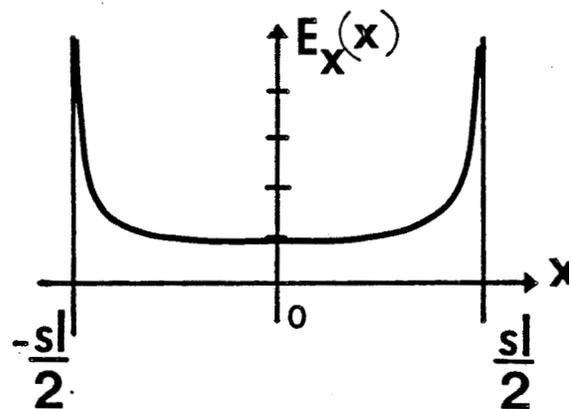
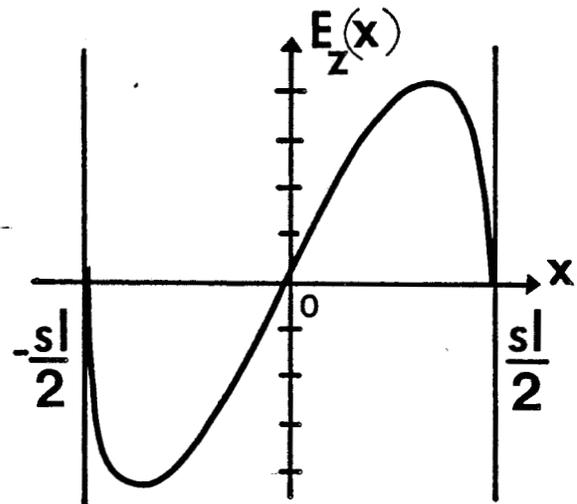


fig. 2-9

Fonctions de base.

MODE FENTE

fente



où les fonctions J_n sont des fonctions de Bessel de première espèce.

II. 2.4. 2 - Fonctions de base choisies pour le mode fente

Pour le mode fente, les vecteurs de base fondamentaux sont donnés par les relations suivantes :

pour les densités de courant sur le ruban, il vient :

$$\underline{2.79} \quad J_x(x, 0) = \begin{cases} U_S(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{W} \\ 0 & \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{array}$$

mode fente

$$\underline{2.80} \quad J_z(x, 0) = \begin{cases} \frac{T_S(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{W} \\ 0 & \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{array}$$

Les évolutions de ces fonctions sont présentées figure 2-9-a. Ces vecteurs de base correspondent aux vecteurs de base fondamentaux du 2ème mode supérieur de la ligne microruban.

Les fonctions de base caractérisant les champs sont décrites par les relations :

$$\underline{2.81} \quad E_x(x, -d) = \begin{cases} \frac{T_0(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{s1} \\ 0 & \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{si } |x| < \frac{s1}{2} \\ \text{si } |x| > \frac{s1}{2} \end{array}$$

mode fente

$$\underline{2.82} \quad E_z(x, -d) = \begin{cases} U_2(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{sl} & \text{si } |x| < \frac{sl}{2} \\ 0 & & \text{si } |x| > \frac{sl}{2} \end{cases}$$

L'allure des champs dans la fente est donnée par les courbes de la figure 2-9b. Le choix de ces vecteurs de base correspond à ceux du mode fondamental de la ligne fente. En adoptant la même démarche que pour le mode ruban, afin d'obtenir une meilleure description du problème, nous avons adopté les décompositions suivantes :

pour les densités de courant sur le ruban :

$$\underline{2.83} \quad J_x(x, 0) = \begin{cases} \sum_{i=1}^{ME} e_i U_{3+2i}(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{W} & \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

$$\underline{2.84} \quad J_z(x, 0) = \begin{cases} \sum_{j=1}^N f_j \frac{T_{3+2j}(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{W} & \text{si } |x| < \frac{W}{2} \\ 0 & & \text{si } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

pour les champs dans la fente, il vient :

$$\underline{2.85} \quad E_x(x, -d) = \begin{cases} \sum_{k=1}^O K_k \frac{T_{2(k-1)}(w)}{\sqrt{1-w^2}} & \text{avec } w = \frac{2x}{sl} & \text{si } |x| < \frac{sl}{2} \\ 0 & & \text{si } |x| > \frac{sl}{2} \end{cases}$$

$$\underline{2.86} \quad E_z(x, -d) = \begin{cases} \sum_{l=1}^Q L_l U_{2l}(w) & \text{avec } w = \frac{2x}{sl} & \text{si } |x| < \frac{sl}{2} \\ 0 & & \text{si } |x| > \frac{sl}{2} \end{cases}$$

Comme précédemment, ce choix de fonctions de base nous garantit de l'unicité des pondérations des diverses densités de courant et des différents champs. Le calcul de la transformée de Fourier de ces développements 2-83 à 2-86 est facilité en raison de la relation entre les fonctions de Bessel de premier ordre J_n et les polynômes T_n et U_n de Tchebyshev. Il vient pour le mode fente, les relations suivantes :

$$\tilde{J}_x(\alpha) = \sum_{i=1}^{M_E} e_i \frac{W\pi}{2} \frac{J_{3+2i}\left(\alpha \frac{W}{2}\right)}{(-j)^{3+2i} \alpha} \quad 2.87$$

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \sum_{p=1}^N f_p \frac{W\pi}{2} \frac{J_{3+2p}\left(\alpha \frac{W}{2}\right)}{(-j)^{3+2p}} \quad 2.88$$

$$\tilde{E}_x(\alpha) = \sum_{k=1}^O k_k \frac{sl\pi}{2} \frac{J_{2(k-1)}\left(\alpha \frac{sl}{2}\right)}{(-j)^{2(k-1)}} \quad 2.89$$

$$\tilde{E}_z(\alpha) = \sum_{l=1}^Q L_l \frac{sl\pi}{2} \frac{J_{2l}\left(\alpha \frac{sl}{2}\right)}{(-j)^{2l} \alpha} \quad 2.90$$

Pour les deux modes fondamentaux de cette ligne de transmission, nous sommes donc en possession de l'ensemble des bases au niveau de chaque interface de la figure 2-1. Naturellement, l'obtention de résultats physiques proches de la solution exacte dépend de l'étendue des développements proposés. Les limites en temps calcul nous imposent un ordre de troncature pour l'ensemble des bases. L'obtention de solutions physiques nécessite la définition et l'étude précise des critères de convergence numérique avant de comparer les résultats théoriques aux résultats expérimentaux. De plus, l'étude de ces critères doit permettre une minimisation et une optimisation des temps de calcul si l'on désire exploiter de manière intensive les programmes.

II. 2. 5. - ETUDE DES PROBLEMES DE CONVERGENCE

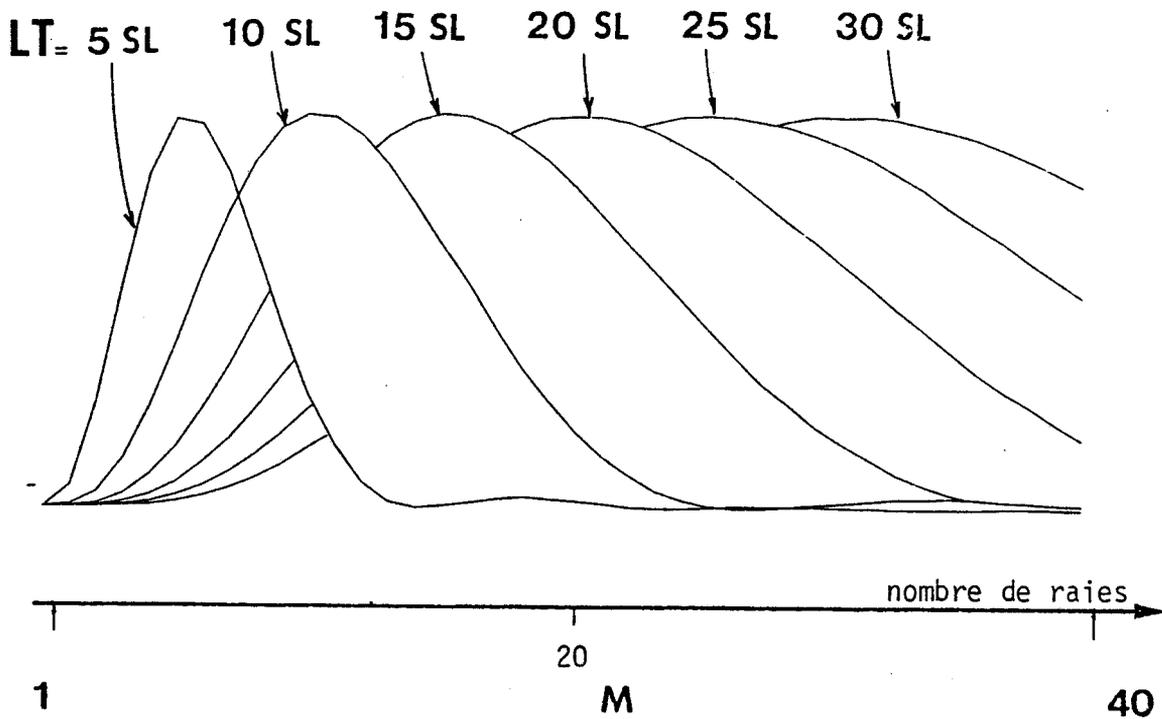
A la suite des deux points évoqués précédemment, à savoir ordre de troncature des bases de fonctions utilisées ainsi que des développements en série de Fourier et méthode de recherche de racines dans le plan complexe,

deux problèmes distincts apparaissent au niveau de la convergence numérique : l'un qui est qualifié de convergence relative est lié à la méthode de moment proprement dite, l'autre plus spécifique de la précision numérique est en relation directe avec le nombre de points utilisés sur les cercles lors du calcul des racines. Pour le second point, une étude rapide montre qu'à partir de cinquante points la solution se stabilise à condition bien entendu de ne pas choisir des zones d'investigation trop étendues. En fait, c'est la notion de convergence relative qui s'avère la plus délicate à cerner. Des travaux publiés [14] [15], dans le cas des structures simples montrent qu'il existe une relation entre l'ordre de troncature des développements des séries de Fourier, le nombre de fonctions de base utilisées et les paramètres géométriques de la structure considérée. Dans le cas de structures plus complexes, de tels critères ne sont plus aussi simples à définir. Aussi, en ce qui nous concerne, nous sommes nous attachés à définir de façon pragmatique ces critères de convergences relatives. Précisons toutefois que le premier point lié à l'ordre de troncature des développements en série de Fourier rejait au niveau du choix du nombre de raies mais aussi au niveau de la définition de la largeur LT, figure 2-1, entre les murs électriques verticaux. Le second point relatif au nombre de fonctions de base utilisées se traduit quant à lui au niveau de la taille du déterminant.

En pratique, nous essayons de traiter le problème électromagnétique avec le minimum de fonctions de base à savoir une dans chaque direction pour chaque interface de la structure considérée. Le problème de l'étude de la convergence relative étant extrêmement complexe, nous nous sommes volontairement limités à l'étude de ce cas ; l'étude de la convergence se reporte donc sur la définition de l'ordre de troncature des séries de Fourier qui en fait se traduit par le choix du nombre de raies et le choix de la largeur LT.

Dans cet esprit, nous étudions le problème de la convergence à trois niveaux :

- ★ premièrement par une visualisation des fonctions à sommer à savoir les produits de fonctions de base et des fonctions $B_{IJ}(m)$ définies en 2.46, en fonction du nombre de raies M et de la distance LT (figures 2-10 à 2-17). Notons qu'afin de ne pas alourdir la présentation, nous avons simplement représenté les termes de la diagonale



MODE RUBAN

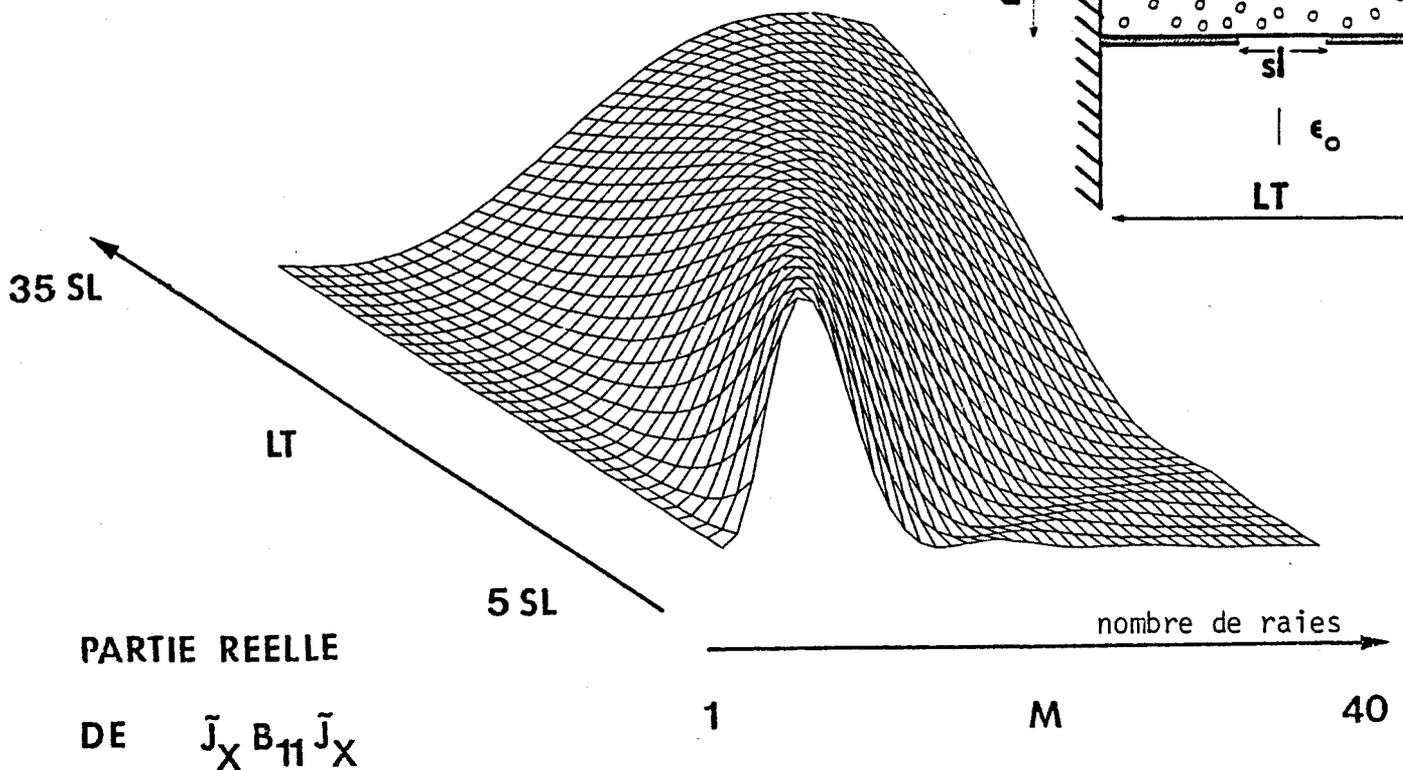
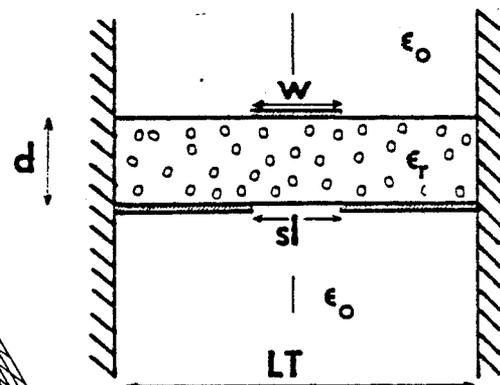
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$

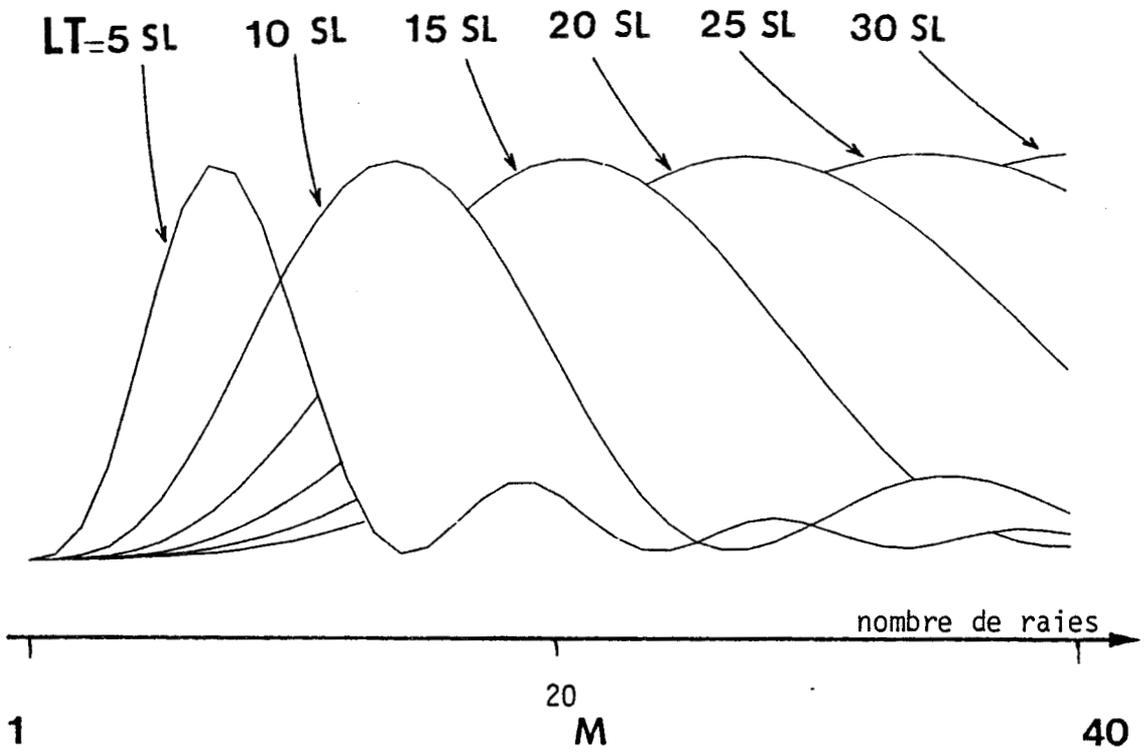
Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, W = 1,27mm, SL = 1,905mm$

$F = 2\text{ GHz}$

fig. 2-10





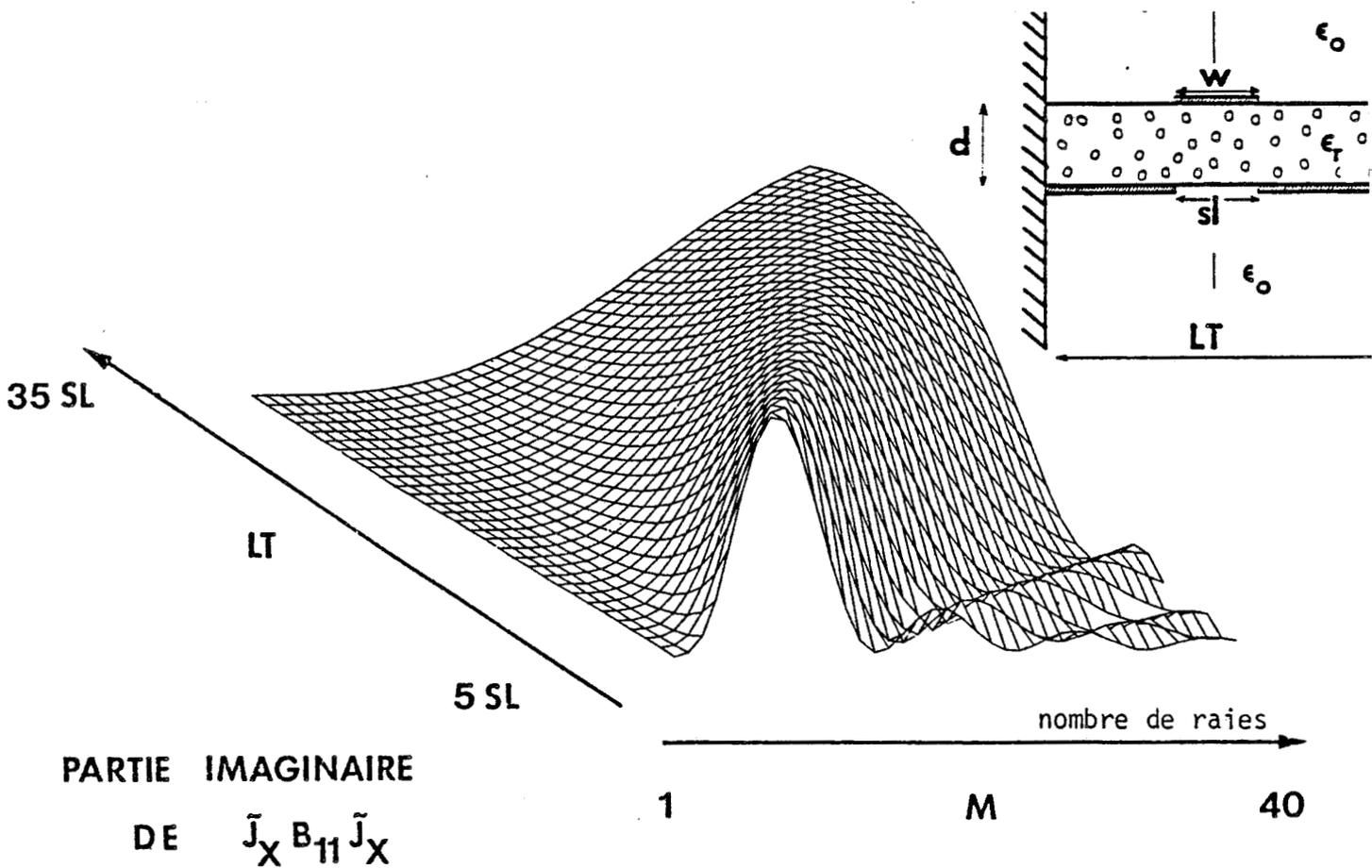
MODE RUBAN

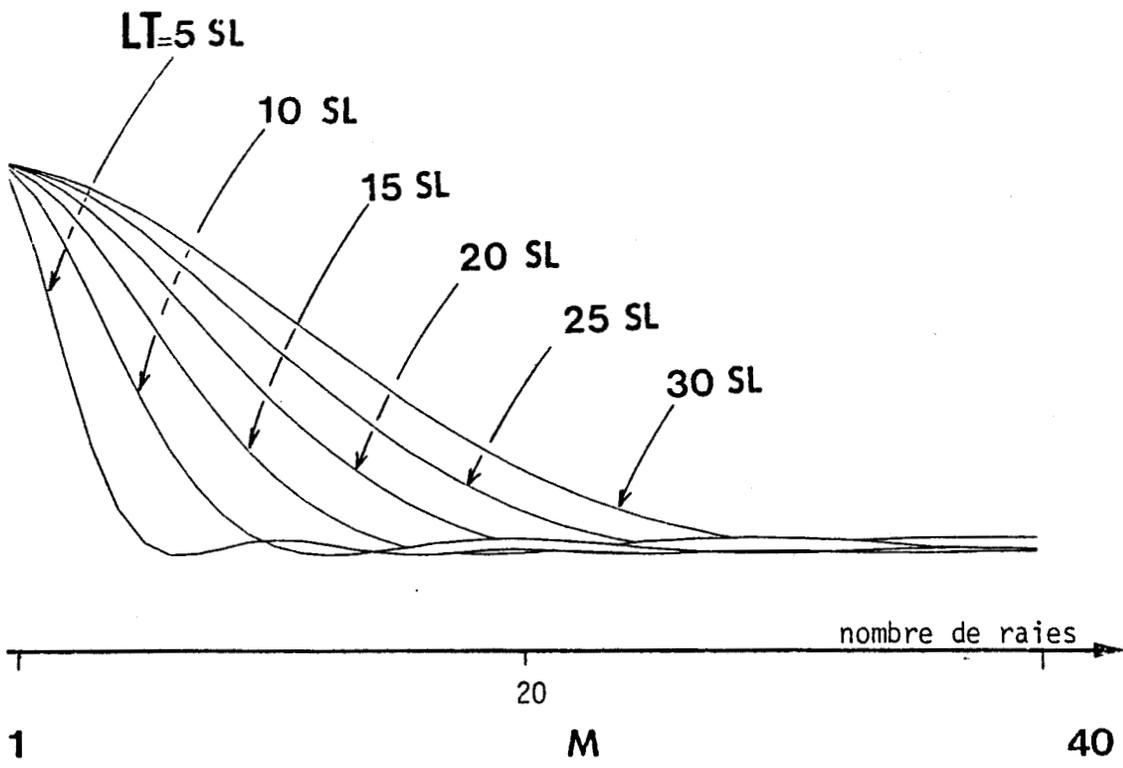
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$
 Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, W = 1,27mm, SL = 1,905mm$

$F = 2\text{ GHz}$

fig. 2-11





MODE RUBAN

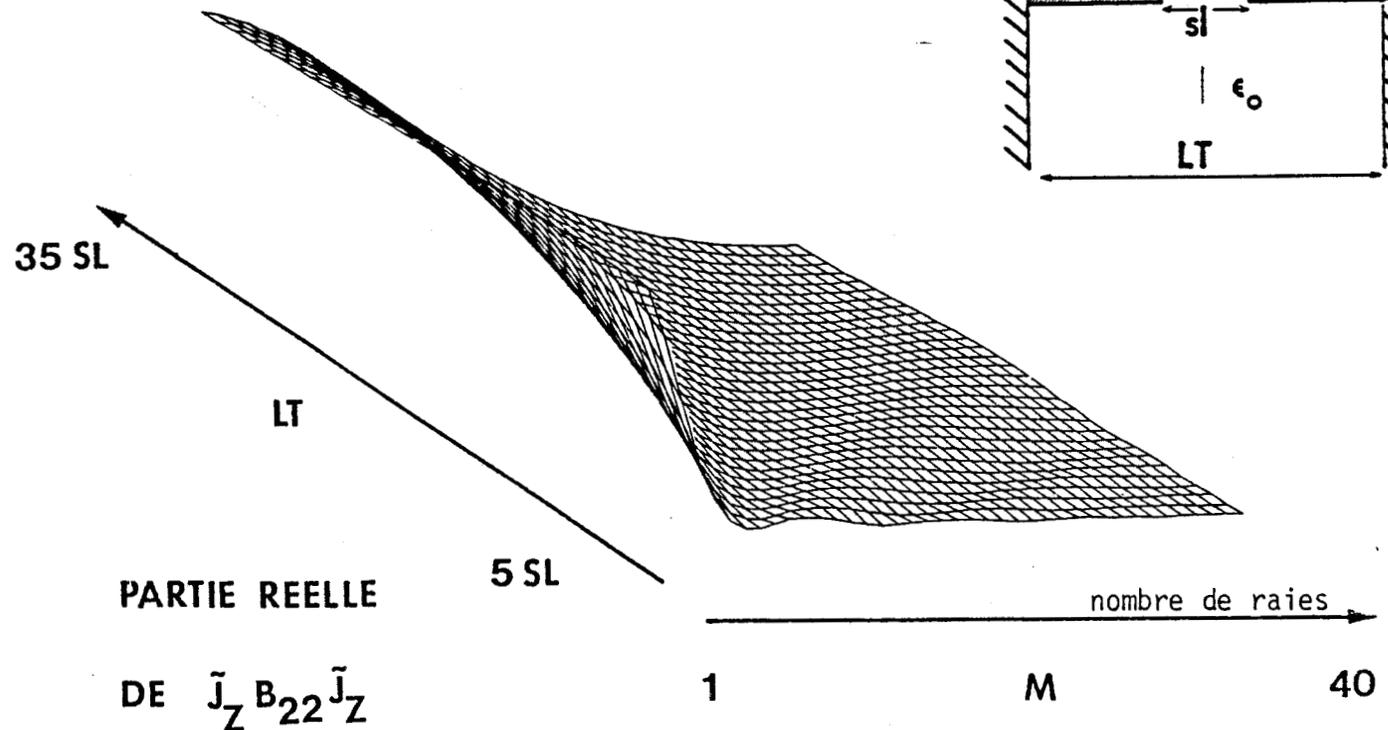
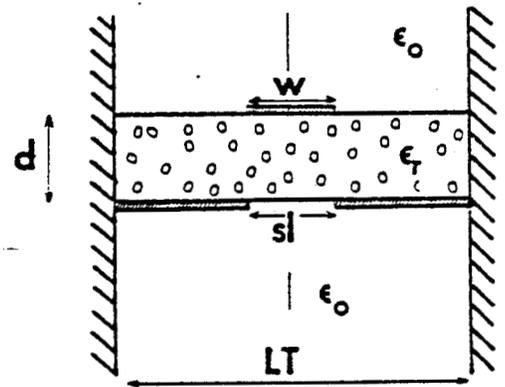
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5 \text{ Np/cm} + j0,913 \text{ rad/cm}$

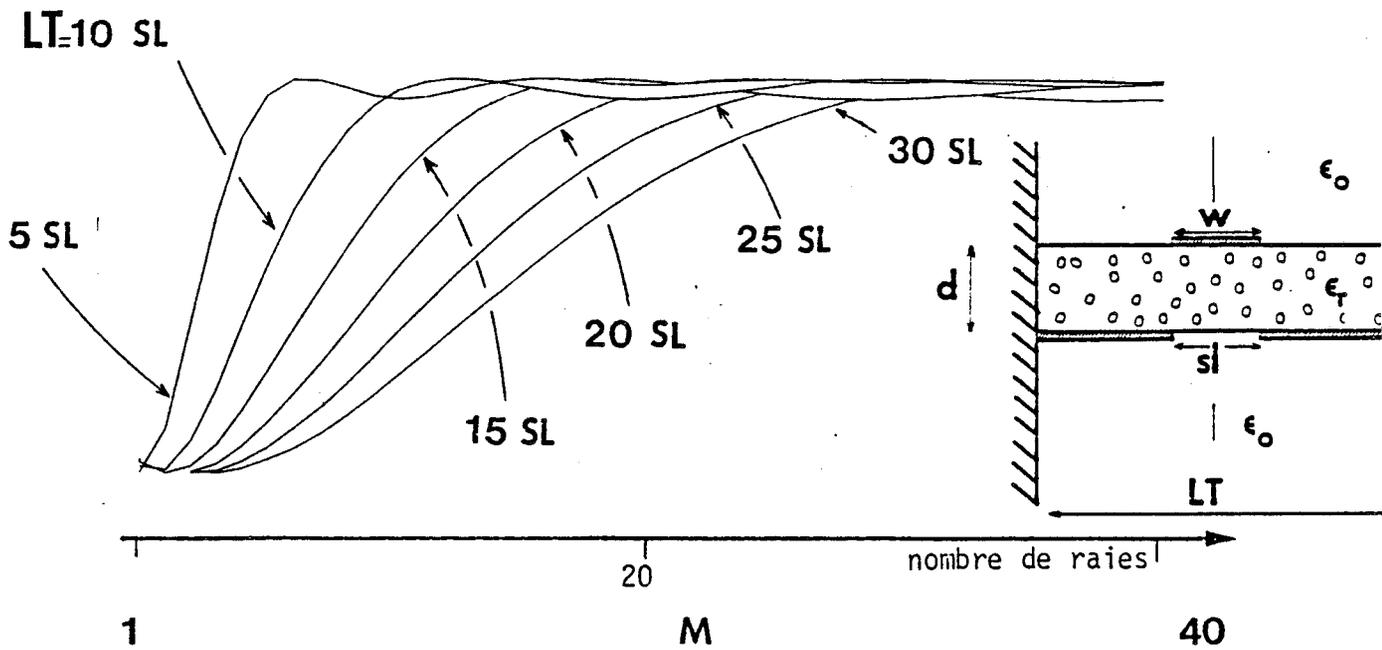
Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_n = 9,6, d = 0,635 \text{ mm}, W = 1,27 \text{ mm}, SL = 1,905 \text{ mm}$

$F = 2 \text{ GHz}$

fig. 2-12





MODE RUBAN

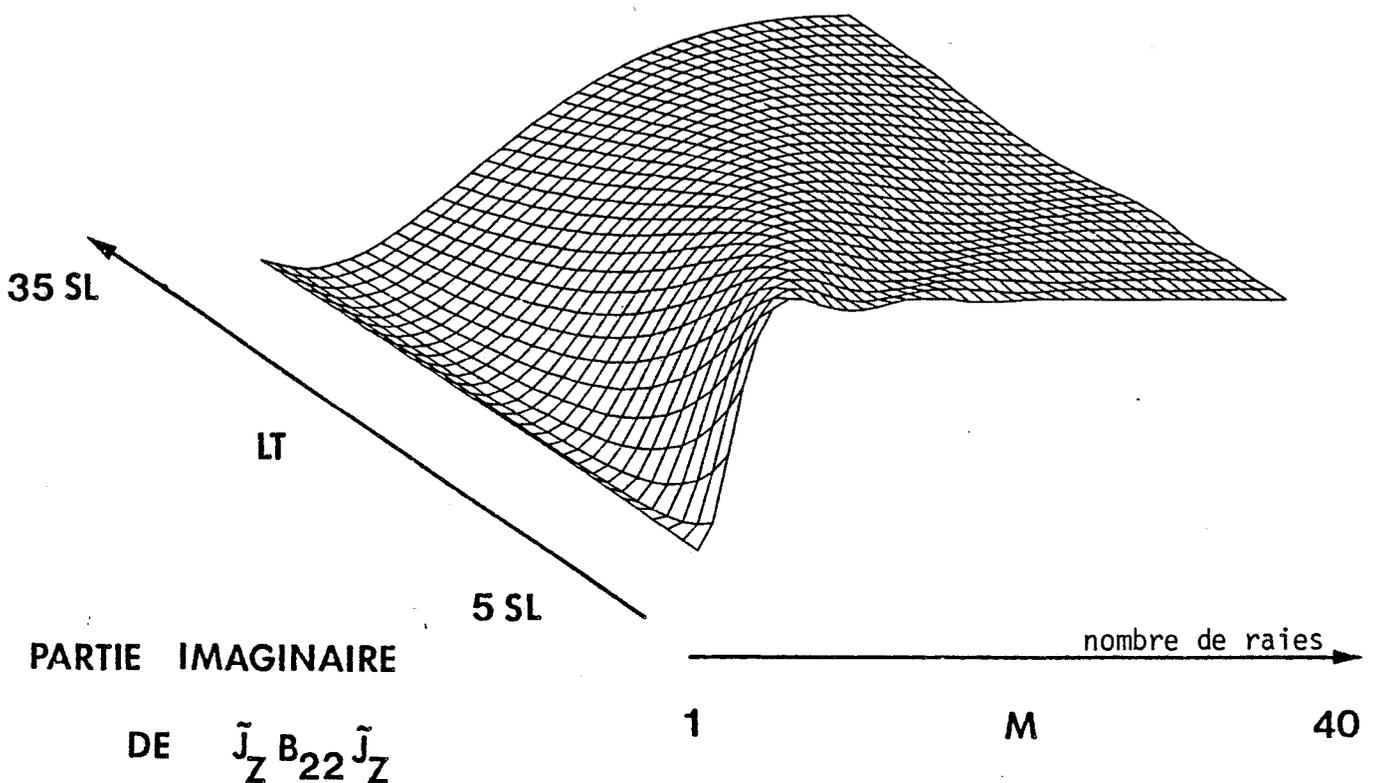
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$

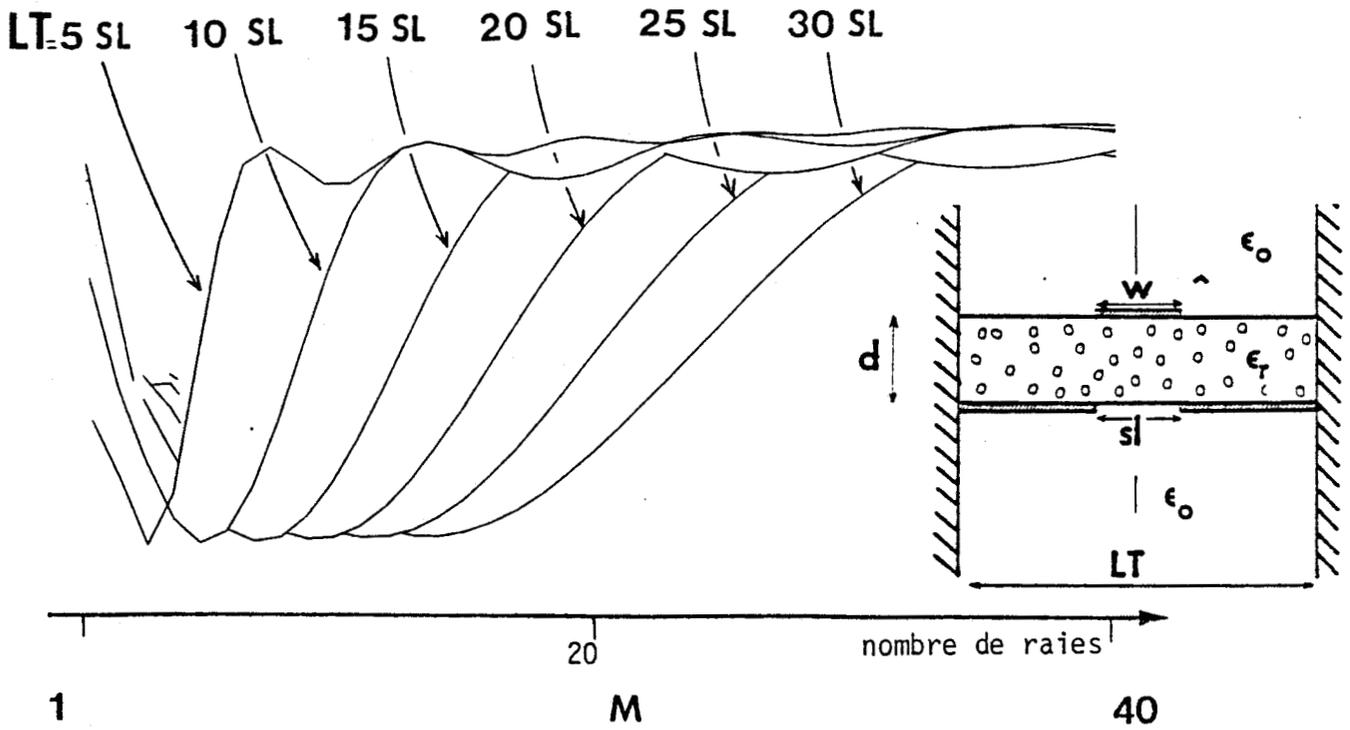
Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, w = 1,27mm, SL = 1,905mm$

$F = 2\text{ GHZ}$

fig. 2-13





MODE RUBAN

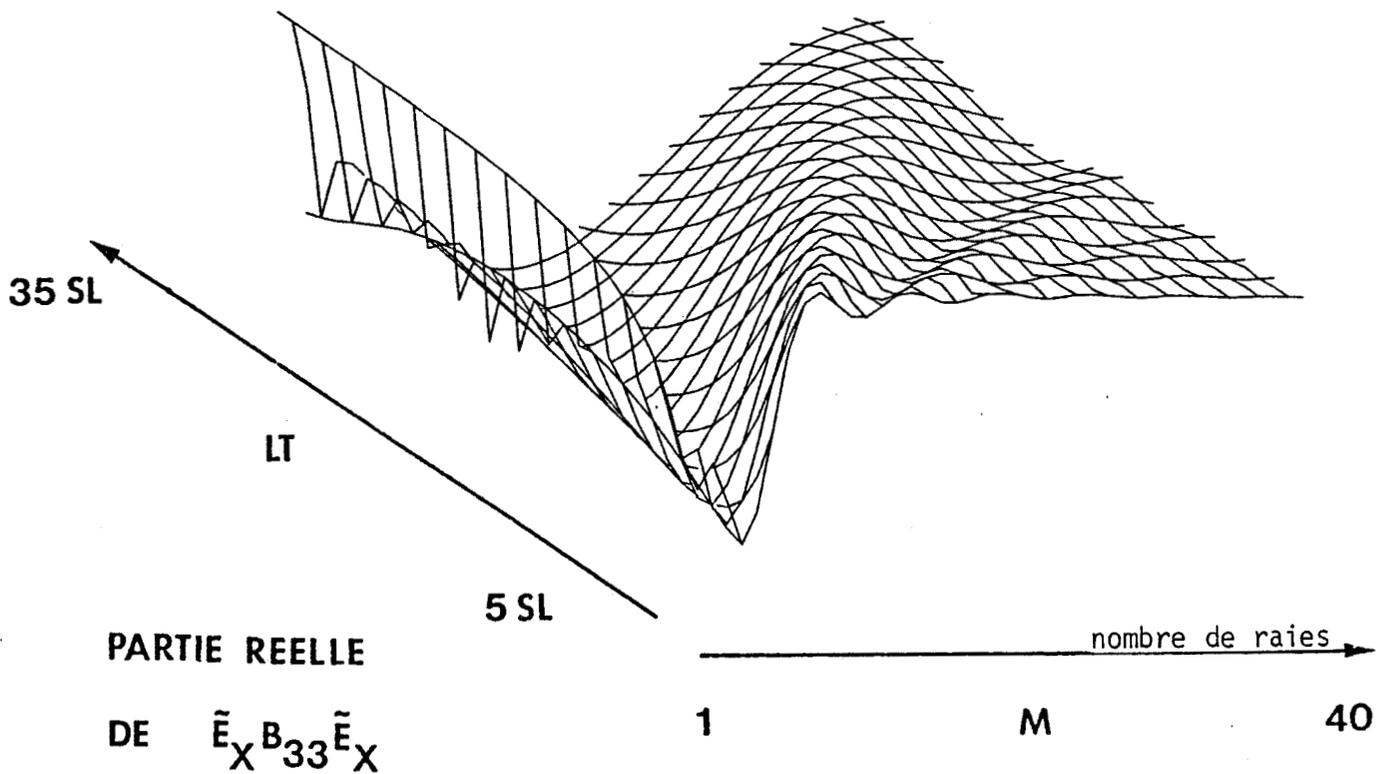
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5 Np/cm + j0,913 rad/cm$

Evolutions des quantités à intégrer.

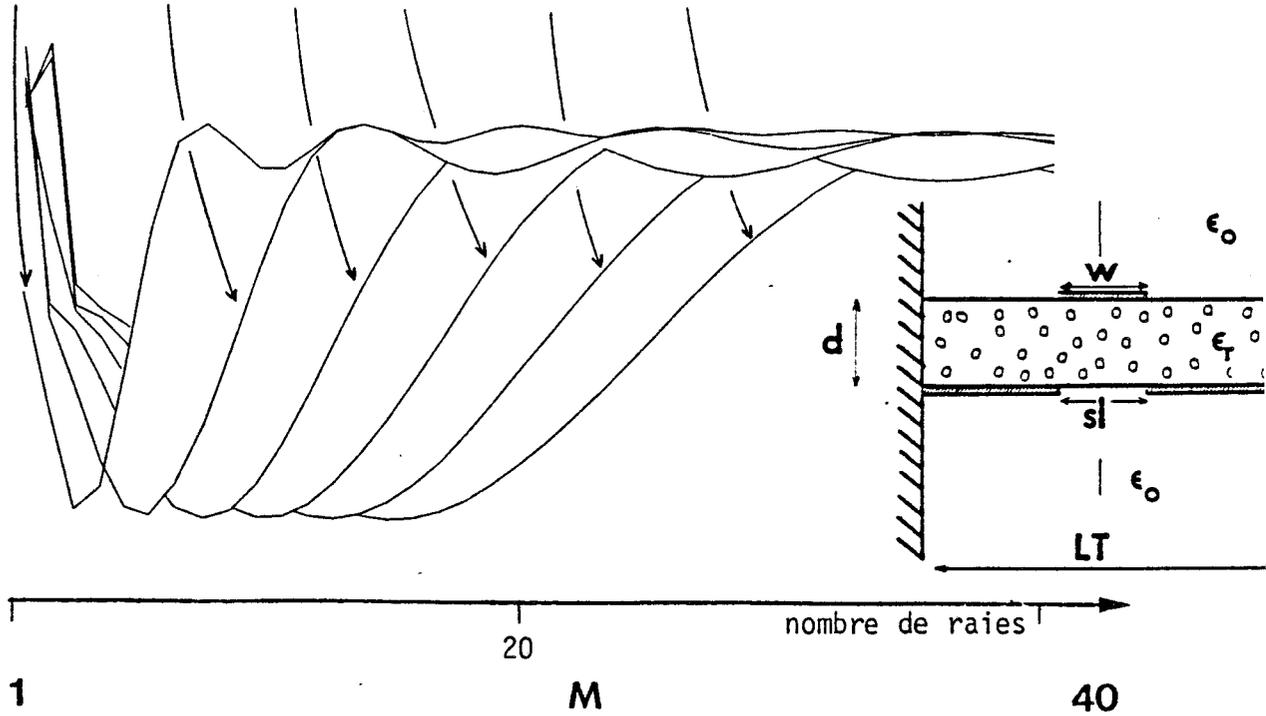
$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635 mm, w = 1,27 mm, SL = 1,905 mm$

$F = 2 GHz$

fig. 2.14



LT 5 SL 10 SL 15 SL 20 SL 25 SL 30 SL



MODE RUBAN

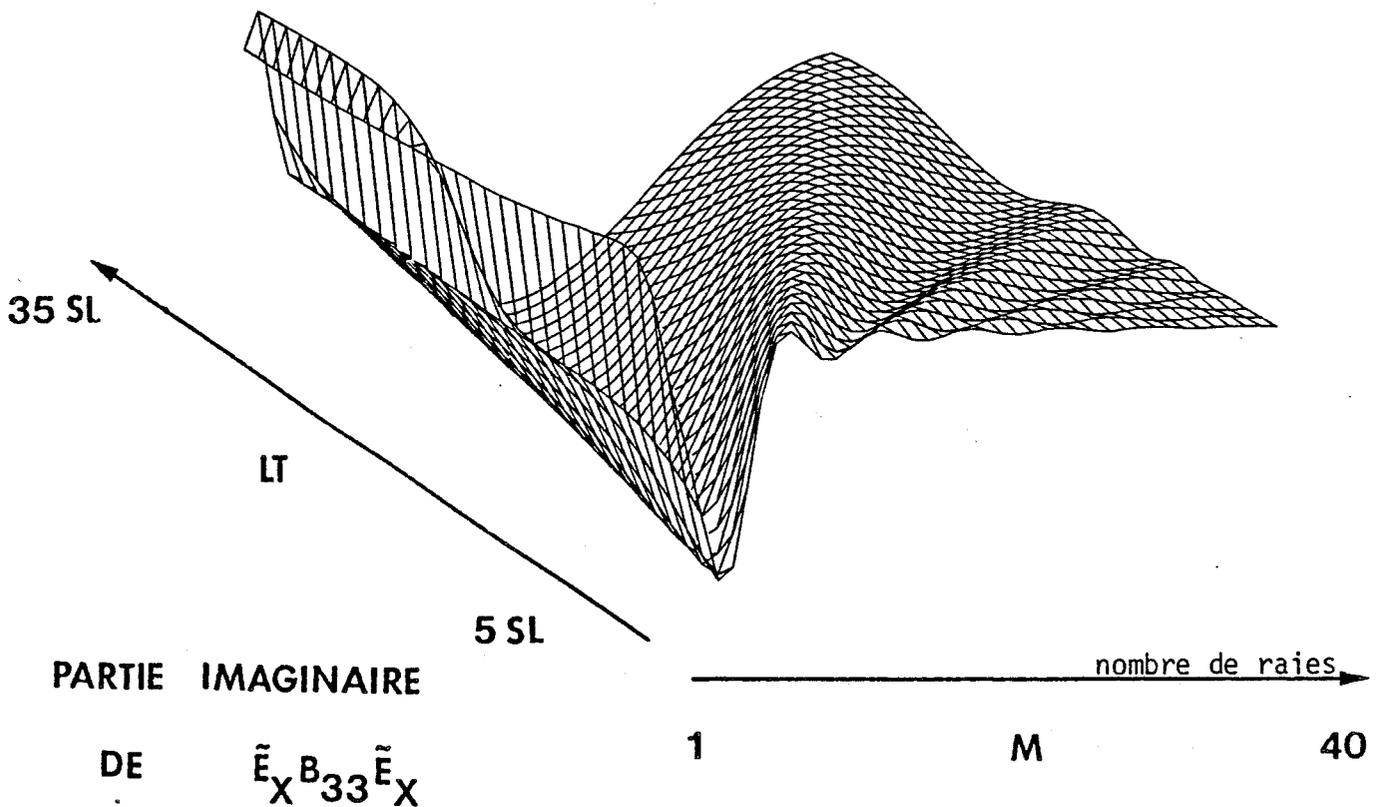
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$

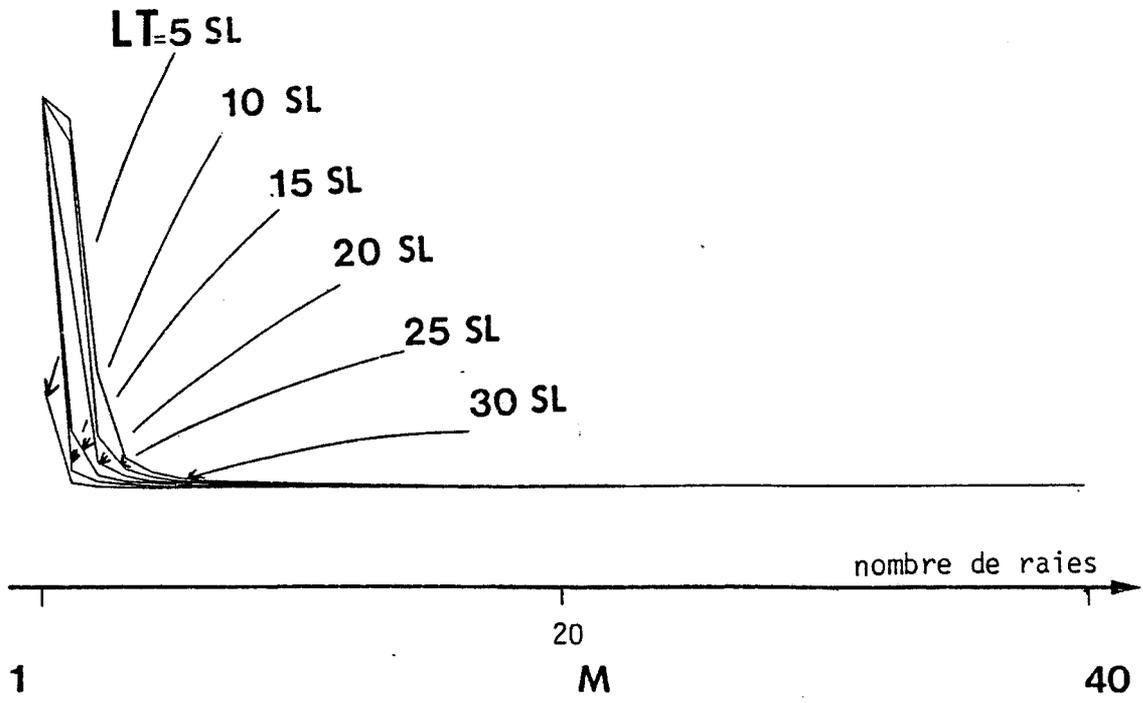
Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, w = 1,27mm, sl = 1,905mm$

F = 2 GHz

fig. 2-15





MODE RUBAN

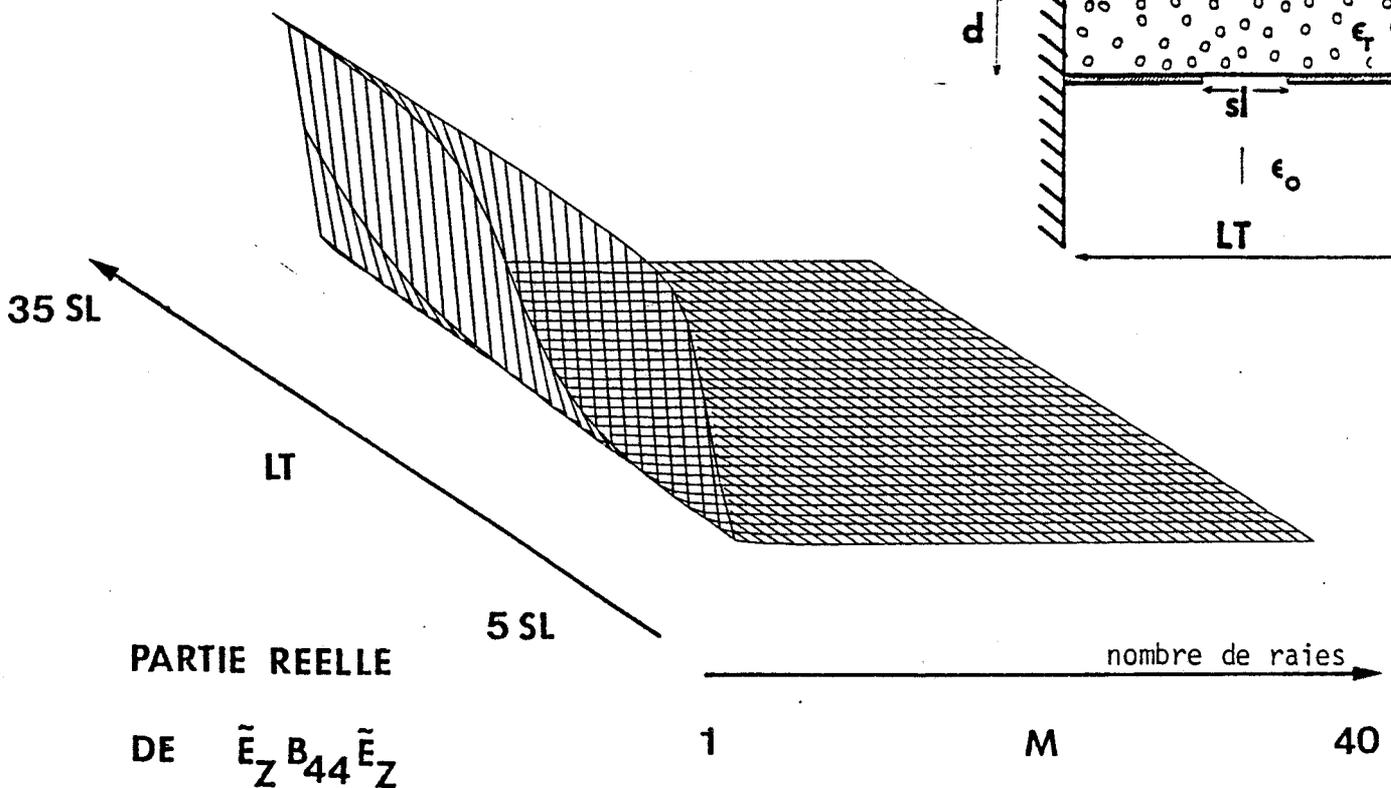
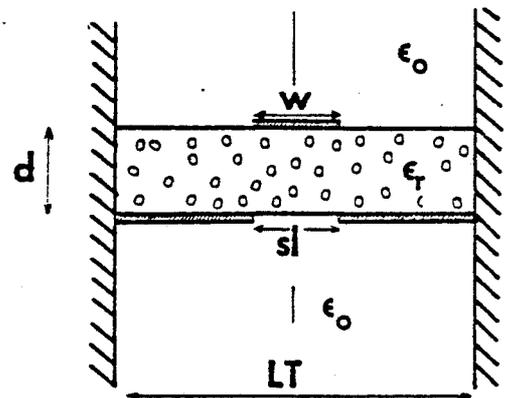
POINT D'ETUDE: $\beta^* = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$

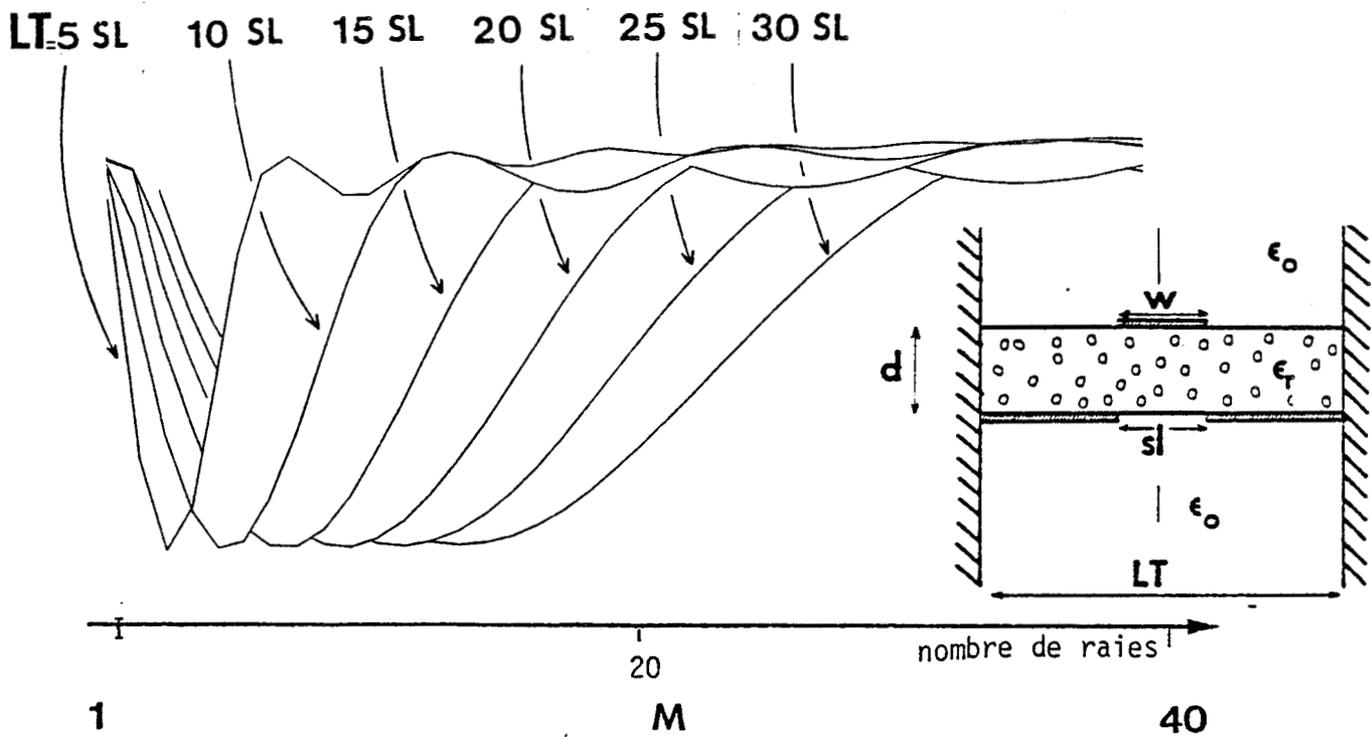
Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, W = 1,27mm, SL = 1,905mm$

F = 2 GHZ

fig. 2.16





MODE RUBAN

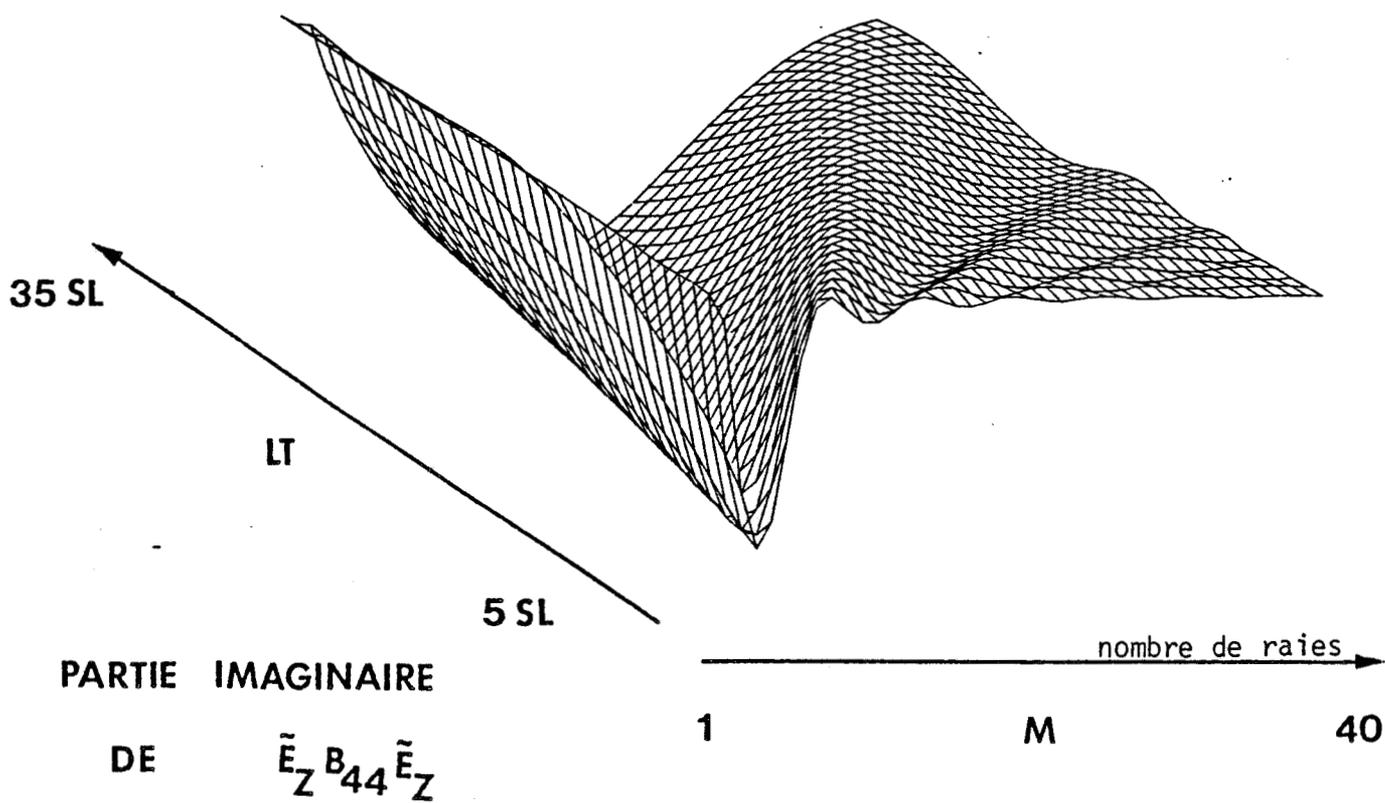
POINT D'ETUDE: $\beta = 0,5Np/cm + j0,913rad/cm$

Evolutions des quantités à intégrer.

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, w = 1,27mm, SL = 1,905mm$

$F = 2\text{ GHZ}$

fig. 2-17



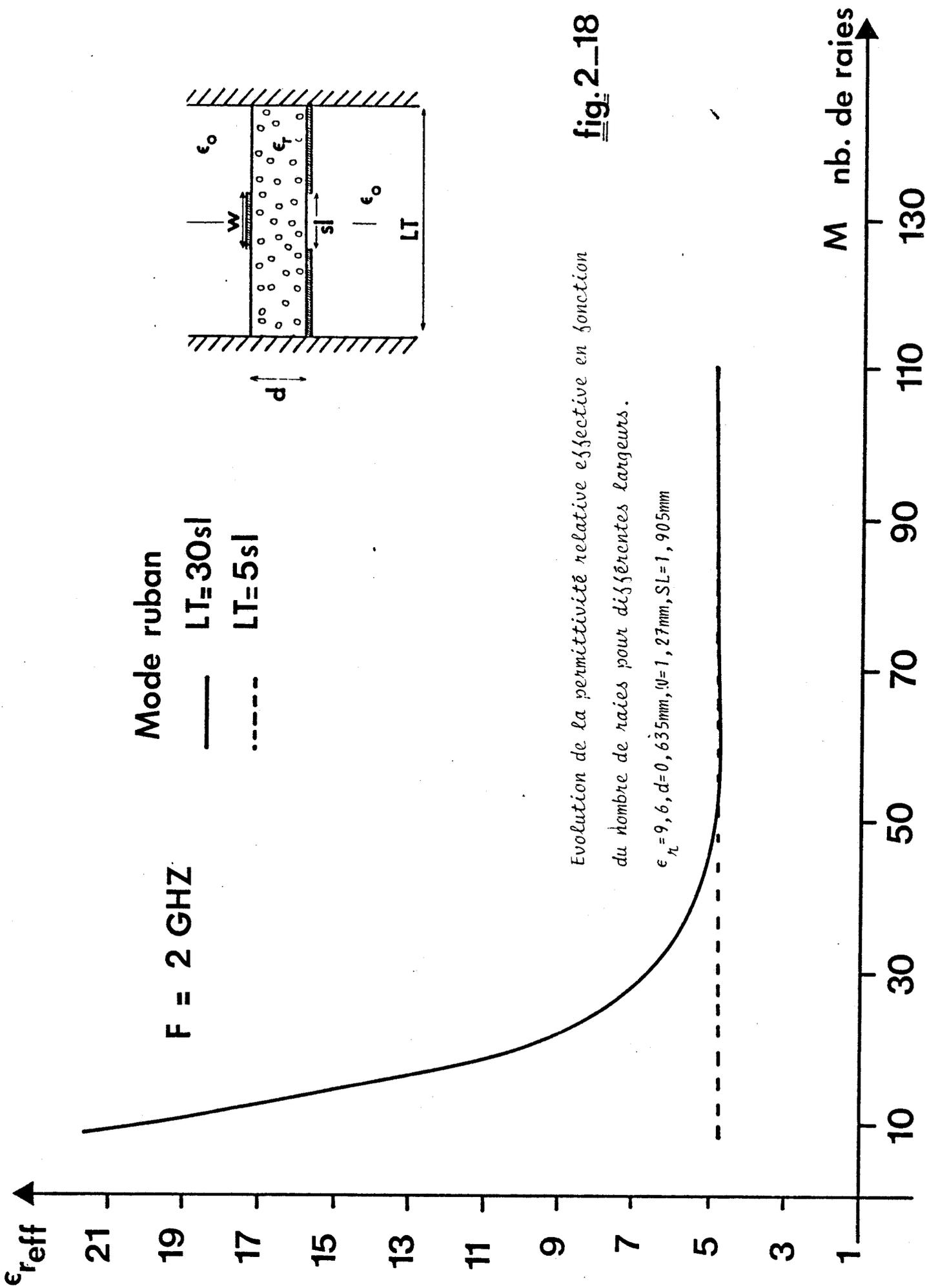
principale.

- ★ deuxièmement en examinant le comportement du déterminant en fonction de M à une largeur LT fixe et l'évolution du module de ce déterminant pour différentes distances LT entre les murs électriques verticaux.
- ★ Enfin au niveau du résultat final, nous avons étudié l'influence de M et de LT sur la valeur obtenue pour la constante de phase ou plus précisément sur la permittivité effective relative (figures 2-18 à 2-20)

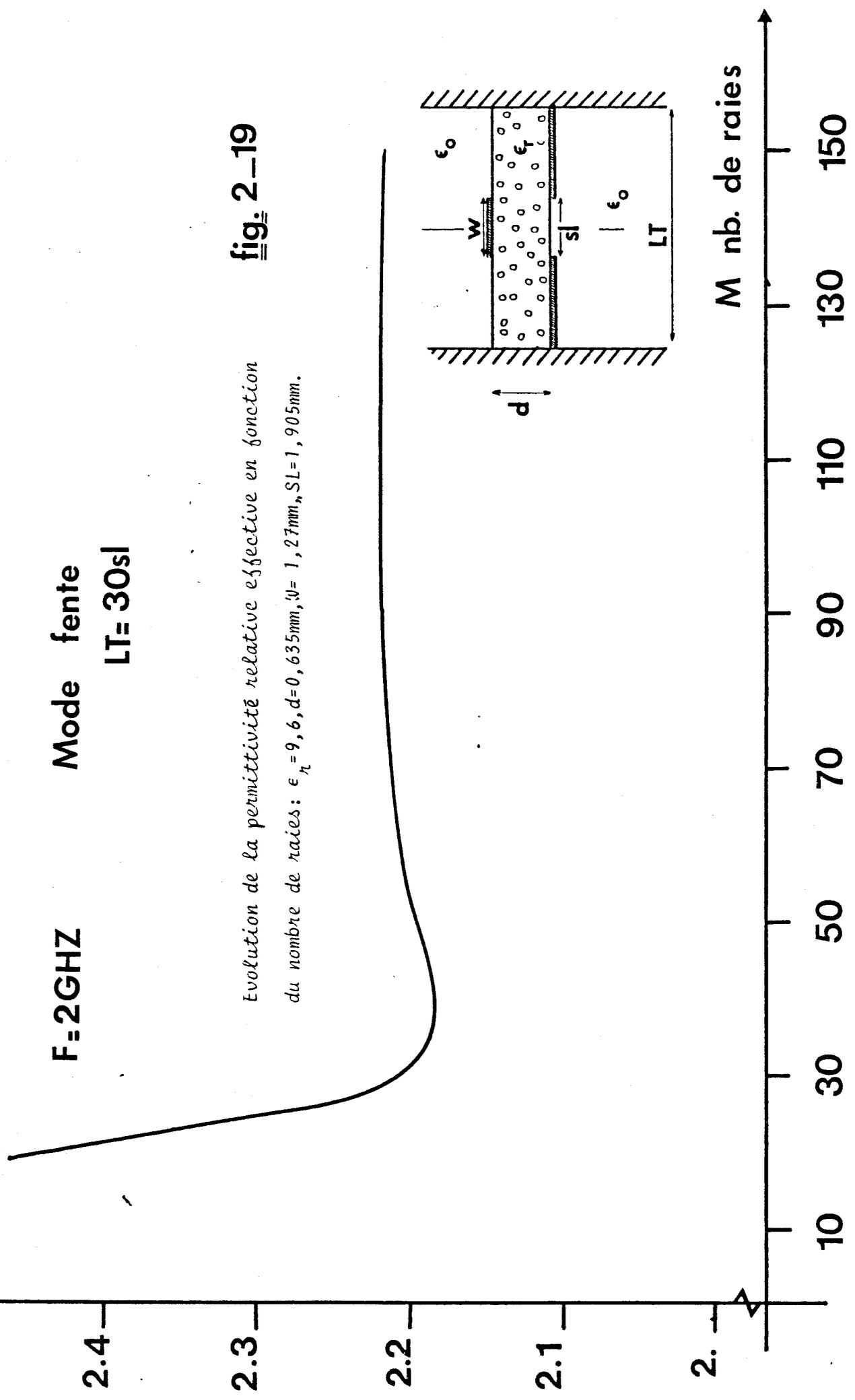
L'ensemble de cette étude montre d'abord que pour définir une convergence satisfaisante pour le problème, il faut naturellement augmenter le nombre de raies lorsque l'écartement entre les murs électriques croît. Cette conclusion est assez évidente encore faut-il chiffrer les valeurs de M et de LT. En fait, ces problèmes de convergence sont liés aux arguments $-\frac{\alpha W}{2}$ et $-\frac{\alpha SL}{2}$ des fonctions de Bessel de premier ordre qui constituent la base de fonctions utilisées. Avec des valeurs minimales des arguments de l'ordre de 10, il s'avère que ces fonctions sont correctement décrites. Compte tenu de l'hypothèse présentée au début de ce mémoire, à savoir que nous envisagions l'étude d'une structure non perturbée par un boîtier, il est nécessaire de différencier nos conclusions suivant que l'on s'intéresse au mode ruban ou au mode fente. Dans le cas particulier présenté figures 2-18 à 2-20, pour le mode ruban, pour une distance LT égale à cinq fois la largeur de la fente, les murs électriques verticaux ne perturbent pas la structure. Quinze raies suffisent alors pour obtenir une convergence satisfaisante. Sous les mêmes hypothèses, pour le mode fente, les conditions sont plus draconiennes puisqu'il faut choisir une largeur LT de l'ordre de 30SL associée à 60 raies.

Notons que les résultats présentés figures 2-18 à 2-20 ont été calculés pour une structure sans matériaux à pertes afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux publiés par différents auteurs.

Après avoir établi les critères de convergences et décrit le comportement des points solutions pour une fonction de base suivant chaque direction aux différents interfaces, nous avons examiné, pour les deux modes fondamentaux de la structure considérée, l'influence sur la détermination du



ϵ_{reff}



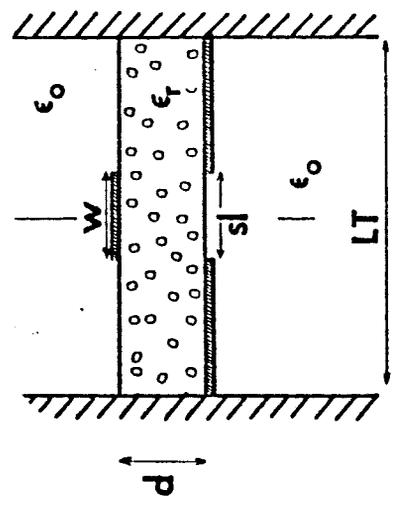
F=2GHZ

Mode fente

LT= 30sl

fig. 2-19

Evolution de la permittivité relative effective en fonction du nombre de raies: $\epsilon_r = 9,6, d=0,635\text{mm}, w=1,27\text{mm}, SL=1,905\text{mm}$.

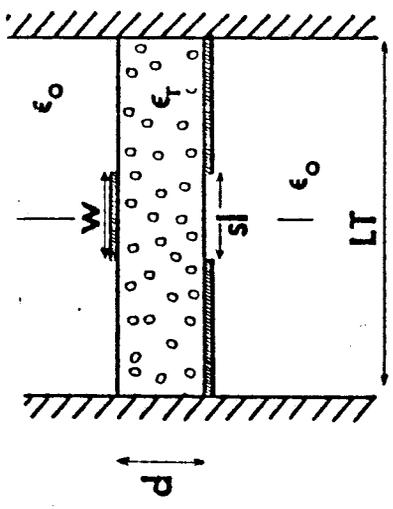
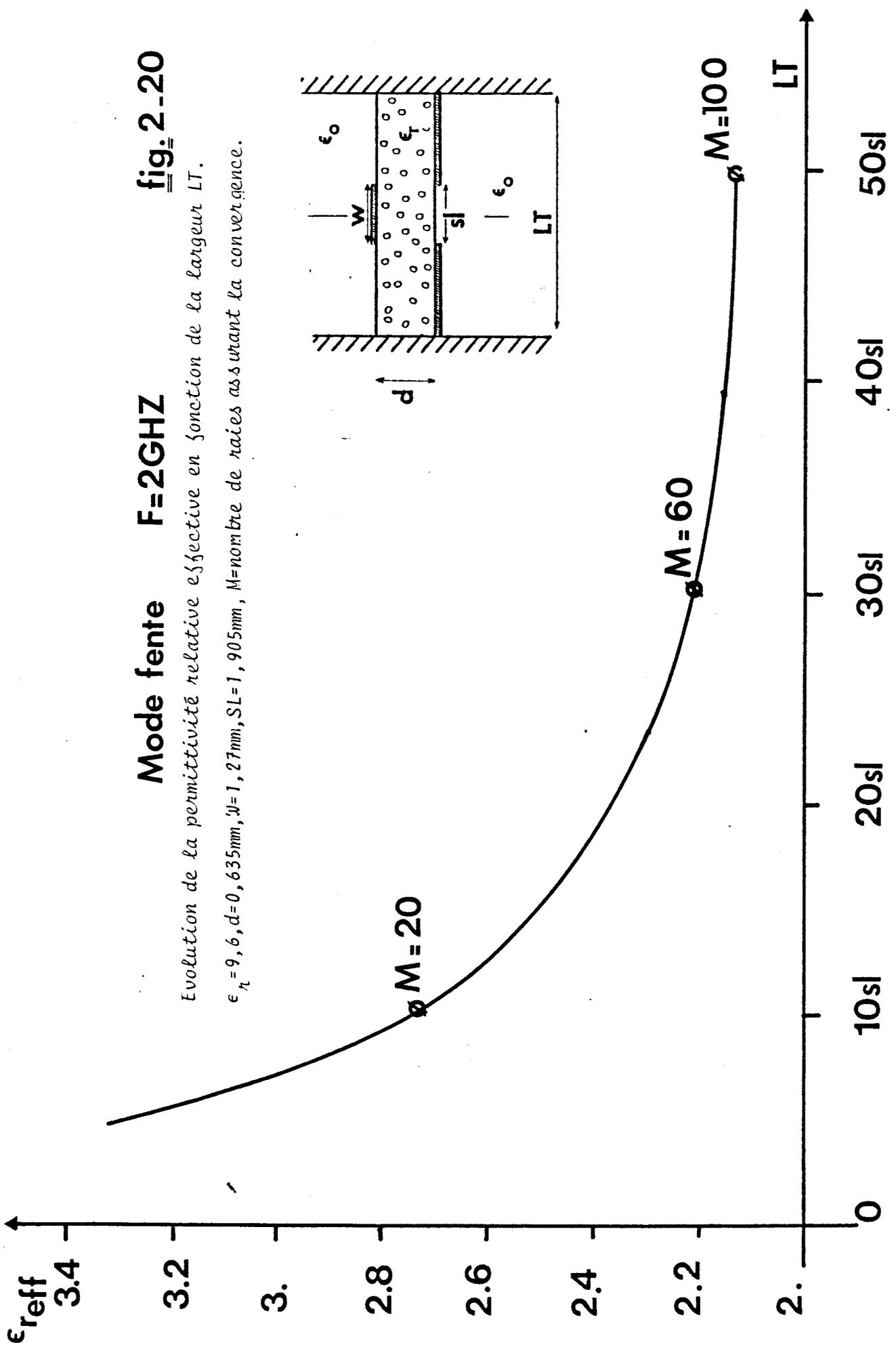


M nb. de raies

10 30 50 70 90 110 130 150

Mode fente F=2GHZ **fig. 2-20**

Evolution de la permittivité relative effective en fonction de la largeur LT.
 $\epsilon_r = 9,6, d = 0,635mm, \lambda = 1,27mm, SL = 1,905mm, M = \text{nombre de raies assurant la convergence.}$



du couple (ω, β) du nombre de fonctions de base sur chaque axe et sur chaque interface ; les observations effectuées peuvent se résumer succinctement de la façon suivante :

Pour le mode ruban ainsi que pour le mode fente, les solutions s'écartent très faiblement de l'ordre de 5% avec cinq fonctions de base sur chaque axe, par contre le temps de calcul est doublé et le minimum du déterminant est plus affirmé. La même étude réalisée dans le cas où l'on est en présence d'un milieu fortement dissipatif en dessous de la fente, montre que la solution se stabilise dès l'emploi de deux fonctions de base sur chaque axe ; la variation relative observée est de l'ordre de 10% par rapport aux résultats obtenus avec une seule fonction de base.

II. 3 - BIBLIOGRAPHIE

- [1] - S. TOUTAIN : "Composants et systèmes hyperfréquences pour radar", Document ENST BRETAGNE.
- [2] - 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.
- [3] - 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.
- [4] - T. ITOH, R. MITTRA : "Dispersion characteristics of microstrip lines", Proceeding of European Microwave Conference, 1971, p C4/3.
- [5] - 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.
- [6] - G. KOWALSKI, R. PREGLA : "Dispersion characteristics of shielded microstrips with finite thickness", Arch. Elektron. Ubertragungstech, 25, pp 193-196, 1971.
- [7] - A. WEXLER : "Computation of electromagnetic fields", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., 17, pp 416-439, 1969.
- [8] - O.C. ZIENKIEWICZ : "The finite element method", LONDON : Mc GRAW-HILL, 1977.
- [9] - F.E. GARDIOL : "Anisotropic slab in rectangular waveguides" I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 18, n° 8, pp 461-467, Aug. 1970.
- [10] - P. LAMPARIELLO, R. SORRENTINO : "The ZEPLS program for solving characteristic equations of electromagnetic structures", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 23, pp 457-458, May 1975.

- [11] - W. ZIENIUTYCZ : "Comments on the ZEPLS Program for solving characteristic equations of electromagnetic structures", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 31, n° 5, pp 420, May 1983.

- [12] - K. SACHSE, J. CITERNE : "Frequency - dependent solution of suspended microstrip line with tuning septums", Electronics Letters, March 1980, vol 16 n° 7.

- [13] - T. ITOH : "Spectral Domain immittance approach for dispersion characteristics of shielded microstrips with tuning septums", Proceeding of the 9th European Microwave Conference, BRIGHTON, 1979, pp 435-439.

- [14] - S.W. LEE, W.R. JONES, J.J. CAMPBELL : "Convergence of numerical solutions of Iris-type discontinuity problems", I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 19, n° 6, pp 528-536, June 1971.

- [15] - R. MITTRA, T. ITOH, T.S. LI : "Analytical and Numerical Studies of the relative convergence phenomenon arising in the solution of an integral equation by the moment method", I.E.E.E. Trans. on M.T.T.T., vol 20, n° 2, pp 96-106, February 1972.

CHAPITRE III

CHAPITRE III - RESULTATS TYPIQUES ET VALIDATION DE L'ETUDE

III. 1 - COMPARAISON AVEC D'AUTRES TRAVAUX : CAS DE LA STRUCTURE SANS PERTE

III. 1. 1 - Diagrammes de dispersion

III. 1. 2 - Impédances

III. 1. 2. 1 - Rappel des notions d'impédances

III. 2 - COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE : CAS DE LA STRUCTURE SANS PERTE

III. 2. 1 - Diagramme de dispersion

III. 2. 2 - Impédance

III. 3 - RESULTATS TYPIQUES POUR LA LIGNE MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL AVEC UN MILIEU DISSIPATIF SOUS LA FENTE

III. 3. 1 - Cas de la ligne microruban centrée

III. 3. 2 - Etude de l'influence du décalage de la ligne microruban et résultats typiques: Cas du mode fondamental de type "ruban".

III. 4 - BIBLIOGRAPHIE

III. 1 - COMPARAISON AVEC D'AUTRES TRAVAUX : CAS DE LA STRUCTURE SANS PERTE

III. 1. 1 - DIAGRAMMES DE DISPERSION

Bien que notre étude concerne des structures sur milieux dissipatifs, en tenant compte des critères de convergence établis précédemment, nous avons été obligés de tester la validité de nos résultats par comparaison à ceux publiés antérieurement par d'autres auteurs pour le cas des structures sans perte.

A notre connaissance, aucune publication à ce jour, ne traite de la ligne microruban à plan de masse partiel sans boîtier. Les travaux considérés [1] à [6] concernent le cas d'une structure où le boîtier perturbe de façon minime la répartition d'énergie électromagnétique figure 3.4. Pour le mode ruban, la comparaison de nos résultats avec ceux obtenus à partir d'autres études basées sur l'approche dans le domaine spectral [2], [3] s'avère tout à fait satisfaisante figure 3-1, 3-3. Une étude similaire basée sur la méthode des éléments finis [6] confirme la validité de notre programme figure 3-2. En ce qui concerne le mode fente, seules quelques différences apparaissent en basses fréquences ; ceci peut être attribué à l'existence d'une fréquence de coupure liée à la présence d'un boîtier, figure 3-4, dans le cas des travaux [2] pris en référence.

Nous avons étendu cette comparaison au calcul des impédances, avant d'envisager l'utilisation de ce programme pour les milieux fortement dissipatifs. Il convient cependant de resituer, en quelques mots, le problème du calcul des impédances dans le cas des structures non TEM.

III. 1. 2 - IMPEDANCES

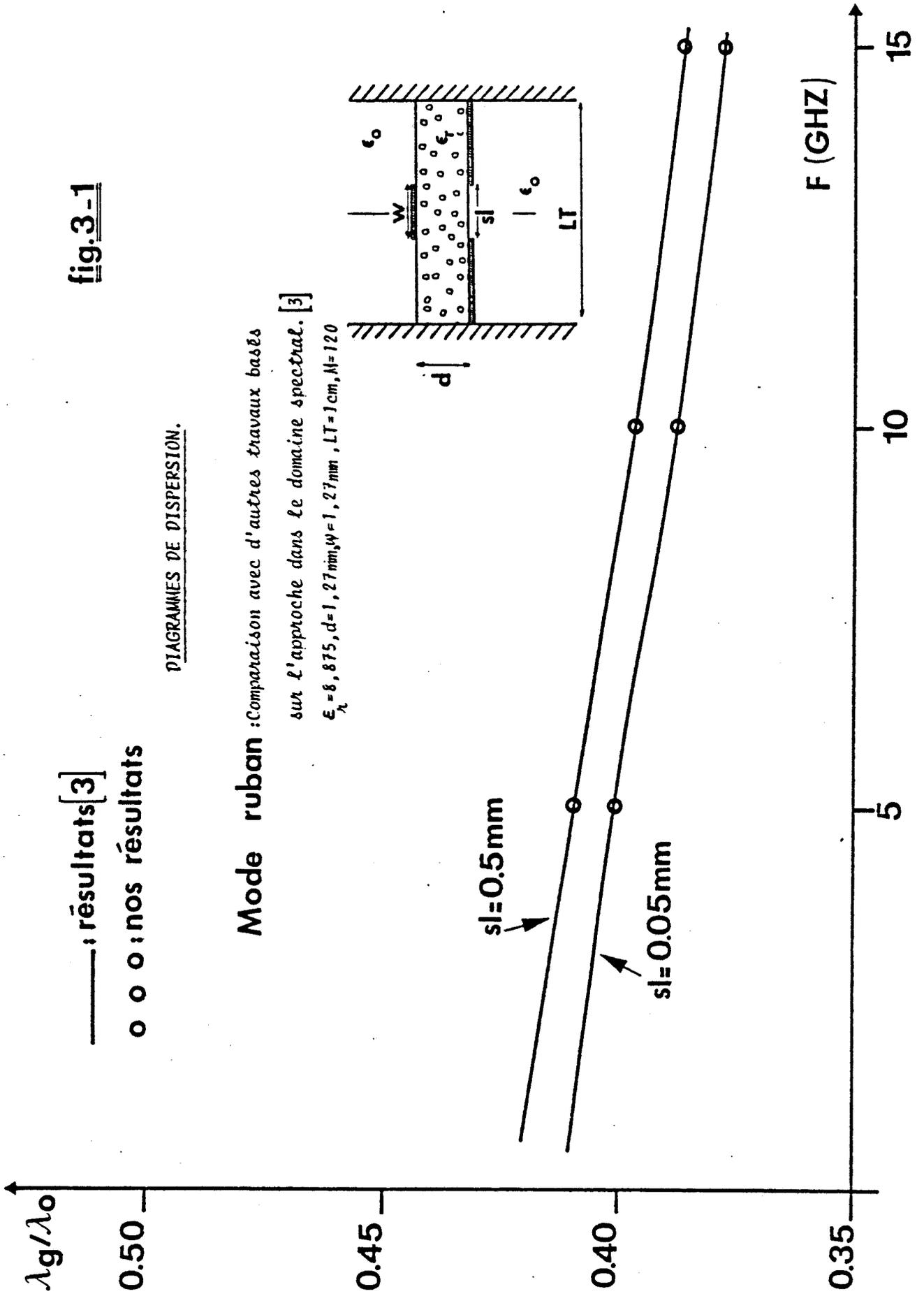
III. 1. 2. 1 - Rappel des notions d'impédances

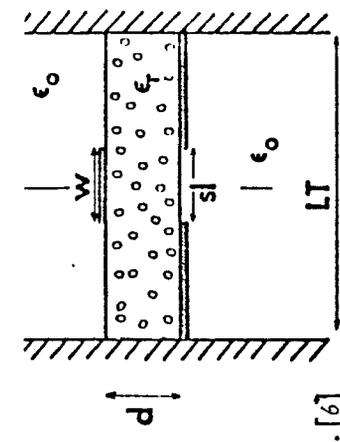
Dans le cas général des structures planaires, nous ne retrouvons pas les notions habituelles de tensions et de courants puisque les modes propagés ne sont plus TEM. Malgré cela, les auteurs sont amenés à définir des notions d'impédances caractéristiques équivalentes Z_{CV} , Z_{CI} , Z_{CVI} respectivement appelées impédances caractéristiques en tension, en courant,

fig.3-1

DIAGRAMMES DE DISPERSION.

Mode ruban : Comparaison avec d'autres travaux basés sur l'approche dans le domaine spectral. [3]
 $\epsilon_r = 8,875, d = 1,27\text{mm}, w = 1,27\text{mm}, LT = 1\text{cm}, N = 120$





—: méthode des éléments finis [6]
 ∅ ∅ ∅: Approche dans le domaine spectral

DIAGRAMME DE DISPERSION.

Mode ruban: Comparaison avec la méthode des éléments finis. [6]

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635\text{mm}, \omega = 1,905\text{mm}, SL = 3,59\text{mm}, LT = 1,905\text{cm}, M = 65$

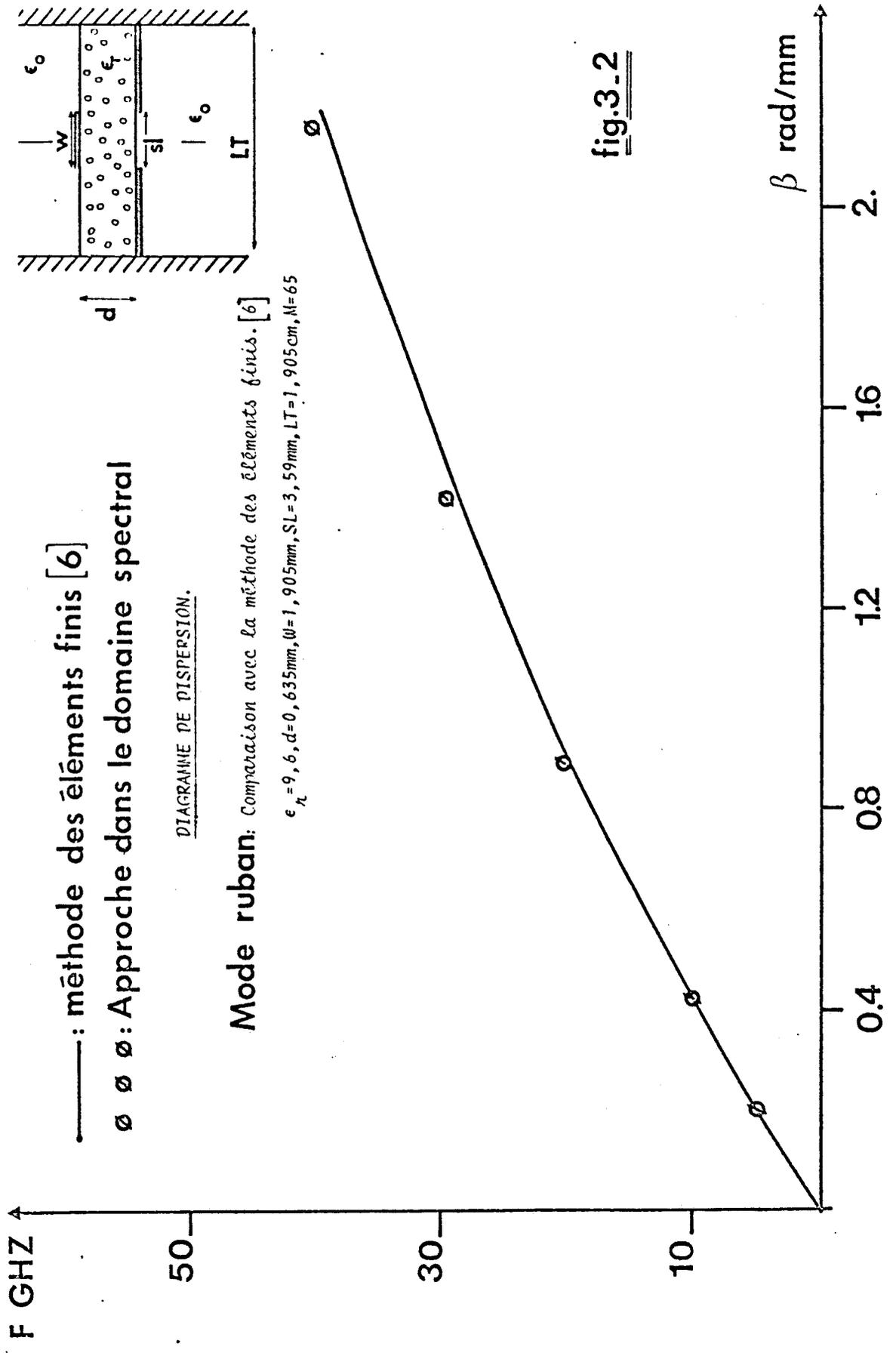
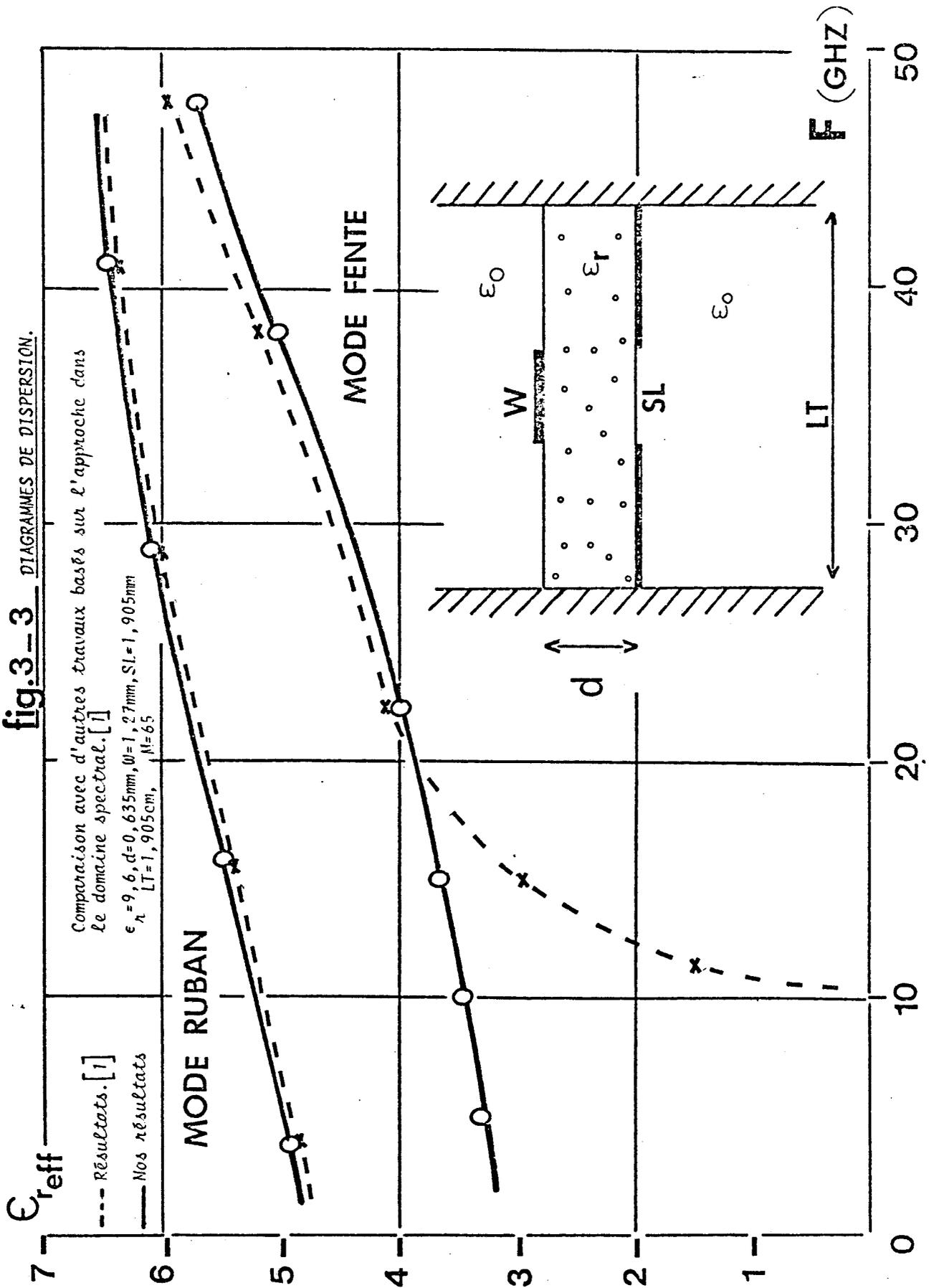


fig.3-2

fig.3-3 DIAGRAMMES DE DISPERSION.



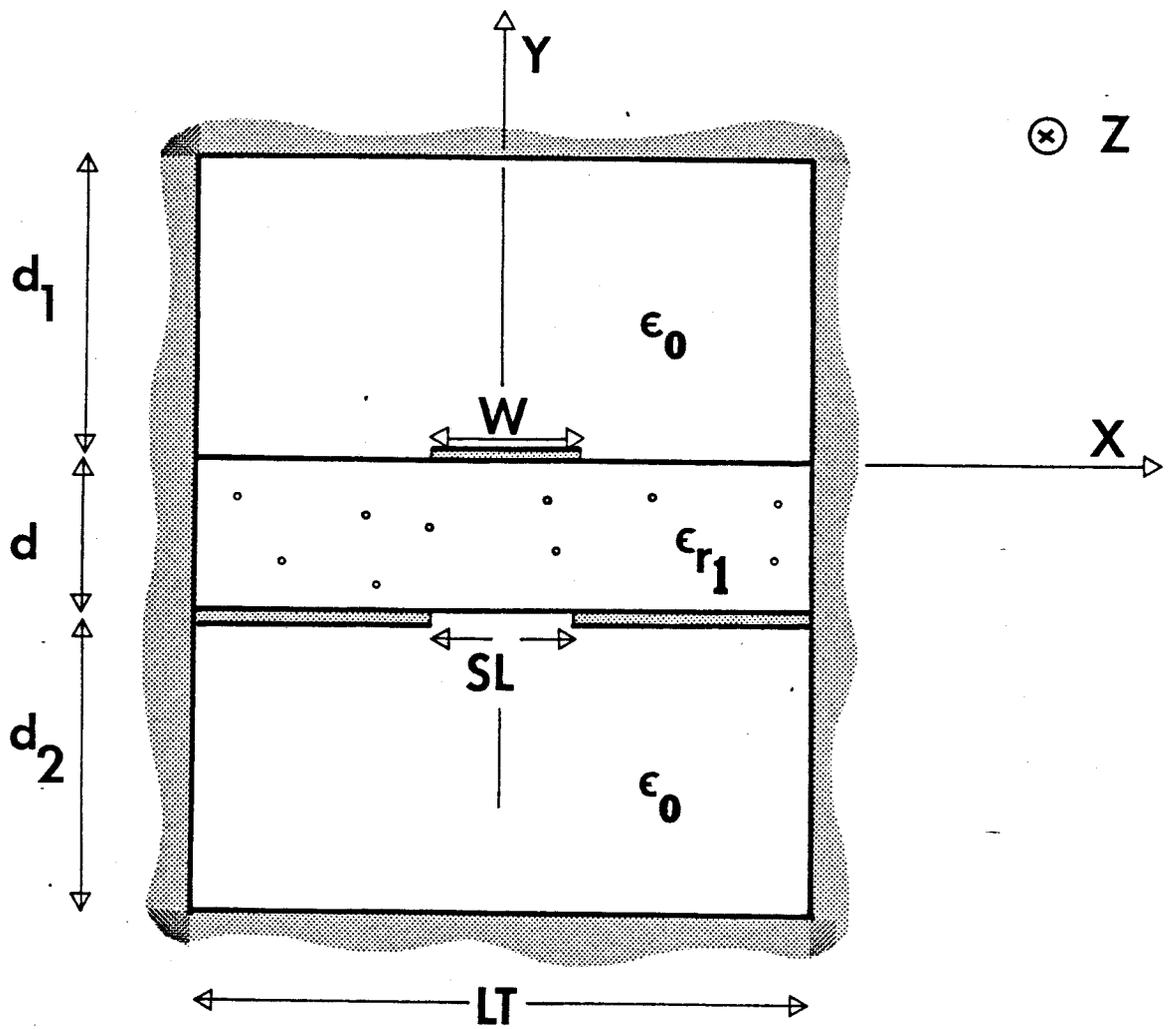


FIG.3_4

*Ligne microruban à plan de masse partiel
en boîtier.*

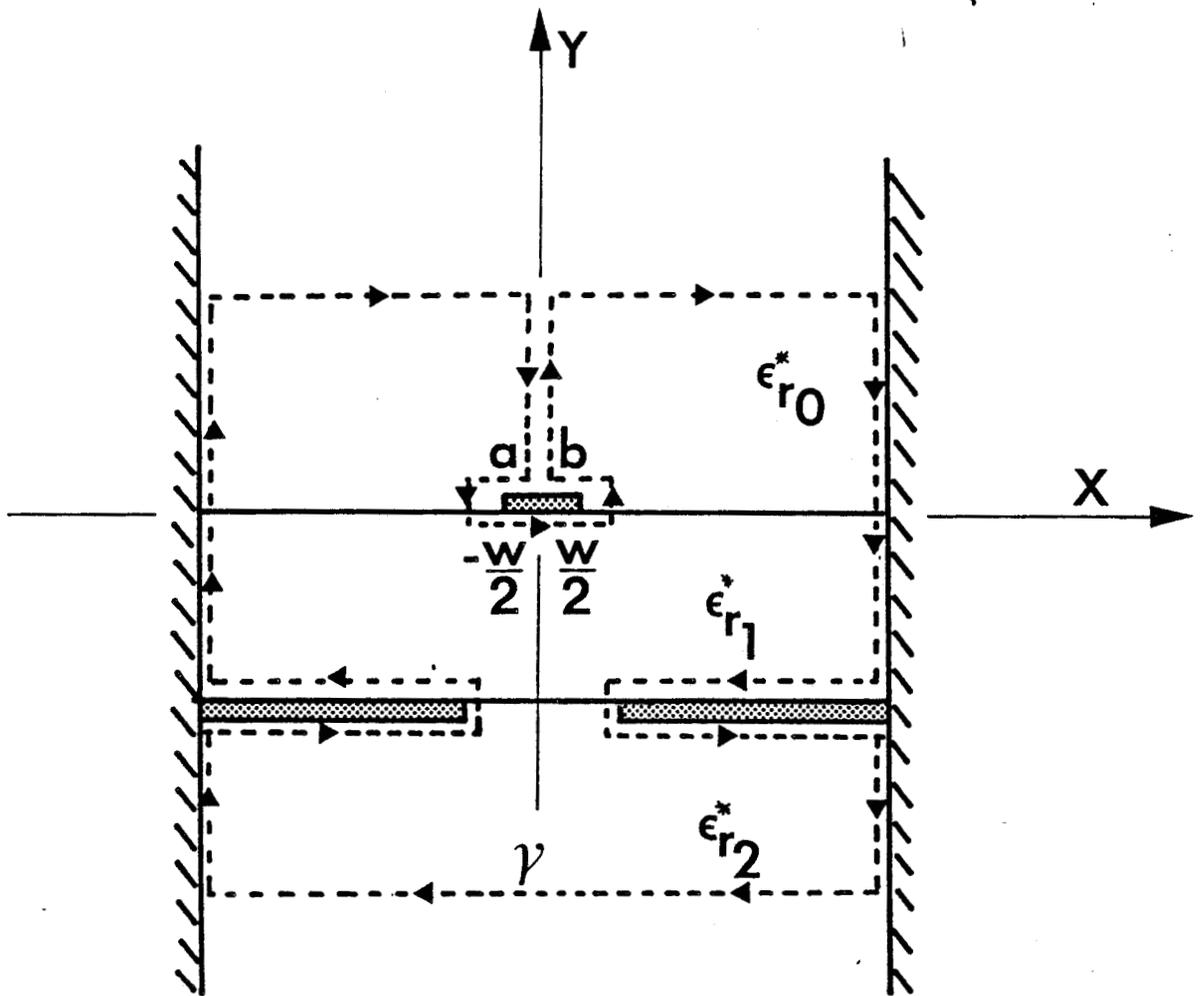


fig.3_5

Contour d'intégration pour le calcul du courant.

et en courant-tension afin de proposer aux concepteurs de circuits des notions faciles à exploiter. Bien entendu, toute la difficulté de cette définition d'impédance caractéristique pour un mode quelconque réside dans les choix arbitraires du courant et de la tension pour la structure étudiée. Nous ne considérerons ici que deux définitions :

- l'impédance caractéristique Z_{CI} en courant
- l'impédance caractéristique Z_{CV} en tension

a) impédance caractéristique en courant :

Cette notion est basée sur la définition d'un courant direct. Ce courant direct s'identifie à la circulation du champ magnétique \vec{H} le long d'un contour γ fermé longeant la trace des conducteurs dans la section droite du guide figure 3-5. Il faut préciser que l'on ne retient ici que la portion du contour qui fournit un courant direct (portion a-b figure 3-5) :

$$\vec{I} = \int_a^b \vec{H} \cdot d\vec{\ell} \quad \underline{3.1}$$

L'estimation de courant nous permet donc de calculer l'impédance caractéristique en courant Z_{CI} par la relation suivante :

$$Z_{CI} = \frac{2P}{\vec{I}\vec{I}^*} \quad \underline{3.2}$$

où P représente la puissance guidée par le mode.

b) impédance caractéristique en tension :

Le calcul de cette impédance est basée sur la définition d'une tension transversale entre deux conducteurs disjoints. A partir de la configuration des champs du mode, fournie par les cartes qui seront présentées ultérieurement, il est possible de localiser le champ électrique d'amplitude maximale dans un plan de section droite du guide. La circulation de ce champ électrique entre les deux conducteurs disjoints fournit la plus grande tension disponible dans la section droite. Cette condition

de transversalité restreint ainsi le choix du chemin. La connaissance de la puissance guidée par le mode et de la tension maximale permet alors la définition de cette impédance caractéristique en tension comme :

$$Z_{cv} = \frac{VV^*}{2P} \quad \underline{3.3}$$

où P représente la puissance guidée par le mode.

Le flux de puissance complexe associé à un mode nous permet d'accéder à la connaissance des impédances caractéristiques. Il nous est donné par la relation suivante :

$$P = \frac{1}{2} \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{dS} \quad \underline{3.4}$$

- où
- S représente la section droite du guide
 - \vec{E} et \vec{H} sont les champs électrique et magnétique représentatifs du mode considéré
 - le signe "*" indique la conjugaison complexe des composantes de champs.

A chaque mode est donc associé une puissance complexe. Dans le cas général, c'est la nature complexe de la constante de propagation β^* du mode étudié qui impose une partie réelle pour le flux de puissance correspondant à la puissance effectivement guidée par le mode et une composante imaginaire s'identifiant à la puissance réactive stockée. Le calcul de cette puissance complexe nous procure le dernier élément pour aboutir aux valeurs des impédances caractéristiques.

Comme pour les structures ouvertes, le flux de puissance peut s'exprimer en fonction des transformées de Fourier des champs électrique et magnétique [7], [8]. En effet, par le théorème de Parseval, le flux de puissance est invariant dans la transformation de Fourier. Son expression dans l'espace image s'écrit sous la forme suivante :

$$\underline{3.5} \quad P = \frac{1}{2LT} \sum_{m=0}^M \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\tilde{E}_x(\alpha_m, y) \tilde{H}_y^*(\alpha_m, y) - \tilde{E}_y(\alpha_m, y) \tilde{H}_x^*(\alpha_m, y) \right] dy$$

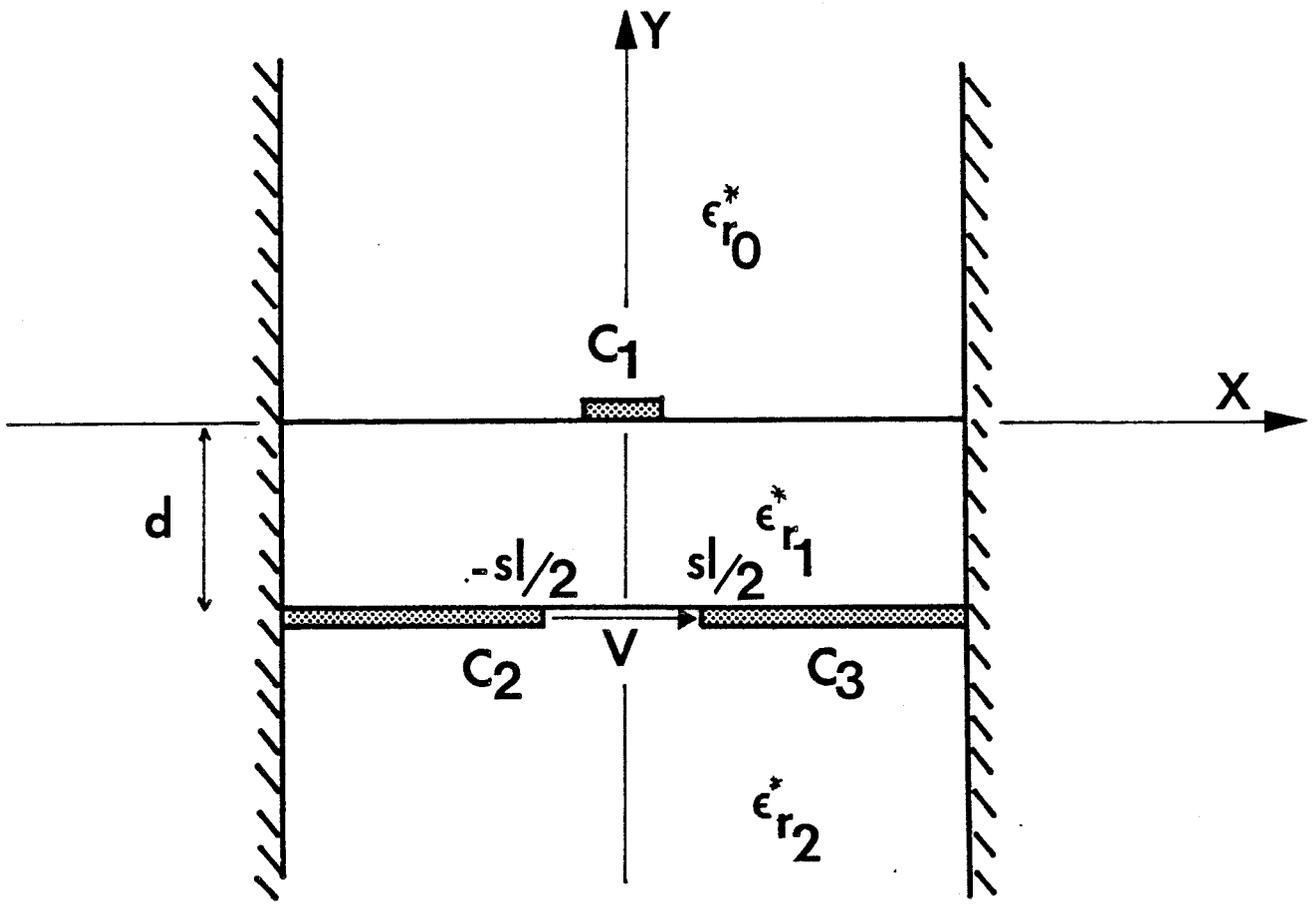


fig.3_6

Tension de référence pour le calcul de l'impédance caractéristique en tension associée au mode "fente".

- où
- LT est la distance entre les deux murs électriques de la figure 2. 1
 - α_m , suivant le mode étudié, s'identifie aux valeurs données par les équations 2-17 et 2-18.

Cette intégrale se décompose en une somme de trois termes P_0 , P_1 , P_2 correspondant aux régions (0), (1) (2) de la structure étudiée figure 2-1. Le calcul de ces intégrales suivant y est réalisé de manière analytique. L'expression de ces puissances dans les différents milieux est donnée en annexe V en fonction de α_m .

Le calcul de ce flux de puissance s'effectue après l'obtention du couple (ω , β) et la détermination des diverses pondérations des fonctions de base injectées pour parvenir à la solution. Connaissant l'expression du flux de puissance complexe, pour les deux modes fondamentaux de cette structure, nous avons délibérément opté pour des définitions d'impédances qui nous semblent les moins ambiguës à savoir :

- pour le mode fente, l'impédance caractéristique en tension définie pour la tension représentée figure 3-6 donnée par la relation :

$$V = - \int_{-\frac{SL}{2}}^{+\frac{SL}{2}} E_x(x, -d) dx \quad \underline{3.6}$$

- pour le mode ruban, l'impédance caractéristique en courant déterminée à partir du courant direct associé à la circulation de la composante H_x sur le ruban le long d'un contour γ en ne retenant que la portion a - b figure 3-5 et d'autre part donné par la relation :

$$I_{\text{direct}} = \int_{-\frac{W}{2}}^{+\frac{W}{2}} \left[H_{x_0}(x, 0) + H_{x_1}(x, 0) \right] dx \quad \underline{3.7}$$

Bien entendu, d'autres définitions auraient pu être utilisées pour chacun des modes : par exemple, pour le mode ruban, il aurait été possible de donner une impédance caractéristique en tension, tension définie à partir de la figure 3-7.

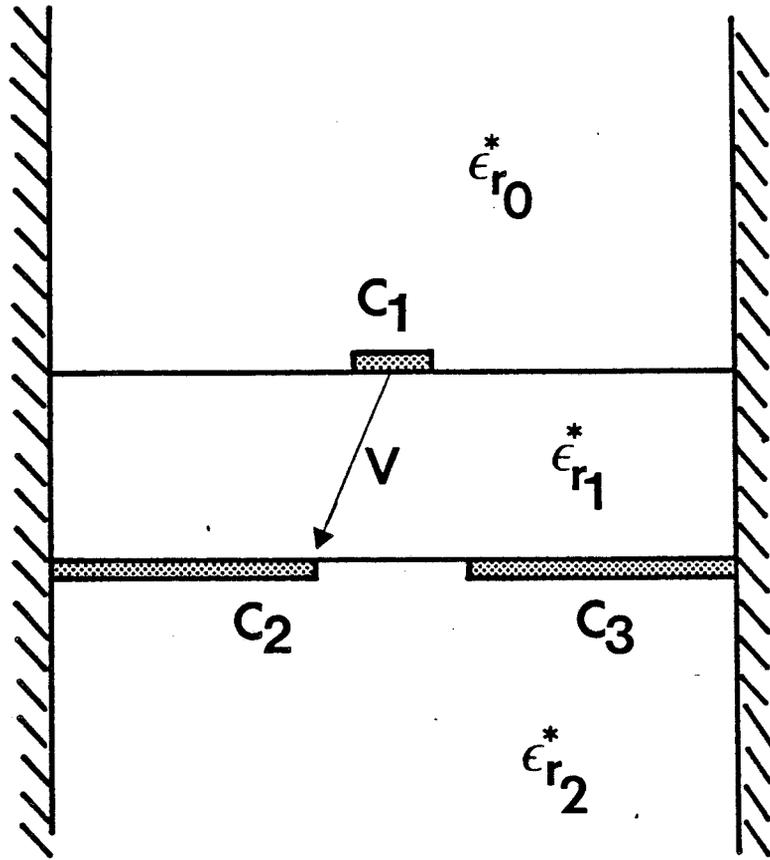


fig.3_7

Tension de référence pour le calcul de l'impédance caractéristique en tension associée au mode "ruban".

Signalons que les intégrales 3-7 et 3-6 du courant direct et de la tension résultent d'un calcul élémentaire d'intégrales en raison du choix opéré au niveau des fonctions de base.

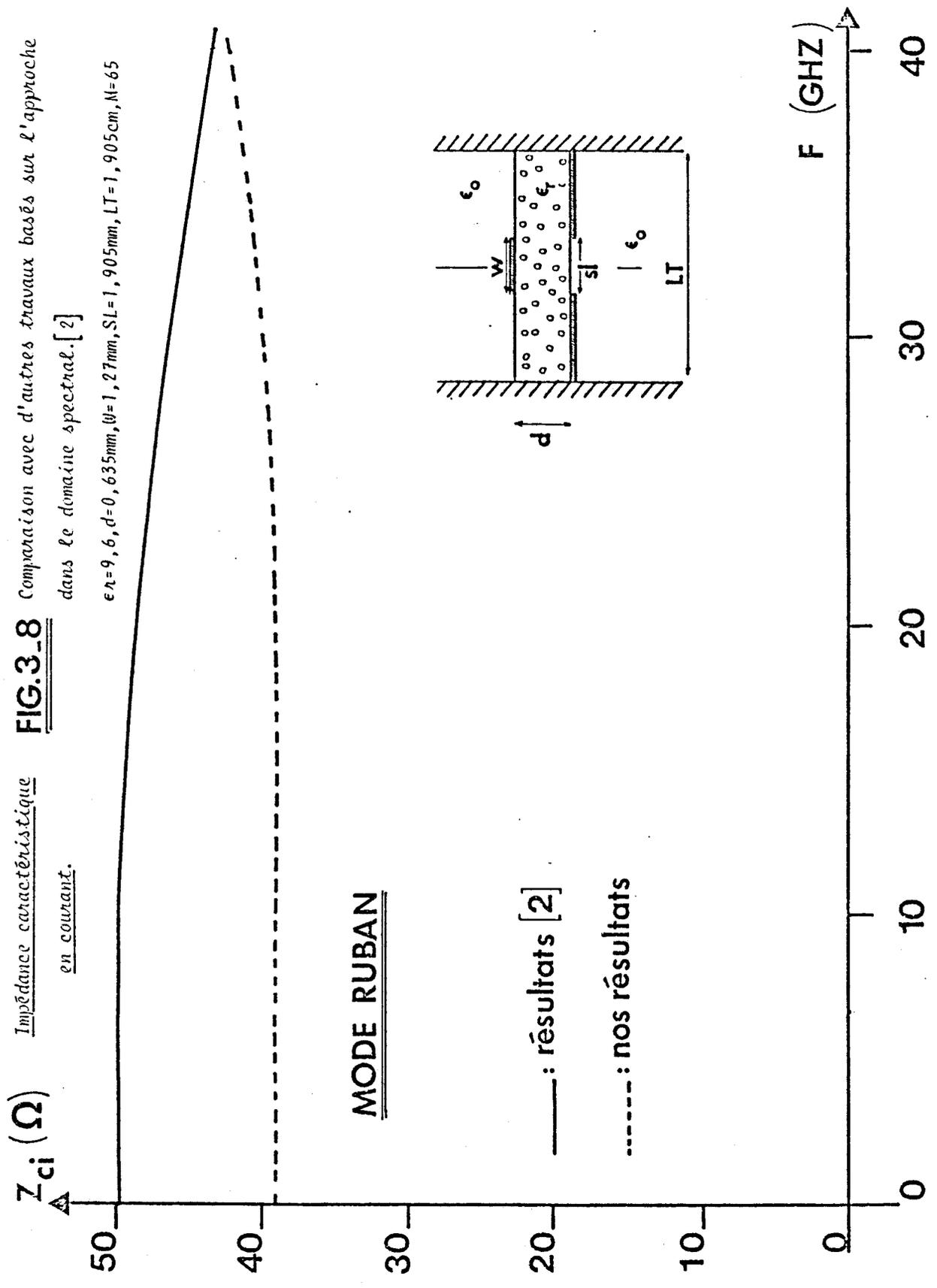
Après avoir effectué ces quelques rappels sur les notions d'impédances, nous allons compléter la comparaison esquissée à partir des diagrammes de dispersion par des résultats typiques relatifs aux impédances définies précédemment.

Les courbes présentées figures 3-8 et 3-9, font apparaître des résultats voisins en ce qui concerne l'impédance Z_{CI} du mode ruban, par contre des différences notables apparaissent pour la comparaison relative au mode fente (Z_{CV}) figure 3-9. Ceci ne permet pas de mettre en doute la validité de notre étude puisque les travaux pris comme référence utilisent toujours une structure présentant des courts circuits électriques au dessus et au dessous de la ligne de propagation. Constatons d'ailleurs que les études semblent converger pour des fréquences élevées. Ceci s'explique aisément puisqu'alors l'énergie électromagnétique, plus concentrée au sein du diélectrique, est moins perturbée par la présence éventuelle d'un boîtier. Notons qu'un passage à la limite à une fente très étroite permet de retrouver pour le mode ruban l'impédance caractéristique de la ligne micro-ruban figure 3-10. Il faut aussi ajouter que ces différences peuvent provenir du fait que l'on travaille dans le plan complexe et par conséquent que la détermination des racines dans le cas des structures sans perte n'est pas aussi précise que celle qui serait obtenue à l'aide d'un algorithme spécialement mis au point pour une telle structure. A ce sujet, nous avons d'ailleurs observé que les minima des déterminants obtenus n'étaient pas très affirmés pour les racines calculées lors de l'étude du mode fente d'une ligne sans perte. Ce point n'a pas été observé lors de l'étude du mode ruban.

Ces quelques divergences entre les résultats théoriques nous ont conduits à tenter de lever le doute qui peut encore subsister quant à la validité de nos résultats à l'aide de relevés expérimentaux tant pour la constante de propagation que pour l'impédance caractéristique.

FIG.3.8 Impédance caractéristique en courant. MODE RUBAN Comparaison avec d'autres travaux basés sur l'approche dans le domaine spectral. [2]

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635\text{mm}, \theta = 1,27\text{mm}, SL = 1,905\text{mm}, LT = 1,905\text{cm}, M = 65$



$Z_{cv} (\Omega)$

*Impédance caractéristique
en tension.*

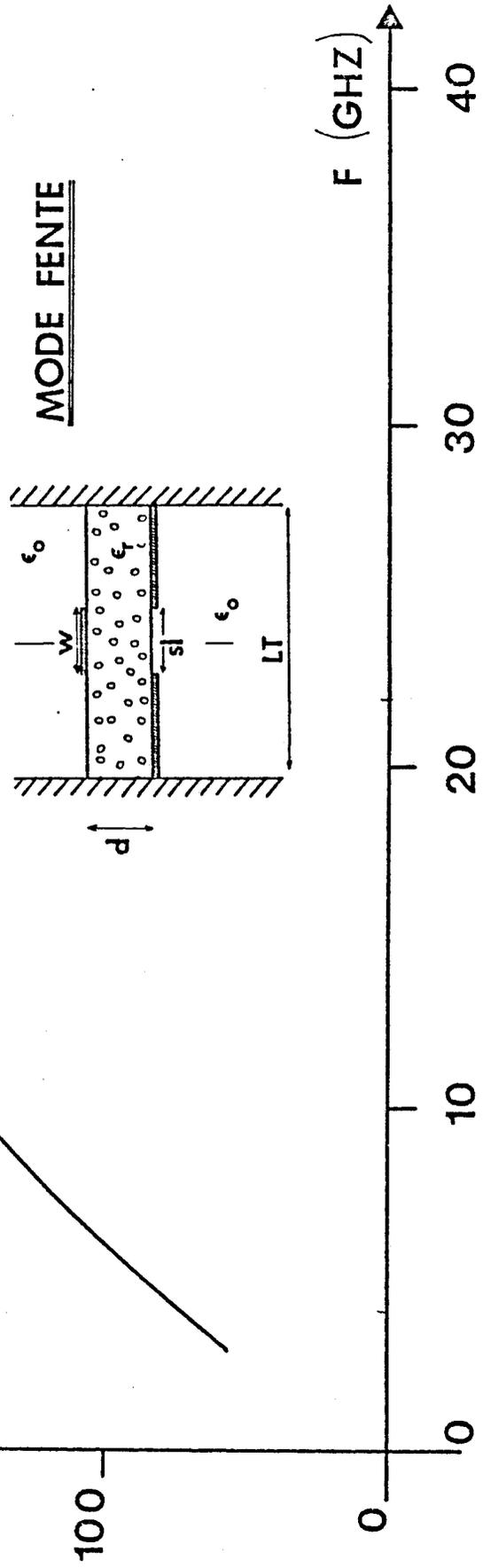
FIG.3_9

*Comparaison avec d'autres travaux basés sur
l'approche dans le domaine spectral. [2]*

— : résultats [2]

----- : nos résultats

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635\text{mm}, \theta = 1,27\text{mm}, SL = 1,905\text{mm}, LT = 6\text{cm}, M = 65$



$Z_{ci} (\Omega)$

70

60

50

40

30

—: résultats [2]

- - - : nos résultats

MODE RUBAN $F=2$ GHz

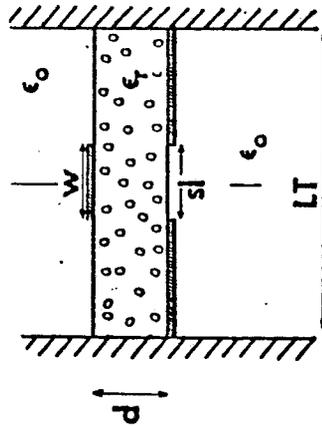
FIG.3_10

Evolution de l'impédance caractéristique en courant en fonction de la largeur de la fente: Comparaison

avec d'autres travaux basés sur l'approche dans le domaine spectral. [2]

$\epsilon_r = 9,6, d = 0,635 \text{ mm}, W = 1,27 \text{ mm}$

$LT = 1,905 \text{ cm}, M = 65$



SL (mm)

2 3 4 5 6 7 8 9 10

.2 .3 .4 .5 .6 7.8.9 1

0.1

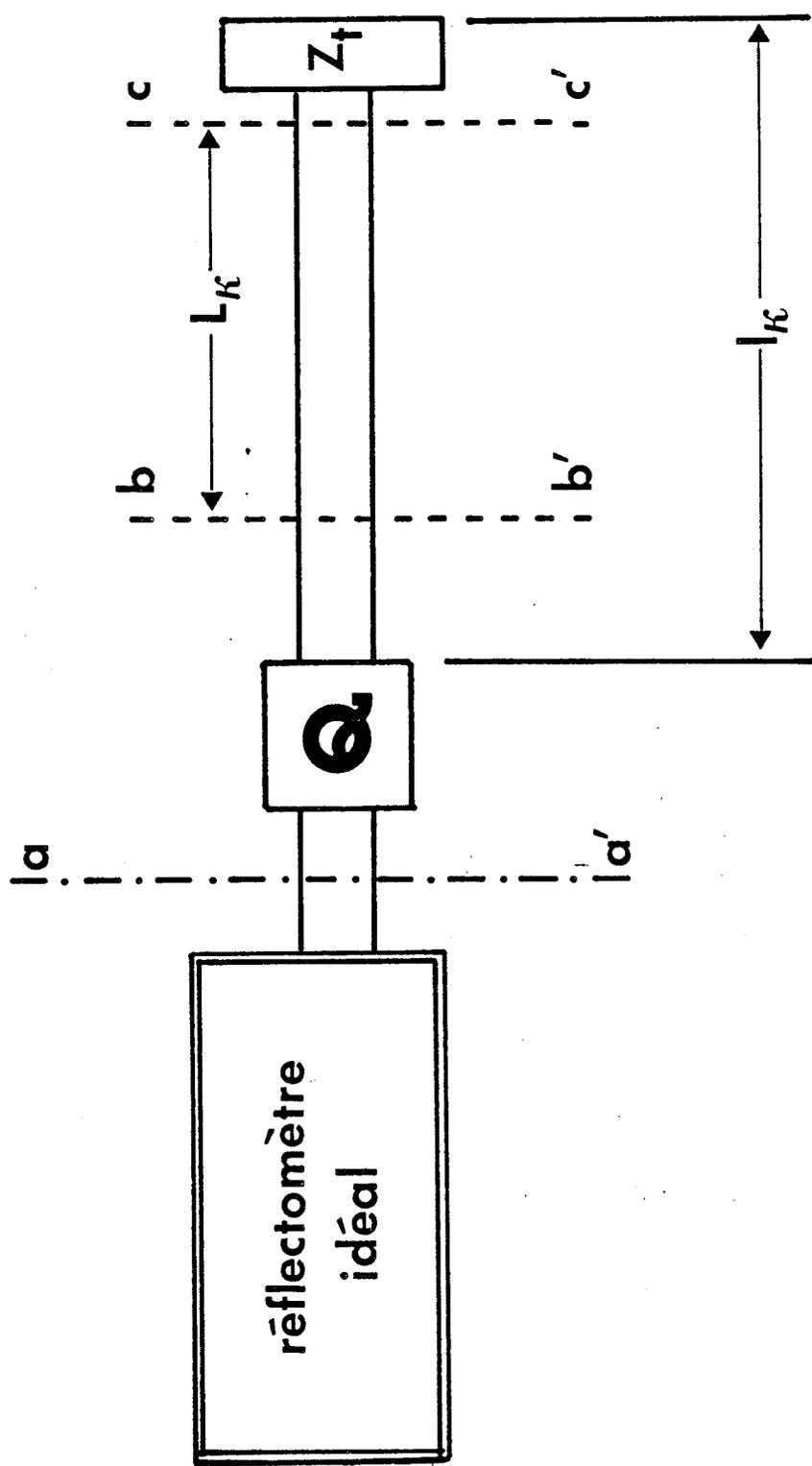


fig.3-11 Structure de propagation .

III. 2 - COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE : CAS DE LA STRUCTURE SANS PERTE

III. 2. 1 - DIAGRAMME DE DISPERSION

Dans un premier temps, nous avons cherché à définir de manière qualitative le mode ruban par des mesures en transmission. Cette méthode de mesure est classique puisqu'elle réside en la comparaison des module et argument du coefficient de transmission de deux lignes de géométrie identique ne différant que d'un incrément de longueur Δl . Le dépouillement de ces mesures permet d'estimer le déphasage global de la structure (ligne + cellule de mesure) ainsi que l'affaiblissement par longueur d'onde guidée. Bien entendu, les résultats obtenus sont sensibles à l'influence des transitions, à la désadaptation entre la ligne d'excitation et la ligne à mesurer que seule une méthode de "peeling", assez lourde, permettrait d'améliorer. Pour contourner ce point délicat, nous avons préféré utiliser une méthode qui permet de s'affranchir de l'influence des discontinuités. Cette méthode connue sous le nom de méthode du birapport [9] est basée sur la mesure des coefficients de réflexion de quatre lignes de géométries transversales identiques ne différant que d'un incrément de longueur Δl , chargées par la même impédance terminale.

Considérons une structure de propagation représentée figure 3-11 dans laquelle le quadripôle Q caractérise l'ensemble des transitions de la cellule de mesure, mais aussi les imperfections propres à l'analyseur (directivité, ... etc). On postule les hypothèses suivantes :

- On admet qu'il peut exister des modes supérieurs aux niveaux de l'impédance de charge Z_t et de la zone d'excitation de la ligne étudiée. Ces divers modes sont évanescents et sur la distance L_k ne se propage qu'un seul mode.

- On dispose de quatre lignes de caractéristiques géométriques et électriques identiques, ne différant que d'un incrément de longueur Δl chargées par la même impédance terminale Z_t .

Soit ρ_L le coefficient de réflexion de la charge normalisée par rapport à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne étudiée. Dans le plan bb' , le coefficient de réflexion s'écrit :

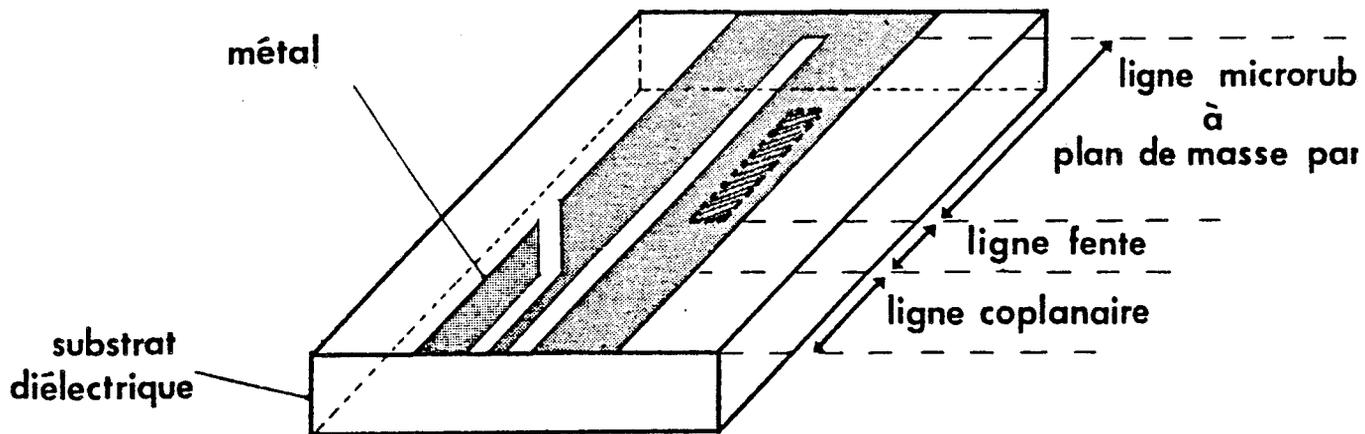


FIG. 3.12_a Structure de propagation.

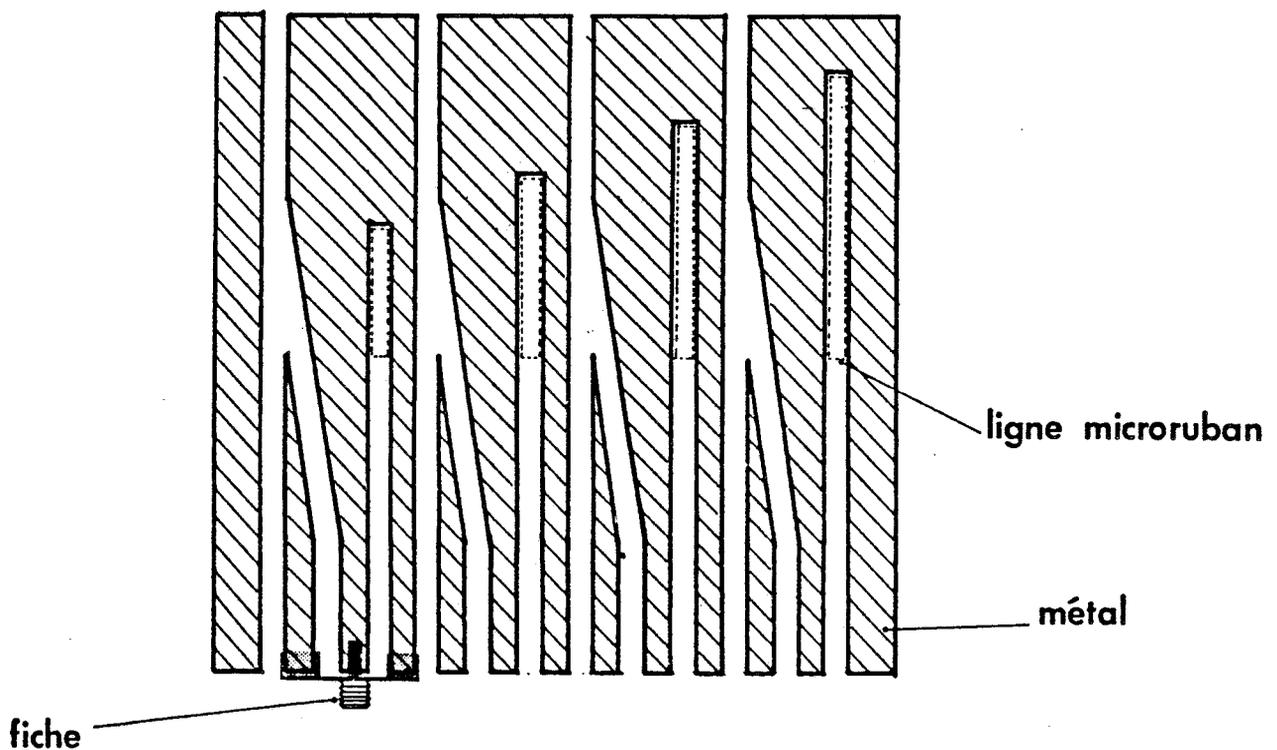


FIG. 3.12_b Cellule de mesure.

$$\rho_k = \rho_L \exp(-2\beta^* L_k) \quad \underline{3.8}$$

On montre aisément que le birapport défini par :

$$(\rho_0, \rho_1, \rho_2, \rho_3) = \frac{(\rho_0 - \rho_1)(\rho_2 - \rho_3)}{(\rho_0 - \rho_2)(\rho_1 - \rho_3)} \quad \underline{3.9}$$

est indépendant de l'impédance de normalisation.

Si Γ_k est le coefficient de réflexion mesuré par le réflectomètre idéal, le passage du plan bb' au plan aa' figure 3-11 est défini par une transformation homographique qui possède la propriété de conserver invariant le birapport. Dans ces conditions, on peut montrer [9] que la constante de propagation de la ligne étudiée peut être déterminée à partir de la relation :

$$\frac{(\Gamma_0 - \Gamma_1)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_0 - \Gamma_2)(\Gamma_1 - \Gamma_3)} = 4 \operatorname{ch}^2(\beta^* a) \quad \underline{3.10}$$

avec $a = \Delta l$

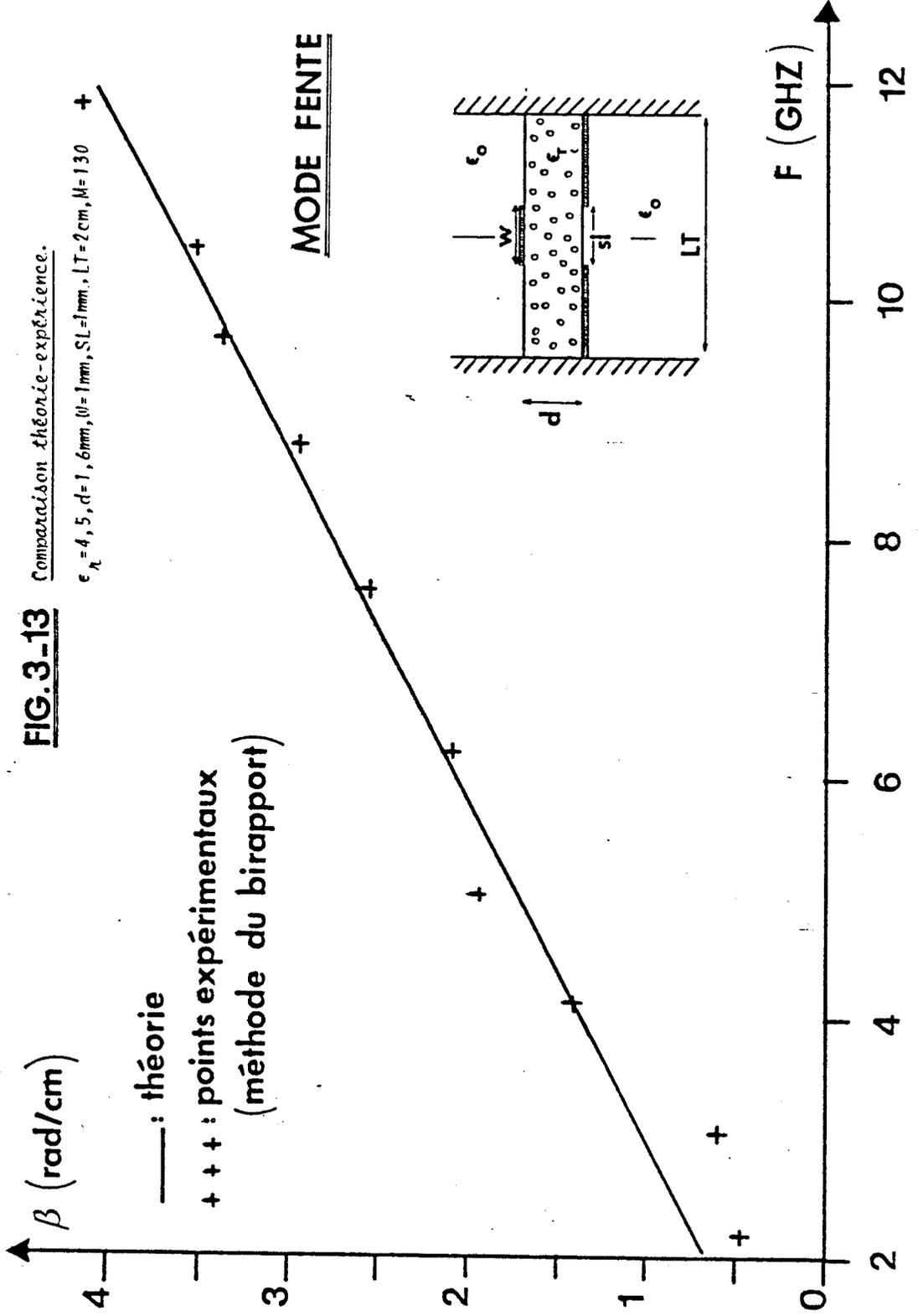
Si l'excitation du mode ruban se fait simplement à partir d'une ligne microruban, pour l'excitation du mode fente, nous avons dû utiliser une structure plus élaborée figure 3.12. La méthode du birapport permet ici de s'affranchir des perturbations que peuvent apporter les différentes transitions.

La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour les diagrammes de dispersion de ces deux modes s'avère tout à fait satisfaisante figures 3.13 et 3.14. Pour le mode fente de la ligne microruban à plan de masse partiel, les écarts observés pour des fréquences inférieures à 4 GHz peuvent s'expliquer par la présence de la transition dont l'influence n'est pas prise en compte dans l'approche théorique.

FIG. 3-13

Comparison théorie-expérience.

$\epsilon_r = 4,5, d = 1,6 \text{ mm}, \theta = 1 \text{ mm}, S_L = 1 \text{ mm}, LT = 2 \text{ cm}, M = 130$

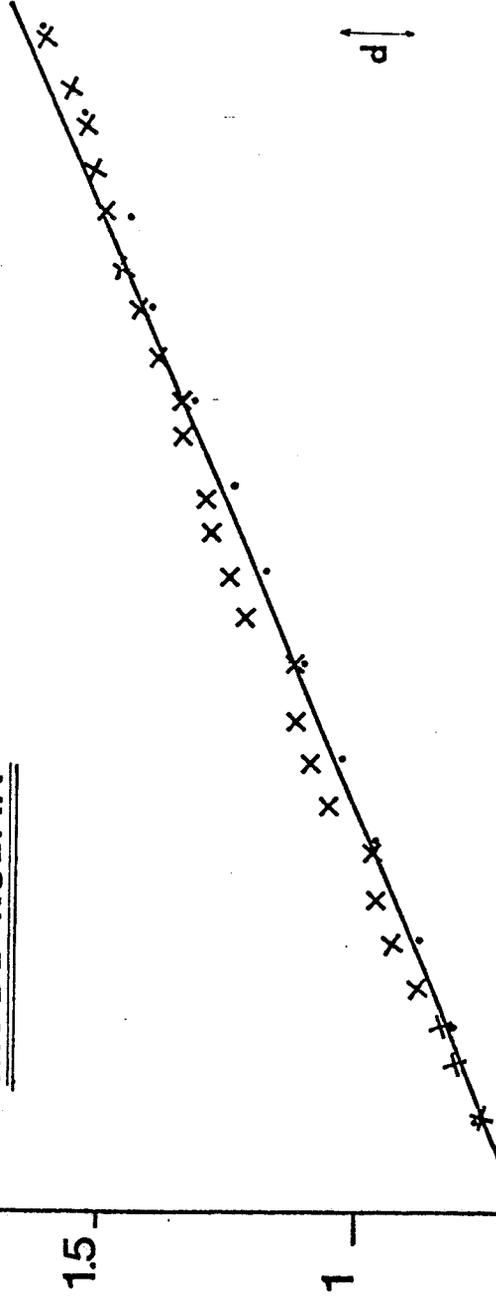


β (rad/cm)

MODE RUBAN

FIG. 3-14 *Comparaison théorie-expérience.*

$\epsilon_r = 4, 5, d = 1, 6 \text{ mm}, \omega = 1 \text{ mm}, SL = 2 \text{ mm}, LT = 1 \text{ cm}, M = 65$



— : théorie

x x x : points expérimentaux (méthode du birapport)

..... : points expérimentaux (mesure en transmission)

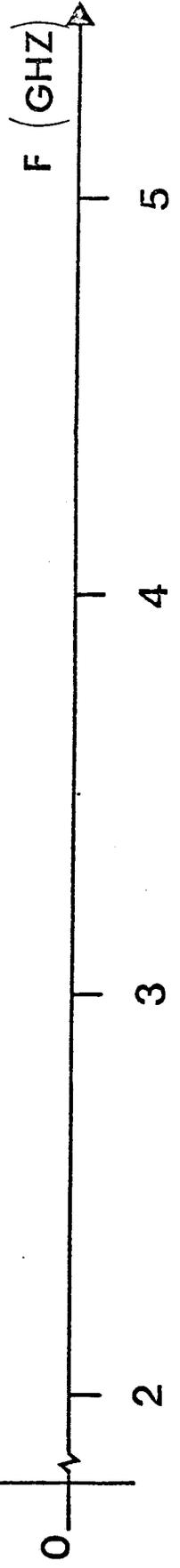
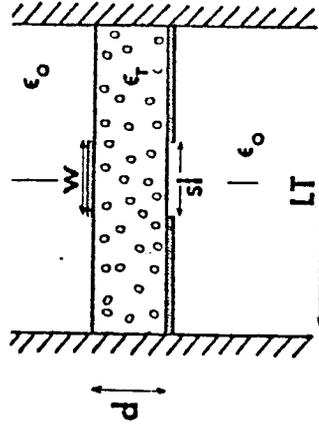
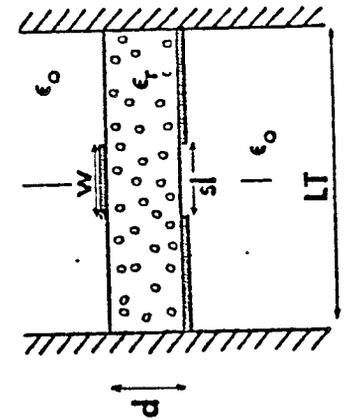
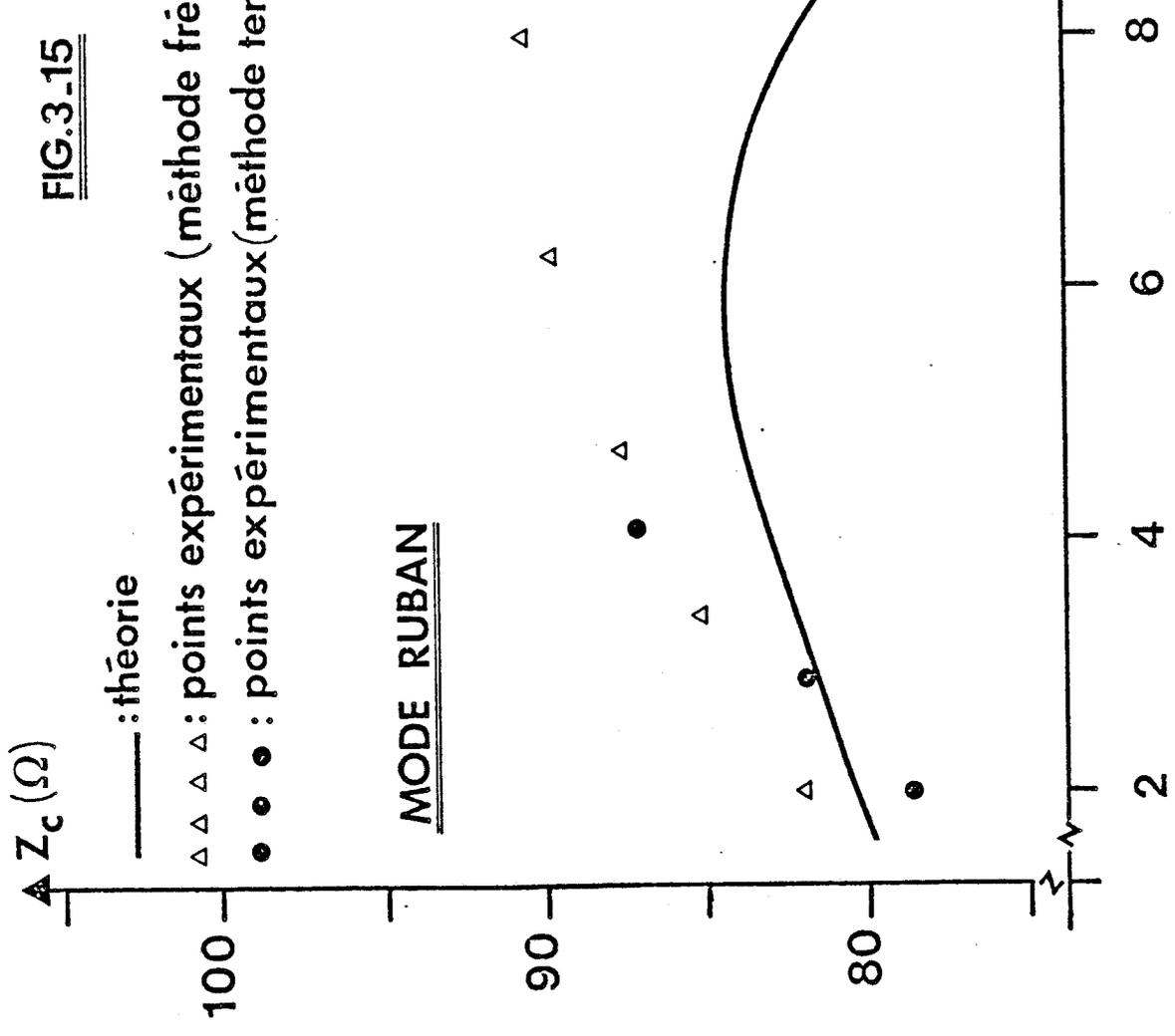


FIG.3.15
 COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE
 $\epsilon_r = 4, 5 \text{ mm}, d = 1, 6 \text{ mm}, W = 1 \text{ mm}, SL = 2 \text{ mm}, L = 1 \text{ cm}, M = 65$

MODE RUBAN

- : théorie
- △ △ △ : points expérimentaux (méthode fréquentielle)
- ● ● : points expérimentaux (méthode temporelle)



3. 2. 2 - COMPARAISON AU NIVEAU DES IMPEDANCES

Comme nous l'avons vu, au niveau théorique, la définition d'une impédance caractéristique relève de l'arbitraire pour une ligne propageant un mode hybride. D'un point de vue expérimental, la notion d'impédance repose uniquement sur la définition de l'impédance réduite, à partir de la mesure du coefficient de réflexion, à l'entrée de la structure de propagation considérée.

On conçoit qu'une comparaison entre ces notions différentes soit très aventureuse. Aussi nous contenterons nous ici de comparer les ordres de grandeurs et éventuellement les évolutions fréquentielles des impédances obtenues.

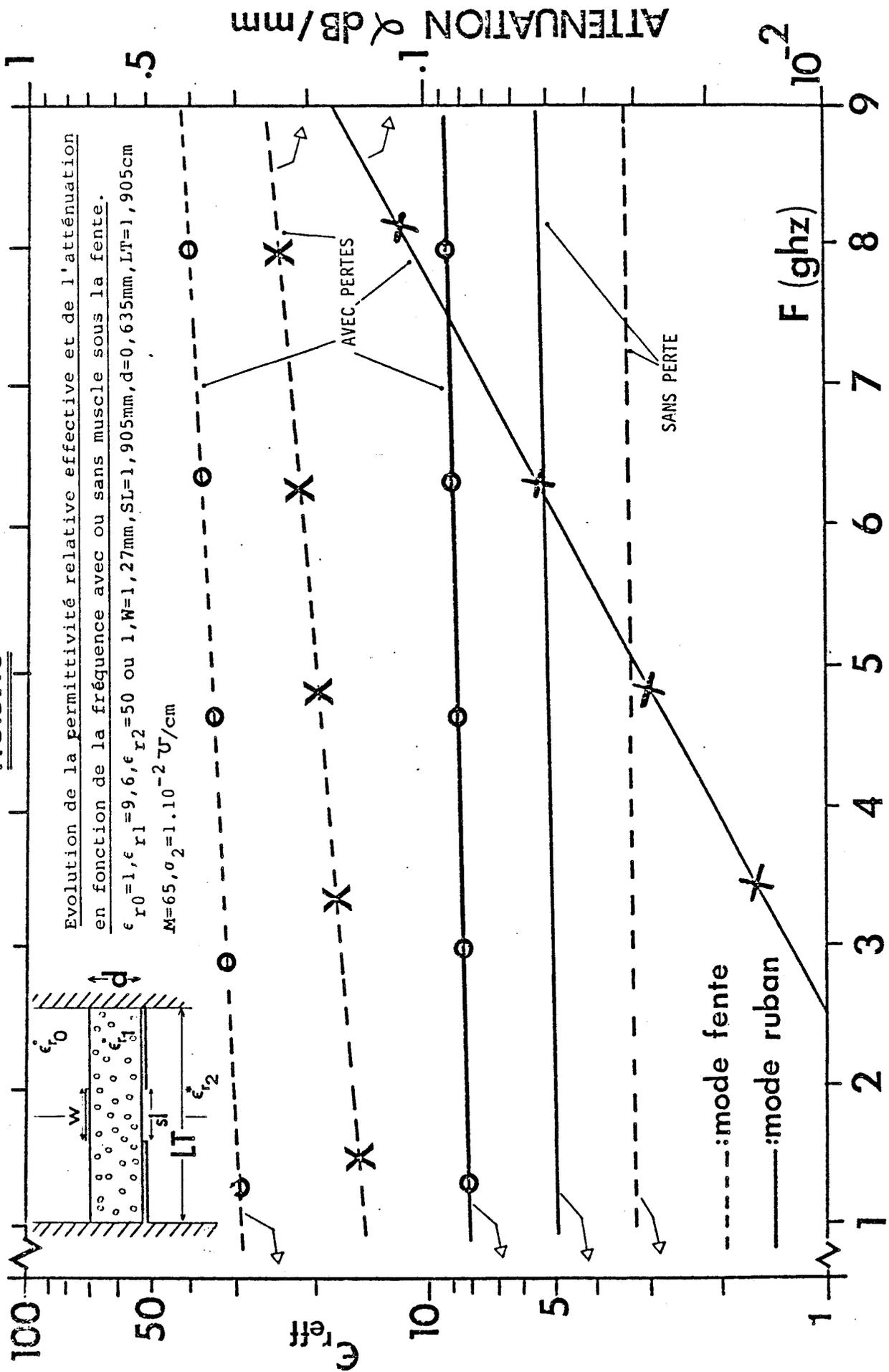
Cette étude comparative n'a été réalisée que pour le mode de type "ruban" dont l'excitation ne pose pas de difficultés majeures. D'un point de vue qualitatif, la détermination expérimentale de cette impédance a été réalisée à partir de l'évolution fréquentielle du coefficient de réflexion présenté par un tronçon de ligne microruban à plan de masse partiel, excitée en mode ruban et terminée par une charge 50Ω . La figure 3.15 fait apparaître une similitude des évolutions fréquentielles et des ordres de grandeurs

III. 3 - RESULTATS TYPQUES POUR LA LIGNE MICRORUBAN A PLAN DE MASSE PARTIEL SUR MILIEU DISSIPATIF

III. 3. 1 - CAS DE LA LIGNE MICRORUBAN CENTREE

L'étude comparative que nous venons de présenter, relative aux cas de structures sans pertes, était indispensable pour justifier la validité de notre programme. Toutefois, l'originalité de notre travail réside en l'étude de cette même structure appliquée sur des milieux fortement dissipatifs, en vue de réaliser des applicateurs microondes. De fait, notre contribution constitue plus une étude de faisabilité, qu'une recherche de structures optimales ; aussi ne présenterons nous que quelques uns des résultats les plus typiques concernant le comportement de ligne microruban à plan de masse partiel appliquée sur un milieu fortement dissipatif.

FIG.3.16



La modification du comportement de la ligne de propagation suivant qu'il y ait ou non présence d'un milieu à pertes, peut facilement être mise en évidence à partir des diagrammes de dispersion (ω, β). Cependant, nous nous attacherons toujours à justifier ces évolutions en y associant les configurations d'énergie électromagnétique au sein de chaque milieu constituant la section droite de la structure. En vue des applications envisagées, la présence de muscle ou de tissus est simulée par un milieu équivalent homogène de permittivité complexe ϵ^* ($\epsilon' - j\epsilon''$) ; les valeurs considérées sont données en annexe VI.

Nous présentons figure 3.16 l'évolution des pertes et de la permittivité relative effective en fonction de la fréquence tant pour le mode ruban que pour le mode fente pour des valeurs constantes de la permittivité et la conductivité du milieu sous la fente. Au vue de ces courbes, deux comportements apparaissent :

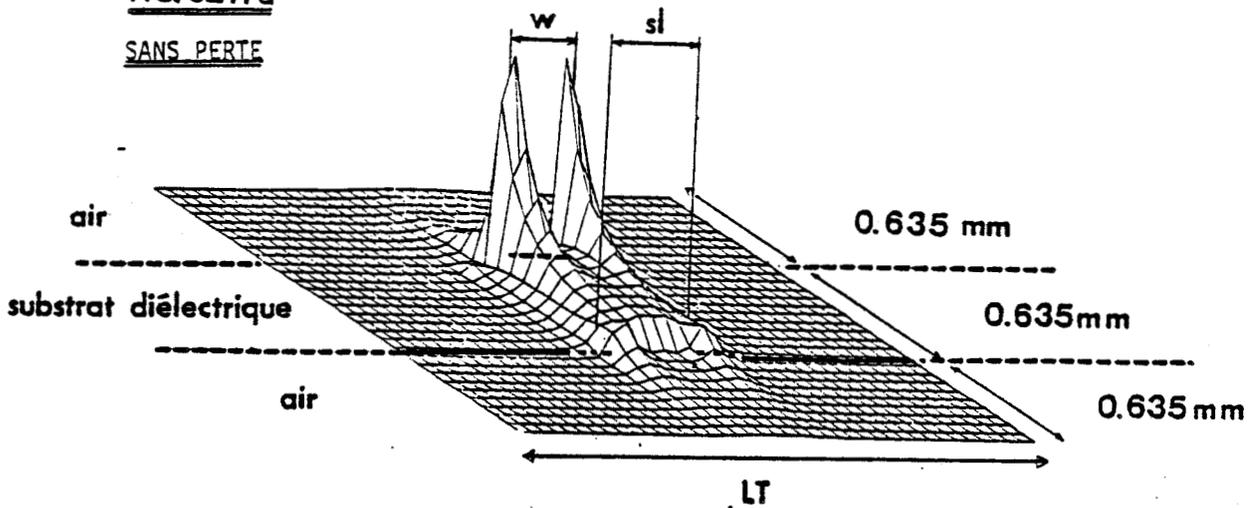
- pour le mode ruban, la permittivité relative effective demeure toujours inférieure à la constante diélectrique du substrat support de la ligne de propagation. Ceci se conçoit aisément en considérant la répartition d'énergie électromagnétique totale au sein de cette structure, qu'il y ait ou non de milieux dissipatifs sous la fente. En effet, dans les deux cas, l'énergie demeure toujours confinée au sein du substrat diélectrique ; la présence du muscle ne fait qu'attirer l'énergie du ruban vers la fente, figure 3.17. Les valeurs modérées des pertes confirment ce phénomène, figure 3.16.

- En ce qui concerne le mode fente, le comportement est totalement différent puisque la permittivité relative effective est de l'ordre de 30, figure 3.16, dans la gamme de fréquences envisagées (1 à 10 GHz) alors que celle du substrat est de 9,6. Ceci s'explique par une pénétration non négligeable de l'énergie électromagnétique dans le milieu à pertes, figure 3.18. Notons cependant une répartition légèrement différente entre l'énergie magnétique et l'énergie électrique, figure 3.19. L'énergie électrique demeure cependant en tout point supérieure à l'énergie magnétique comme l'atteste la comparaison entre les différentes cartes d'énergie, figures 3.18 et 3.19.

Dans le souci de nous rapprocher du problème réel pour lequel la

FIG. 3_17a

SANS PERTE



MODE RUBAN

F = 2 GHz

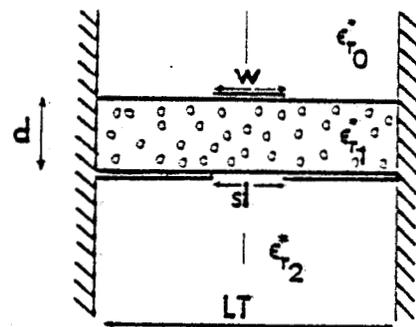
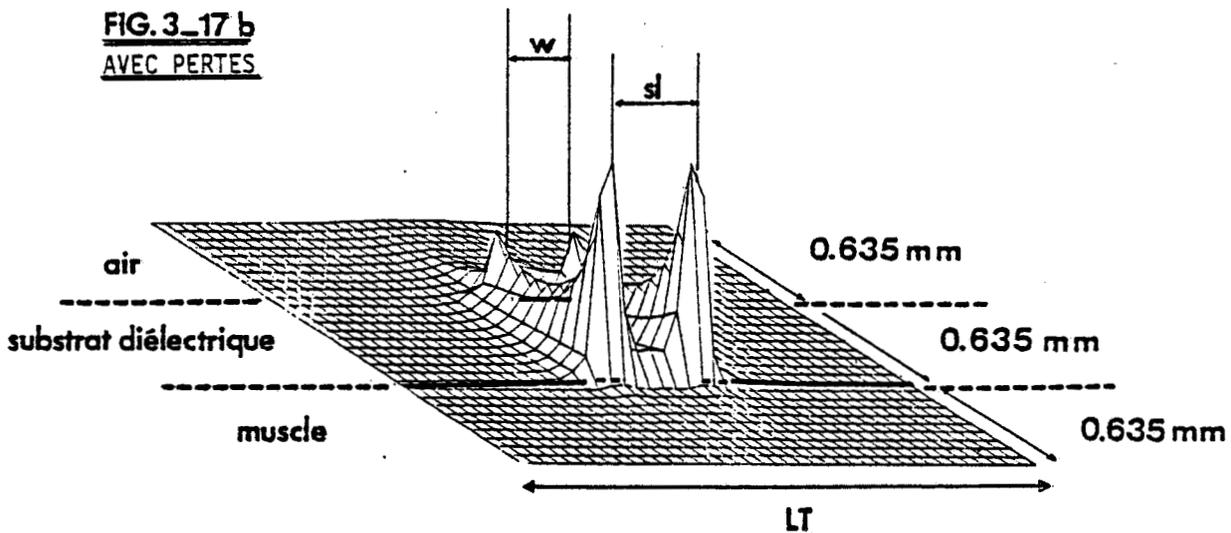


FIG. 3_17 b

AVEC PERTES

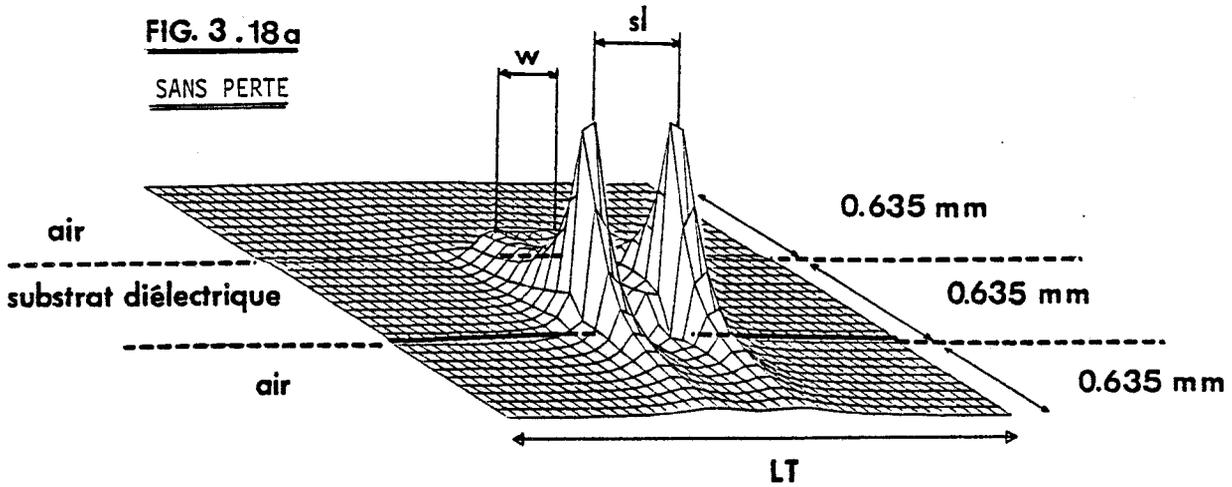


Configurations d'énergie électromagnétique totale dans un plan de section droite.

$\epsilon_{r0}=1, \epsilon_{r1}=9,6, \epsilon_{r2}=50$ ou $1, W=1,27\text{mm}, d=0,635\text{mm}$
 $SL=1,905\text{mm}, LT=1\text{cm}, M=30, \sigma_2=2.10^{-2} \text{ } \Omega/\text{cm}$

FIG. 3.18a

SANS PERTE



MODE FENTE

F = 2 GHz

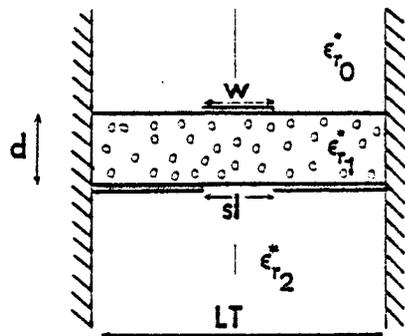
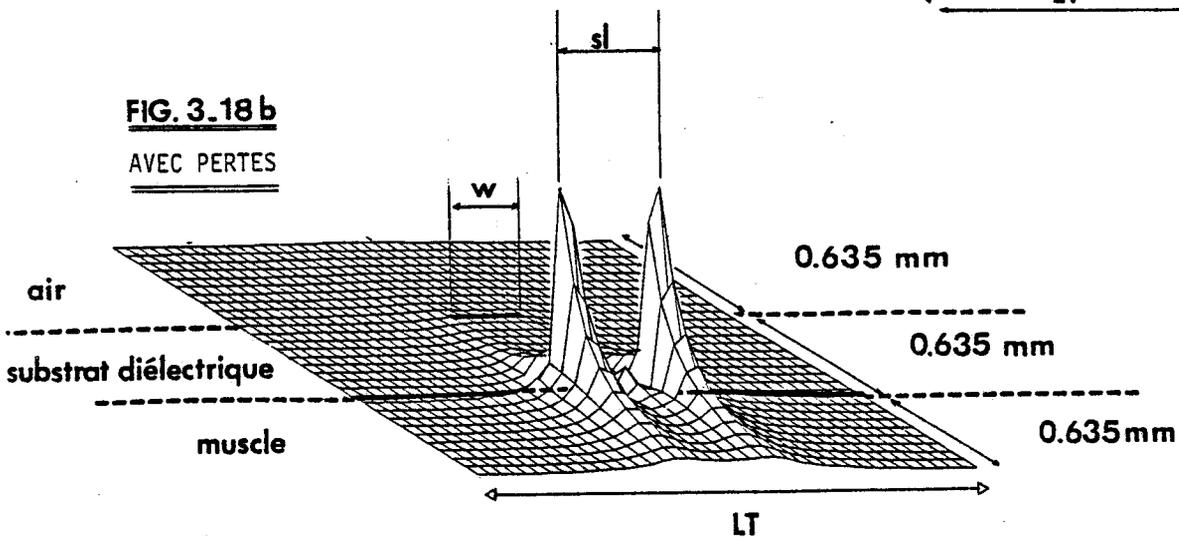


FIG. 3.18b

AVEC PERTES



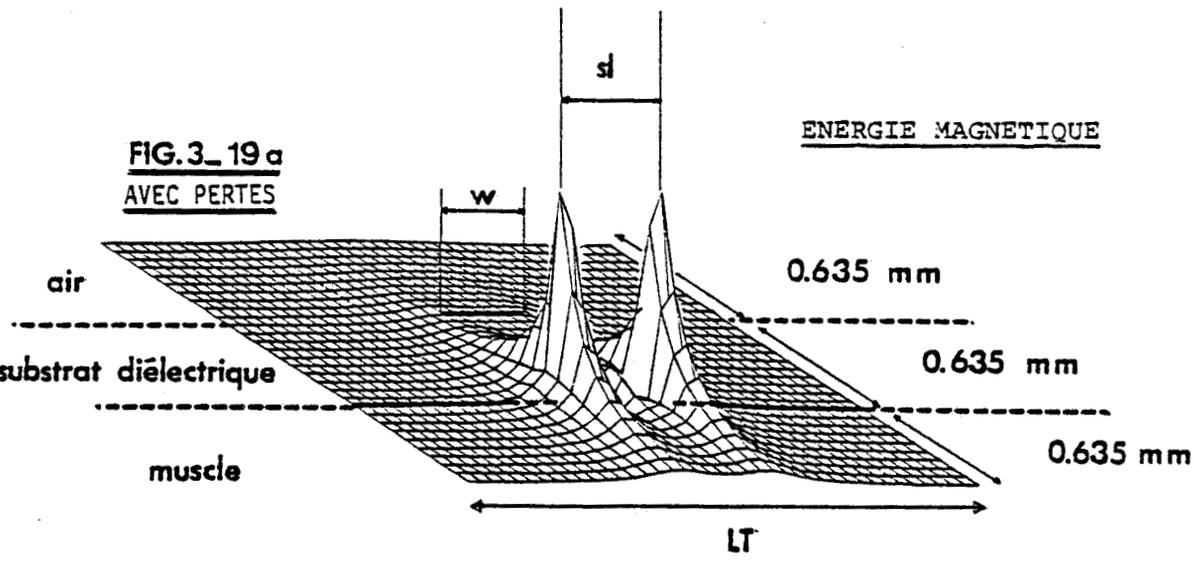
Configurations d'énergie électromagnétique totale dans un plan de section droite.

$$\epsilon_{r0} = 1, \epsilon_{r1} = 9,6, \epsilon_{r2} = 50 \text{ ou } 1, W = 1,27 \text{ mm}, d = 0,635 \text{ mm}$$

$$SL = 1,905 \text{ mm}, LT = 1 \text{ cm}, M = 30, \sigma_2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ U/cm}$$

FIG. 3_19 a
AVEC PERTES

ENERGIE MAGNETIQUE



MODE FENTE **F = 2 GHz**

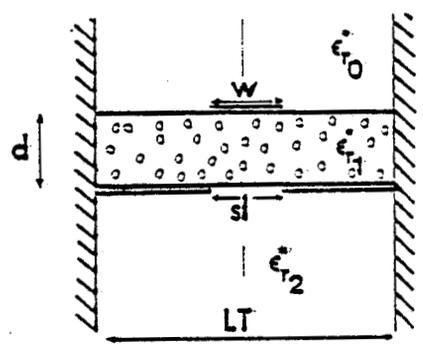
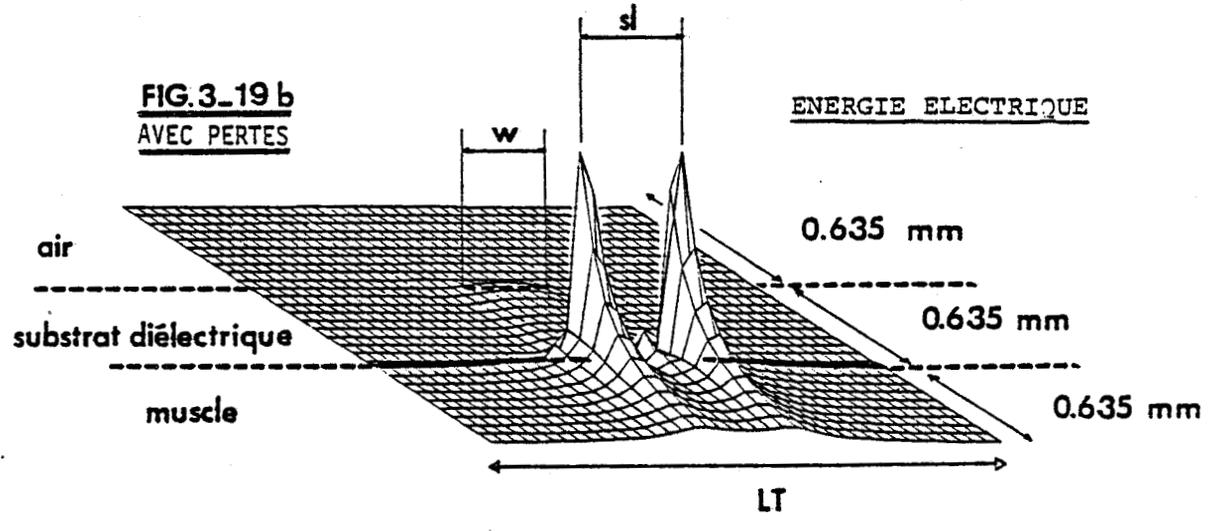


FIG. 3_19 b
AVEC PERTES

ENERGIE ELECTRIQUE



Configurations d'énergie électromagnétique dans un plan de section droite.

$\epsilon_{r0}=1, \epsilon_{r1}=9,6, \epsilon_{r2}=50$ ou $1, W=1,27\text{mm}, d=0,635\text{mm}$
 $SL=1,905\text{mm}, LT=1\text{cm}, M=30, \sigma_2=2.10^{-2} \text{ } \Omega/\text{cm}$

conductivité et la permittivité dépendent de la fréquence, nous donnons, pour les deux modes considérés, l'évolution des pertes et de la permittivité relative effective pour différentes valeurs de ces paramètres (figures 3.20 et 3.21). Ces comportements confirment les résultats précédents puisque seul le mode fente est fortement perturbé par les variations de la conductivité et ce d'autant plus que nous nous trouvons en basses fréquences.

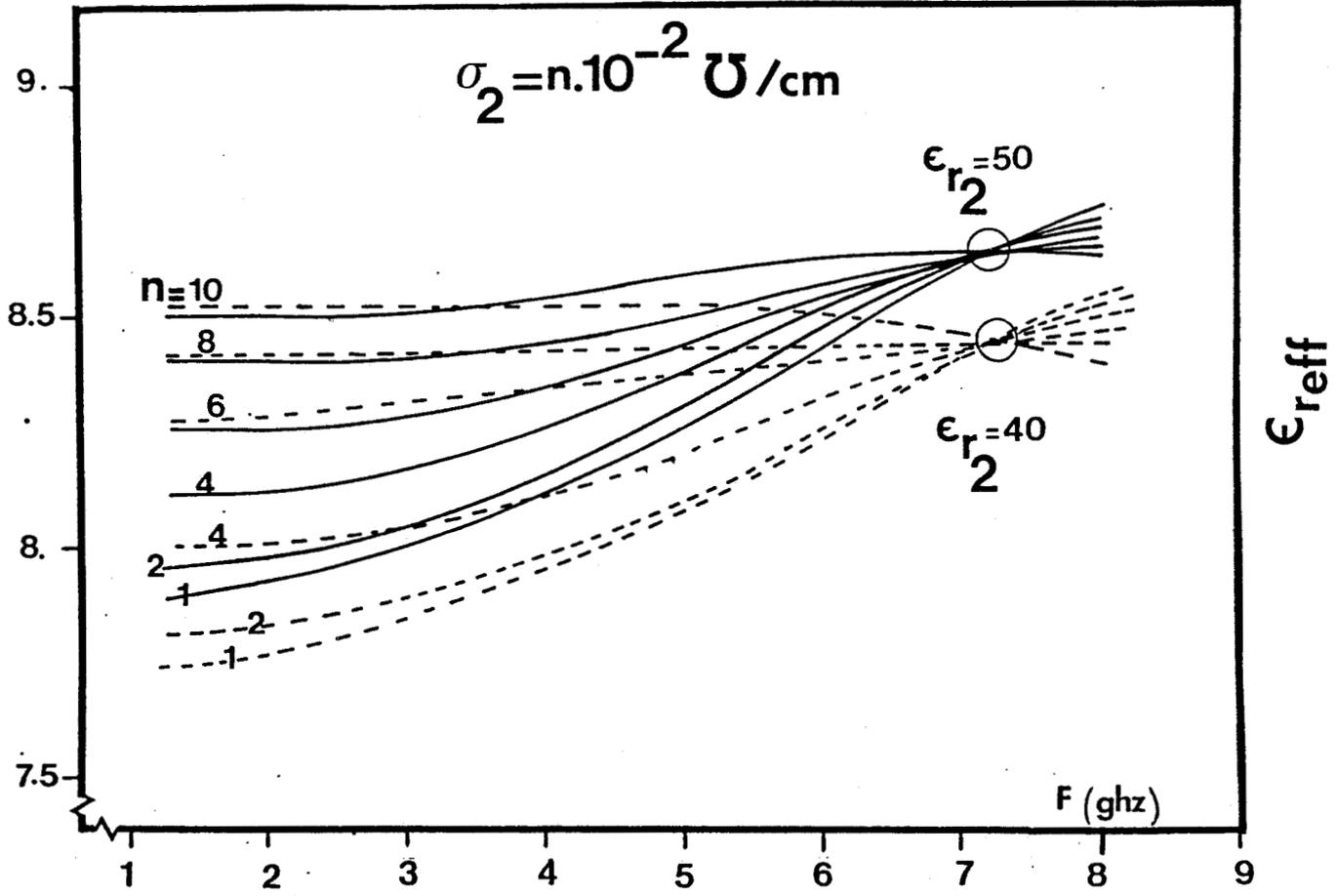
A titre indicatif, nous donnons, figures 3.22 et 3.23, les variations correspondantes de Z_{CI} en mode ruban et de Z_{CV} en mode fente pour les valeurs considérées précédemment de la conductivité et de la permittivité. En ce qui concerne le mode ruban, les valeurs élevées des impédances en courant se justifient aisément à partir des configurations d'énergie, figure 3.17. Le milieu à pertes draine les champs à proximité de la fente ce qui atténue fortement l'amplitude des champs au voisinage du ruban et par conséquent les courants sur celui-ci. Pour le mode fente, les valeurs des impédances sont beaucoup plus faibles. Ces deux résultats restent à confirmer.

Nous nous sommes limités, jusqu'à présent, au cas classique où le ruban est centré par rapport à l'axe de symétrie de la fente. En fait, si nous considérons à nouveau le schéma global de l'applicateur présenté au chapitre I (figure 1. 15). tant au niveau de la transition ligne microruban-ligne microruban à plan de masse partiel, qu'au niveau de l'excitation proprement dite de l'antenne, il est intéressant d'étudier les caractéristiques de la ligne à plan de masse partiel à ruban excentré figure 3.24 ; compte tenu de l'application envisagée, nous limiterons notre étude au cas du fondamental de type "ruban".

III. 3. 2 - ETUDE DE L'INFLUENCE DU DECALAGE DE LA LIGNE MICRORUBAN et RESULTATS TYPIQUES : CAS DU MODE FONDAMENTAL DE TYPE "RUBAN"

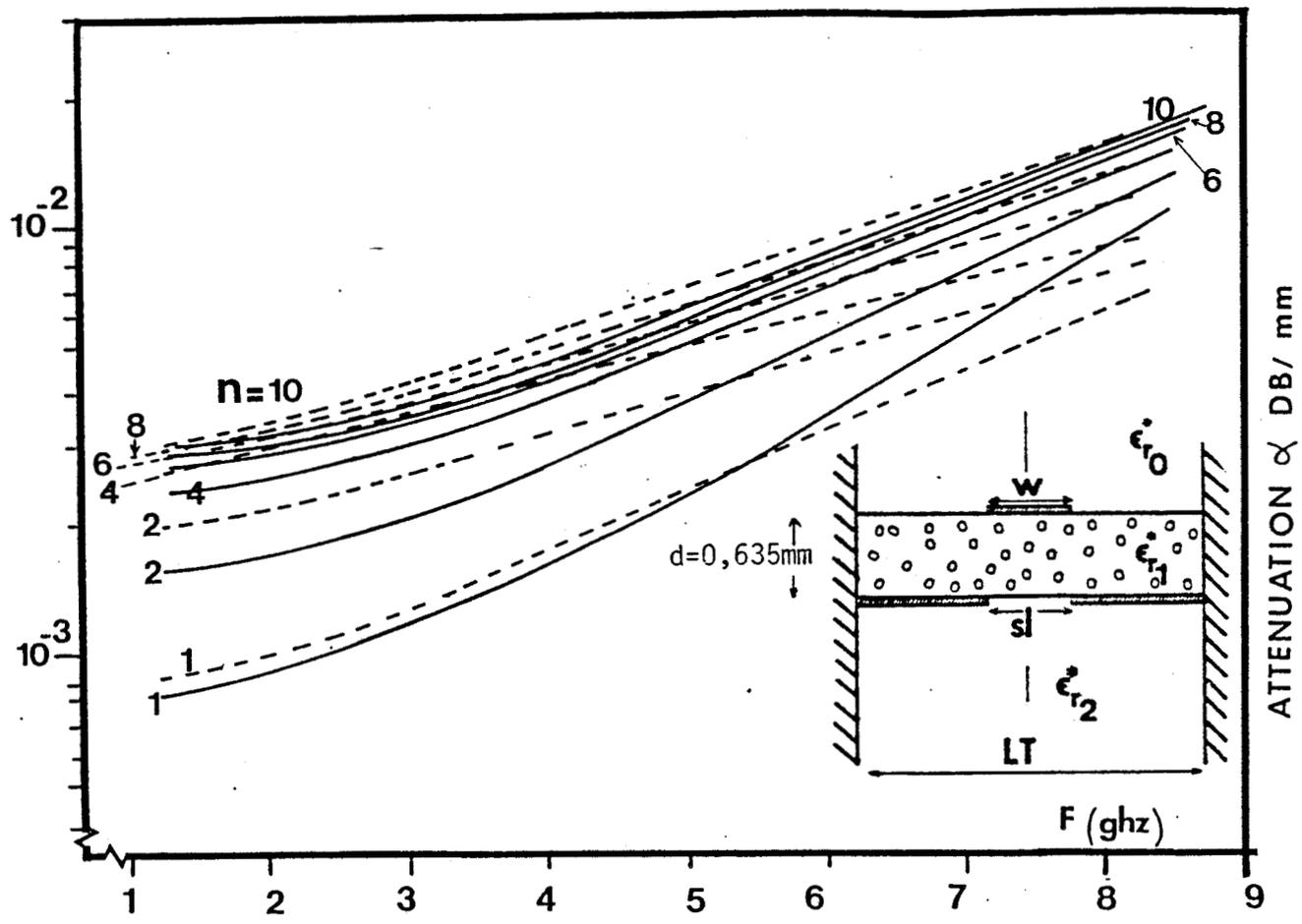
Pour bénéficier des résultats acquis au chapitre II, en particulier au niveau des problèmes de convergence mais aussi pour tirer profit des propriétés de symétrie lors de la mise en forme du problème, il est apparu intéressant de traiter la ligne à ruban décalé figure 3.24, à partir du modèle présenté figure 3.25. Celui-ci est obtenu par la juxtaposition de la structure initiale et de son image par rapport au plan de symétrie AA', figure 3.22, qui est un plan de court circuit électrique. Le mode

Evolution de la permittivité relative effective et de l'atténuation pour différentes valeurs de la permittivité relative et de la conductivité du milieu sous la fente.



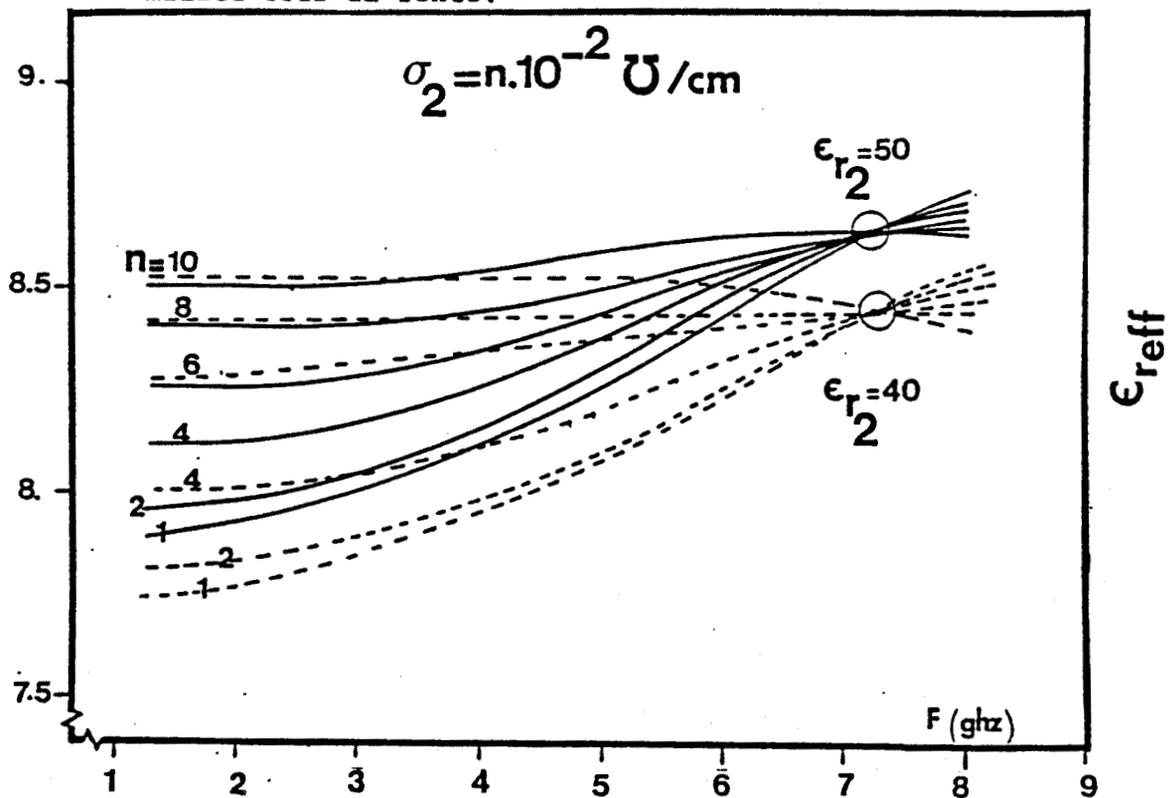
MODE RUBAN

FIG.3.20



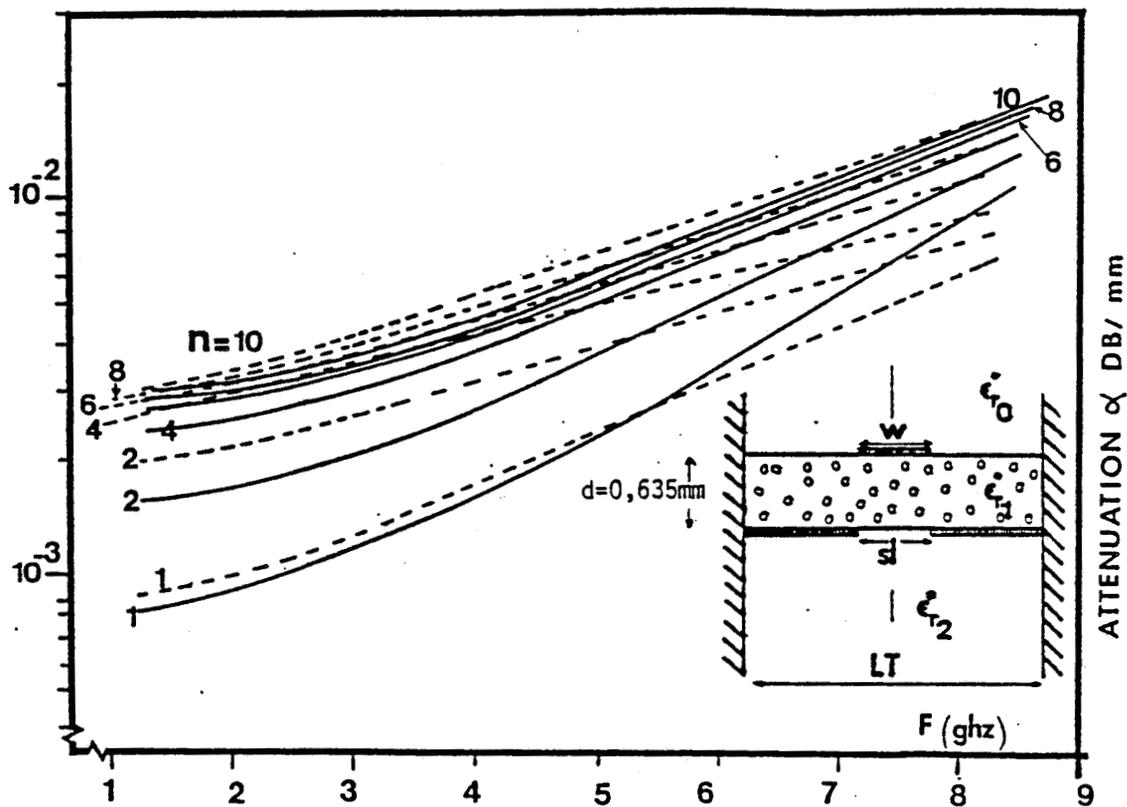
$\epsilon_{r0} = 1, \epsilon_{r1} = 9,6, W = 1,27 \text{ mm}, SL = 1,905 \text{ mm}, LT = 1,905 \text{ cm}, M = 65, \sigma_2 = n \cdot 10^{-2} \text{ } \Omega / \text{cm}$

Evolution de la permittivité relative effective et de l'atténuation pour différentes valeurs de la permittivité relative et de la conductivité du milieu sous la fente.



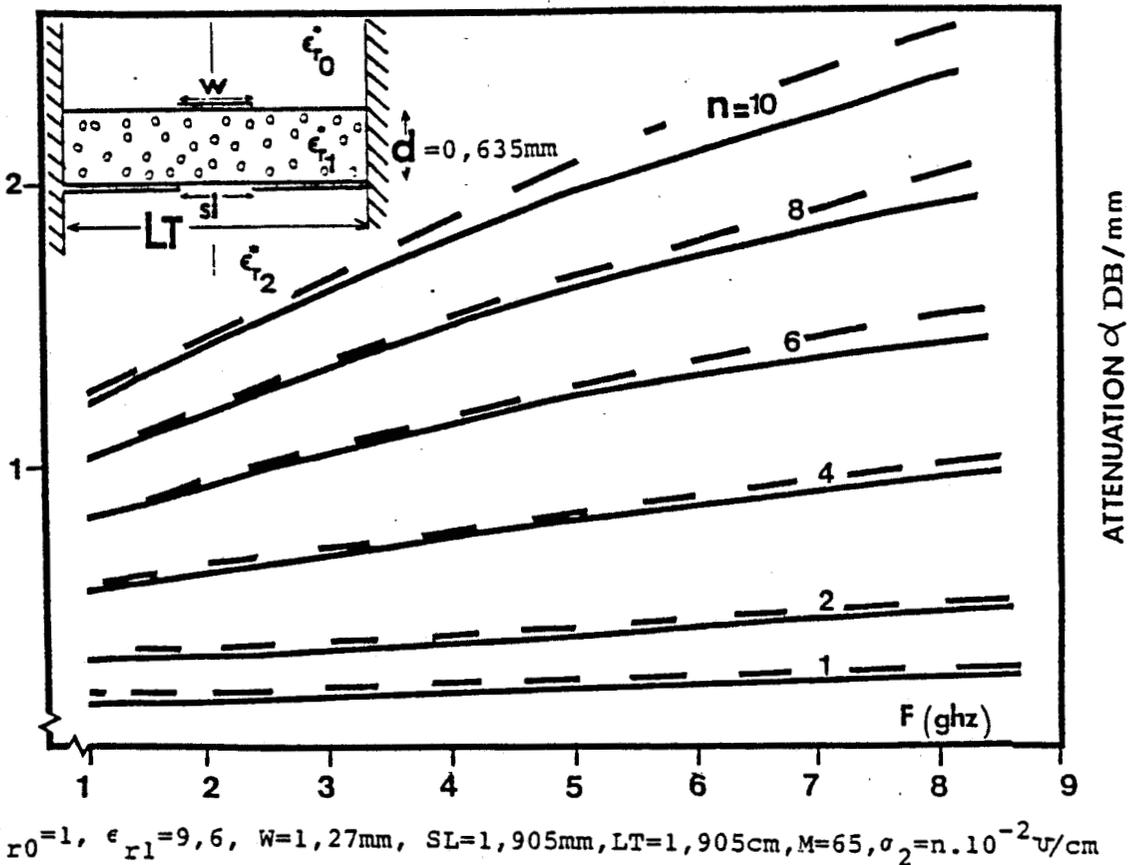
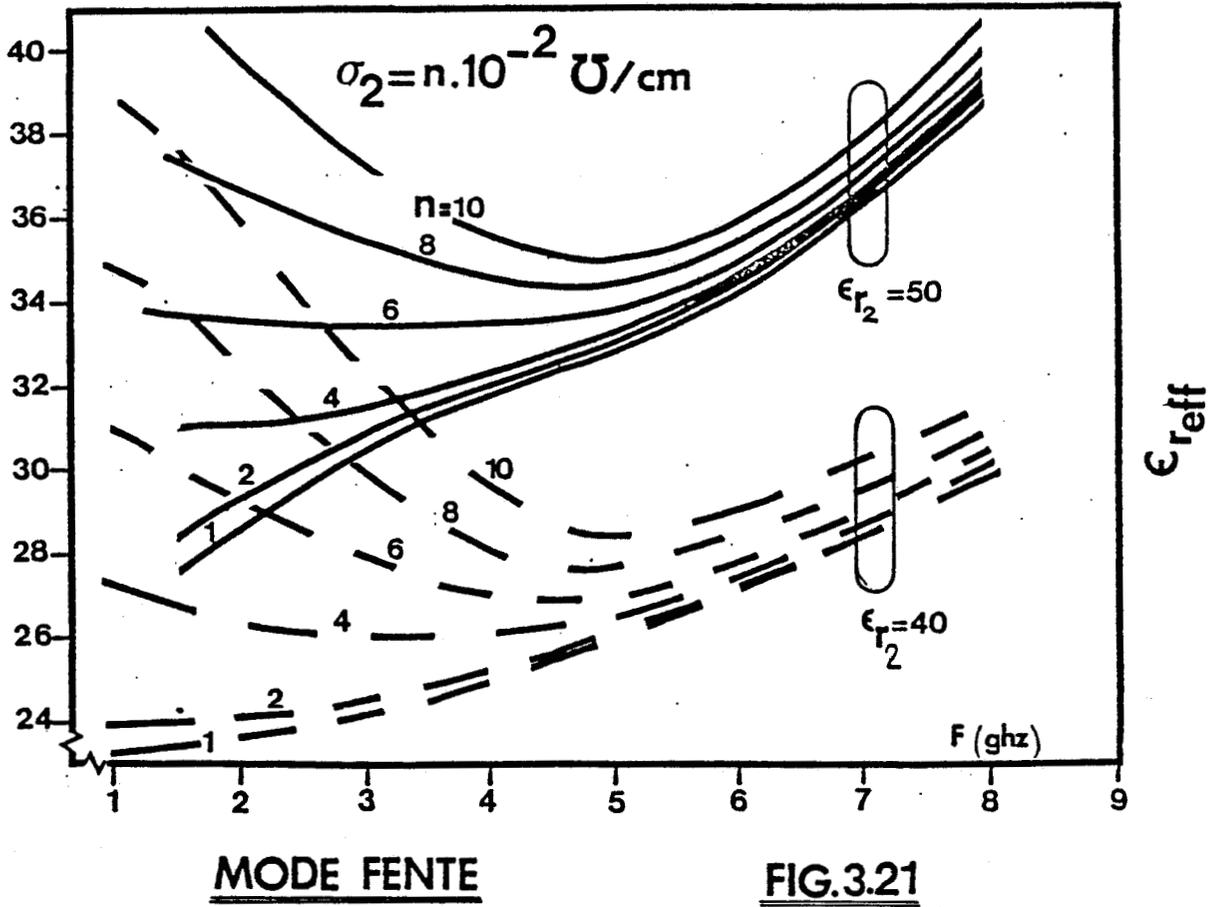
MODE RUBAN

FIG.3.20



$\epsilon_{r0} = 1, \epsilon_{r1} = 9,6, W = 1,27 \text{ mm}, SL = 1,905 \text{ mm}, LT = 1,905 \text{ cm}, M = 65, \sigma_2 = n \cdot 10^{-2} \text{ U/cm}$

Evolution de la permittivité relative effective et de l'atténuation pour différentes valeurs de la permittivité relative et de la conductivité du milieu sous la fente.



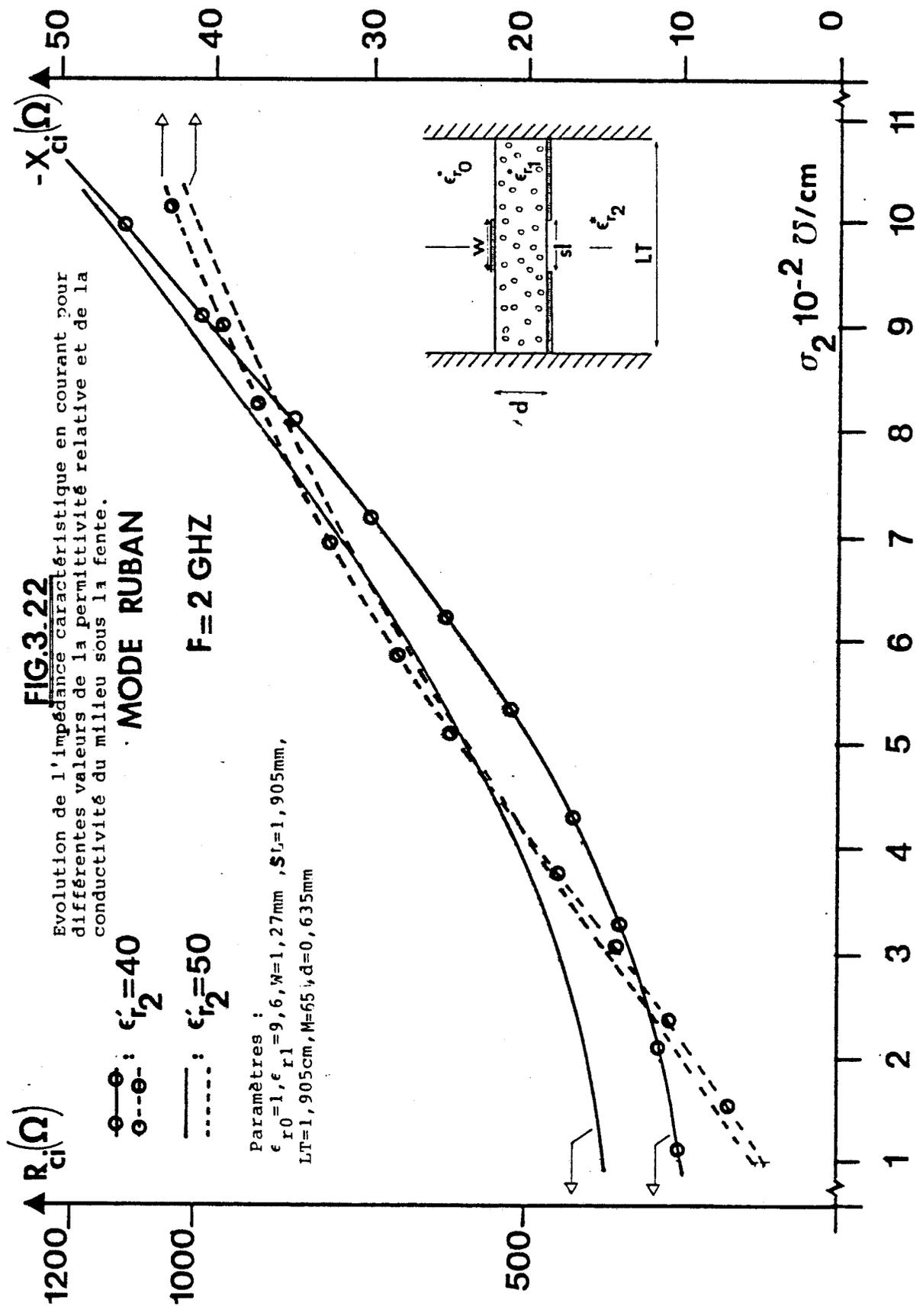
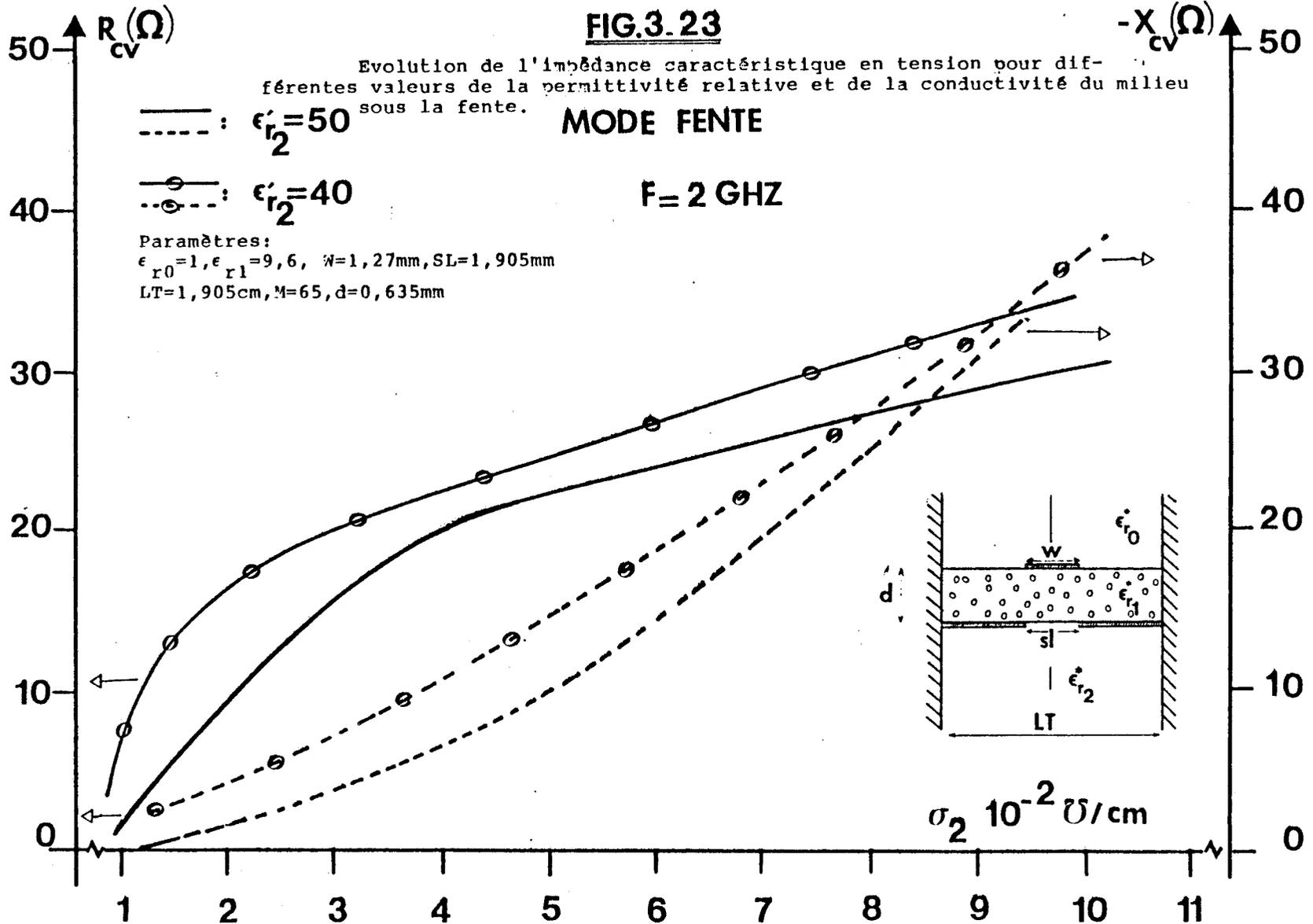


FIG.3-23

Evolution de l'impédance caractéristique en tension pour différentes valeurs de la permittivité relative et de la conductivité du milieu sous la fente.

MODE FENTE

F = 2 GHz



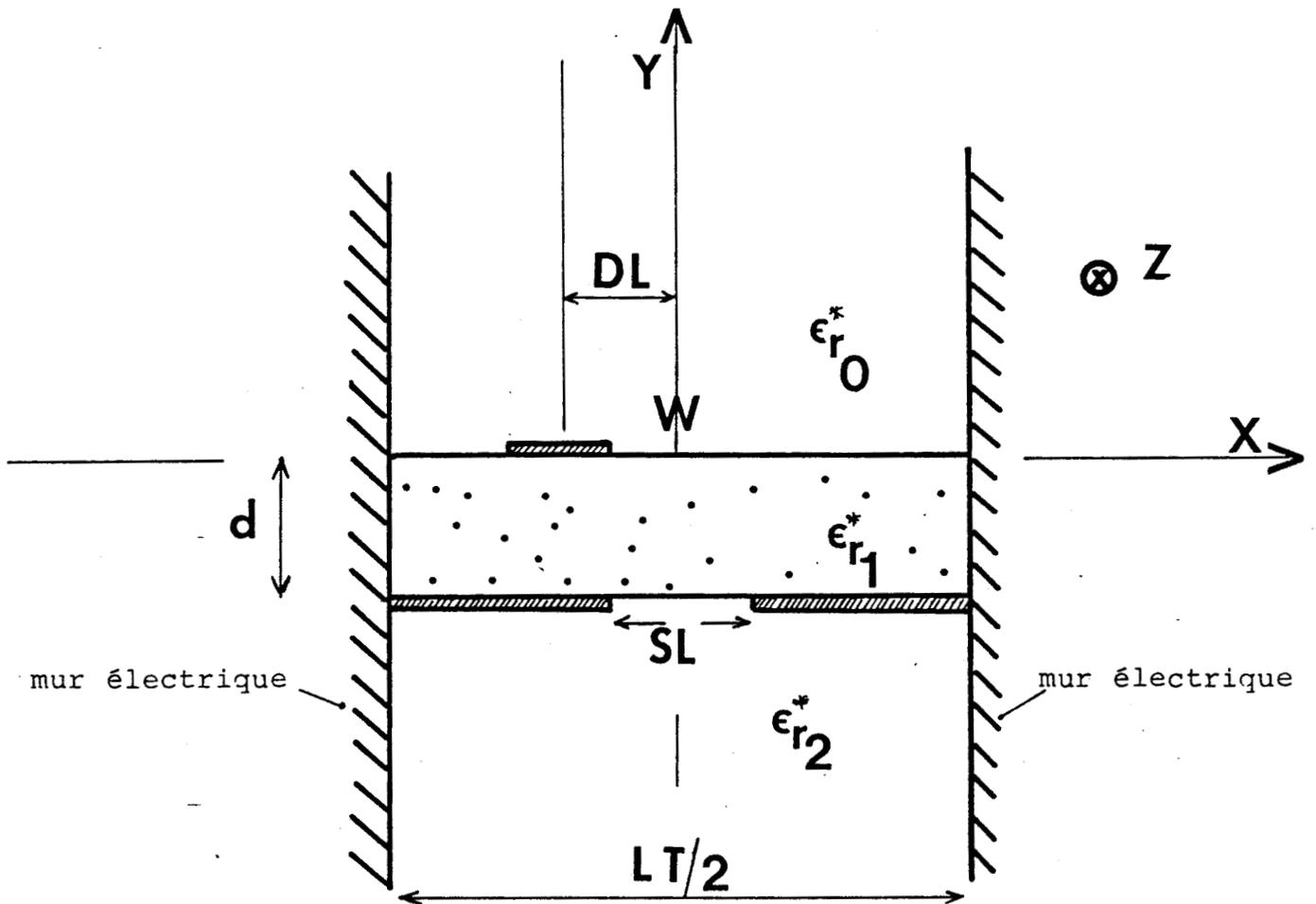


FIG. 3-24

Ligne microruban décentrée à plan de masse partiel

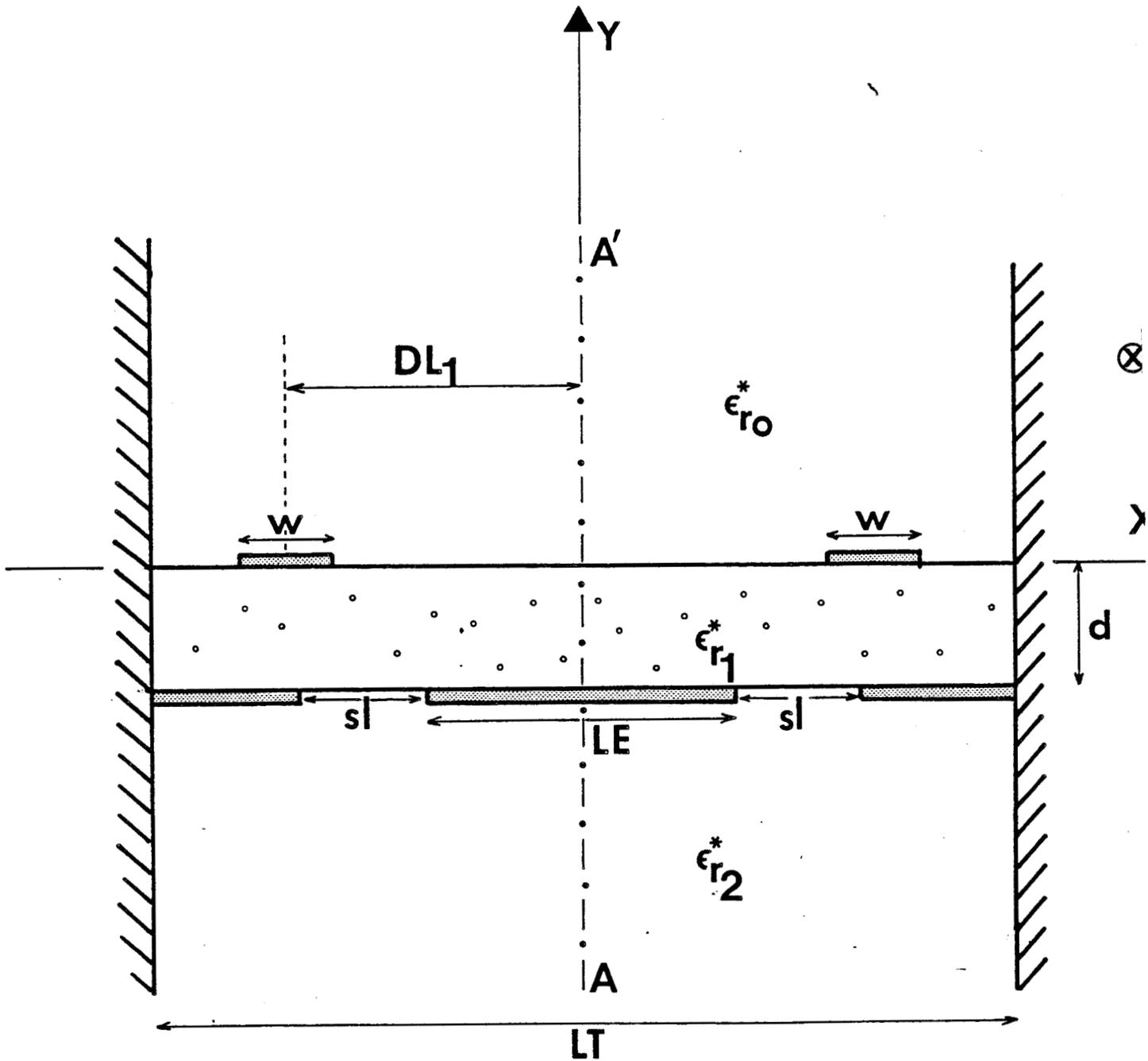


fig.3_25

Modèle d'étude de la ligne microruban décentrée à plan de masse partiel.

étudié est impair par rapport à l'axe AA'. Compte tenu de la présence du CCE, la détermination du couple (ω, β) du mode impair de la structure globale permet d'accéder au diagramme de dispersion du mode de type ruban de la ligne microruban décalée à plan de masse partiel. Dans ces conditions, les fonctions de base s'identifient à la somme algébrique des fonctions de base sur chacun des rubans et sur chaque fente pour les interfaces considérés figure 3.25. En respectant la parité globale du mode et les symétries de chaque fonction de base évoquée au chapitre II, les densités de courant et les champs aux différents interfaces s'écrivent comme :

$$\tilde{J}_{x_1}(x, 0) = J_x(x - dL_1, 0) - J_x(x + dL_1, 0) \quad \underline{3.11}$$

$$\tilde{J}_{z_1}(x, 0) = J_z(x - dL_1, 0) - J_z(x + dL_1, 0) \quad \underline{3.12}$$

$$E_{x_1}(x, -d) = E_x(x - dL_1, -d) - E_x(x + dL_1, -d) \quad \underline{3.13}$$

$$E_{z_1}(x, -d) = E_z(x - dL_1, -d) - E_z(x + dL_1, -d) \quad \underline{3.14}$$

La linéarité de la transformation de Fourier associée aux formules de translation, permet de calculer l'expression des transformées des densités de courant et des champs aux interfaces pour la structure globale. Elles sont données par les expressions suivantes :

$$\tilde{\tilde{J}}_{x_1}(\alpha_m, 0) = 2j \sin(\alpha_m dL_1) \tilde{\tilde{J}}_{xR}(\alpha_m, 0) \quad \underline{3.15}$$

$$\tilde{\tilde{J}}_{z_1}(\alpha_m, 0) = 2j \sin(\alpha_m dL_1) \tilde{\tilde{J}}_{zR}(\alpha_m, 0) \quad \underline{3.16}$$

$$\tilde{\tilde{E}}_{x_1}(\alpha_m, -d) = 2j \sin\left(\alpha_m \frac{LT}{4}\right) \tilde{\tilde{E}}_{xR}(\alpha_m, -d) \quad \underline{3.17}$$

$$\tilde{\tilde{E}}_{z_1}(\alpha_m, -d) = 2j \sin\left(\alpha_m \frac{LT}{4}\right) \tilde{\tilde{E}}_{zR}(\alpha_m, -d) \quad \underline{3.18}$$

$$\text{avec } \alpha_m = \frac{2k\pi}{LT}$$

$Z_{ci} \text{ } (\Omega)$

MODE DE TYPE "RUBAN"

Evolution de l'impédance caractéristique et de la permittivité relative effective en fonction du décalage.

$\epsilon_{r0} = \epsilon_{r2} = 1, \epsilon_{r1} = 2,7, d = 0,6 \text{ mm}, W = 0,7 \text{ mm}, SL = 13,5 \text{ mm}$

$LT = 20 \text{ cm}, M = 110$

$F = 10,5 \text{ GHz}$

$\epsilon_{r \text{ eff}}$

Valeur limite :
ligne microruban

2

1.5

Valeur limite :
cas centré

DL(mm)

6

5

4

3

2

1

Valeur limite :
cas centré

Valeur limite :
ligne microruban

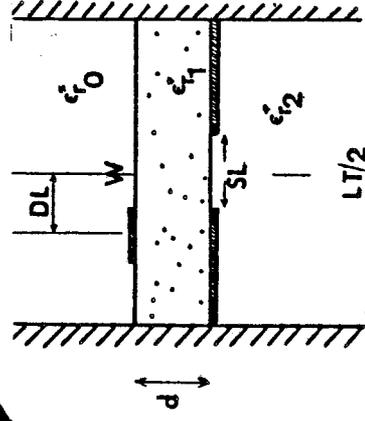


fig. 3-26

où \tilde{J}_{XR} , \tilde{J}_{ZR} , \tilde{E}_{XR} , \tilde{E}_{ZR} correspondent aux transformées de Fourier utilisées pour le mode ruban de la ligne microruban à plan de masse partiel (Chapitre II).

Nous présentons, figure 3.26, l'évolution de l'impédance caractéristique et de la permittivité relative effective en fonction du décalage du ruban par rapport à l'axe de symétrie de la fente, pour une structure ne présentant pas de milieux à pertes.

Les dimensions géométriques adoptées correspondent au cas de l'antenne fente évoqué au chapitre I (réf.I.2).

Lorsque la ligne microruban est centrée, nous retrouvons naturellement comme valeur limite le résultat que fournirait le modèle présenté au chapitre II. Au contraire lorsque la ligne microruban est totalement décentrée par rapport à l'axe de symétrie de la fente, nous obtenons les valeurs correspondant à la ligne microruban ayant les mêmes paramètres géométriques et physiques.

En fait ces premiers résultats ont été obtenus à partir de fonctions de base symétriques ou antisymétriques par rapport à l'axe du ruban ou de la fente. Il conviendrait d'affiner cette étude en traduisant au niveau des fonctions de base les dissymétries qui apparaissent naturellement tant au niveau de la répartition des densités de courant sur le ruban que des champs dans la fente. Bien entendu, l'extension de notre étude au cas de structures déposées sur milieux dissipatifs ne pose pas plus de problèmes que dans le cas de la ligne à ruban centré.

III. 4 - BIBLIOGRAPHIE

- [1] - K. SACHSE, J. CITERNE : "Frequency-dependent solution of suspended microstrip line with tuning septum" Electronics Letter, March 1980, vol 16 n° 7.

- [2] - K. SACHSE, A. SAWICKI, L. FAUCON, S. TOUTAIN, J. CITERNE, J.P. VILLOTTE, M. AUBOURG, Y. GARAUULT : "Waveguide treatment of the suspended microstrip line with tuning septums using the Spectral Domain Approach and the Finite element method" Proceeding of the I.E.E.E. M.T.T. Symposium, WASHINGTON, DC, May 27-30, 1980, pp 468-470.

- [3] - T. ITOH : "Spectral Domain immittance approach for dispersion characteristics of shielded microstrips with tuning septums" Proceeding of the 9th European Microwave Conference, BRIGHTON, 1979, pp 435-439.

- [4] - R.H. JANSEN : "Microstrip lines with partially removed ground metallization : theory and applications" A.E.U., 1978, pp 485-492.

- [5] - T. ITOH : "Generalized spectral domain method for multiconductor printed line and its application to turnable suspended microstrips" I.E.E.E. trans. on M.T.T., vol n°26, n° 12, December 1978, pp 983-98

- [6] - G. KOSSAVIAS : "Applications de la ligne microruban suspendue à plan de masse partiel" Thèse de 3ème Cycle, LIMOGES, Juillet 1981.

- [7] - L. FAUCON : "L'approche spectrale des guides planaires : paramètres électromagnétiques des lignes microfente et coplanaire" Thèse de 3ème Cycle, LILLE, Septembre 1978.

- [8] - J.B. KNORR, A. TUFEKCIOGLU : "Spectral-Domain calculation of microstrip characteristic impedance" I.E.E.E. Trans. on M.T.T., vol 23, n° 9, September 1975.

- [9] - B. BIANCO, M. PARODI : "Measurement of the effective relative permittivities of microstrip" Electronics Letters, 1975, n° 11, pp 71-72.

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV - ETUDE PRELIMINAIRE DE L'ANTENNE FENTE RAYONNANT EN
MILIEUX DISSIPATIFS PAR L'APPROCHE DANS LE DOMAINE
SPECTRAL

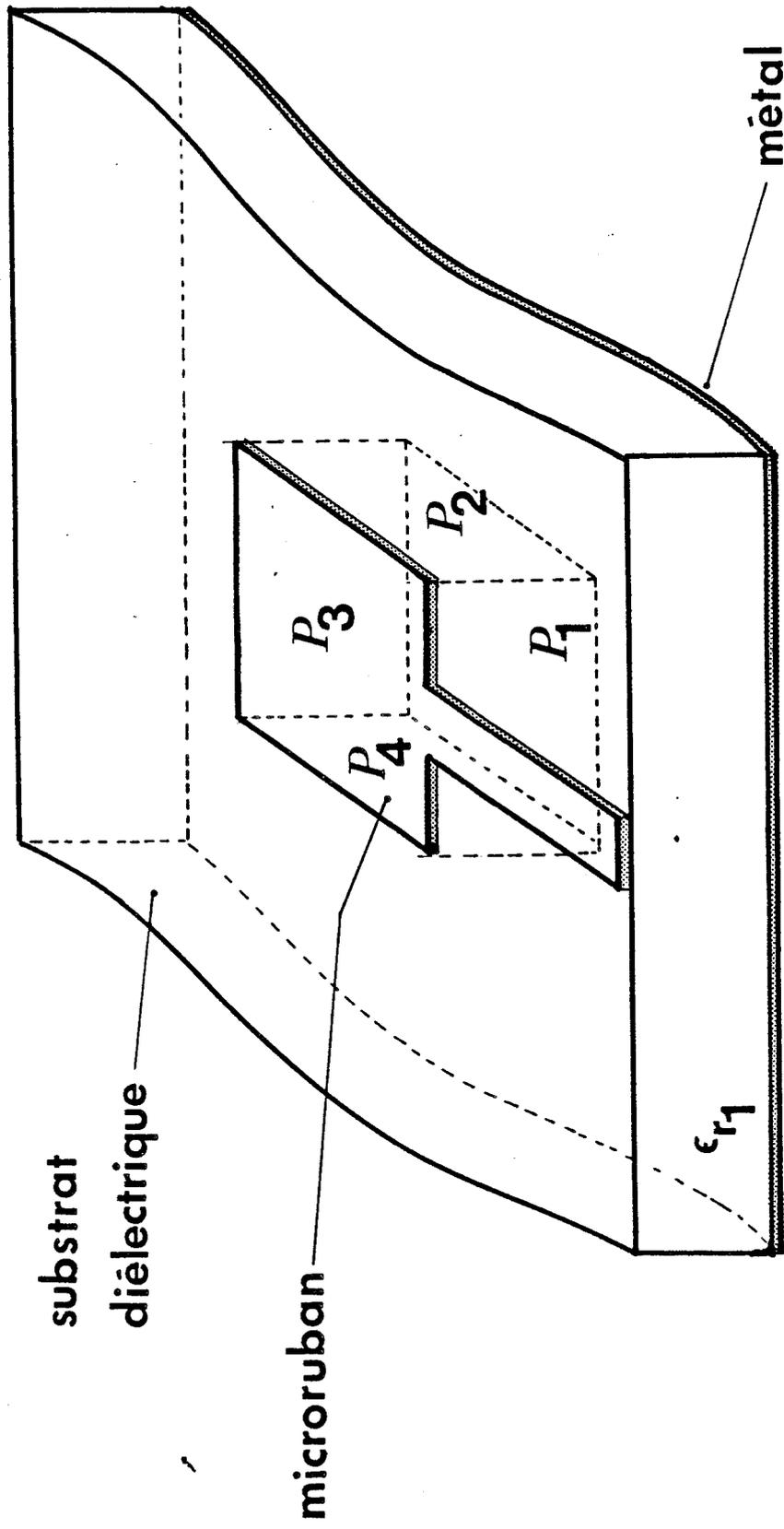
IV. 1 - FORMULATION DU PROBLEME

IV. 2 - PRESENTATION DE LA METHODE DE RESONANCE TRANSVERSE
APPLIQUEE DANS LE DOMAINE TRANSFORME DE FOURIER

IV. 3 - PROBLEMES NUMERIQUES

IV. 4 - ETUDE DE LA STRUCTURE SUR MILIEUX DISSIPATIFS :
MODELE UTILISE

IV. 5 - BIBLIOGRAPHIE



P_1, P_2, P_3, P_4 : murs électriques ou magnétiques

FIG.4.1 méthode de la cavité:modèle utilisé.

IV. 1 - FORMULATION DU PROBLEME

Dans le cas des antennes plaquées, la plupart des approches publiées dans la littérature résultent de formulations approchées du problème. Par exemple, pour les antennes microrubans, deux approches analytiques semblent se détacher, d'une part la méthode de la ligne de transmission [1], d'autre part, la méthode de la cavité [2]. Pour la seconde qui semble la plus intéressante, le problème se décompose en deux parties :

- un problème interne pour lequel on détermine les champs à l'intérieur d'une cavité constituée par le rectangle microruban et des murs électriques ou magnétiques figure 4.1.

- un problème externe où l'on exprime les champs rayonnés en fonction des densités de courant superficielles magnétiques ou électriques. Ces densités sont calculées à partir de la connaissance des champs, acquise lors du traitement du problème interne.

Pour l'antenne fente, nous avons rappelé, chapitre I, comment la connaissance exacte de la répartition des champs dans l'ouverture permettait de définir la distribution du champ électromagnétique en tout point de l'espace situé au dessus de la fente.

En fait, pour ce type d'antennes, la plupart des travaux publiés [3], [4], [5] ont été réalisés en postulant des répartitions de champ dans l'ouverture, plus ou moins simples et par conséquent plus ou moins réalistes, ce qui en limite la validité.

Ce bref rappel justifie la nécessité de présenter une approche globale du problème permettant au moins d'offrir une meilleure description de la répartition des champs dans l'ouverture et si possible de déterminer également le champ rayonné par la structure. Dans ces conditions, le calcul de la distribution du champ dans l'ouverture nécessite la prise en compte des milieux extérieurs. La méthode que nous préconisons, repose sur l'approche dans le domaine spectral à deux dimensions. Cette démarche s'apparente à celle proposée pour l'étude de l'antenne microruban plaquée [6].

Comme nous l'avons rappelé précédemment (Chapitre I) les composantes de champ sont le résultat de sommations sur α et β . Nous reprenons ici les notations habituellement utilisées en identifiant α à k_x et β à k_z .

Pour le cas des structures ouvertes, les champs peuvent s'exprimer à partir de leurs transformées de Fourier :

$$\begin{aligned}
 & E_{xi}(x, y, z) \\
 & E_{yi}(x, y, z) \\
 & E_{zi}(x, y, z)
 \end{aligned}
 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{matrix} \tilde{E}_{xi}(\alpha, \beta, y) \\ \tilde{E}_{yi}(\alpha, \beta, y) \\ \tilde{E}_{zi}(\alpha, \beta, y) \end{matrix} e^{-j(\alpha x + \beta z)} d\alpha d\beta$$

4.1

- où
- i est l'indice du milieu
 - $\tilde{E}_{xi}, \tilde{E}_{yi}, \tilde{E}_{zi}$ sont les transformées de Fourier des composantes de champs E_{xi}, E_{yi}, E_{zi} définies par des expressions du type :

$$\tilde{f}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, z) e^{-j(\alpha x + \beta z)} dx dz$$

4.2

avec pour les milieux (0) et (2) :

$$E(x, y, z) = E(x, z) e^{-j\gamma_{mi}|y|}$$

4.3

et pour le milieu (1)

$$E(x, y, z) = E(x, z) \left[A e^{-j\gamma_{m1}y} + B e^{+j\gamma_{m1}y} \right]$$

4.4

Notons que les variations des champs magnétiques \vec{H} suivant la direction OY sont du même type ; les évolutions suivant OY des transformées de Fourier de toutes les composantes de champ sont identiques.

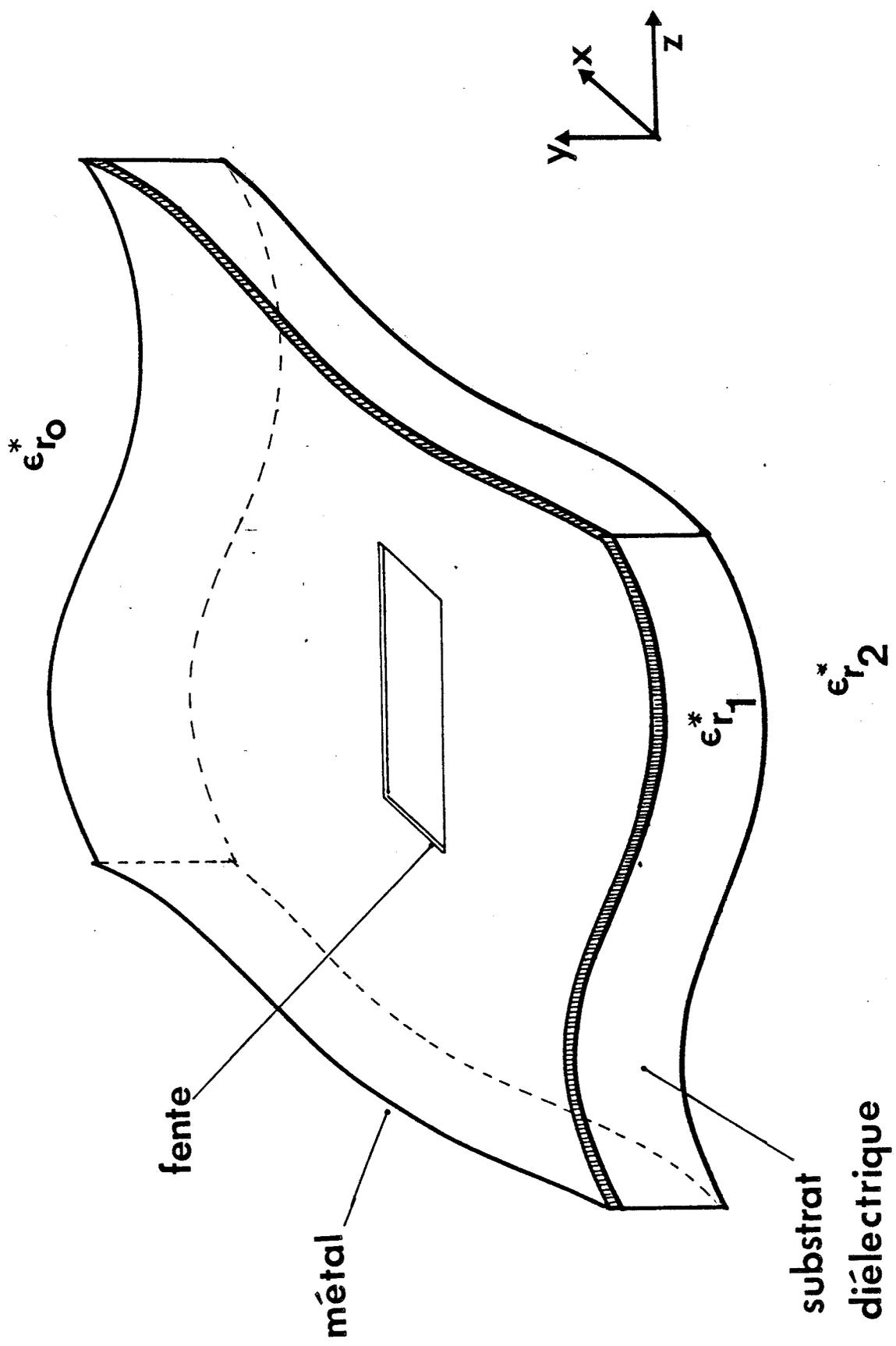


fig.4-2

Antenne fente.

Dans ces conditions, l'équation d'onde :

$$\left[\nabla^2 - \epsilon_{ri} \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} = 0 \quad \underline{4.5}$$

devient dans l'espace image :

$$\left[\alpha^2 + \beta^2 + \gamma_{mi}^2 - k_{mi}^2 \right] \begin{bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{bmatrix} = 0 \quad \underline{4.6}$$

En fait, nous avons abordé cette étude en assimilant l'antenne fente, figure 4.2, à une cavité à fuites fonctionnant en régime libre. Par analogie aux définitions utilisées lors de l'étude des circuits à constantes localisées, nous pouvons introduire la notion de pulsation de résonance complexe Ω ; dans le cas où la pulsation propre ω_p diffère peu de la fréquence de résonance ω_r en régime forcé, nous obtenons :

$$\Omega \approx \omega_r + j \frac{\omega_r}{2Q} = \omega_r + j \omega_i \quad \underline{4.7}$$

Cette étude en régime libre nous donne directement accès à la fréquence de résonance ω_r mais aussi au coefficient de qualité total :

$$Q = \frac{\omega_r}{2 \omega_i} \quad \underline{4.8}$$

En l'absence de milieu dissipatif, les valeurs finies du coefficient de qualité se justifient par l'existence de pertes par rayonnement. Dans le cas de milieu à permittivité complexe, l'énergie perdue rend compte des pertes globales en volume.

Les expressions 4.1 et 4.2 traduisent en fait une superposition d'ondes ayant une direction de propagation définie par le vecteur d'onde $k_{m_i}^{\rightarrow}$ figure 4.4, avec :

$$k_{m_i} = \sqrt{\epsilon_{r_i}} k_0 \quad \text{où} \quad k_0 = \Omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad \underline{4.9}$$

Les composantes de $k_{m_i}^{\rightarrow}$ suivant les différentes directions OX, OY et OZ s'expriment par :

$$k_{x_{m_i}} = \alpha \quad ; \quad k_{y_{m_i}} = \gamma_{m_i} \quad ; \quad k_{z_{m_i}} = \beta \quad \underline{4.10}$$

- où
- l'indice m correspond à un couple de valeurs (α , β)
 - i précise le milieu considéré, ϵ_{r_i} sa permittivité relative
 - k_{m_i} , $k_{y_{m_i}}$ sont des nombres complexes ; α et β des réels.

Ces différentes grandeurs sont reliées entre elles par la relation :

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma_{m_i}^2 = k_{m_i}^2 \quad \underline{4.11}$$

Dans le cas de structures sans perte, Ω tend vers ω_r . Par conséquent, pour α et β faibles, le vecteur d'onde γ_{m_i} suivant OY tend vers un nombre réel pur. Pour les milieux (0) et (2), figure 4.2, ceci correspond à des ondes progressives qui contribuent à la description des champs rayonnés.

Au contraire, pour les valeurs élevées de α et de β , le vecteur d'onde γ_{m_i} devient essentiellement imaginaire et de module important. Ceci traduit l'existence de modes évanescents dans la direction OY et reflète ici la présence d'énergie stockée au voisinage de la structure.

Le problème consiste donc à rechercher la fréquence de résonance complexe, en utilisant l'approche dans le domaine spectral à deux dimensions.

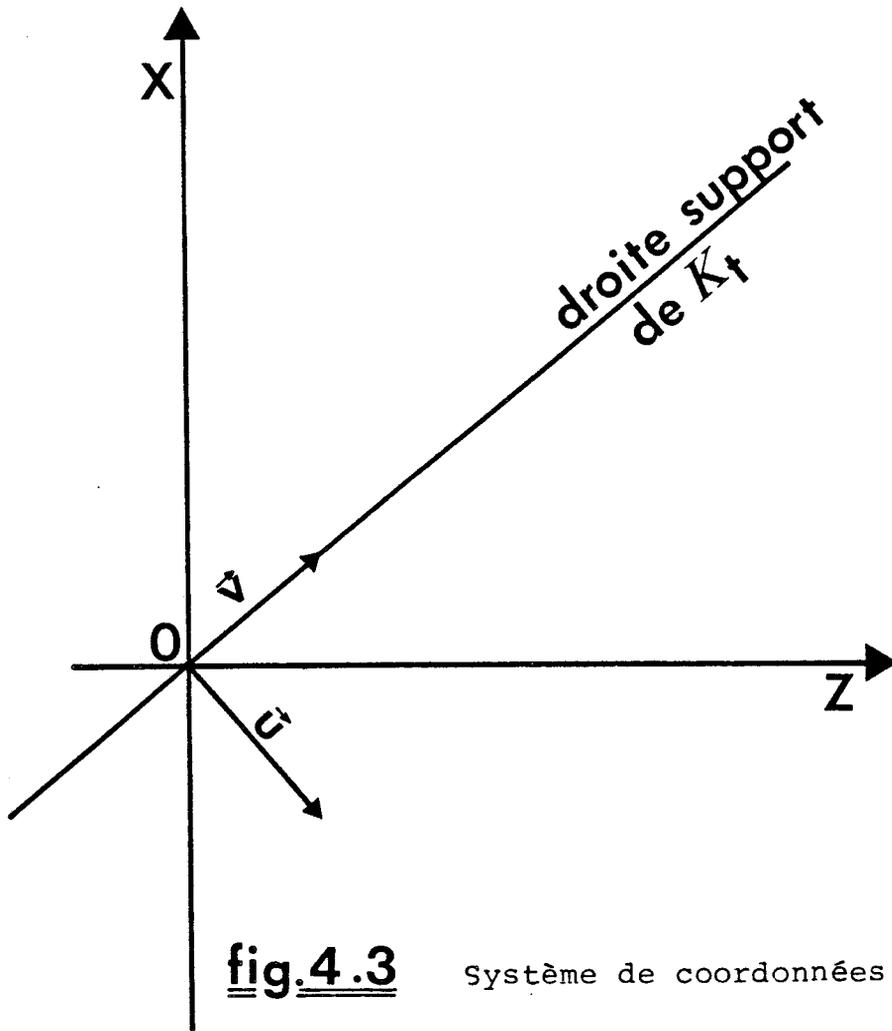


fig.4.3 système de coordonnées $(0, \vec{u}, \vec{v})$.

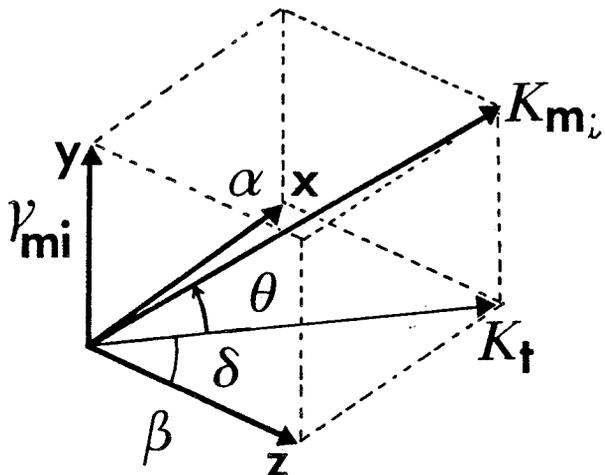


fig.4-4 Décomposition vectorielle de K_m .

En s'inspirant de la démarche employée pour l'étude des phénomènes de propagation, il suffit pour cela d'écrire les champs dans les différents milieux puis d'appliquer les conditions de continuité aux interfaces pour aboutir à un problème aux valeurs propres. La fréquence complexe f_c constitue cette fois la valeur propre du système obtenu.

En réalité, tant que l'on se limite à la détermination de cette fréquence de résonance ou à celle du coefficient de qualité Q , il est plus intéressant d'utiliser une méthode de résonance transverse appliquée dans le domaine transformé de Fourier [6]. Ceci permet d'accéder aux caractéristiques précédemment définies de l'antenne fente, même si la structure comporte un grand nombre de couches.

Au contraire, si l'on est amené à déterminer la répartition des champs dans les milieux constituant la structure, l'utilisation de la première méthode s'impose.

IV. 2 - PRESENTATION DE LA METHODE DE RESONANCE TRANSVERSE APPLIQUEE DANS LE DOMAINE TRANSFORME DE FOURIER

Comme nous l'avons vu précédemment le vecteur d'onde \vec{k}_{m_i} associé à un couple de valeurs (α, β) est lié aux vecteurs d'onde suivant chaque direction par la relation 4.11. Ce vecteur \vec{k}_{m_i} peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{k}_{m_i} = \vec{k}_T + \gamma_{m_i} \vec{u}_y \quad \underline{4.12 - 1}$$

- où
- \vec{u}_y est le vecteur unitaire de la direction OY
 - \vec{k}_T représente la projection de \vec{k}_{m_i} sur le plan défini par α et β figure 4.3 avec :

$$|\vec{k}_T|^2 = \alpha^2 + \beta^2 \quad \underline{4.12 - 2}$$

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

Pour chaque valeur de m , c'est-à-dire pour chaque couple de valeurs α et β , il faut trouver une combinaison linéaire de deux ondes orthogonales, l'une TE et l'autre TM par rapport à OY. Comme par la suite, il nous faudra sommer sur α et β , il est commode de définir comme nouveau système de coordonnées le système $(0, \vec{u}, \vec{v})$ dans le plan (α, β) , figure 4.4., où \vec{v} est colinéaire de $k_T^{\vec{}}$ et \vec{u} est orthogonal à \vec{v} . Les nouvelles coordonnées sont donc définies par :

$$u = y \sin \delta - x \cos \delta \quad \sin \delta = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad 4.14$$

avec

$$v = y \cos \delta + x \sin \delta \quad \cos \delta = \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad 4.15$$

Dans l'espace image, pour chaque couple (α, β) , cette base permet de décrire l'onde initiale à partir d'une combinaison linéaire, d'une onde TM relative à OY définie par les composantes $(\tilde{E}_y, \tilde{E}_v, \tilde{H}_u)$ et d'une onde TE définie par $(\tilde{H}_y, \tilde{H}_v, \tilde{E}_u)$.

Cette décomposition est unique dans la mesure où la base est orthogonale. Les composantes de champ et les densités de courant s'écrivent :

$$\tilde{E}_u(\alpha, \beta, y) = \tilde{E}_z(\alpha, \beta, y) \sin \delta - \tilde{E}_x(\alpha, \beta, y) \cos \delta$$

$$\tilde{E}_v(\alpha, \beta, y) = \tilde{E}_z(\alpha, \beta, y) \cos \delta + \tilde{E}_x(\alpha, \beta, y) \sin \delta$$

Pour $\tilde{E}_x(\alpha, \beta)$ et $\tilde{E}_z(\alpha, \beta)$, nous obtenons :

$$\tilde{E}_x(\alpha, \beta, y) = -\tilde{E}_u(\alpha, \beta, y) \cos \delta + \tilde{E}_v(\alpha, \beta, y) \sin \delta$$

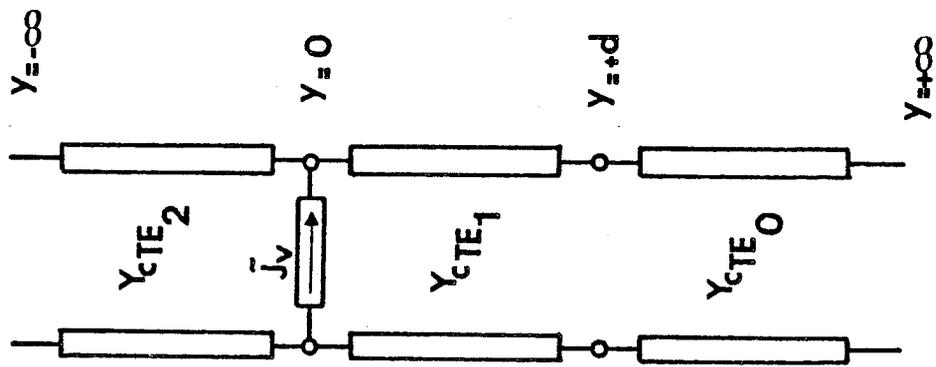
$$\tilde{E}_z(\alpha, \beta, y) = \tilde{E}_u(\alpha, \beta, y) \sin \delta + \tilde{E}_v(\alpha, \beta, y) \cos \delta$$

et d'autre part,

$$\tilde{J}_u(\alpha, \beta) = -\tilde{J}_x(\alpha, \beta) \cos \delta + \tilde{J}_z(\alpha, \beta) \sin \delta$$

$$\tilde{J}_v(\alpha, \beta) = \tilde{J}_x(\alpha, \beta) \sin \delta + \tilde{J}_z(\alpha, \beta) \cos \delta$$

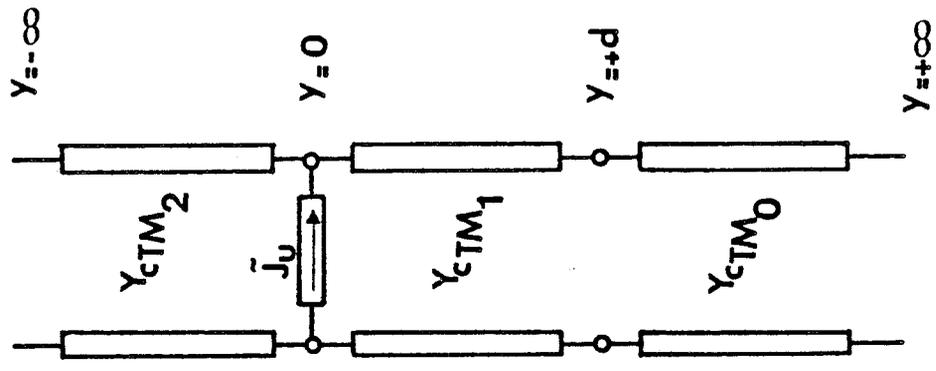
fig. 4.5



Onde TE

Schéma équivalent TE.

Fig. 4.6



Onde TM

Schéma équivalent TM.

les densités de courant $\tilde{J}_u(\alpha, \beta)$ et $\tilde{J}_v(\alpha, \beta)$ sont orthogonales dans l'espace image. De ce fait, elles sont associées à la création respective de l'onde TE et de l'onde TM définies précédemment.

Cette décomposition en ondes TE et ondes TM nous permet de raisonner sur des schémas du type ligne de transmission suivant la direction OY, figures 4.5 et 4.6. Les admittances des ondes TE et TM sont définies par les relations :

$$Y_{CTE_i} = \frac{\gamma_{mi}}{j\omega\mu_0} \quad 4.19$$

$$Y_{CTM_i} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}{\gamma_{mi}} \quad 4.20$$

où i représente l'indice du milieu.

Pour chaque schéma équivalent, figures 4.5 et 4.6., en $Y = 0$, les densités de courant $\tilde{J}_u(\alpha, \beta)$ et $\tilde{J}_v(\alpha, \beta)$ s'expriment en fonction respectivement des admittances ramenées et des champs $\tilde{E}_u(\alpha, \beta)$ et $\tilde{E}_v(\alpha, \beta)$. Il vient :

$$\tilde{J}_u(\alpha, \beta) = \tilde{E}_u(\alpha, \beta, 0) Y_0^h \quad 4.21$$

$$\tilde{J}_v(\alpha, \beta) = \tilde{E}_v(\alpha, \beta, 0) Y_0^e \quad 4.22$$

la théorie des lignes nous permet de déterminer sans ambiguïté et rapidement les admittances Y_0^e et Y_0^h en fonction des admittances Y_{TE0} , Y_{TE1} , Y_{TE2} et Y_{TM0} , Y_{TM1} , Y_{TM2} :

$$4.23 \quad Y_0^e = \frac{Y_{TM0} + Y_{TM1} \coth \gamma_{m1} d}{Y_{TM2} [Y_{TM0} + Y_{TM1} \coth \gamma_{m1} d] + Y_{TM1} [Y_{TM1} + Y_{TM0} \coth \gamma_{m1} d]}$$

$$4.24 \quad Y_0^h = \frac{Y_{TE0} + Y_{TE1} \coth \gamma_{m1} d}{Y_{TE2} [Y_{TE0} + Y_{TE1} \coth \gamma_{m1} d] + Y_{TE1} [Y_{TE1} + Y_{TE0} \coth \gamma_{m1} d]}$$

Pour connaître la fréquence complexe, nous devons aboutir au système matriciel suivant :

$$\begin{aligned} \tilde{J}_x(\alpha, \beta) &= B_{11}(\alpha, \beta, \Omega) \tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0) + B_{12}(\alpha, \beta, \Omega) \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) \\ \underline{4.25} \quad \tilde{J}_z(\alpha, \beta) &= B_{21}(\alpha, \beta, \Omega) \tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0) + B_{22}(\alpha, \beta, \Omega) \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) \end{aligned}$$

Aidés des relations 4.16 à 4.25 et en utilisant les expressions données ci-dessous :

$$\begin{aligned} \tilde{J}_x(\alpha, \beta) &= -\cos \delta \tilde{J}_u(\alpha, \beta) + \sin \delta \tilde{J}_v(\alpha, \beta) \\ \underline{4.26} \quad \tilde{J}_z(\alpha, \beta) &= \sin \delta \tilde{J}_u(\alpha, \beta) + \cos \delta \tilde{J}_v(\alpha, \beta) \end{aligned}$$

nous obtenons le système :

$$\begin{aligned} \tilde{J}_x(\alpha, \beta) &= \tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0) \left[\cos^2 \delta Y_0^h + \sin^2 \delta Y_0^e \right] + \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) \left[-\cos \delta \sin \delta Y_0^h + \sin \delta \cos \delta Y_0^e \right] \\ \underline{27} \quad \tilde{J}_z(\alpha, \beta) &= \tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0) \left[-\sin \delta \cos \delta Y_0^h + \sin \delta \cos \delta Y_0^e \right] + \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) \left[\sin^2 \delta Y_0^h + \cos^2 \delta Y_0^e \right] \end{aligned}$$

De même que dans le chapitre II, la résolution de ce système est effectuée en utilisant la méthode de Galerkin et en décomposant $\tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0)$ et $\tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0)$ sur deux ensembles de fonctions de base :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_x(\alpha, \beta, 0) &= \sum_{v=1}^V c_v \tilde{E}_{xv}(\alpha, \beta, 0) \\ \underline{4.28} \quad \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) &= \sum_{w=1}^W d_w \tilde{E}_{zw}(\alpha, \beta, 0) \end{aligned}$$

En procédant de manière analogue à celle présentée au chapitre II, nous utilisons pour cela la relation de Parseval qui transforme la double

intégrale suivante sur α et β :

$$\underline{\underline{I}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_x(\alpha, \beta) \tilde{E}_{xp}^*(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta \quad 4.29$$

en

$$\underline{\underline{I}} = (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J_x(x, y) E_{xp}(x, y, 0) dx dy \quad 4.30$$

après avoir défini dans les mêmes conditions qu'au chapitre II le produit scalaire de E par J, nous transformons le système initial 4.27 en un système homogène :

$$\sum_{v=1}^V K_{pv} c_v + \sum_{w=1}^W I_{pw} dw = 0 \quad p=1, 2, \dots, V$$

$$\underline{\underline{4.31}} \quad \sum_{v=1}^V J_{qv} c_v + \sum_{w=1}^W L_{qw} dw = 0 \quad q=1, 2, \dots, W$$

les relations entre K_{pv} , I_{pw} , J_{qv} , L_{qw} et les fonctions de base sont données en annexe VII.

Le système homogène 4.31 se met donc sous la forme déterminentale suivante :

$$\underline{\underline{4.32}} \quad \left[\mathbf{M} \right] \begin{bmatrix} \vdots \\ c_i \\ \vdots \\ d_i \\ \vdots \end{bmatrix} = 0$$

où l'ensemble des termes de la matrice sont des intégrales sur α et β des produits de fonctions de base et des $B_{IJ}(\alpha, \beta, \Omega)$. La solution non nulle du déterminant de la matrice M nous fournit la solution physique, c'est-à-dire la fréquence de résonance complexe de la structure qui constitue de fait la

valeur propre du système homogène.

De même que pour le problème de propagation traité précédemment, le vecteur propre, calculé à partir du système homogène 4.31 nous fournit les pondérations respectives des diverses fonctions de base introduites par les développements 4.28.

En fait, d'un point de vue numérique, il faut définir un ordre de troncature des développements des fonctions de base mais aussi choisir les limites et le pas de discrétisation du domaine considéré lors du calcul des intégrales de Fourier. Ces contraintes font à nouveau apparaître des problèmes de convergence relative, d'autant plus délicats que nous travaillons à deux dimensions. Il faut cependant signaler dès à présent que d'autres difficultés numériques apparaissent lors de la détermination des éléments de la matrice 4.32 en particulier dans le cas sans perte.

Le calcul des fréquences complexes, satisfaisant le problème physique, s'effectue en utilisant la méthode de recherche de solutions basée sur le calcul des résidus ; l'application de cette procédure amène également des problèmes numériques qui s'ajoutent à ceux évoqués précédemment.

IV. 3 - PROBLEMES NUMERIQUES

Le principe de la méthode étant dégagé, il est maintenant nécessaire de résoudre le problème de la double intégration dans le plan (α, β) qui intervient lorsque l'on applique la méthode de Galerkin. Chaque terme de la matrice 4.32 peut se mettre sous la forme :

$$4.33 \quad M_{\delta\eta}^{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_x \delta(\alpha, \beta, 0) B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega) \tilde{E}_x \eta(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta$$

- où
- δ et η représentent les indices v et w des développements des fonctions de base
 - ij l'indice des termes du système d'équations 4.25.

On voit apparaître dans l'expression 4.33 un produit de fonctions de base avec les termes $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$.

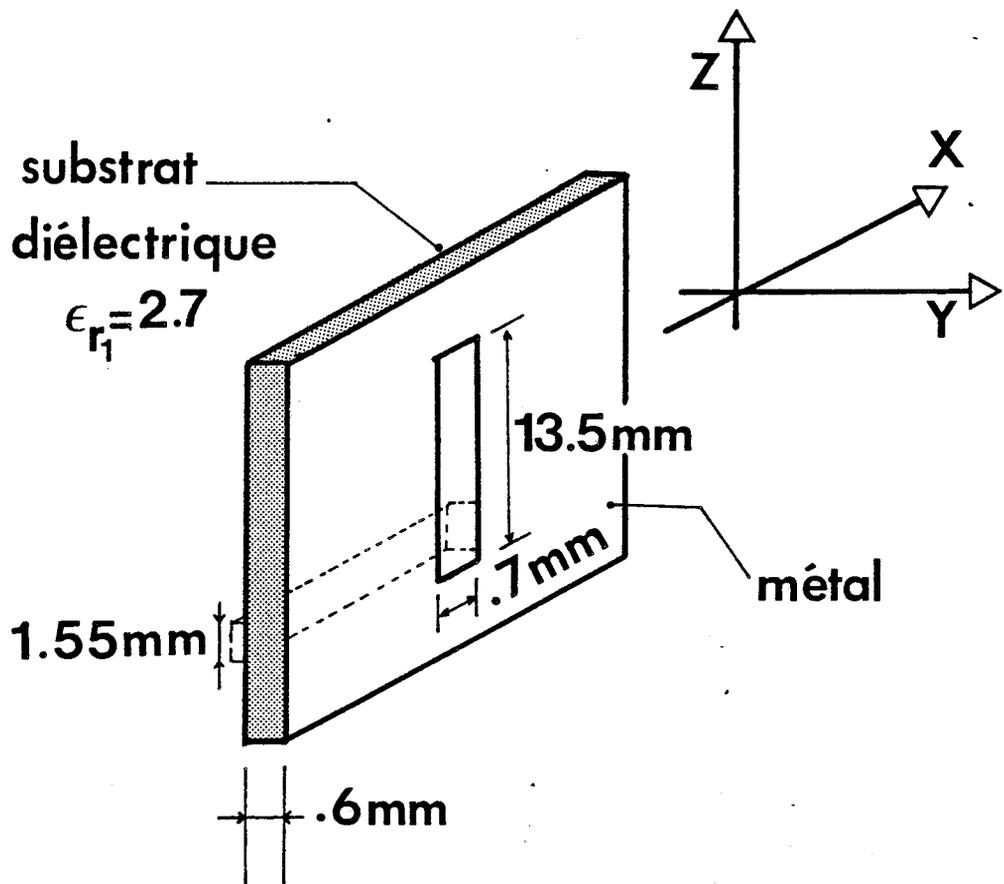


fig.4-7 Antenne fente. [7]

Un de nos premiers soucis a été de tester l'évolution de l'ensemble de ces fonctions par rapport à α et à β en se fixant une valeur réelle de la pulsation complexe Ω . Dans ce but, nous avons considéré une structure sans perte pour laquelle des résultats expérimentaux ont été publiés [7] figure 4.7.

Les évolutions de ces coefficients $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$, présentées figures 4.8 à 4.10, tant pour leurs parties réelles que pour leurs parties imaginaires font apparaître systématiquement une zone étroite de discontinuités. De fait, ces discontinuités correspondent à la proximité de pôles liés au calcul des admittances Y_0^e et Y_0^h précédemment définies.

Ces conditions d'apparition de pôles s'écrivent :

$$\text{pour } Y_0^e \quad \text{sh}(\gamma_{m_1} d) \times \gamma_{m_1} \epsilon_{r_0}^* + \text{ch}(\gamma_{m_1} d) \gamma_{m_0} \epsilon_{r_1}^* = 0 \quad \underline{4.34}$$

et

$$\text{pour } Y_0^h \quad \text{sh}(\gamma_{m_1} d) \gamma_{m_0} + \text{ch}(\gamma_{m_1} d) \gamma_{m_1} = 0 \quad \underline{4.35}$$

où γ_{m_i} et (α, β) sont reliés par l'égalité :

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma_{m_i}^2 = \epsilon_{r_i}^* k_0^2 = k_m^2 \quad \underline{4.36}$$

Pour expliciter la complexité du problème, il convient de choisir un cas limite simple : celui d'une antenne à faibles pertes pour laquelle la pulsation Ω est pratiquement réelle. Dans ces conditions, Ω tend vers la pulsation de résonance ω_r

On peut alors définir, dans le plan (α, β) deux zones figure 4.11

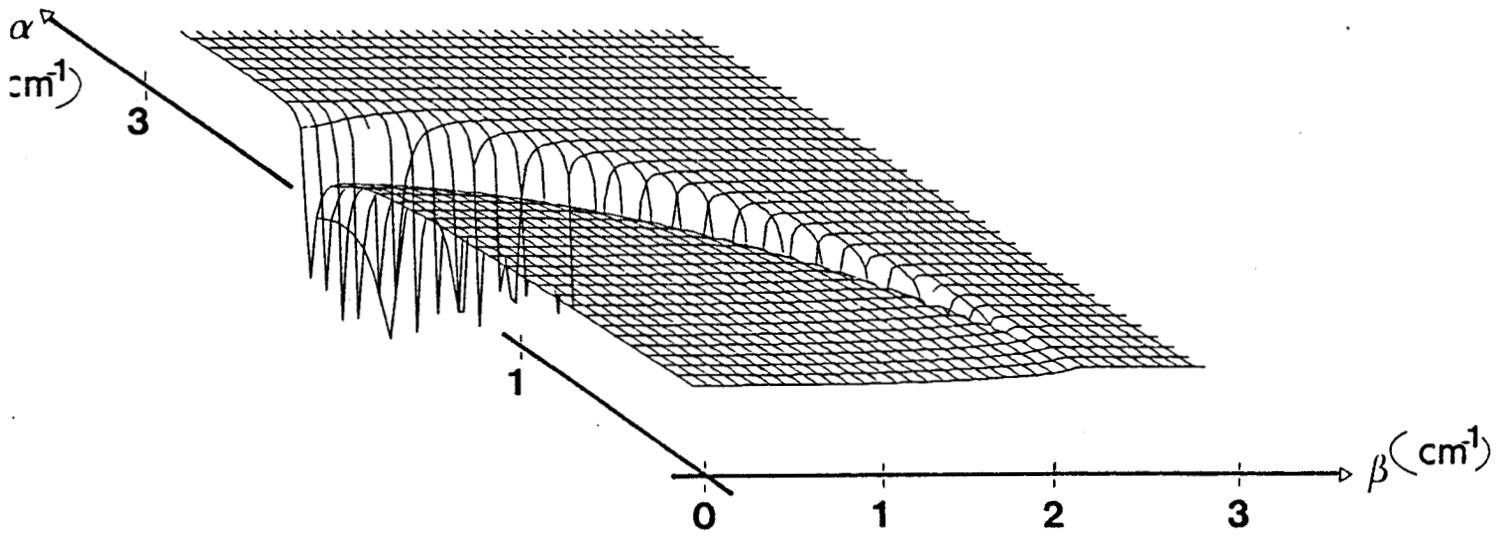
* une première zone telle que $(\alpha^2 + \beta^2)$ soit inférieure à $\omega_r^2 \epsilon_0 \mu_0$ qui correspond à des ondes progressives (zone 1) dans l'air.

* une deuxième zone telle que $\alpha^2 + \beta^2 > k_0^2$ où apparaissent dans l'air des ondes évanescentes par rapport à la direction OY. En réalité, il convient de subdiviser cette zone en deux intervalles :

- le premier où $\alpha^2 + \beta^2 > k_0^2 \epsilon_{r1}$

FIG. 4.8.a

PARTIE REELLE DE $B_{11}(\alpha, \beta, \Omega)$



EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$

$F=10\text{GHZ}$

$$\epsilon_{r0} = \epsilon_{r2} = 1$$

FIG. 4.8.b

PARTIE IMAGINAIRE DE $B_{11}(\alpha, \beta, \Omega)$

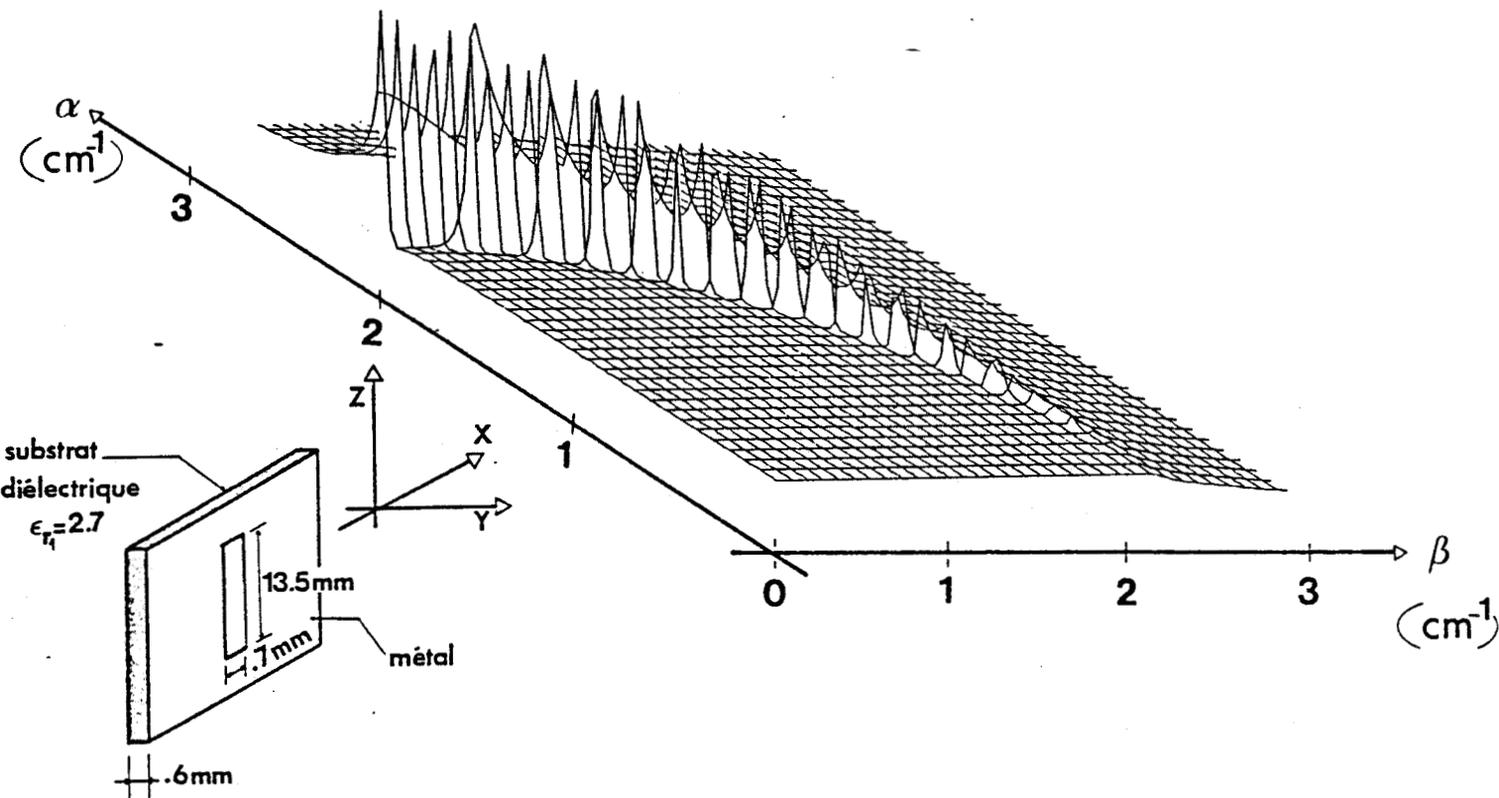
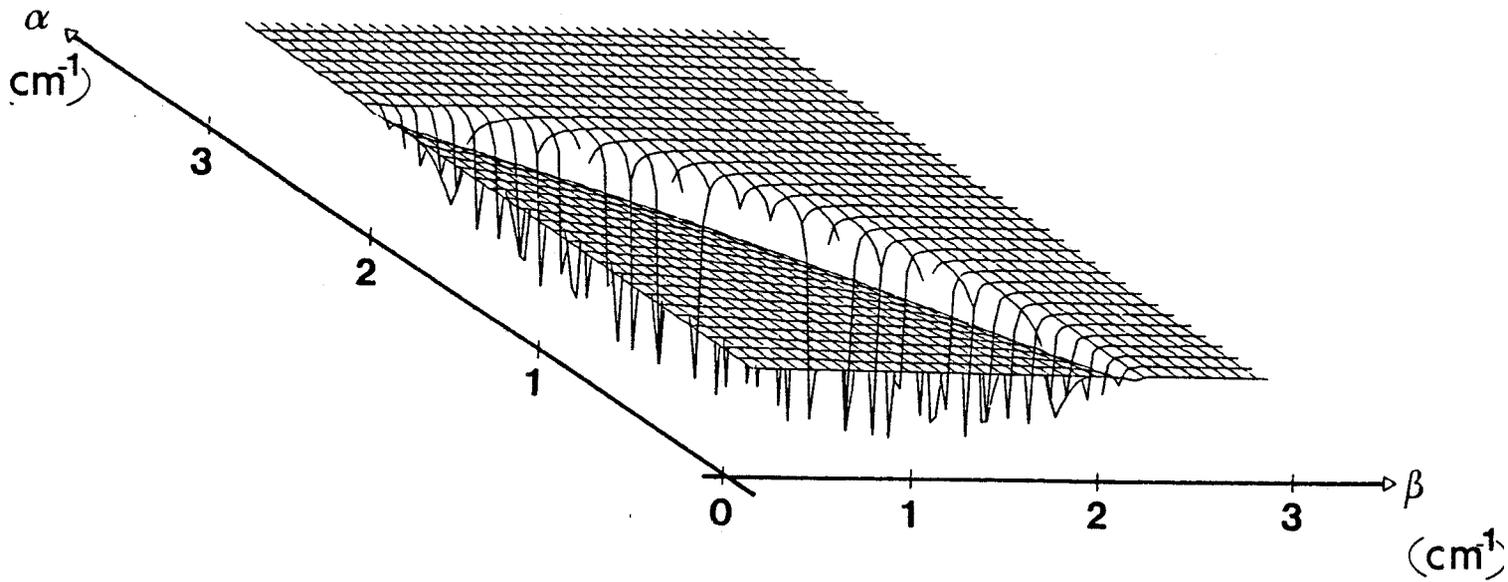


FIG. 4.9.a



EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$ $F=10\text{GHZ}$

$$\epsilon_{r0} = \epsilon_{r2} = 1$$

FIG. 4.9.b

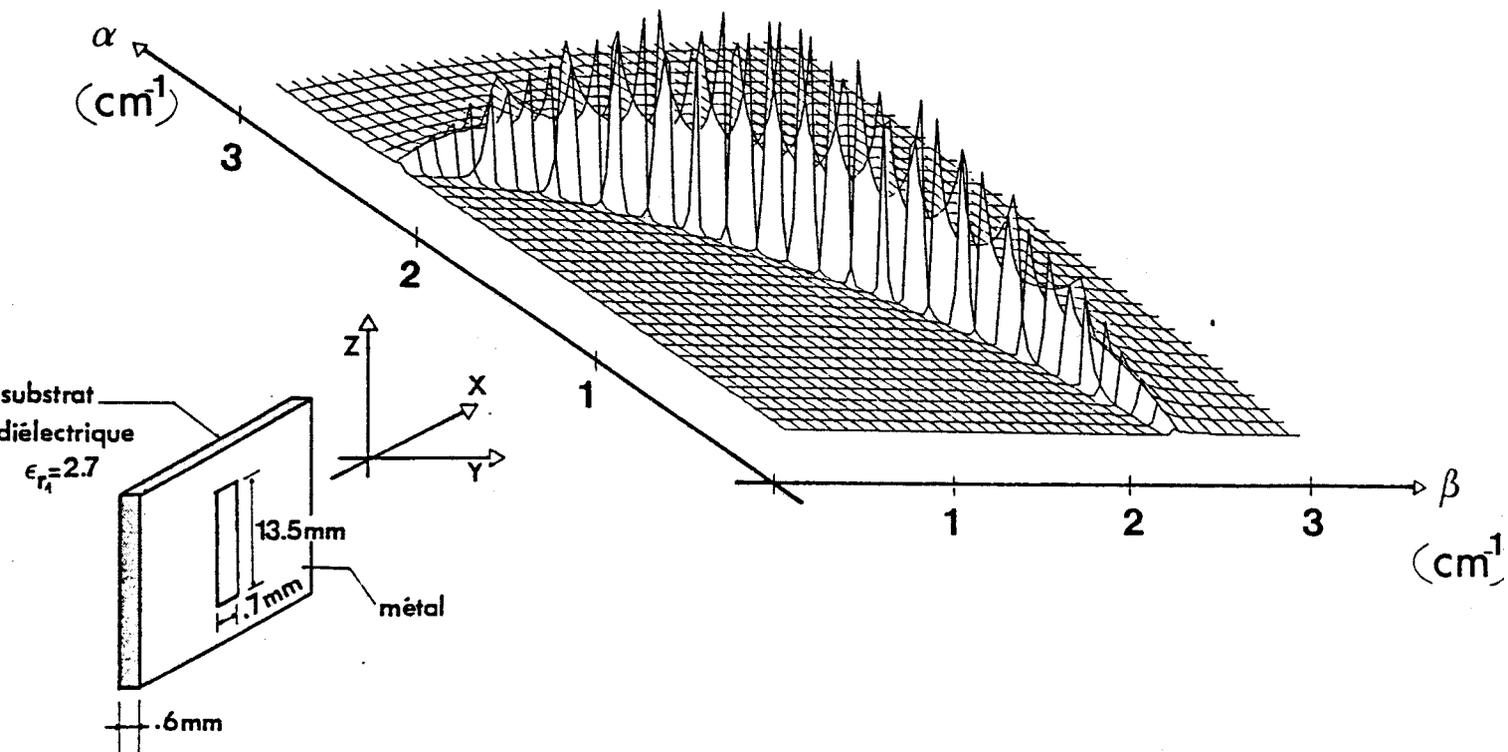
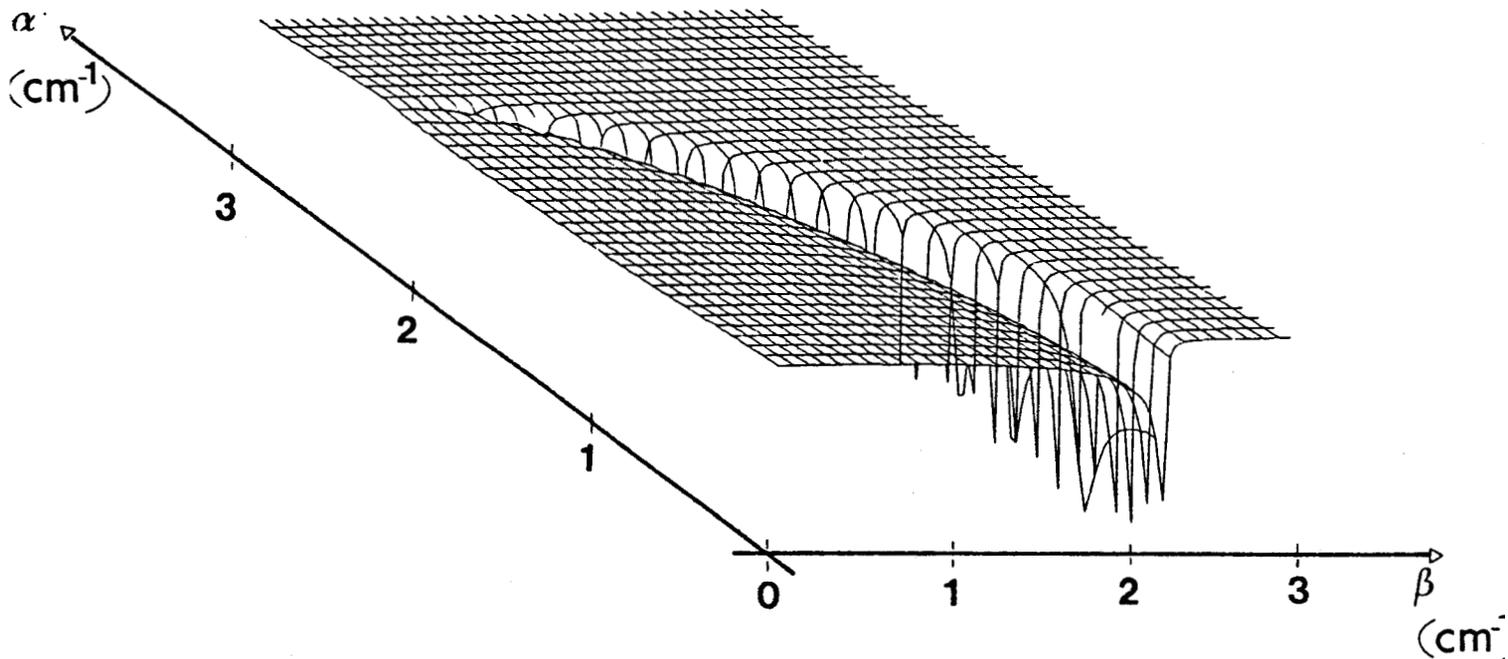


FIG. 4.10.a :

PARTIE REELLE DE $B_{22}(\alpha, \beta, \Omega)$



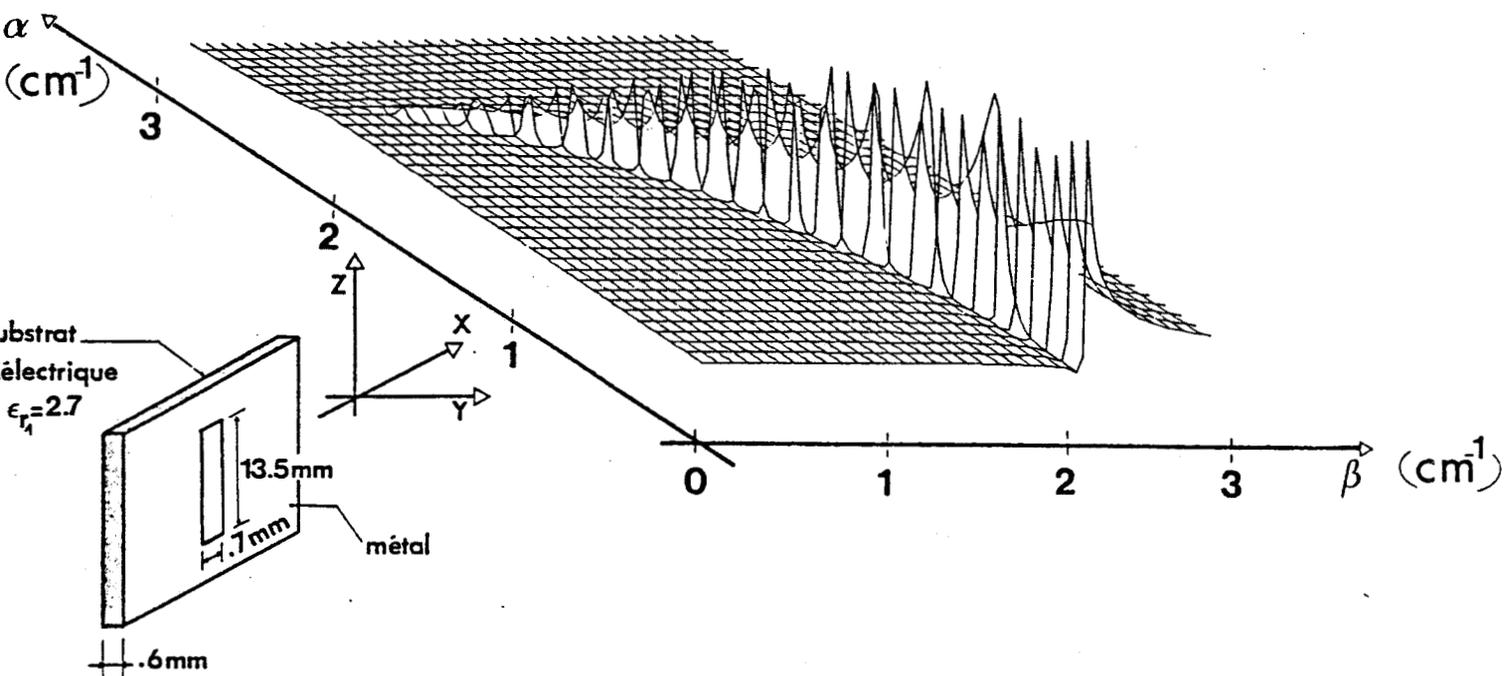
EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$

F=10GHZ

$$\epsilon_{r0} = \epsilon_{r2} = 1$$

PARTIE IMAGINAIRE DE $B_{22}(\alpha, \beta, \Omega)$

FIG. 4.10.b



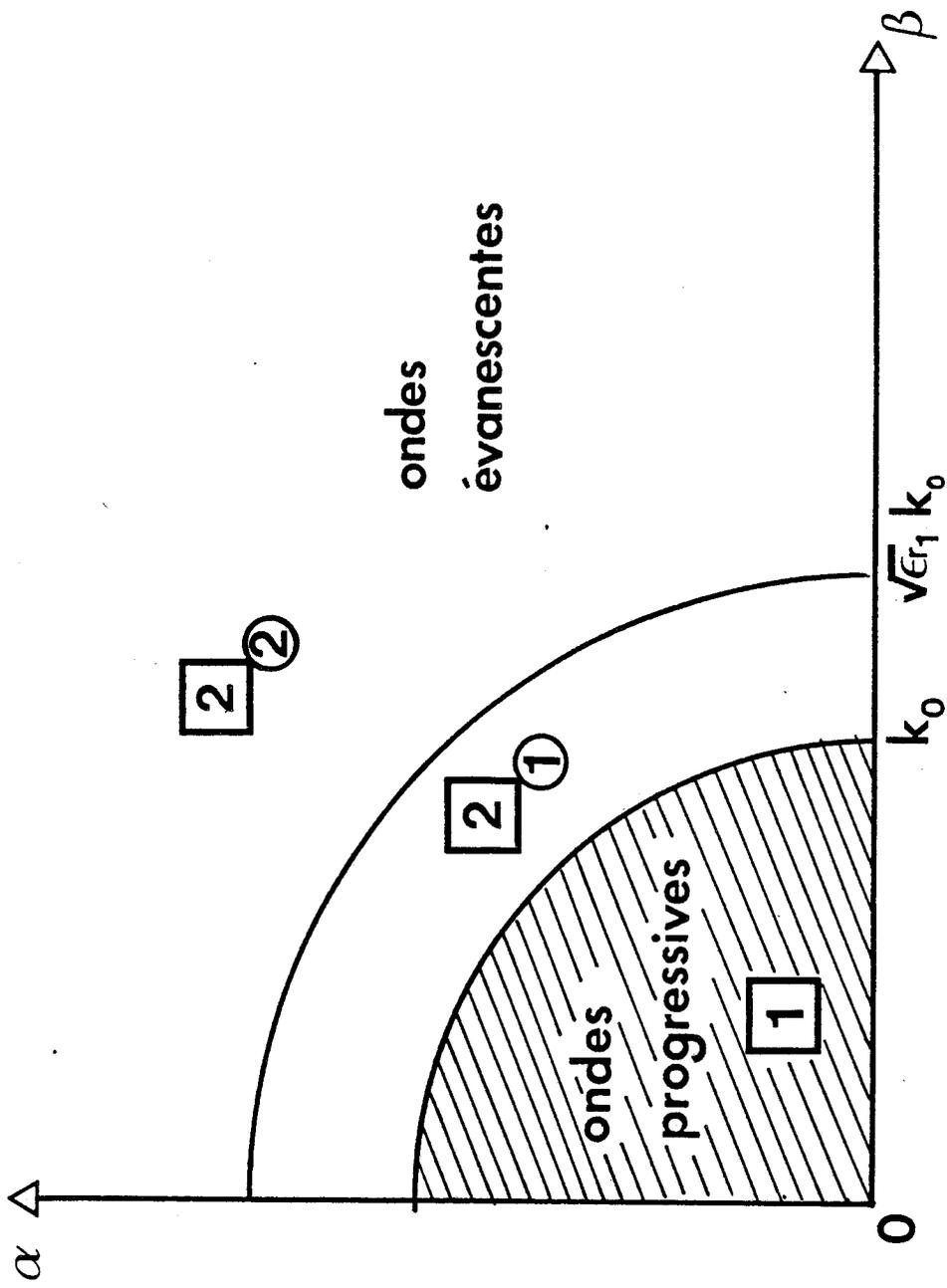


FIG.4.11 Zones du plan (α, β)

- un second tel que $k_0^2 < \alpha^2 + \beta^2 < k_0^2 \epsilon_{r1}$, où existe une courbe lieu des pôles de Y_0^e et Y_0^h . Cette courbe traduit habituellement l'existence des modes de surface rencontrés lors de l'étude des phénomènes de propagation.

Pour appréhender le comportement de cette antenne, il faut au moins décrire correctement les deux premières zones. Bien entendu, les lieux de ces pôles apparaissent systématiquement dans la deuxième zone ; il faut donc choisir un pas d'intégration tel que l'on puisse explorer très finement cette zone au voisinage des discontinuités.

En fait, ce choix est rendu extrêmement délicat dans la mesure où la méthode de recherche de la valeur de la pulsation solution nécessite de faire varier cette pulsation. Dans ces conditions, les limites des différentes zones mais aussi la position de la courbe de discontinuité évoluent dans le plan (α, β) avec chaque valeur de la fréquence. Si il n'est pas possible de déterminer auparavant les pôles associés aux admittances Y_0^e et Y_0^h , cela impose soit le choix d'un pas le plus fin possible sur α et β , soit d'opter pour des pas variables suivant les zones exigeant la détermination préalable de ces zones.

Après avoir évoqué ces premiers problèmes numériques, sans commenter le choix des fonctions de base sur lequel nous reviendrons ultérieurement, il convient également de décrire correctement les transformées des fonctions de base.

Choisissons pour support de discussion, un ensemble de fonctions de base analogues à celles utilisées lors de l'étude de l'antenne ruban rectangulaire [6] :

$$E_{x \text{ fente}}(x, z) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{S_x}{2}\right)^2 - x^2}} \frac{\cos(\pi z / S_z)}{\sqrt{\left(\frac{S_z}{2}\right)^2 - z^2}} \quad 4.37$$

$$E_{z \text{ fente}}(x, z) = U_2(x) \frac{\sin(\pi z / S_z)}{\sqrt{\left(\frac{S_z}{2}\right)^2 - z^2}} \quad 4.38$$

Z fixé

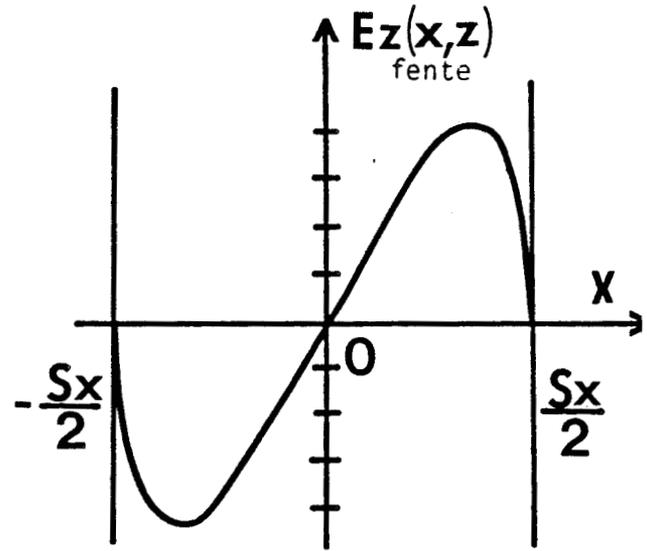
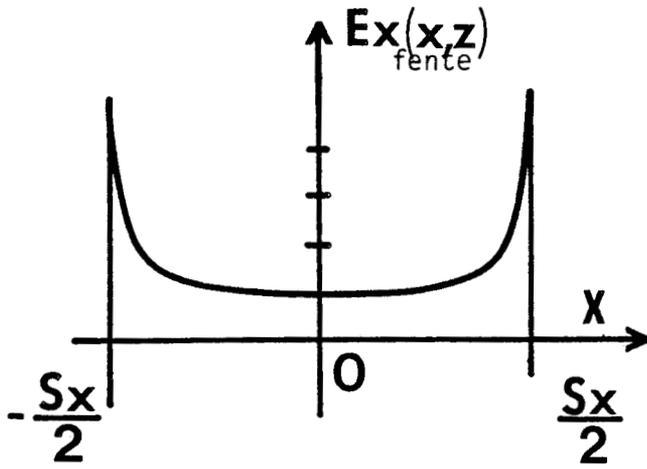


FIG.4_12

Fonction de base du champ dans l'ouverture.

X fixé

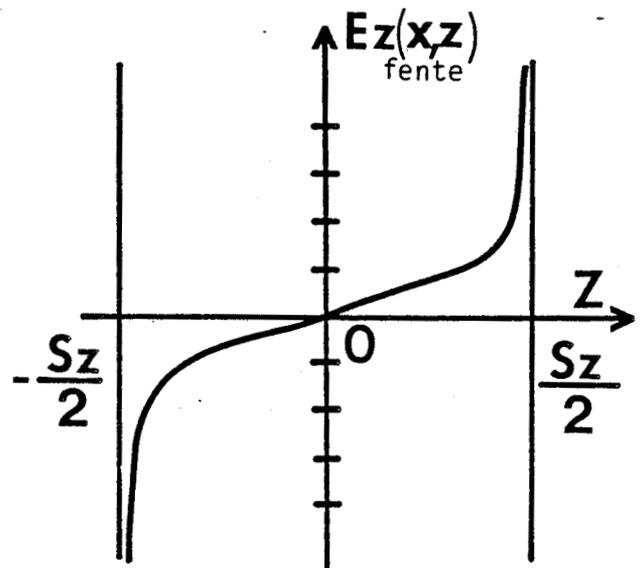
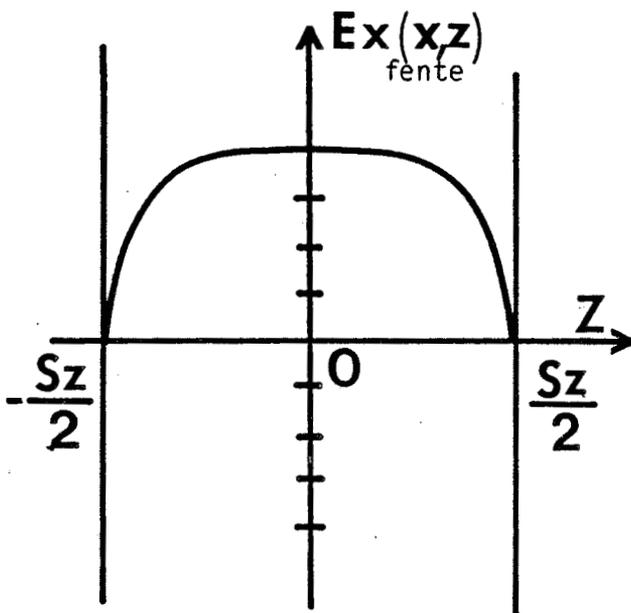


FIG.4_13

Fonction de base du champ dans l'ouverture.

- où
- $U_2(x)$ est le polynôme de Tchebyshev de seconde espèce d'ordre 2 (Annexe IV)
 - S_X et S_Z correspondent aux largeurs de la fente suivant les deux directions X et Z figure 4.20.

Ces distributions sont visualisées figures 4.12 et 4.13.

Dans ces conditions, nous avons représenté, figures 4.14 à 4.16 l'évolution de ces produits de fonctions de base ou plus exactement leurs transformées de Fourier en fonction de α et de β . Bien entendu, il apparaît qu'une description satisfaisante de ces termes nécessite d'atteindre de grandes valeurs pour le paramètre de Fourier qui correspond à la dimension géométrique la plus petite en l'occurrence, il faut aller au delà de 100, pour α figures 4.14 à 4.16.

A l'issue de cette discussion, on peut remarquer que pour appréhender correctement ces problèmes d'antenne fente, il est nécessaire de décrire les produits de fonctions de base pour de grandes valeurs de α et β compte tenu des dimensions rencontrées en pratique, mais aussi d'utiliser des pas de discrétisation très fins afin de décrire correctement les intégrants. On conçoit que ces deux conditions soient assez antagonistes et posent de gros problèmes numériques.

A titre d'exemples, nous avons chiffré au niveau du temps calcul CPU quelques uns des essais effectués dans le but de les comparer avec des résultats expérimentaux [7] :

T.IV.1

Temps CPU	Intervalle en α	Nombre de raies en α	Intervalle en β	Nombre de raies en β	$F_{théorique}$	$\frac{F_{ft} - F_{ex}}{F_{ex}}$
2h	0,100	150	0,100	150	$9,485-j0,007$	9,8%
2h	0,150	150	0,150	150	$9,825+j.00205$	6,6%

Nous remarquons que les valeurs théoriques obtenues pour la fréquence de résonance sont relativement satisfaisantes ; il en est tout autrement pour la partie imaginaire ω_i pour laquelle les valeurs obtenues ne semblent

FIG. 4-14

Evolution de $\tilde{E}_z^2(\alpha, \beta)$ en fonction de α et β .

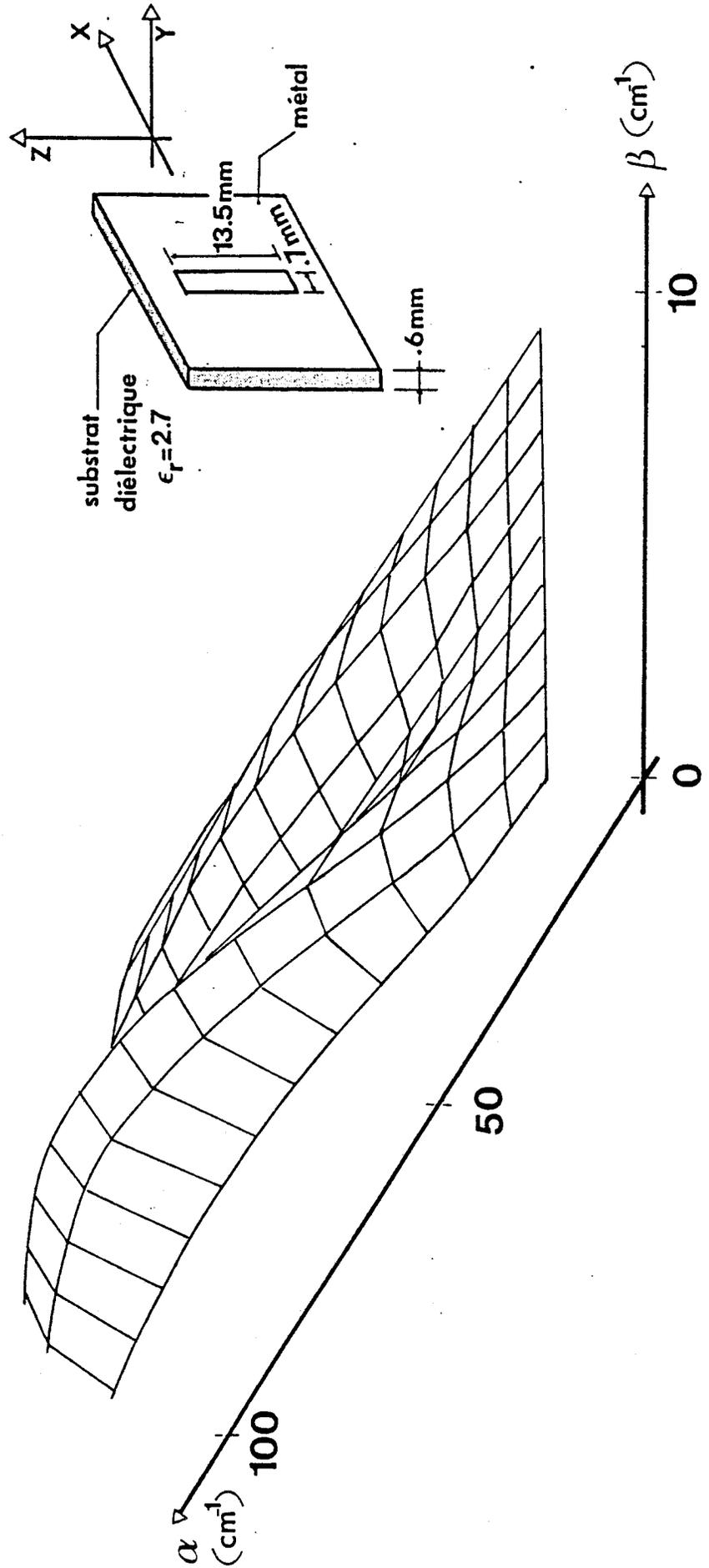


FIG. 4-15

Evolution de $\tilde{E}_x^2(\alpha, \beta)$ en fonction de α et de β .

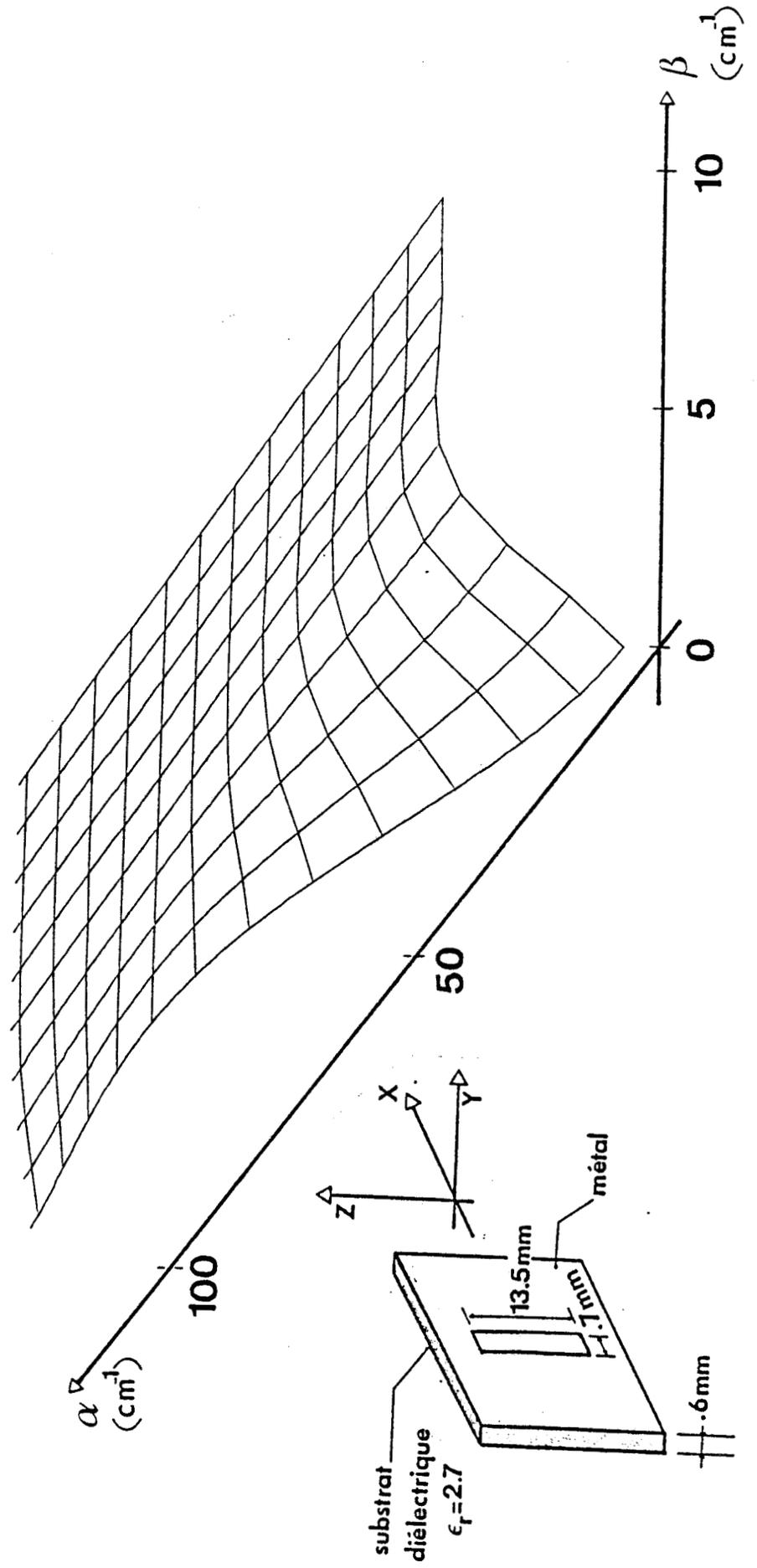
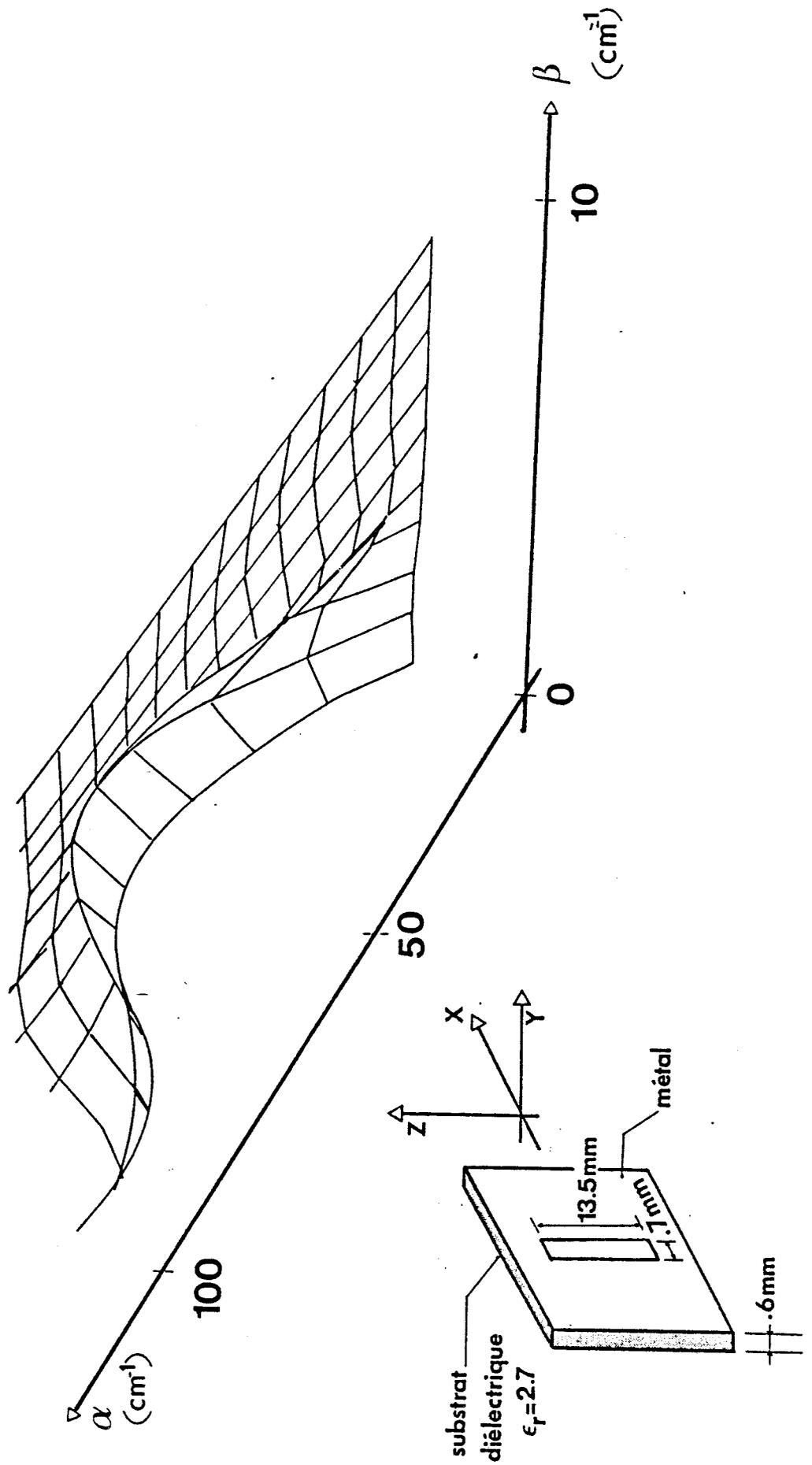


fig. 4-16

Evolution de $\vec{E}_x(\alpha, \beta) \times \vec{E}_z(\alpha, \beta)$ en fonction de α et de β .



ni stables, ni significatives surtout lorsqu'elles sont négatives.

En espérant décrire de façon plus satisfaisante l'ensemble des zones, trois cents raies sur chaque variable nous amèneraient à huit heures CPU. Ces temps prohibitifs ne nous ont pas incités à réaliser ces essais.

Compte tenu de ces limites numériques, nous n'avons pas abordé l'étude de la convergence relative à deux dimensions. Ces quelques résultats, dans le cas de structures sans perte, n'avaient en effet pour but que de tester notre programme en effectuant des comparaisons avec des résultats expérimentaux publiés, et permettre ainsi la mise en évidence des principaux problèmes numériques.

IV. 4 - ETUDE DE LA STRUCTURE SUR MILIEUX DISSIPATIFS : MODELE UTILISE

Bien entendu, le but de notre travail demeure l'étude d'une structure en présence de milieux dissipatifs. Dans ce cas, les problèmes ne sont pas moins complexes. Ainsi n'est-il plus possible de différencier la nature des ondes entre ondes progressives et ondes évanescentes puisqu'il s'agit toujours d'ondes oscillantes très fortement amorties. Sans vouloir réaliser une exploitation systématique du programme, nous avons, moyennant certains choix tranchés, tenté d'appliquer cette étude au cas de structures "fentes" en présence de milieux dissipatifs. Nous avons comparé nos valeurs théoriques aux résultats expérimentaux publiés pour un applicateur destiné à la thermographie microonde [8][9]. Dès à présent, il convient de mettre en évidence une différence sensible sur le comportement des coefficients $B_{IJ}(\alpha, \beta, \Omega)$ suivant l'absence ou la présence de milieux dissipatifs.

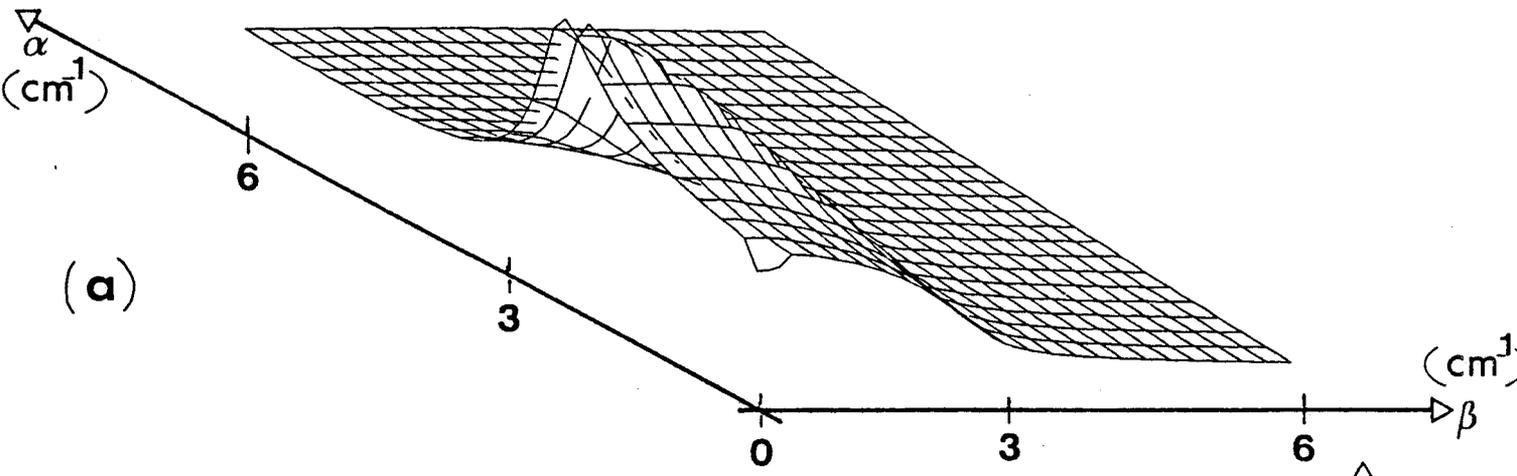
Dans le premier cas, nous avons mis en évidence la présence systématique de zones de discontinuités dans le plan (α, β) figures 4.8 à 4.10 ; au contraire, dans le cas de milieux à fortes pertes comme nous pouvions nous y attendre les discontinuités décrites précédemment sont fortement atténuées, figures 4.17 à 4.19.

Ceci doit permettre une intégration beaucoup plus aisée des termes intervenant dans la définition du déterminant de la matrice M (relation 4.32).

Pour bénéficier au moins en première approximation, des conclusions tirées de l'examen du problème de convergence relative effectué au chapitre II, nous avons choisi d'étudier un modèle présentant des murs électriques

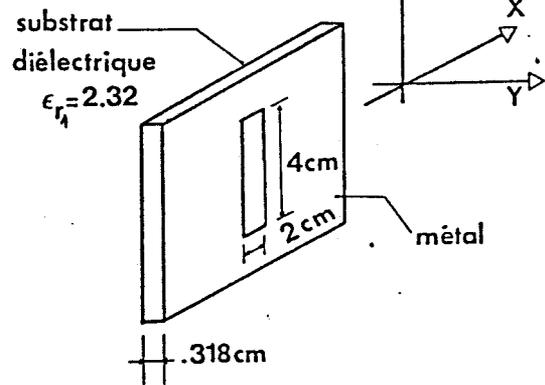
FIG. 4.17

PARTIE REELLE DE $B_{11}(\alpha, \beta, \Omega)$



EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$ $F=2\text{GHZ}$

$\epsilon_{r0} = 50, \sigma_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ } \nu/\text{cm}, \epsilon_{r2} = 1$



PARTIE IMAGINAIRE DE $B_{11}(\alpha, \beta, \Omega)$

(b)

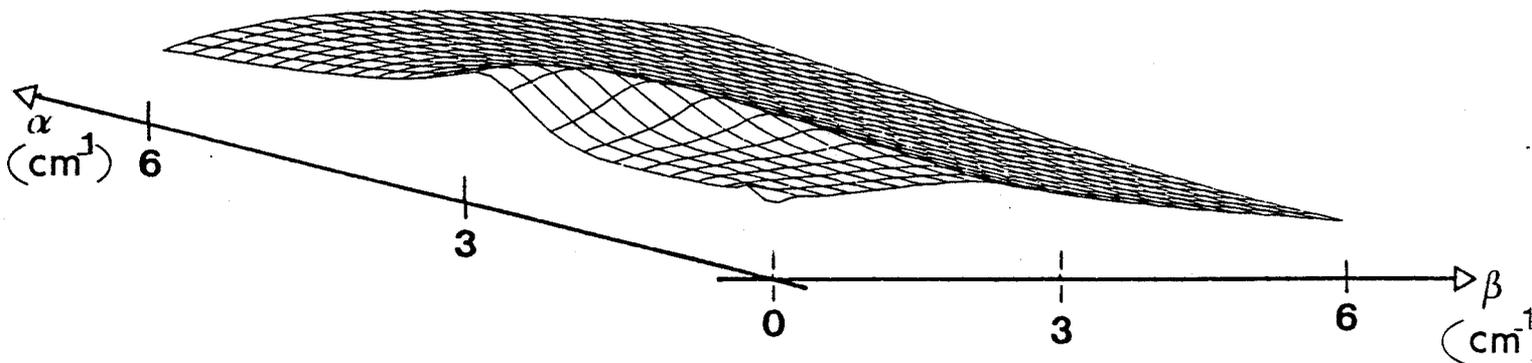
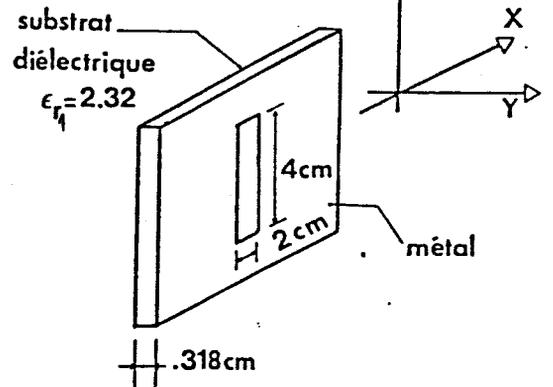
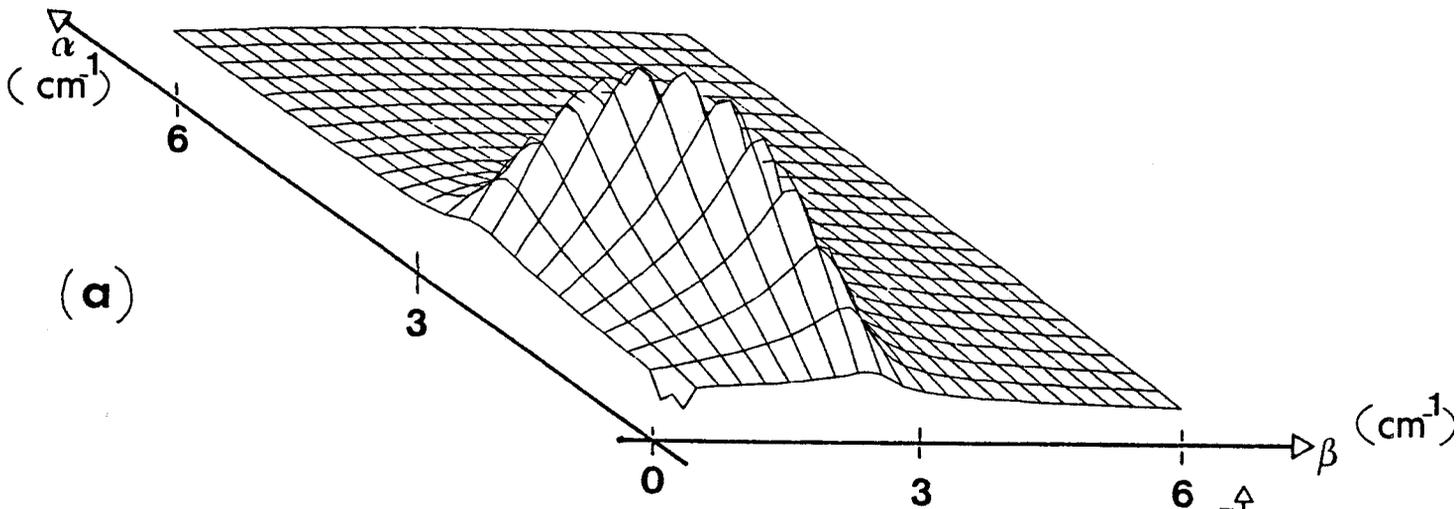


FIG.4.18

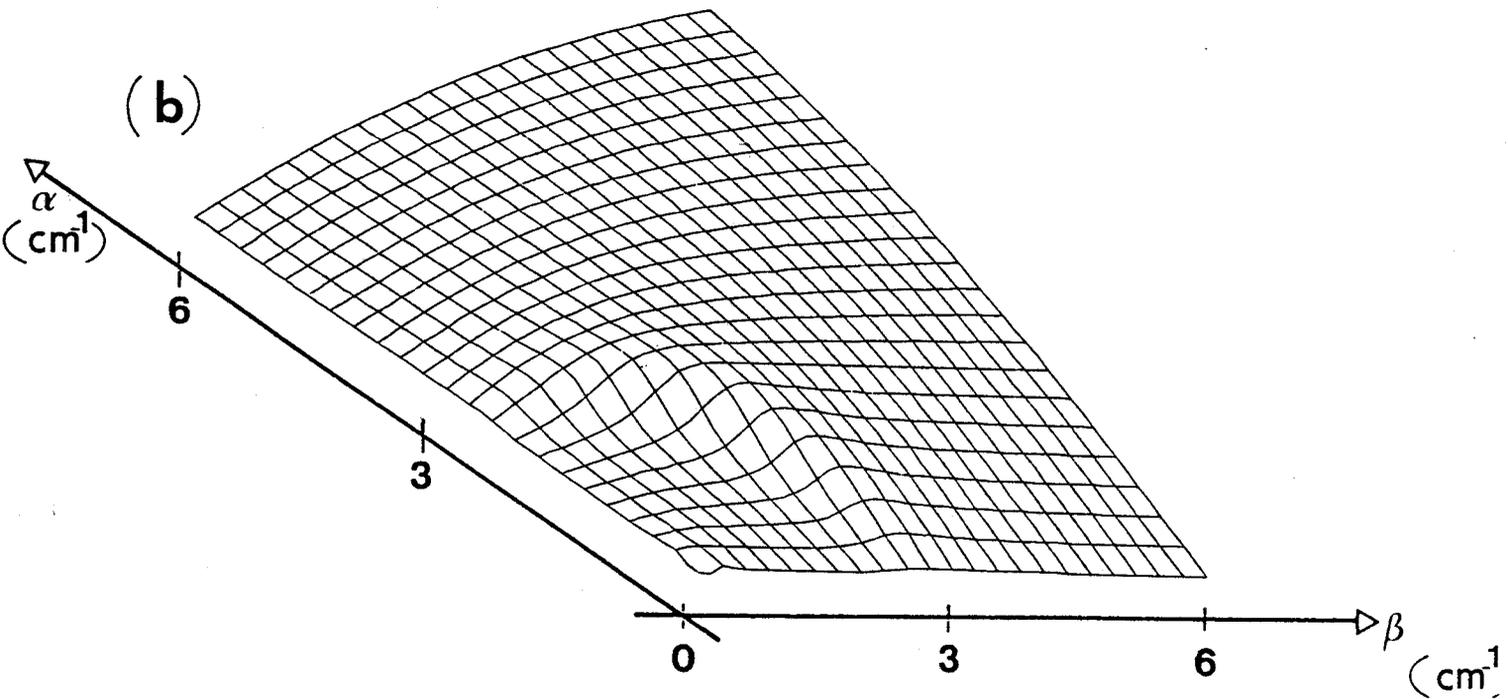
PARTIE REELLE DE $B_{12}(\alpha, \beta, \Omega)$



EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$ $F = 2\text{GHZ}$

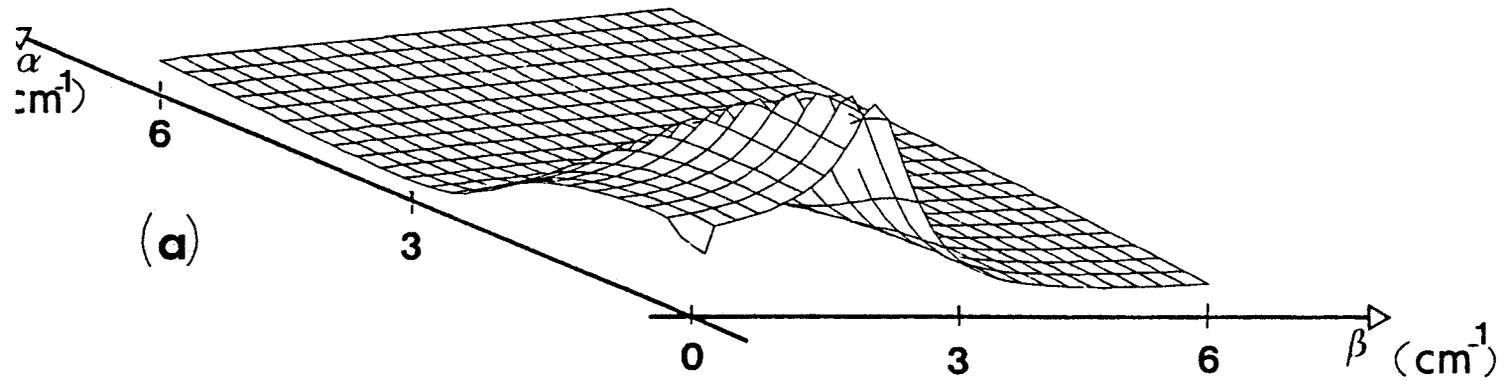
$$\epsilon_{r0} = 50, \sigma_0 = 2.10^{-2} \text{ } \sigma/\text{cm}, \epsilon_{r2} = 1$$

PARTIE IMAGINAIRE DE $B_{12}(\alpha, \beta, \Omega)$



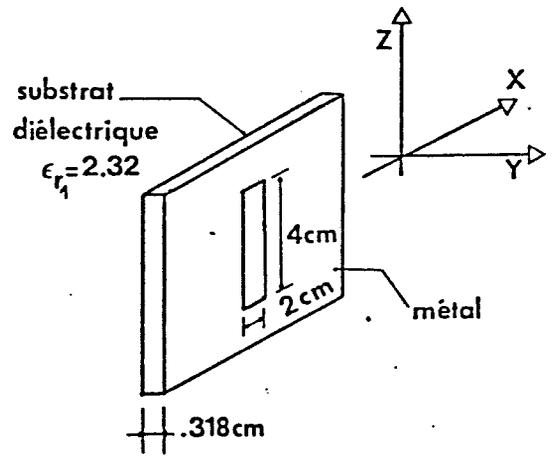
PARTIE REELLE DE $B_{22}(\alpha, \beta, \Omega)$

FIG.4.19



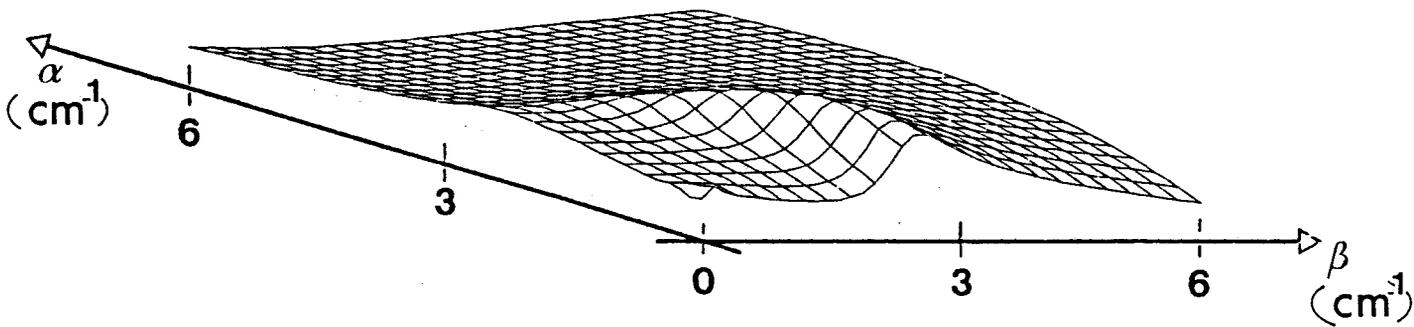
EVOLUTIONS DES $B_{ij}(\alpha, \beta, \Omega)$ $F=2\text{GHZ}$

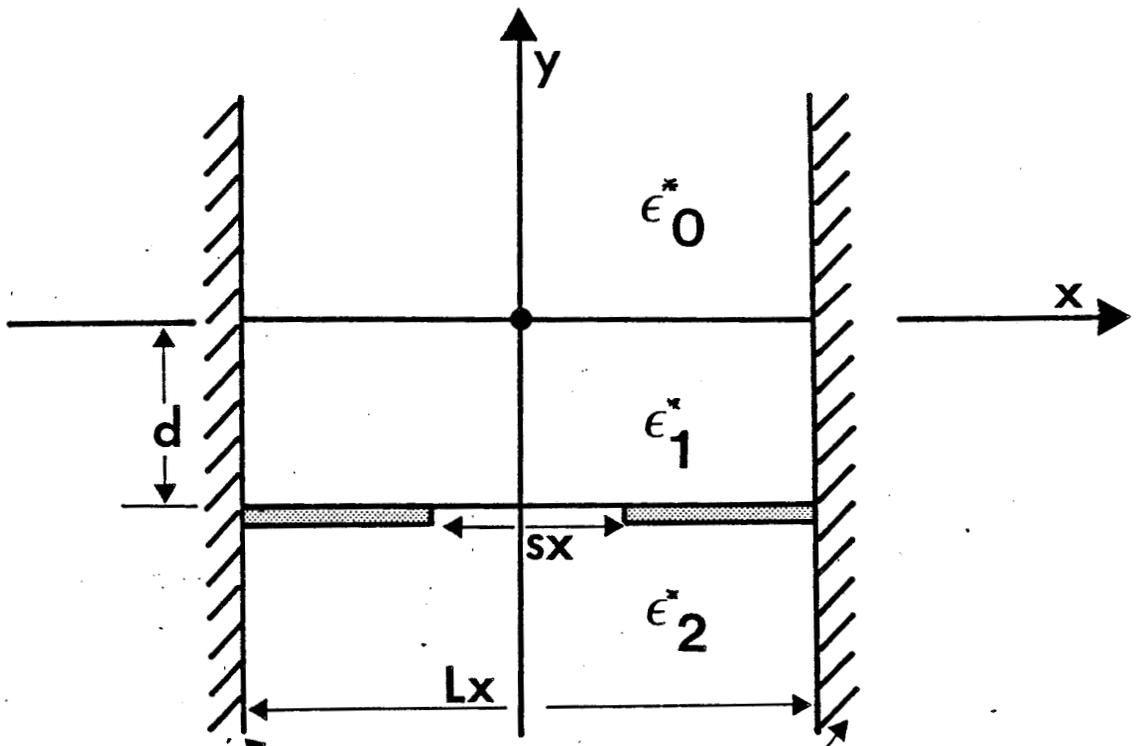
$$\epsilon_{r0} = 50, \sigma_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ } \sigma / \text{cm}, \epsilon_{r2} = 1$$



PARTIE IMAGINAIRE DE $B_{22}(\alpha, \beta, \Omega)$

(b)

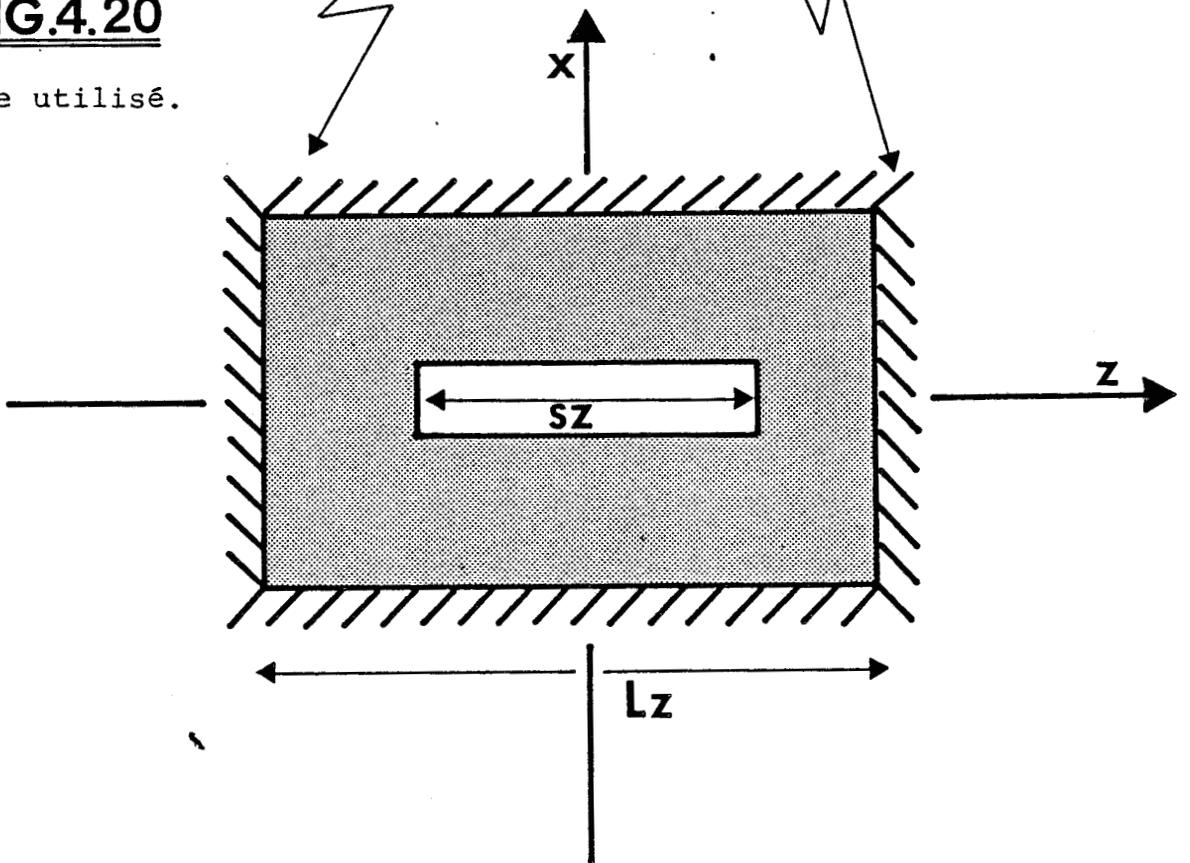




murs électriques

FIG.4.20

Modèle utilisé.



verticaux perpendiculaires par rapport aux directions OX et OZ figure 4.20. Dans ces conditions, les intégrales de Fourier se ramènent à des doubles sommations sur α et β .

En tenant compte des résultats obtenus lors de l'étude de la ligne microruban à plan de masse partiel, nous avons choisi des distances LX et LZ entre les courts circuits électriques suffisamment élevées pour ne pas perturber la distribution des champs dans la fente [10].

Nous avons signalé précédemment les problèmes de convergence relative inhérents au traitement numérique d'une structure en deux dimensions. Pour déterminer l'ordre de troncature des séries, nous avons dans ce cas utilisé comme conditions nécessaires les conclusions tirées de l'étude de la ligne de propagation ; nous ne prétendons pas que ces critères soient toujours suffisants dans le cas de l'approche bidimensionnelle. Nous vérifierons cependant ultérieurement la stabilité des résultats obtenus après avoir discuté du choix des fonctions de base.

Pour la structure considérée, aucune information relative au choix des fonctions de base n'est proposée, à notre connaissance, dans la littérature. Pour définir ces répartitions de champ dans la fente, nous nous sommes appuyés sur les résultats expérimentaux publiés en comparant les fréquences de résonance et les coefficients de qualité calculés et mesurés pour chaque ensemble de fonctions de base. [9]

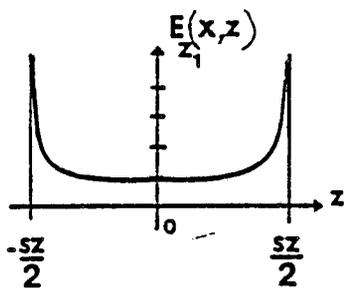
Une première proposition de distribution de champ est résumée tableau IV.2.

DIRECTION CONSIDEREE Composante	X	Z
Ex	pair + effet de pointe	impair
Ez	impair	pair + effet de pointe

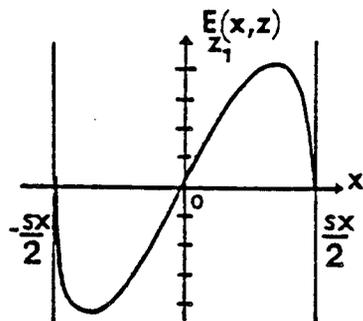
T.IV.2

les symétries adoptées correspondent au mode fondamental de la ligne fente suivant les deux directions. Dans ces conditions, les valeurs discrètes de α et β sont définies par :

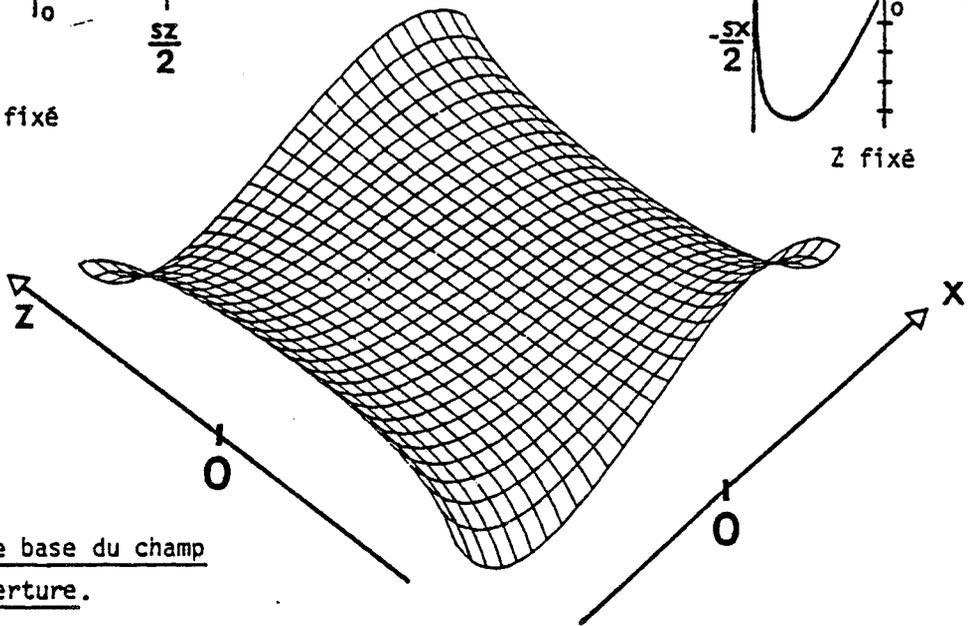
FIG.4.21



X fixé

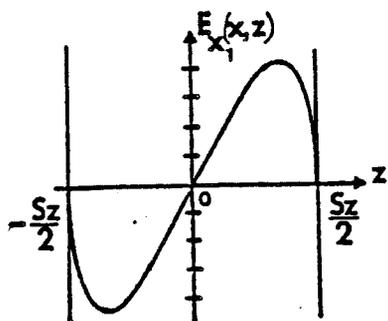


Z fixé

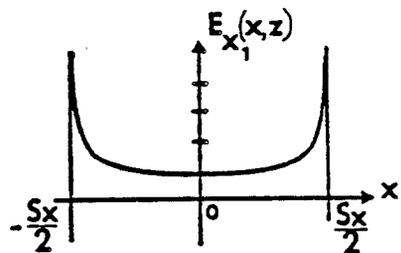


Fonction de base du champ dans l'ouverture.

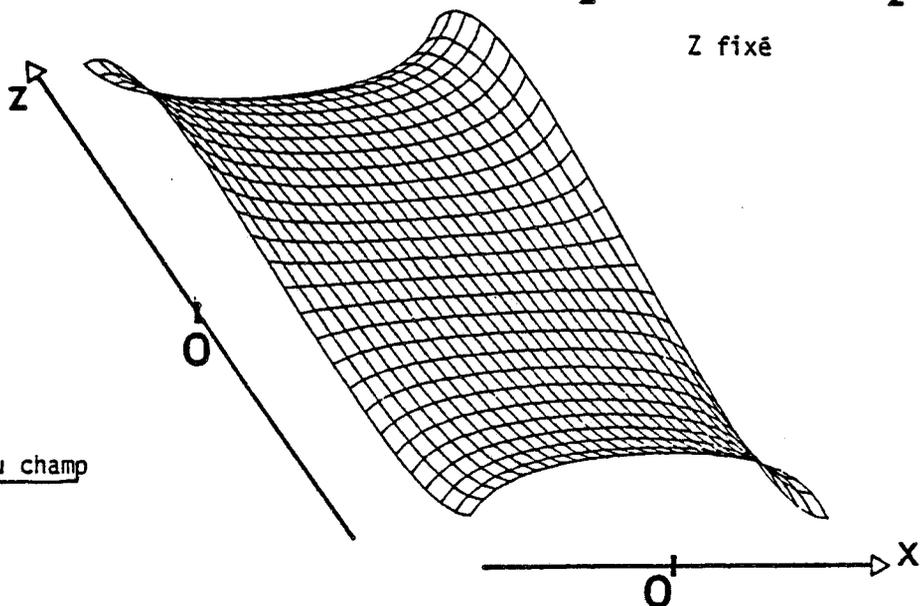
FIG.4.22



X fixé



Z fixé



Fonction de base du champ dans l'ouverture.

$$\alpha = \frac{2\pi m}{L_x} \quad m = 1, 2, 3 \dots M$$

4.39

$$\beta = \frac{2\pi n}{L_z} \quad n = 1, 2, 3 \dots N$$

Les composantes de champ sont données par les relations suivantes :

$$E_{x_1}(x, z) = \frac{T_0(x)}{\sqrt{\left(\frac{S_x}{2}\right)^2 - x^2}} \cdot U_2(z) \quad 4.40$$

$$E_{z_1}(x, z) = U_2(x) \cdot \frac{T_0(z)}{\sqrt{\left(\frac{S_z}{2}\right)^2 - z^2}} \quad 4.41$$

où $T_n(x)$ et $U_n(z)$ sont des polynômes de Tchebyshev (Annexe IV) de première et seconde espèces d'ordre n .

Les variations de $E_{x_1}(x, z)$ et $E_{z_1}(x, z)$ sont présentées figures 4.21 et 4.22.

En fait, les symétries adoptées, tableau IV₂, ne respectent pas les parités imposées par l'excitation ; nous constatons tableau IV₄, un écart assez important entre les valeurs théoriques et expérimentales tant au niveau de la fréquence de résonance qu'au niveau du coefficient de qualité. En effet, la présence de la ligne microruban, figure 4.23 qui excite l'antenne fente, impose selon OZ les parités données tableau IV₃.

DIRECTION CONSIDEREE Composante	X	Z
Ex	pair + effet de pointe	pair
Ez	impair	impair + effet de pointe

T .iv.3

Les symétries adoptées suivant OX correspondent au mode fondamental de la ligne fente. Dans ces conditions, les valeurs discrètes de α et β sont données par :

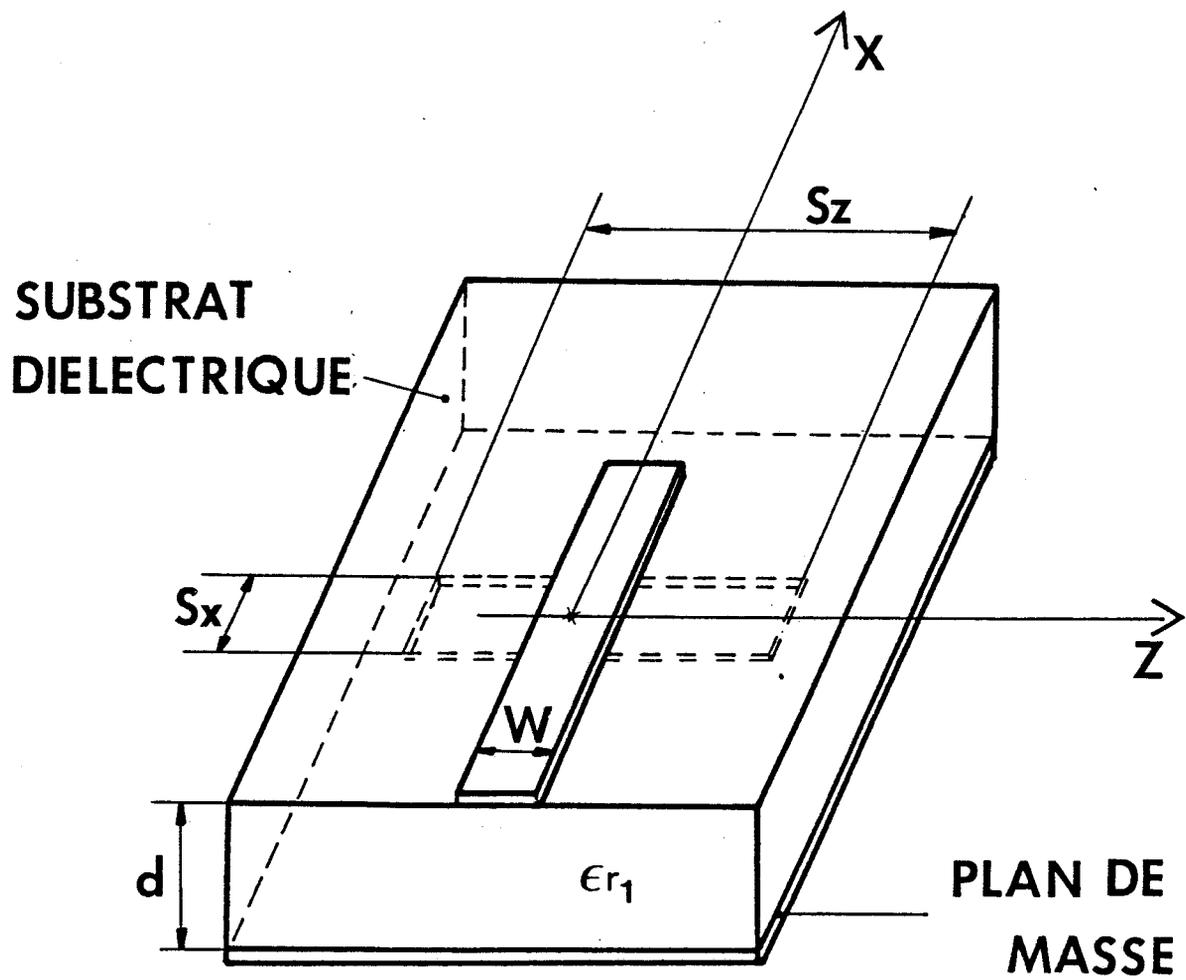


fig. 4.23

Antenne ruban-fente.

Z fixé

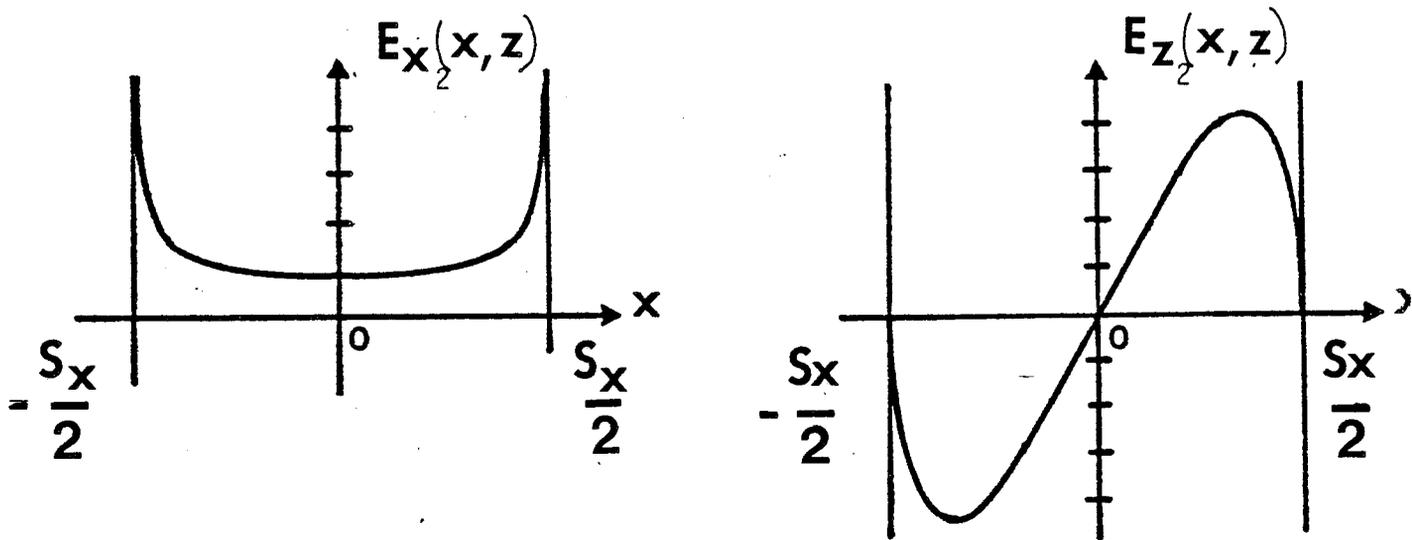


FIG. 4_24

Fonction de base du champ dans l'ouverture.

X fixé

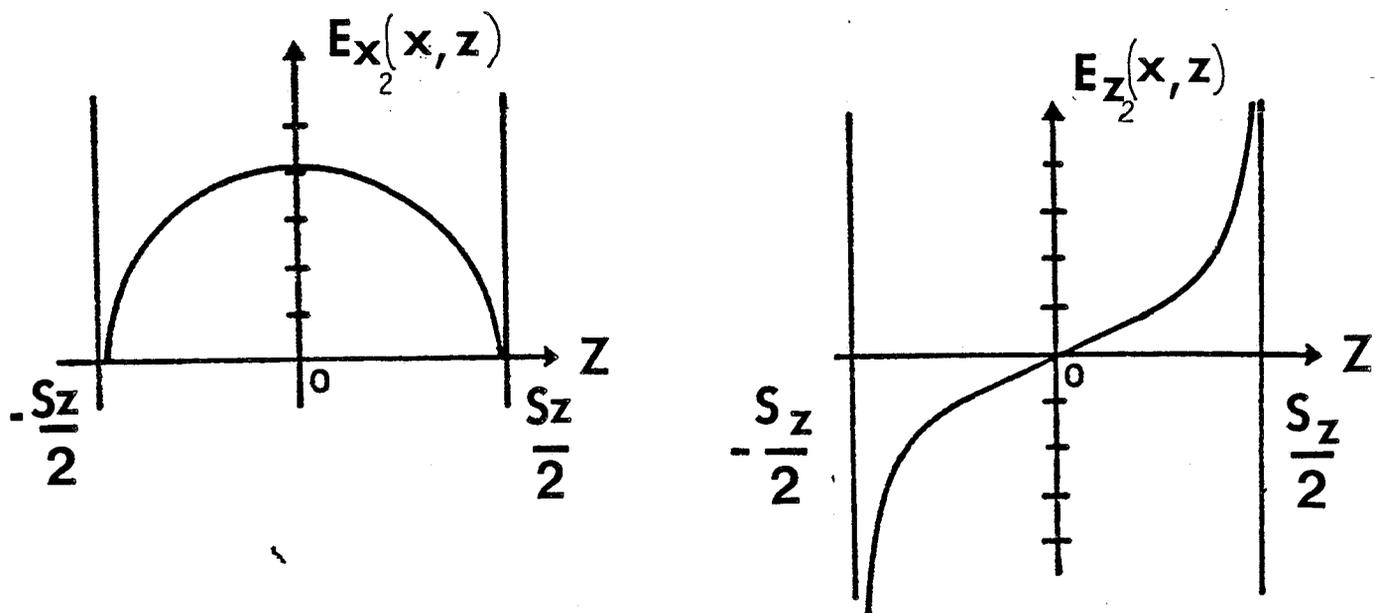


FIG. 4_25

Fonction de base du champ dans l'ouverture.

$$\alpha = \frac{2\pi m}{L_x} \quad m = 1, 2, 3, \dots, M$$

4.42

$$\beta = \frac{(n-1/2) 2\pi}{L_z} \quad n = 1, 2, 3, \dots, N$$

Dans cet esprit, nous avons utilisé dans un premier temps les distributions données par les relations 4.37 et 4.38 ; nous constatons cependant un désaccord encore plus important que précédemment entre les valeurs théoriques et expérimentales (Tableau IV₄).

Ceci nous a amenés à nous inspirer des choix effectués au chapitre II lors de l'étude du mode ruban de la ligne microruban à plan de masse partiel. Dans ces conditions, nous avons adopté les fonctions définies ci-dessous :

$$4.43 \quad E_{x_2}(x, z) = \frac{T_0(x)}{\sqrt{\left(\frac{S_x}{2}\right)^2 - x^2}} \times \sum_{v=1}^V U_{2v-1}(z)$$

$$4.44 \quad E_{z_2}(x, z) = U_2(x) \times \sum_{w=1}^W \frac{T_{2w-1}(z)}{\sqrt{\left(\frac{S_z}{2}\right)^2 - z^2}}$$

où $T_n(x)$ et $U_n(x)$ sont les polynômes de Tchebyshev de première et seconde espèces (annexe IV) d'ordre n .

Ces répartitions de champs sont présentées figures 4.24 et 4.25.

En nous limitant à une seule fonction pour $E_{x_2}(x, z)$ et $E_{z_2}(x, z)$ ($V=W=1$), aucune amélioration notable des résultats n'est constatée. Pour que cette comparaison s'avère satisfaisante, il est nécessaire d'augmenter le nombre de fonctions de base. Notons que les résultats demeurent relativement stables lorsque l'on passe de deux à trois fonctions de base suivant chaque direction ($V=W=2$ à $V=W=3$).

Signalons également qu'une augmentation sensible de l'ordre de troncature des séries de Fourier ne modifie que très faiblement les valeurs cal-

Tableau T IV.4

Fonction de base	Nbre de raies sur chaque direction	Fréquence théorique	Fth-Fex	Q _{tl}
			Fth	
ensemble 4.40 4.41	25	1,615 + j 0,340	36%	2,9
ensemble 4.40 4.41	90	1,651 + j 0,340	33%	2,9
ensemble 4.37 4.38	25	0,550 + j 0,345	78%	0,8
ensemble 4.37 4.38	90	0,557 + j 0,345	77%	0,8
ensemble 4.43 V=W=1 4.44	25	0,569 + j 0,346	77%	0,8
ensemble 4.43 V=W=1 4.44	90	0,578 + j 0,346	77%	0,8
ensemble 4.43 V=W=2 4.44	25	2,308 + j 0,327	7,6%	3,5
ensemble 4.43 V=W=2 4.44	90	2,35 + j 0,328	6%	3,5
ensemble 4.43 V=W=3 4.44	25	2,27 + j 0,387	9%	2,9
ensemble 4.43 V=W=3 4.44	90	2,32 + j 0,386	8%	3

Notons que les distances LX et LZ figure 4.18 sont prises respectivement égales à 4cm et 6cm.

La fréquence expérimentale est égale à 2,5 GHz aux incertitudes près liées à la faible valeur du coefficient de qualité (de l'ordre de 4). [9]

Les paramètres géométriques et électriques de la structure sont donnés par :

$$\epsilon_1 = 2,32, \epsilon_2 = 48, \sigma_2 = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ u/cm}, \epsilon_3 = 1, D = 0,318 \text{ cm}, S_X = 2 \text{ cm}$$

$$S_Z = 4 \text{ cm}.$$

culées, au prix d'un accroissement important des temps de calcul. En effet, nous passons de 4 mn CPU pour 25 raies à près de 50 mn CPU pour 90 raies.

Les résultats présentés tableau IV₄ ont été obtenus pour des valeurs relativement faibles de L_x et L_z ; les fréquences de résonance varient de l'ordre de 5%, si nous augmentons notablement les distances L_x et L_z ($L_x \approx L_z \approx 20$ cm). Ceci confirme à posteriori les hypothèses adoptées au départ de l'étude : le comportement de la structure en présence de matériaux fortement dissipatifs est peu perturbé par la présence de murs électriques verticaux.

Nous donnons, figures 4.26 et 4.27, les évolutions de la répartition de l'énergie électrique et magnétique dans la fente, ceci afin d'apprécier le comportement des champs dans l'ouverture.

Nous présentons d'autre part figure 4.26, dans le plan de symétrie $X = 0$, l'évolution, en fonction de la distance par rapport à la fente, de l'énergie électrique dans le milieu dissipatif. Nous mettons naturellement en évidence une décroissance rapide de cette énergie dans le milieu à perte. Un comportement similaire est obtenu pour l'énergie magnétique.

L'étude présentée ne constitue naturellement qu'une première étape visant à modéliser le comportement d'une antenne fente, à partir de l'approche dans le domaine spectral à deux dimensions. Nous avons néanmoins mis en évidence un certain nombre de difficultés d'ordre numérique, lors de l'utilisation de cette méthode, en particulier dans le cas d'antennes rayonnant dans l'air. Dans le cas de structures appliquées sur des milieux fortement dissipatifs, si nous voulons prendre en considération l'influence de l'excitation, la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux ne devient satisfaisante qu'après avoir augmenté le nombre de fonctions de base.

Il faut cependant souligner que ces premiers résultats restent tributaires d'une étude exhaustive des problèmes de convergence relative dans le cas d'une description bidimensionnelle de l'antenne fente, en particulier si nous voulons présenter des résultats quantitatifs concernant les évolutions des champs dans l'ouverture et à proximité de celle-ci.

REPARTITION DE L'ENERGIE DANS LA FENTE.

$\epsilon_{r0}=50, \epsilon_{r1}=2,32, \epsilon_{r2}=1, \sigma_2=2.10^{-2} \text{ } \nu/\text{cm}, S_x=2\text{cm}, S_z=4\text{cm}, d=0,318\text{cm},$

nombre de raies sur α et $\beta=20, L_x=4\text{cm}, L_z=6\text{cm}, F_r=2,3 \text{ GHz}$, nombre de fonctions de base=2/axe

ENERGIE ELECTRIQUE

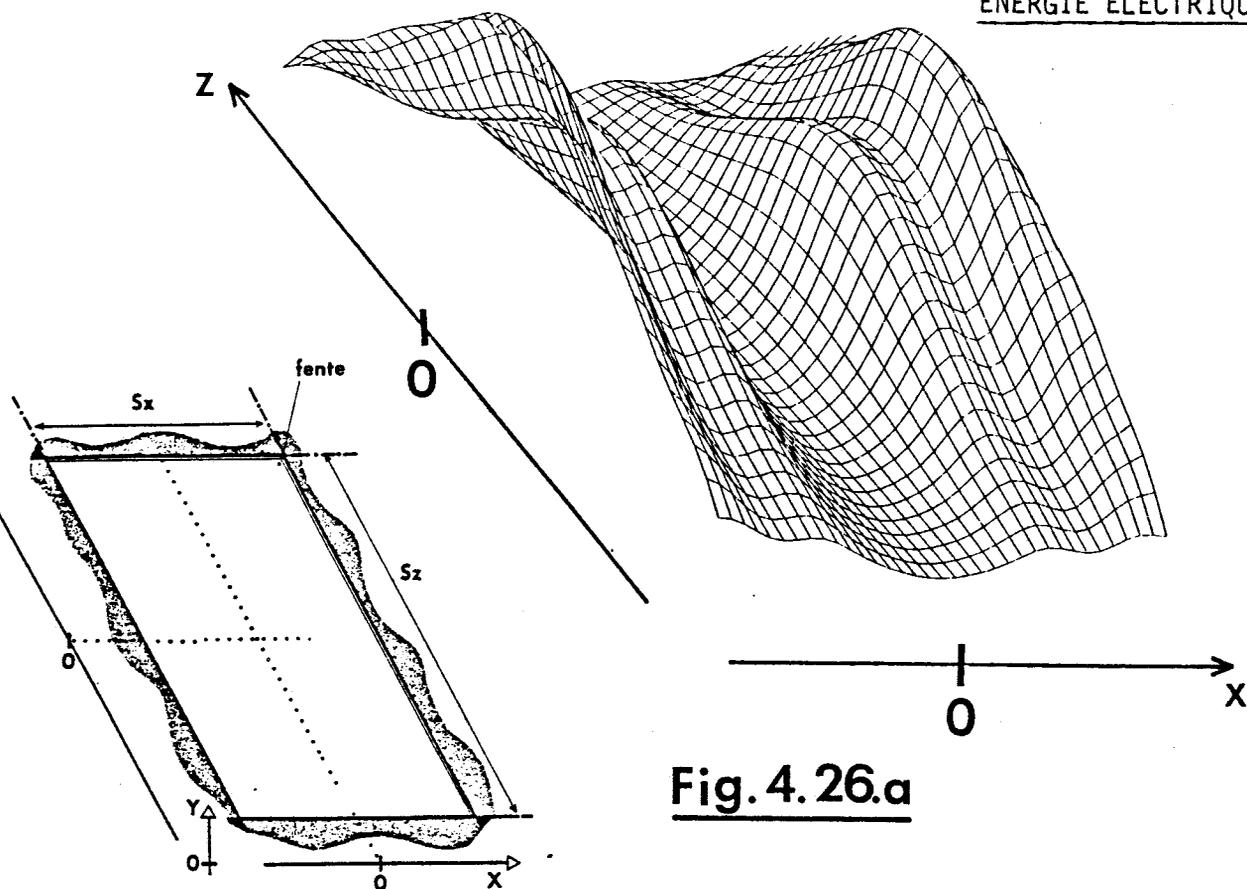


Fig. 4.26.a

ENERGIE MAGNETIQUE

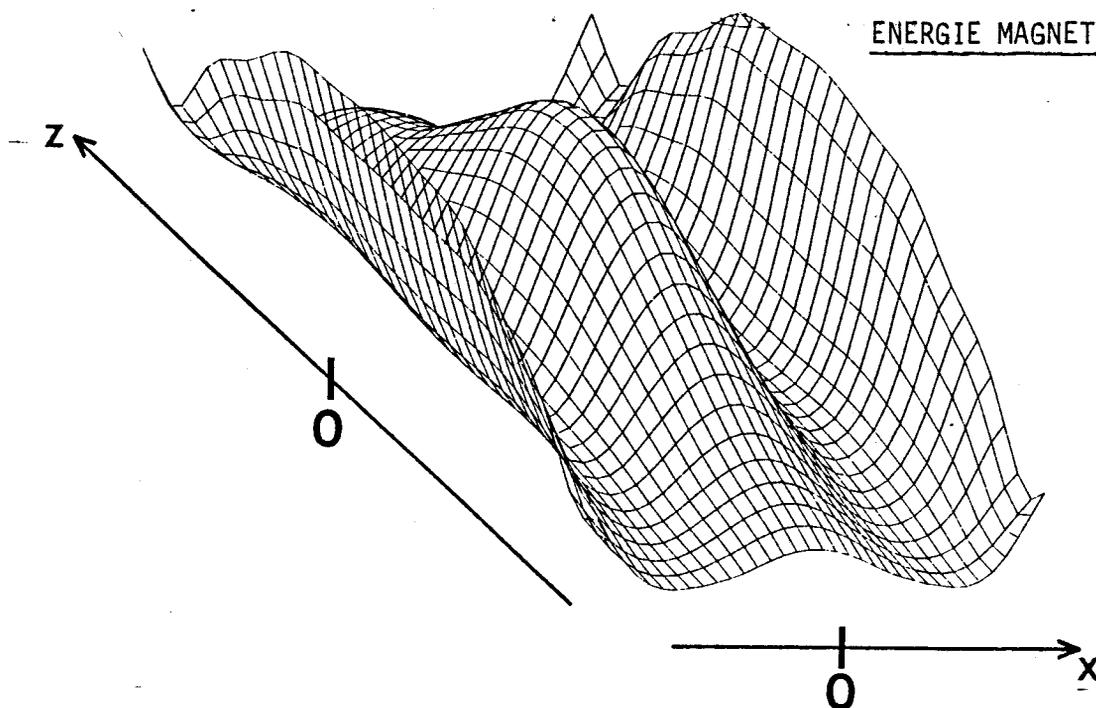


Fig. 4.26.b

-a- REPARTITION DE L'ENERGIE ELECTRIQUE DANS LA FENTE.

$\epsilon_{r0}=50, \epsilon_{r1}=2,32, \epsilon_{r2}=1, \sigma_2=2.10^{-2} \text{ v/cm}, S_x=2\text{cm}, S_z=4\text{cm}, d=0,318\text{cm},$
 nombre de raies sur α et $\beta=20, L_x=4\text{cm}, L_z=6\text{cm}, F_r=2,3 \text{ GHz}$ nombre de fonctions de base=2/axe

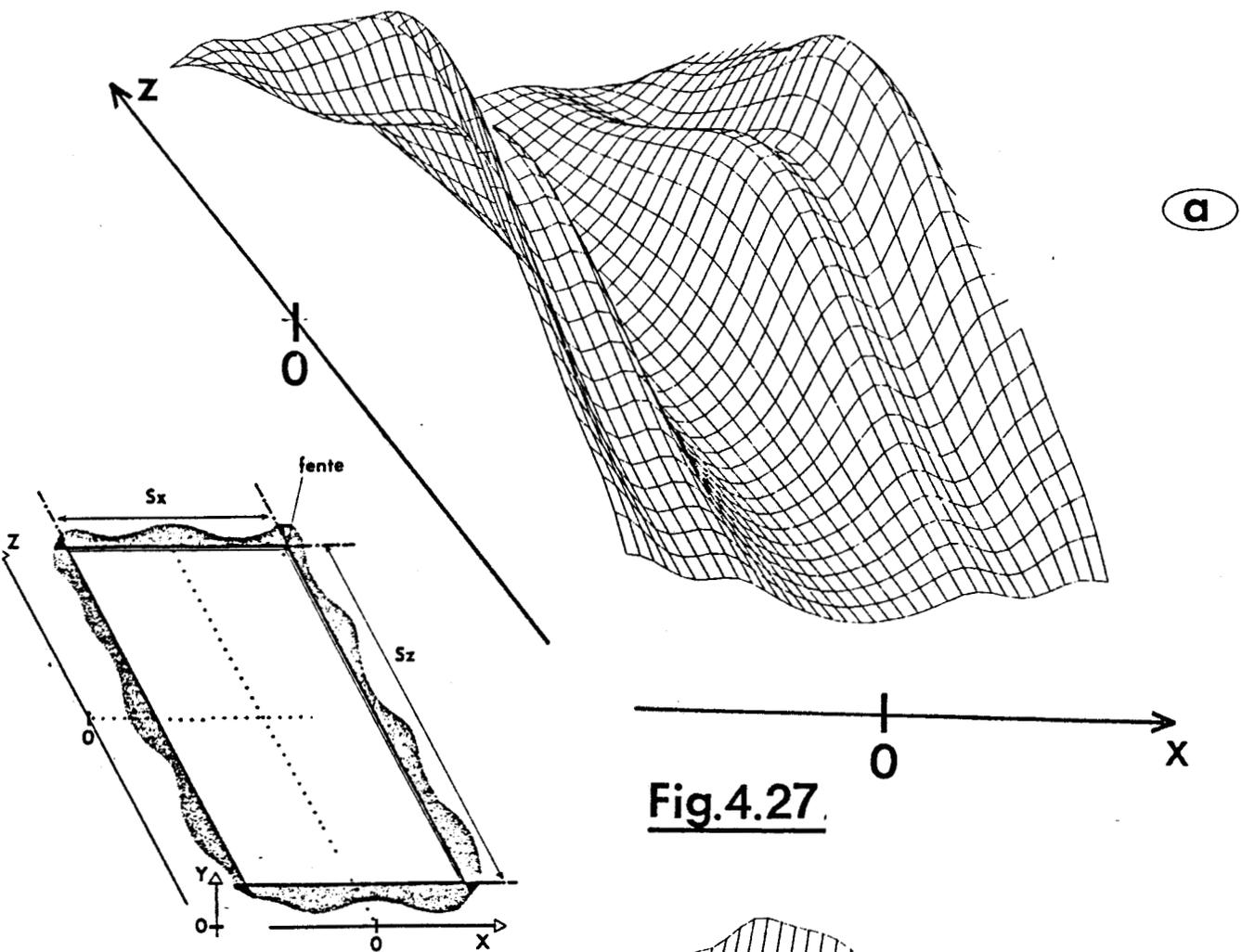
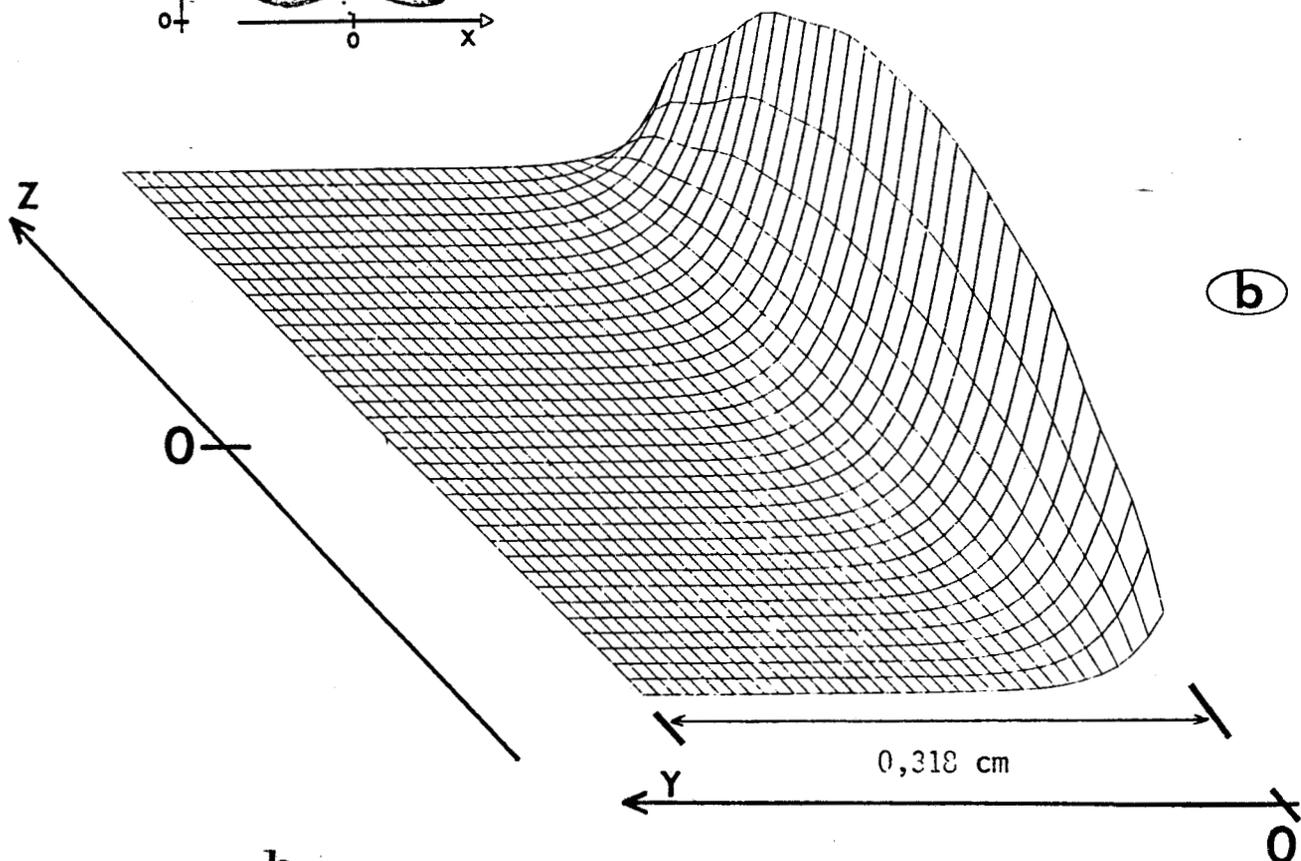


Fig.4.27.



-b- EVOLUTION DE L'ENERGIE ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA DISTANCE PAR RAPPORT A LA FENTE DANS LE PLAN DE SYMETRIE $x=0$.

La démarche adoptée permet cependant d'accéder facilement à plusieurs caractéristiques de l'applicateur, à savoir la fréquence de résonance, le coefficient de qualité, la répartition des champs et ceci quelque soient les caractéristiques géométriques et physiques de la structure.

La prise en compte précise de l'excitation dans le but d'accéder à l'impédance de rayonnement, reste cependant la principale difficulté à résoudre.

IV - BIBLIOGRAPHIE

- [1] - R.E. MUNSON : "Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays", I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, vol AP 22, n° 1, pp 74-77, January 1974.

- [2] - Y.T. LO, D. SOLOMON, W.F. RICHARDS : "Theory and experiment on microstrip antennas", I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, vol AP 27, 1979, pp 137-145.

- [3] - I.J. BAHL, P. BHARTIA : "Microstrip Antennas", Collection Artech house, pp 229.

- [4] - A. VAN DE CAPELLE, D. AMANDT, J. HERMANS : "Analysis model for the microstrip slot antenna", 8th European Microwave Conference, 1978, pp 312-316.

- [5] - M. COLLIER : "Microstrip Antenna Array for 12 GHz TV" Microwave Journal, Vol 20, September 1977, pp 67-71.

- [6] - T. ITOH, W. MENZEL : "A full wave analysis method for open microstrip structures" I.E.E.E. trans. on Antennas and Propagation, vol AP 29, n° 1, January 1981.

- [7] Y. YOSHIMURA : "A microstrip line slot antenna" I.E.E.E. Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol M.T.T. 20, 1972, pp 760-762.

- [8] - I.J. BAHL, S.S. STUCHLY, M.A. STUCHLY : "New microstrip slot radiator for medical applications" Electronics Letters, 11th September 1980, vol 16, n° 19.

- [9] - I.J. BAHL, S.S. STUCHLY : "Microstrip slot radiators local hyperthermia" Digest Microwave Power Symposium, Toronto, June 9-12 1981, pp 74-78.

- [10] - G. GAJDA, M.A. STUCHLY, S.S. STUCHLY : "Mapping of the near-field pattern insimulated biological tissues" Electronics Letters, 15th February 1979, vol 15, n° 4, pp 120-121.

Conclusion

Ce travail constitue une première étape dans la modélisation d'un applicateur microonde de géométrie simple constitué par une ouverture rectangulaire pratiquée dans un plan métallique, et excitée par une ligne microruban.

Les lacunes existant au niveau de la description de ce type de dispositifs, même dans le cas d'une fente rayonnant dans l'air, nous ont amené à proposer un modèle de type "circuit" pour appréhender le comportement de cette structure lorsqu'elle est appliquée sur un milieu dissipatif.

Cette démarche permet, en effet, de sérier les problèmes apparaissant lors de la description du schéma équivalent proposé. Néanmoins, l'étude complète d'un tel dispositif demeure encore extrêmement ambitieuse aussi n'avons nous pu aborder dans ce travail que quelques aspects du problème évoqué.

Il s'agit tout d'abord d'une étude relative aux modes fondamentaux de la ligne microruban à plan de masse partiel. Jusqu'à présent, seuls quelques travaux concernant cette structure en l'absence de milieux à permittivité complexe avaient été publiés. L'originalité de notre travail réside en la prise en compte de milieux dissipatifs pouvant être composé de plusieurs couches superposées de caractéristiques physiques différentes.

Après avoir testé la validité de notre programme dans le cas de structures sans perte, notamment à partir de comparaisons avec des résultats expérimentaux, nous avons présenté quelques résultats typiques relatifs au cas de la ligne microruban à plan de masse partiel en présence de matériaux à pertes.

Ainsi, nous avons mis en évidence la différence de comportement entre les modes fondamentaux de type "fente" ou de type "ruban" de cette structure de propagation.

Pour le dernier cas, la présence du milieu simulant le muscle sous la fente, piège l'énergie au niveau de l'ouverture, si bien qu'elle demeure con-

finée à l'intérieur du substrat diélectrique. Dans le cas du mode fente, cette énergie pénètre, au contraire fortement dans le milieu extérieur de permittivité complexe.

En fait, pour cette partie propagation de l'étude, nous avons mis au point un programme permettant d'étudier le comportement de la ligne microruban à plan de masse partiel (impédance caractéristique, diagramme de dispersion) indépendamment de la nature des différents milieux constituant la structure, dans la mesure où ils sont linéaires et isotropes. Il reste à présent à exploiter ce programme afin de mettre en évidence l'influence des différents paramètres géométriques ou physiques sur les caractéristiques de cette ligne de propagation ; cette étude peut être étendue sans difficulté au cas des modes supérieurs ne serait-ce que pour permettre la description des discontinuités ligne microruban-ligne microruban à plan de masse partiel qui apparaissent dans la modélisation de l'applicateur proposé au chapitre I.

Nous avons ensuite envisagé la partie "rayonnement" de l'applicateur fente à partir d'une approche bidimensionnelle dans l'espace transformé de Fourier, ceci dans le but de fournir essentiellement une meilleure description des champs dans l'ouverture rectangulaire, mais aussi pour accéder directement au champ proche "rayonné". Cette étude nous a amené à mettre en évidence les difficultés numériques, sous-jacentes à cette méthode de moments, notamment dans le cas de l'étude de structures sans perte.

En présence de milieux dissipatifs, certaines de ces difficultés semblent s'estomper ; ceci nous a permis d'obtenir pour le cas de l'applicateur envisagé un accord satisfaisant entre nos résultats théoriques et les résultats expérimentaux publiés. A cette fin, il est nécessaire de tenir compte au niveau de la fente de la perturbation apportée par la présence de la ligne d'excitation.

Cependant, même en présence de milieux dissipatifs, certains aspects demeurent à préciser, notamment au niveau de l'étude de la convergence relative du processus numérique. Il reste de plus à prendre en considération, de façon plus rigoureuse, la présence de la ligne d'excitation afin d'accéder à la détermination de l'impédance de rayonnement de la structure. Ces problèmes résolus, la démarche adoptée pour appréhender le comportement de cet applicateur, sera transposable au cas des antennes intégrées.

A ce stade de l'étude, les travaux concernant la partie propagation peuvent déjà trouver d'autres champs d'application que ceux envisagés dans ce mémoire ; citons pour exemple, l'étude de structures de propagation sur substrats semiconducteurs dans l'optique de l'intégration monolithique de circuits microondes mais aussi la définition de cellules de mesures de matériaux diélectriques en structures plaquées.

ANNEXES

ANNEXE I :

Expressions des composantes de champs de la ligne microruban à plan de masse partiel.

Région 0 :

$$E_{x_0}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_0}^*} \left[-\frac{\omega\mu_0}{\beta^*} \gamma_{m_0} N(m) - \gamma_{d_m} M(m) \right] e^{-\gamma_{m_0} y} \Psi(d_m, x)$$

$$E_{y_0}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_0}^*} \left[-\gamma_{m_0} M(m) - \frac{\omega\mu_0}{\beta^*} N(m) \right] \gamma_{d_m} e^{-\gamma_{m_0} y} \Phi(d_m, x)$$

A₁ 1

$$H_{x_0}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_0}^*} \left[\gamma_{d_m} N(m) + \frac{\omega\epsilon_{r_0}^* \epsilon_0}{\beta^*} \gamma_{m_0} M(m) \right] e^{-\gamma_{m_0} y} \Phi(d_m, x)$$

$$H_{y_0}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_0}^*} \left[-\gamma_{m_0} N(m) - \gamma_{d_m} \frac{\omega\epsilon_0 \epsilon_{r_0}^*}{\beta^*} M(m) \right] e^{-\gamma_{m_0} y} \Psi(d_m, x)$$

Région 1 :

$$E_{x_1}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_1}^*} \left[\frac{\omega\mu_0 \gamma_{m_1}}{\beta^*} (Q(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y + R(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y) - \gamma_{d_m} (O(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y + P(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y) \right] \Psi(d_m, x)$$

$$E_{y_1}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_1}^*} \left[\gamma_{m_1} (O(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y + P(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y) - \gamma_{d_m} \frac{\omega\mu_0}{\beta^*} (Q(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y + R(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y) \right] \Phi(d_m, x)$$

A₁₂

$$H_{x_1}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_1}^*} \left[\int \alpha_m (Q(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y + R(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y) - \frac{\omega \epsilon_{r_1} \epsilon_0}{\beta^*} \gamma_{m_1} (O(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y + P(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y) \right] \Phi(\alpha_m, x)$$

$$H_{y_1}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_1}^*} \left[\gamma_{m_1} (Q(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y + R(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y) - \int \alpha_m \frac{\omega \epsilon_{r_1} \epsilon_0}{\beta^*} (O(m) \operatorname{sh} \gamma_{m_1} y + P(m) \operatorname{ch} \gamma_{m_1} y) \right] \Psi(\alpha_m, x)$$

Région 2 :

$$E_{x_2}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_2}^*} \left[\frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \gamma_{m_2} T(m) - \int \alpha_m S(m) \right] e^{\gamma_{m_2}(y+D)} \Psi(\alpha_m, x)$$

$$E_{y_2}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_2}^*} \left[\gamma_{m_2} S(m) - \int \alpha_m \frac{\omega \mu_0}{\beta^*} T(m) \right] e^{\gamma_{m_2}(y+D)} \Phi(\alpha_m, x)$$

$$H_{x_2}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_2}^*} \left[\int \alpha_m T(m) - \frac{\omega \epsilon_2 \epsilon_0}{\beta^*} \gamma_{m_2} S(m) \right] e^{\gamma_{m_2}(y+D)} \Phi(\alpha_m, x)$$

$$A_{13} \quad H_{y_2}(x, y) = \sum_m \frac{j\beta^*}{\beta^{*2} - k_0^2 \epsilon_{r_2}^*} \left[\gamma_{m_2} T(m) - \int \alpha_m \frac{\omega \epsilon_{r_2} \epsilon_0}{\beta^*} S(m) \right] e^{\gamma_{m_2}(y+D)} \Psi(\alpha_m, x)$$

Pour le mode ruban, la variable ε est égale à l'unité pour les trois systèmes d'équations A_{11} , A_{12} , A_{13} . Les fonctions Φ et ψ , pour ce mode, conservent leurs attributions respectives des égalités 2-28 et 2-29. Pour l'autre mode fondamental, les fonctions $\bar{\Phi}$ et $\bar{\psi}$ sont fixées par les équations 2-30 et 2-31 et la variable ε s'identifie à -1.



Résolution du système matriciel

Le problème initial de recherche de valeurs propres peut s'écrire sous la forme condensée suivante :

$$A_{II} (1) \quad L \begin{bmatrix} f \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} f \end{bmatrix}$$

où L est un opérateur linéaire $L = \frac{d^2}{dy^2}$ dont les fonctions propres sont \tilde{E}_z ou \tilde{H}_z et λ les valeurs propres associées avec $\lambda = \gamma_i^2$ (voir 2-12)

La méthode utilisée pour résoudre ce système aux valeurs propres consiste à ramener le problème initial à celui de la détermination des valeurs propres d'un système matriciel en utilisant pour cela une méthode de moments.

Choisissons, pour cela, un ensemble $f_1, f_2 \dots f_n$ de fonctions linéairement indépendantes, appartenant au domaine de définition de l'opérateur L

Développons f sur cette base de fonctions, il vient :

$$A_{II} (2) \quad f = \sum_n d_n f_n$$

La solution exacte du problème nécessite le choix pour f_n d'un ensemble complet de fonctions ; en pratique, les solutions approchées sont obtenues en limitant ces développements à l'ordre N

En tenant compte de la linéarité de l'opérateur L , la relation (1) s'écrit alors :

$$A_{II} (3) \quad \sum_{n=1}^N d_n L(f_n) = \lambda \sum_{n=1}^N d_n f_n$$

Après avoir défini un produit scalaire, choisissons un second ensemble de fonctions appelées fonctions tests. Prenons pour ce second exemple les fonctions f_n elles-mêmes ; la méthode est alors connue sous le nom de méthode de Galerkin. En multipliant scalairement la relation (3) par chacune des fonctions tests, nous obtenons :

$$A_{II} (4) \quad \sum_{n=1}^N d_n \langle f_m, L(f_n) \rangle = \lambda \sum_{n=1}^N d_n \langle f_m, f_n \rangle$$

ou encore en notation matricielle :

$$A_{II} (5) \quad [l_{mn}] [d_n] = \lambda [d_n]$$

où

$$A_{II} (6) \quad [l_{mn}] = \begin{bmatrix} \langle f_1, L(f_1) \rangle & \langle f_1, L(f_2) \rangle & \dots \dots \dots \\ \langle f_2, L(f_1) \rangle & \langle f_2, L(f_2) \rangle & \dots \dots \dots \\ \vdots & \vdots & \dots \dots \dots \end{bmatrix}$$

La relation précédente ne possède de solutions nontriviale que si

$$A_{II} (7) \quad \det [l_{mn} - \lambda] = 0$$

Connaissant les valeurs propres , il est alors facile de déterminer les vecteurs propres $[d_n]$

Expressions des termes de la matrice M du système homogène 2-54

$$K_{r,n} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{x m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{11} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{x m_n} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$L_{r,p} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{x m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{12} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{z m_{\mu}} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$M_{r,q} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{x m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{13} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{x m_q} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$N_{r,v} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{x m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{14} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{z m_{\nu}} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$O_{s,n} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{z m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{21} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{x m_n} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$P_{s,p} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{z m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{22} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{z m_{\mu}} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$Q_{s,q} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{z m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{23} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{x m_q} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$R_{s,v} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{J}_{z m_{\lambda}}^* (\alpha_m, 0) \times B_{24} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{z m_{\nu}} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$S_{t,n} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{x m_t}^* (\alpha_m, -d) \times B_{31} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{x m_n} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$T_{t,p} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{x m_t}^* (\alpha_m, -d) \times B_{32} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{z m_{\mu}} (\alpha_m, 0) \right)$$

$$U_{t,q} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{x m_t}^* (\alpha_m, -d) \times B_{33} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{x m_q} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$V_{t,v} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{x m_t}^* (\alpha_m, -d) \times B_{34} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{z m_{\nu}} (\alpha_m, -d) \right)$$

$$W_{u, n} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{Z_m}^* (\alpha_{m, -d}) \times B_{41} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{X_m} (\alpha_{m, 0}) \right)$$

$$X_{u, p} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{Z_m}^* (\alpha_{m, -d}) \times B_{42} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{J}_{Z_m} (\alpha_{m, 0}) \right)$$

$$Y_{u, q} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{Z_m}^* (\alpha_{m, -d}) \times B_{43} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{X_m} (\alpha_{m, -d}) \right)$$

$$Z_{u, v} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\tilde{E}_{Z_m}^* (\alpha_{m, -d}) \times B_{44} (m, \beta^*, \omega) \times \tilde{E}_{Z_m} (\alpha_{m, -d}) \right)$$

Les indices n, p, q, v sont relatifs aux nombres de fonctions de base pour $\tilde{J}_X(m), \tilde{J}_Z(m), \tilde{E}_X(m), \tilde{E}_Z(m)$. D'autre part, les indices r, s, t, u indiquent respectivement que l'on multiplie l'expression par $\tilde{J}_{X_i}(m), \tilde{J}_{Z_j}(m), \tilde{E}_{X_k}(m), \tilde{E}_{Z_l}(m)$. L'ordre de la matrice M de l'équation 2-55 est égal à $(n+p+q+v)$.

POLYNOMES DE TCHEBYSHEV [1]

Définition : Considérons l'équation différentielle :

$$\text{IV-1} \quad (1-w^2) \frac{d^2 y}{dw^2} - w \frac{dy}{dw} + m^2 y = 0$$

les solutions linéairement indépendantes de IV-1 sont :

$$\text{IV-2} \quad T_n(w) = \cos(n \arccos w) \quad \text{pour } |w| < 1$$

$$\text{IV-3} \quad T_n(w) = \text{ch}(n \text{arg ch } w) \quad \text{pour } |w| > 1$$

$$\text{IV-4} \quad U_n(w) = \sin(n \arccos w) \quad \text{pour } |w| < 1$$

$$\text{IV-5} \quad U_n(w) = \text{sh}(n \text{arg ch } w) \quad \text{pour } |w| > 1$$

les fonctions T_n et U_n sont appelées respectivement fonction de Tchebyshev de première ou de seconde espèce de degré n . On peut donner pour ces deux fonctions des développements polynômiaux grâce à la formule du binôme. Il vient pour les fonctions $T_n(w)$ de première espèce :

$$\text{IV-6} \quad T_n(w) = 2^{n-1} \left[\begin{aligned} & \omega^n - \frac{n}{1! 2^2} \omega^{n-2} + \frac{n(n-3)}{2! 2^4} \omega^{n-4} \\ & - \frac{n(n-4)(n-5)}{3! 2^6} \omega^{n-6} + \frac{n(n-5)(n-6)(n-7)}{4! 2^8} \omega^{n-8} \\ & - \frac{n(n-6)(n-7)(n-8)(n-9)}{5! 2^{10}} \omega^{n-10} + \dots \end{aligned} \right]$$

le dernier terme entre crochets est

$$\text{IV-7} \quad \pm \frac{1}{2^{2k-1}} \quad \text{si } m = 2k$$

$$\text{IV-8} \quad \pm \frac{(2k+1)w}{2^{2k}} \quad \text{si } m = 2k+1$$

On doit prendre le signe + si k est pair et le signe - dans le cas contraire.

En ce qui concerne les fonctions de deuxième espèce $U_n(\omega)$, on peut les exprimer de la façon suivante :

$$\text{IV-9} \quad U_n(\omega) = X(\omega) P_n(\omega)$$

avec

$$\text{IV-10a} \quad X(\omega) = \pm \sqrt{1-\omega^2} \quad \text{pour } |\omega| < 1$$

et

$$\text{IV-10b} \quad X(\omega) = \pm \sqrt{\omega^2-1} \quad \text{pour } |\omega| > 1$$

le polynôme $P_n(\omega)$ est donné par la formule :

$$\text{IV-11} \quad P_n(\omega) = 2^{n-1} \left[\omega^{n-1} = \frac{n-2}{1! 2^2} \omega^{n-3} + \frac{(n-3)(n-4)}{2! 2^4} \omega^{n-5} - \frac{(n-4)(n-5)(n-6)}{3! 2^6} \omega^{n-7} \dots \right]$$

le dernier terme entre crochets est :

$$\text{IV-12} \quad \pm \frac{2k w}{2^{2k-1}} \quad \text{si } m = 2k$$

$$\text{IV-13} \quad \pm \frac{1}{2^{2k}} \quad \text{si } m = 2k+1$$

et pour les fonctions $U_n(\omega)$, il vient :

$$U_0(\omega) = 0$$

$$U_1(\omega) = X(\omega)$$

$$U_2(\omega) = 2\omega X(\omega)$$

$$U_3(\omega) = (4\omega^2 - 1) X(\omega)$$

$$U_4(\omega) = (8\omega^3 - 4\omega) X(\omega)$$

IV-15

$$U_5(\omega) = (16\omega^4 - 12\omega^2 + 1) X(\omega)$$

$$U_6(\omega) = (32\omega^5 - 32\omega^3 + 6\omega) X(\omega)$$

$$U_7(\omega) = (64\omega^6 - 80\omega^4 + 24\omega^2 - 1) X(\omega)$$

$$U_8(\omega) = (128\omega^7 - 192\omega^5 + 80\omega^3 - 8\omega) X(\omega)$$

$$U_9(\omega) = (256\omega^8 - 448\omega^6 + 240\omega^4 - 40\omega^2 + 1) X(\omega)$$

$$U_{10}(\omega) = (512\omega^9 - 1024\omega^7 + 672\omega^5 - 160\omega^3 + 10\omega) X(\omega)$$

BIBLIOGRAPHIE:

- [1] A. ANGOT: Compléments de mathématiques (MASSON 1972)

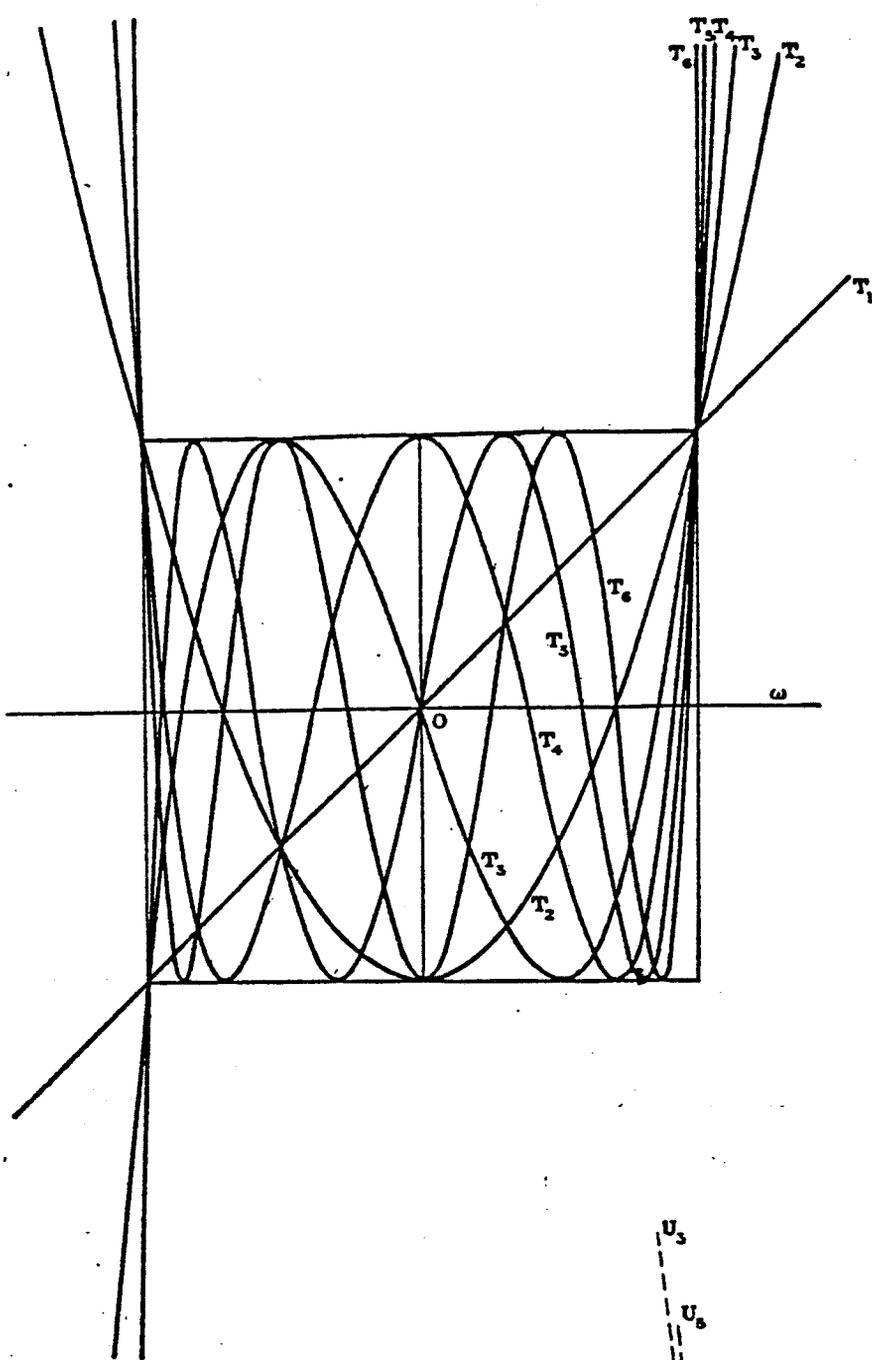
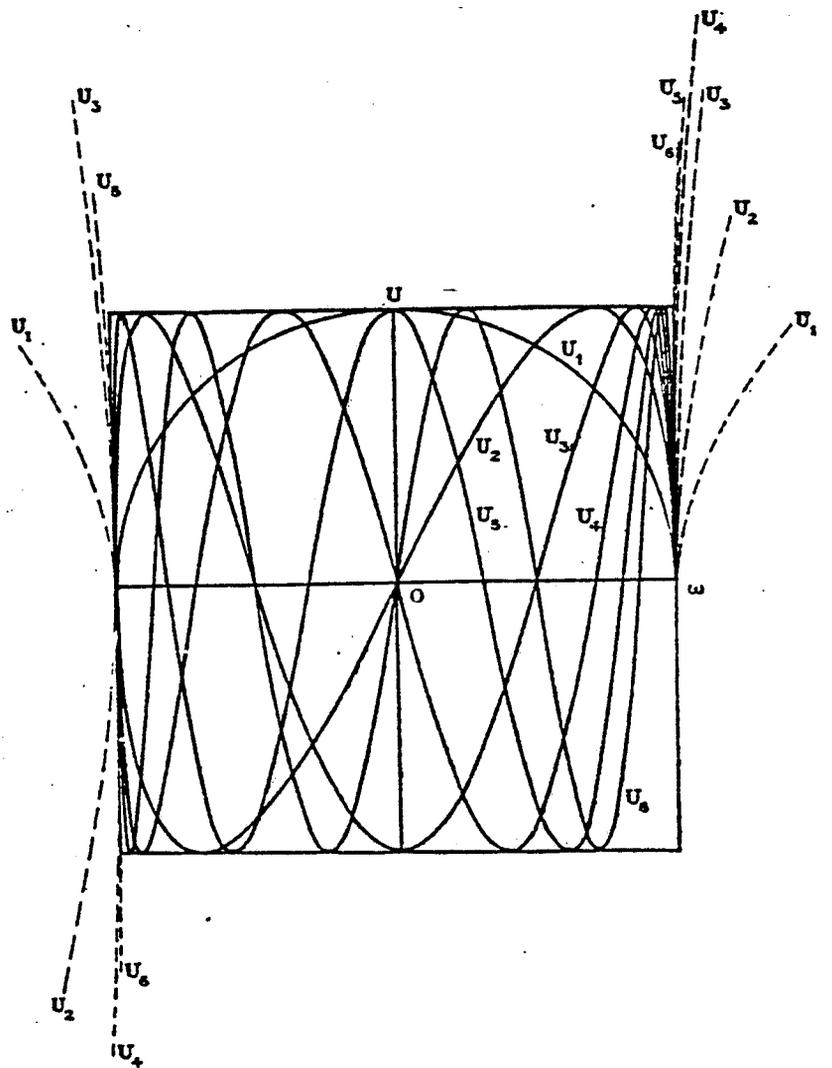


FIGURE IV-1

FIGURE IV-2



ANNEXE V

Expressions du flux de puissance dans les différents milieux de la ligne microrub
à plan de masse partiel

Région 0:

$$P = \frac{1}{2 \times L T} \times [P_0 + P_1 + P_2]$$

$$P_0 = \sum_m \frac{CA(m) \times CB(m) - CC(m) \times CD(m)}{(\gamma_{m0} + \gamma_{m0}^*)}$$

avec

$$CA(m) = K_0 \left[-\frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \gamma_{m0} N(m) + \alpha_m M(m) \right]$$

$$CB(m) = \left[K_0 \left[-\gamma_{m0} N(m) + \frac{\omega \epsilon_{r0}^* \epsilon_0}{\beta^*} \alpha_m M(m) \right] \right]^*$$

$$CC(m) = K_0 \left[-\gamma_{m0} M(m) + \frac{\omega \mu_0}{\beta^*} N(m) \alpha_m \right]$$

$$CD(m) = \left[K_0 \left[-\alpha_m N(m) + \frac{\omega \epsilon_{r0}^* \epsilon_0}{\beta^*} \gamma_{m0} M(m) \right] \right]^*$$

$$\text{où } K_0 = \frac{j \beta^*}{\beta^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_{r0}^*}$$

$$\epsilon_{r0}^* = \epsilon_{r0}' - j \epsilon_{r0}'' ; \beta^* = \beta' - j \beta''$$

"*" désigne la conjugaison complexe de l'expression

Région 1:

$$\begin{aligned}
 P_1 = \sum_m & \left[\left[CE(m) \times CF(m) - CG(m) \times CH(m) \right] \times \left[\frac{\text{sh}((\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1}) \times (-d))}{2 \times (\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1})} \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{\text{sh}((\gamma_{m_1} + \gamma_{m_1}^*) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1} + \gamma_{m_1}^*)} \right] - \left[CI(m) \times CJ(m) - CK(m) \times CL(m) \right] \right. \\
 & \left. \left[\frac{\text{sh}((\gamma_{m_1}^* + \gamma_{m_1}) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1}^* + \gamma_{m_1})} + \frac{\text{sh}((\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1}) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1})} \right] + \left[CI(m) \times CF(m) \right. \right. \\
 & \left. \left. - CK(m) \times CH(m) \right] \times \left[\frac{1 - \text{ch}((\gamma_{m_1}^* + \gamma_{m_1}) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1}^* + \gamma_{m_1})} + \frac{1 - \text{ch}((\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1}) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1}^* - \gamma_{m_1})} \right] \right. \\
 & \left. + \left[CE(m) \times CJ(m) - CG(m) \times CL(m) \right] \times \left[\frac{1 - \text{ch}((\gamma_{m_1} + \gamma_{m_1}^*) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1} + \gamma_{m_1}^*)} \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{1 - \text{ch}((\gamma_{m_1} - \gamma_{m_1}^*) \times (-d))}{2 (\gamma_{m_1} - \gamma_{m_1}^*)} \right] \right]
 \end{aligned}$$

avec

$$CE(m) = K_1 \left[\frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \gamma_{m_1} R(m) + \alpha_m O(m) \right]$$

$$CF(m) = \left[K_1 \left[\gamma_{m_1} R(m) + \frac{\omega \epsilon_{r_1}^* \epsilon_0 \alpha_m}{\beta^*} O(m) \right] \right]^*$$

$$CG(m) = K_1 \left[\gamma_{m_1} P(m) + \frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \alpha_m Q(m) \right]$$

$$CH(m) = \left[-K_1 \left[\alpha_m Q(m) + \frac{\omega \epsilon_{r_1}^* \epsilon_0}{\beta^*} \gamma_{m_1} P(m) \right] \right]^*$$

$$CI(m) = K_1 \left[\frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \gamma_{m_1} Q(m) + \alpha_m P(m) \right]$$

$$CJ(m) = \left[K_1 \left[\gamma_{m_1} Q(m) + \frac{\omega \epsilon_{r_1}^* \epsilon_0 \alpha_m}{\beta^*} P(m) \right] \right]^*$$

$$CK(m) = K_1 \left[\gamma_{m_1} O(m) + \frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \alpha_m R(m) \right]$$

$$CL(m) = \left[-K_1 \left[\alpha_m R(m) + \frac{\omega \epsilon_{r_1}^* \epsilon_0 \gamma_{m_1} O(m)}{\beta^*} \right] \right]^*$$

où

$$K_1 = \frac{j \beta^*}{\beta^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_{r_0}^*}$$

$$\epsilon_{r_1}^* = \epsilon'_{r_1} - j \epsilon''_{r_1} ; \quad \beta^* = \beta' - j \beta''$$

"*" désigne la conjugaison complexe de l'expression.

Région 2:

$$P_2 = \sum_m \frac{CM(m) \cdot CN(m) - CO(m) CP(m)}{(\gamma_{m_2} + \gamma_{m_2}^*)}$$

avec

$$CM(m) = K_2 \left[\frac{\omega \mu_0}{\beta^*} \gamma_{m_2} T(m) + S(m) \alpha_m \right]$$

$$CN(m) = \left[K_2 \left[\gamma_{m_2} T(m) + \frac{\omega \epsilon_{r_2}^* \epsilon_0 S(m) \alpha_m}{\beta^*} \right] \right]^*$$

$$CO(m) = \left[K_2 \gamma_{m2} S(m) + \frac{\omega \rho_0 T(m) \alpha_m}{\beta^*} \right]$$

$$CP(m) = \left[K_2 \left[-T(m) \alpha_m + \frac{\omega \epsilon_{r2}^* \epsilon_0 \gamma_{m2} S(m)}{\beta^*} \right] \right]^*$$

avec

$$K_2 = \frac{j \beta^*}{\beta^{*2} - \omega^2 \epsilon_0 \rho_0 \epsilon_{r2}^*}$$

$$\epsilon_{r2}^* = \epsilon_{r2}' - j \epsilon_{r2}'' ; \quad \beta^* = \beta' - j \beta''$$

"*" désigne la conjugaison complexe de l'expression.

ANNEXE VI :

Valeurs des permittivités relatives de la graisse et du muscle en fonction de la fréquence.

graisse

f en GHZ	1	3	6	9
ϵ'_r	6,45	5,55	4,5	4,48
ϵ''_r	1,53	0,93	0,9	0,9
σ en \mathcal{U}/cm	$6 \cdot 10^{-4}$	$1,33 \cdot 10^{-3}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$

muscle

f en GHZ	1	3	6	9
ϵ'_r	50,7	46	43	40,7
ϵ''_r	23	13	15,1	18,7
σ en \mathcal{U}/cm	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$9,25 \cdot 10^{-2}$

ANNEXE VII

Expressions des K_{pv} , I_{pw} , J_{qv} , L_{qw} :

$$K_{pv} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{x\mu}(\alpha, \beta, 0) B_{11}(\alpha, \beta, -\Omega) \tilde{E}_{x\nu}(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta$$

$$I_{pw} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{x\mu}(\alpha, \beta, 0) B_{12}(\alpha, \beta, -\Omega) \tilde{E}_{z\nu}(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta$$

$$J_{qv} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{zq}(\alpha, \beta, 0) B_{21}(\alpha, \beta, -\Omega) \tilde{E}_{x\nu}(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta$$

$$L_{qw} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{zq}(\alpha, \beta, 0) B_{22}(\alpha, \beta, -\Omega) \tilde{E}_z(\alpha, \beta, 0) d\alpha d\beta$$

ANNEXE VIII : PROGRAMME

```

1. C
2. C*****
3. C  DECLARATIONS
4. C*****
5.   COMPLEX BN,DELT,JJ
6.   DIMENSION HZ1(150),H2(150),HZ0(150),HZ0S(150),HZL(150)
7.   DIMENSION ZT(5,150),XT(5,150)
8.   DIMENSION HX1(530),HX2(530),HX0(530),HX0S(530),HYL(530)
9.   DIMENSION Z0(2,4),R(4),ZER(2,4),H(2,500),Z(2,500),S(2,4,4)
10.  DIMENSION A(2),FU(2),C(2),ZK(2,4),NS(4),NT(4),IS(500)
11.  REALMU0,L,JZ1,JX1,J,JZ2,JX2
12.  INTEGER ALPH
13.  COMMON EPS0,PI,MU0,SIGM1,SIGM2,SIGM3,EPSR1,EPSR2,EPSR3,M,
14.  *WS,L,DS,D,DE,DI,F,NX,MZ,ZTD(5,150),XTD(5,150),ICH
15.  COMMON IDET,MZ0,NX0,XT0(5,150),ZT0(5,150)
16.  *,NDP0,NDPI,NDPZ,NDPL
17. C*****
18. C  CONSTANTES
19. C*****
20.   EPS0=8.85E-14
21.   PI=3.14159265
22.   MU0=4*PI*I.E-9
23.   JJ=CMPLX(0.,1.)
24.   NZZAA=0
25.   ICHOIX=I
26.   N=9
27. C*****
28. C  DONNEES
29. C*****
30. C
31. C
32. C           I                               I
33. C           I           EPSR0       SIGM0       I
34. C           I                               I
35. C                               W
36. C           I           *****           I
37. C           I                               I
38. C           I           EPSR1       SIGM1       I
39. C           I                               I
40. C           I*****           SL           *****I
41. C           I                               I
42. C           I<----- L ----->I
43. C           I                               I
44. C           I           EPSR2       SIGM2       I
45. C
46. C
47. C
48. C           DE:LARGEUR DE LA STRUCTURE OU L'ON VISUALISE
49. C           LE CHAMPS
50. C           DS:HAUTEUR DE LA REGION 0 AU DESSUS DU STRIP
51. C           DI:HAUTEUR DE LA REGION 2 EN DESSOUS DU SLOT

```

```

52. C D:HAUTEUR DE DIELECTRIQUE DE LA REGION 1
53. C NDP0:NB DE POINTS POUR LA REGION 0
54. C NDP1:NB DE POINTS POUR LA REGION 1
55. C NDP2:NB DE POINTS POUR LA REGION 2
56. C NDPL:NB DE POINTS POUR LA LARGEUR DE
57. C IF=IDET=0
58. C F: FREQUENCE
59. C ICH=1: CALCUL DES CHAMPS DANS LA STRUCTURE
60. C ICH=2: CALCUL DE L'IMPEDANCE EN COURANT
61. C M:NOMBRE DE RAIES
62. C NX ET MZ : NOMBRE DE FONCTIONS DE BASE SUIVANT X ET SUIVANT Z
63. C POUR LE RUBAN
64. C NX0 ET MZ0 : NOMBRE DE FONCTIONS DE BASE SUIVANT X ET SUIVANTZ
65. C POUR LA FENTE
66. C
67. C NC EST LE NOMBRE DE CERCLES
68. C
69. C Z0(K,I),(K=1,2),(I=1,2,9...NC) EST LE CENTRE DU I-ME CERCLE
70. C LE PREMIER ETANT L'EXTERIEUR
71. C
72. C R(I),(I=1,...,NC) EST LE RAYON DU I-EM CERCLE
73. C
74. C NS(I),(I=NC) EST LE NOMBRE DE POINTS SUR LA I-EM
75. C CIRCONFERENCE OU L'ON EVALUE LE NOMBRE DE ZEROS ET
76. C DE POLES DE LA FONCTION
77. C
78. C NZK EST LE NOMBRE DES ZEROS CONNUS
79. C
80. C ZK(K,J),(K=1,2),(J=1,...,NZK) EST LE J-ME ZERO CONNU
81. C
82. C NZU EST LE NOMBRE DES ZEROS INCONNUS
83. C
84. C ZER(K,M),(K=1,2),(M=1,2,3,4) EST LE M-ME ZERO TROUVE
85. C
86. C
87. C IPRINT'IF=1' CENTRES ET RAYONS DES CERCLES SONT IMPRIMES,
88. C IF=2,LES VALEURS CALCULEES DE F(Z) SONT AUSSI IMPRIMEES
89. C IF=0,PAS D'IMPRESSION
90. C INPUT NDP0,NDP1,NDP2,NDPL
91. C OUTPUT NDP0,NDP1,NDP2,NDPL
92. C INPUT IF,IDET
93. C OUTPUT IF,IDET
94. C INPUT SIGM1,SIGM2,SIGM3,F
95. C OUTPUT SIGM1,SIGM2,SIGM3,F
96. C INPUT EPSR1,EPSR2,EPSR3,M,WS,L,SL,ICH
97. C OUTPUT EPSR1,EPSR2,EPSR3,M,WS,L,SL,ICH
98. C INPUT DS,D,DE,DI,NX,MZ,NX0,MZ0
99. C
100. C OUTPUT DS,D,DE,DI,NX,MZ,MZ0,NX0
101. C LN=0
102. C INPUT NC,IPRINT,NZK

```

```

103.      WRITE(108,200)NC
104.      200 FORMAT(5X,'NB DE CERCLES CONSTITUANT LE CONTOUR:NC=',I2,/)
105.      DO 44 JK=1,NC
106.      WRITE (108,201)JK
107.      201 FORMAT(5X,'COORDONNEES CENTRE ET RAYON DU',I2,'CERCLE')
108.      INPUT Z0(1,JK),Z0(2,JK),R(JK),NS(JK)
109.      WRITE(108,300) Z0(1,JK),Z0(2,JK),R(JK),NS(JK)
110.      300 FORMAT(10X,'ABS=',E10.4,5X,'ORDON=',E10.4,5X,'RAYON='
111.      S,E10.4,5X,'NB DE POINTS=',I3)
112.      LN=LN+NS(JK)
113.      44 CONTINUE
114.      RIN=R(I)
115.      IF((NC.GT.4).OR.(LN.GT.500)) GOTO 109
116.      GOTO 110
117.      109 WRITE (108,108)
118.      108 FORMAT(5X,'DIMENSIONS DES TABLEAUX A MODIFIER')
119.      OUTPUT NC, LN
120.      STOP
121.      110 OUTPUT IPRINT,NZK
122.      IF(NZK.EQ.0) GOTO 42
123.      DO 43 K=1,NZK
124.      WRITE(108,106)K
125.      106 FORMAT(5X,'COORDONNEES DU',I2,'ZERO CONNU')
126.      INPUT ZK(1,K),ZK(2,K)
127.      WRITE (108,306) ZK(1,K),ZK(2,K)
128.      306 FORMAT(10X,'ABS=',E10.4,5X,'ORDON=',E10.4)
129.      43 CONTINUE
130.      42 NL=LN
131.      EPS=1.E-7
132.      IF(IF.EQ.1) GOTO 6
133.      C*****
134.      C  FONCTIONS DE BASE
135.      C*****
136.      DO 5 ALPH=1,M
137.      ALFA=(ALPH-.5)*2*PI/L
138.      ALFW=ALFA*WS/2
139.      ALFSL=ALFA*SL/2
140.      ZTD(1,ALPH)=WS*PI/2*J(0,ALFW)
141.      XTD(1,ALPH)=WS*PI/2/ALFA*J(2,ALFW)
142.      IF(NX.EQ.1) GOTO 500
143.      ZTD(2,ALPH)=WS*PI/2*J(2,ALFW)
144.      XTD(2,ALPH)=WS*PI/2/ALFA*J(4,ALFW)
145.      IF(NX.EQ.2) GOTO 500
146.      ZTD(3,ALPH)=WS*PI/2*J(4,ALFW)
147.      XTD(3,ALPH)=WS*PI/2/ALFA*J(6,ALFW)
148.      IF(NX.EQ.3) GOTO 500
149.      ZTD(4,ALPH)=WS*PI/2*J(6,ALFW)
150.      XTD(4,ALPH)=WS*PI/2/ALFA*J(8,ALFW)
151.      IF(NX.EQ.4) GOTO 500
152.      ZTD(5,ALPH)=WS*PI/2*J(8,ALFW)
153.      XTD(5,ALPH)=WS*PI/2/ALFA*J(10,ALFW)

```

```

205.      29 XT(IIF,ALPH)=HX1(ALPH)
206.          GO TO 28
207.      30 XT(IIF,ALPH)=HX2(ALPH)
208.          GO TO 28
209.      31 XT(IIF,ALPH)=HX0(ALPH)
210.          GO TO 28
211.      32 XT(IIF,ALPH)=HX0S(ALPH)
212.          GO TO 28
213.      33 XT(IIF,ALPH)=HYL(ALPH)
214.      28 CONTINUE
215.      7 CONTINUE
216.      3 CALL ZEPLS(NC,Z0,R,NS,NZK,ZK,NZU,ZER,FMIN,IPRINT,
217.          SH,Z,S,IS,NT,58S,57S)
218.      C*****
219.      C   IMPRESSION DES RESULTATS
220.      C*****
221.      60 DO 61 I=1,NZU
222.          A(I)=ZER(I,I)
223.          A(2)=ZER(2,I)
224.          BN=A(1)+JJ*A(2)
225.          NZZAA=1
226.          CALL TDET(BN,DELT,NZZAA)
227.          FU(1)=REAL(DELT)
228.          FU(2)=AIMAG(DELT)
229.          WRITE(108,501)
230.          WRITE(108,502)
231.          WRITE(108,503)
232.          WRITE(108,504)(A(1))
233.          WRITE(108,505)(A(2))
234.          A(2)=9*1.E2*A(1)*A(1)/4/PI/PI/F/F
235.          WRITE(108,506)(A(2))
236.      61 WRITE(108,100)(FU(LN),LN=1,2)
237.          GOTO 58
238.      57 IF(NZU.NE.0) GOTO 59
239.          WRITE(108,102)R(I)
240.          STOP
241.      C
242.      C   REDUIRE LE RAYON DU CERCLE
243.      C
244.      59 DO 62 I=1,NC
245.          62 R(I)=R(I)*.75E+0
246.          IF(R(I)/RIN.LE.1.E-01)GOTO58
247.          GOTO 3
248.      58 STOP
249.      100 FORMAT(10X,3X,'F(Z)=' ,2E10.4/)
250.      101 FORMAT(15X,'VALEUR MINIMALE DE L AMPLITUDE DE F(Z):',E12.4)
251.      102 FORMAT(5X,'IL N Y A PAS DE ZERO DANS LE RAYON R=' ,E10.4)
252.      501 FORMAT (/ ,/,/,40X,' LIGNE A SEPTUM SANS BOITIER ')
253.      502 FORMAT (40X,' *****')
254.      503 FORMAT (/ ,/,/,/)
255.      504 FORMAT (45X,'BETA=' ,F8.3,' RAD/CM')
256.      505 FORMAT (/ ,/,44X,'ALPHA=' ,E10.4,' NEP/CM')
257.      506 FORMAT (10X,'EPSILON EFFECTIF=' ,F6.3)
258.      END

```

```

154.      500  XT0(1,ALPH)=SL*PI/2*J(1,ALFSL)
155.      ZT0(1,ALPH)=SL*PI/2/ALFA*J(1,ALFSL)
156.      IF(NX0.EQ.1) GOTO 5
157.      XT0(2,ALPH)=SL*PI/2*J(3,ALFSL)
158.      ZT0(2,ALPH)=SL*PI/2/ALFA*J(3,ALFSL)
159.      IF(NX0.EQ.2) GOTO 5
160.      XT0(3,ALPH)=SL*PI/2*J(5,ALFSL)
161.      ZT0(3,ALPH)=SL*PI/2/ALFA*J(5,ALFSL)
162.      IF(NX0.EQ.3) GOTO 5
163.      XT0(4,ALPH)=SL*PI/2*J(7,ALFSL)
164.      ZT0(4,ALPH)=SL*PI/2/ALFA*J(7,ALFSL)
165.      IF(NX0.EQ.4) GOTO 5
166.      XT0(5,ALPH)=SL*PI/2*J(9,ALFSL)
167.      ZT0(5,ALPH)=SL*PI/2/ALFA*J(9,ALFSL)
168.      5  CONTINUE
169.      GOTO 3
170.      C*****
171.      C  LECTURE SUR DISQUE DES FONCTIONS DE BASE
172.      C*****
173.      6  IF(MZ.EQ.0) GOTO 9
174.      GOTO(17,18,19,20,21) MZ
175.      21 READ(1)(HZL(I),I=1,M)
176.      20 READ(1)(HZ0S(I),I=1,M)
177.      19 READ(1)(HZ0(I),I=1,M)
178.      18 READ(1)(HZZ(I),I=1,M)
179.      17 READ(1)(HZ1(I),I=1,M)
180.      9  IF(NX.EQ.0) GOTO 2
181.      GOTO(11,12,14,15,16) NX
182.      16 READ(1)(HYL(I),I=1,M)
183.      15 READ(1)(HX0S(I),I=1,M)
184.      14 READ(1)(HX0(I),I=1,M)
185.      12 READ(1)(HX2(I),I=1,M)
186.      11 READ(1)(HX1(I),I=1,M)
187.      REWIND(1)
188.      2  DO 7 ALPH=1,M
189.      IF(MZ.EQ.0) GOTO4
190.      DO 27 IIF=1,MZ
191.      GOTO (22,23,24,25,26) IIF
192.      22 ZT(IIF,ALPH)=HZ1(ALPH)
193.      GOTO 27
194.      23 ZT(IIF,ALPH)=HZ2(ALPH)
195.      GOTO 27
196.      24 ZT(IIF,ALPH)=HZ0(ALPH)
197.      GOTO 27
198.      25 ZT(IIF,ALPH)=HZ0S(ALPH)
199.      GOTO 27
200.      26 ZT(IIF,ALPH)=HZL(ALPH)
201.      27 CONTINUE
202.      4  IF(NX.EQ.0) GOTO 7
203.      DO 28 IIF=1,NX
204.      GOTO(29,30,31,32,33) IIF

```

```

1.      SUBROUTINE ZEPLS(MC,Z0,R,NS,NZK,ZK,NZU,ZER,FMIN,IPRINT,
2.      SH,Z,S,IS,NT,IR1,IR2)
3.      *7D
4.      C*****
5.      C      RECHERCHE DES ZEROS DANS LE PLAN COMPLEXE
6.      C*****
7.      C      FMIN EST L'AMPLITUDE MIN. DE F(Z) LE LONG DES CIRCONFERENCEES
8.      C
9.      C      FUN(Z,F) EST LE SOUS-PROGRAMME QUI DONNE F(Z)
10.     C
11.     C      H(2,L),Z(2,L),S(2,4,NC),IS(L),NT(NC) SONT DES MATRICES UTILISEES
12.     C
13.     C      L=NS(1)+NS(2)+NS(3)+...+NS(NC)
14.     C
15.     C      DIMENSION Z0(2,4),R(4),ZER(2,4),H(2,500),Z(2,500),S(2,4,4)
16.     C      DIMENSION B(2),F(2),C(2),ZK(2,4),NS(4),NT(4),IS(500)
17.     C      DIMENSION D(2),E(2),P(2),Q(2),T(2)
18.     C      COMMON EPS0,PI,MU0,SIGM1,SIGM2,SIGM3,EPSR1,EPSR2,EPSR3,MMM
19.     C      *,WS,LLL,DS,DDD,DE,DI,FR,NX,MZ,ZTD(5,150),XTD(5,150),ICH
20.     C      COMMON IDET,MZ0,NX0,XT0(5,150),ZT0(5,150)
21.     C      *,NDP0,NDP1,NDP2,NDPL
22.     C      COMPLEX BN,DELT,JJ
23.     C      REAL MU0,LLL
24.     C
25.     C      IMPRESSION DES COORDONNEES DU CENTRE ET DES RAYONS DES CERCLES
26.     C      ET DES ZEROS CONNUS
27.     C
28.     C      JJ=CMPLX(0.,1.)
29.     C      DP=6.2831853E+0
30.     C      IF(IPRINT.EQ.0) GO TO 25
31.     C      WRITE(108,104) (Z0(M,I),M=1,2),R(I)
32.     C      IF(NC.GT.1) WRITE(108,103) ((Z0(M,MM),M=1,2),R(MM),MM=2,NC)
33.     C      IF(NZK.GT.0) WRITE(108,105) ((ZK(M,MM),M=1,2),MM=1,NZK)
34.     C      25 L=0
35.     C      IF(NC.EQ.1) GO TO 23
36.     C      DO 24 I=2,NC
37.     C      B(1)=Z0(1,I)-Z0(1,I)
38.     C      B(2)=Z0(2,I)-Z0(2,I)
39.     C      B(1)=SQRT(B(1)*B(1)+B(2)*B(2))+R(I)-R(1)
40.     C      24 IF(B(1).GT.0.E+0) WRITE(108,108)I,(Z0(M,I),M=1,2),R(I)
41.     C      23 DO I I=1,NC
42.     C      NT(I)=0
43.     C      KM=NS(I)
44.     C      DO 1 K=1,KM
45.     C      FI=DP*K/NS(I)
46.     C      L=L+I
47.     C      IS(L)=0
48.     C      Z(1,L)=R(I)*COS(FI)
49.     C      Z(2,L)=R(I)*SIN(FI)
50.     C      B(1)=Z(1,L)+Z0(1,I)
51.     C      B(2)=Z(2,L)+Z0(2,I)

```

```

52.      BN=B(1)+JJ*B(2)
53.      CALL TDET(BN,DELT,NZZAA)
54.      F(1)=REAL(DELT)
55.      F(2)=AIMAG(DELT)
56.      C(1)=SQRT(F(1)*F(1)+F(2)*F(2))
57.      IF(L.EQ.1) FMIN=C(1)
58.      IF(C(1).LT.FMIN) FMIN=C(1)
59.      IF(C(1).LT.1.E-50.OR.C(1).GT.1.E+50) GO TO 470
60.      IF (K.NE.1) GO TO 2
61.      IQ0=IQUA(F)
62.      IQ2=IQ0
63.      GO TO 3
64.      2  IQ1=IQ2
65.      IQ2=IQUA(F)
66.      IF(IABS(IQ2-IQ1).EQ.2) GO TO 471
67.      IF((IQ2.EQ.3.AND.IQ1.EQ.2).OR.(IQ2.EQ.2.AND.IQ1.EQ.3)) GO TO 4
68.      GO TO 3
69.      4  IS(L)=IQ2-IQ1
70.      NT(I)=NT(I)+IS(L)
71.      C*****
72.      C  H(2,L) EST UNE MATRICE D'ORDRE DEUX QUI CONTIENT LES
73.      C  VALEURS CALCULEES DE LOG(F(Z))
74.      C*****
75.      C
76.      3  H(1,L)=ALOG(C(1))
77.      H(2,L)=ATAN2(F(2),F(1))
78.      IF (IPRINT.NE.2) GO TO 19
79.      C
80.      C  IMPRESSION POUR CHAQUE CERCLE
81.      C
82.      C  ARGUMENT Z-Z0
83.      C  PARTIE REELLE ET IMAGINAIRE DE Z
84.      C  AMPLITUDE ET ARGUMENT DE F(Z)
85.      C
86.      IF(K.EQ.1) WRITE(108,106)I,NS(I)
87.      20  FI=FI*3.6E+02/DP
88.      C(2)=H(2,L)*3.6E+02/DP
89.      WRITE(108,107)FI,(B(M),M=1,2),(F(M),M=1,2),(C(M),M=1,2)
90.      C
91.      19  IF(K.NE.NS(I)) GO TO 1
92.      IF(IABS(IQ2-IQ0).EQ.2) GO TO 471
93.      IF((IQ0.EQ.2.AND.IQ2.EQ.3).OR.(IQ0.EQ.3.AND.IQ2.EQ.2)) GO TO 5
94.      GO TO 1
95.      5  IF(I.NE.1) GO TO 6
96.      IS(1)=IQ0-IQ2
97.      NT(I)=NT(I)+IS(1)
98.      GO TO 1
99.      6  LL=NS(I-1)+I
100.     IS(LL)=IQ0-IQ2
101.     NT(I)=NT(I)+IS(LL)
102.     1  CONTINUE

```

```

103. C*****
104. C   DETERMINATION DU NOMBRE DE ZEROS
105. C*****
106.     NZU=NT(1)-NZK
107.     IF(NC.EQ.1) GO TO 7
108.     DO 8 I=2,NC
109.     8   NZU=NZU-NT(I)
110.     7   IF(NZU.LE.0.OR.NZU.GE.5) GO TO 472
111.     WRITE(108,99) NZU
112.     99 FORMAT(SX,'NZU=',I3/)
113. C*****
114. C   EVALUATIONS DES MOMENTS D'ORDRE J=1,2,...,NZU
115. C   POUR CHAQUE CERCLE APRES AVOIR CENTRE LE CERCLE A L'ORIGINE
116. C*****
117. C
118.     DO 21 I=1,2
119.     DO 21 J=1,NZU
120.     DO 21 K=1,NC
121.     21  S(I,J,K)=.0E+0
122.     L=0
123.     DO 9 I=1,NC
124.     KM=NS(I)
125.     DO 9 K=1,KM
126.     L=L+1
127.     F(1)=H(1,L)
128.     F(2)=H(2,L)
129.     RN=1.E+0
130.     DO 9 J=1,NZU
131.     FI=DP*J/NS(I)
132.     RN=RN*R(I)
133.     B(2)=RN*J/NS(I)
134.     B(1)=B(2)*COS(FI*K)
135.     B(2)=B(2)*SIN(FI*K)
136.     CALL PROD(B,F,E)
137.     S(1,J,I)=S(1,J,I)-E(1)
138.     S(2,J,I)=S(2,J,I)-E(2)
139.     IF(IS(L).EQ.0) GO TO 9
140.     D(1)=COS(FI)-1.E+0
141.     D(2)=SIN(FI)
142.     C(1)=-DP*IS(L)*B(2)
143.     C(2)=DP*IS(L)*B(1)
144.     CALL DIV(C,D,E)
145.     S(1,J,I)=S(1,J,I)+E(1)
146.     S(2,J,I)=S(2,J,I)+E(2)
147.     9   CONTINUE
148. C*****
149. C   DETERMINATION DU MOMENT D'ORDRE 1 POUR CHAQUE CERCLE
150. C*****
151.     DO 10 I=1,NC
152.     S(1,1,I)=S(1,1,I)+Z0(1,I)*NT(I)
153.     S(2,1,I)=S(2,1,I)+Z0(2,I)*NT(I)

```

```

154.      IF(NZU.EQ.1) GO TO 10
155.      C*****
156.      C      DETERMINATION DU MOMENT D'ORDRE 2 POUR CHAQUE CERCLE
157.      C*****
158.      C(1)=S(1,1,I)
159.      C(2)=S(2,1,I)
160.      E(1)=Z0(1,I)
161.      E(2)=Z0(2,I)
162.      CALL PROD(C,E,B)
163.      CALL PROD(E,E,C)
164.      C(1)=C(1)*NT(I)
165.      C(2)=C(2)*NT(I)
166.      S(1,2,I)=S(1,2,I)+2.E+0*B(1)-C(1)
167.      S(2,2,I)=S(2,2,I)+2.E+0*B(2)-C(2)
168.      IF(NZU.EQ.2) GO TO 10
169.      C*****
170.      C      DETERMINATION DU MOMENT D'ORDRE 3 POUR CHAQUE CERCLE
171.      C*****
172.      CALL PROD(C,E,D)
173.      CALL PROD(B,E,C)
174.      F(1)=S(1,2,I)
175.      F(2)=S(2,2,I)
176.      CALL PROD(E,F,B)
177.      S(1,3,I)=S(1,3,I)+3.E+0*(B(1)-C(1))+D(1)
178.      S(2,3,I)=S(2,3,I)+3.E+0*(B(2)-C(2))+D(2)
179.      C*****
180.      C      DETERMINATION DU MOMENT D'ORDRE 4 POUR CHAQUE CERCLE
181.      C*****
182.      IF(NZU.EQ.3) GO TO 10
183.      CALL PROD(E,D,P)
184.      CALL PROD(E,C,D)
185.      CALL PROD(E,B,F)
186.      B(1)=S(1,3,I)
187.      B(2)=S(2,3,I)
188.      CALL PROD(E,B,Q)
189.      S(1,4,I)=S(1,4,I)-P(1)+(D(1)+Q(1))*4.E+0-F(1)*6.E+0
190.      S(2,4,I)=S(2,4,I)-P(2)+(D(2)+Q(2))*4.E+0-F(2)*6.E+0
191.      10  CONTINUE
192.      C*****
193.      C      DETERMINATION DES MOMENTS D'ORDRE J=1,2,.....,NZU POUR LA
194.      C      REGION INVESTIGUEE DANS LE PLAN COMPLEXE
195.      C*****
196.      IF(NC.EQ.1) GO TO 12
197.      DO 11 I=2,NC
198.      DO 11 J=1,NZU
199.      S(I,J,1)=S(I,J,1)-S(I,J,I)
200.      11  S(2,J,1)=S(2,J,1)-S(2,J,I)
201.      C*****
202.      12  IF(NZK.EQ.0) GO TO 13
203.      DO 14 I=1,NZK
204.      S(1,1,1)=S(1,1,1)-ZK(1,I)

```

```

205.      S(2,1,1)=S(2,1,1)-ZK(2,1)
206.      IF(NZU.EQ.1) GO TO 14
207.      C(1)=ZK(1,1)
208.      C(2)=ZK(2,1)
209.      CALL PROD(C,C,D)
210.      S(1,2,1)=S(1,2,1)-D(1)
211.      S(2,2,1)=S(2,2,1)-D(2)
212.      IF(NZU.EQ.2) GO TO 14
213.      CALL PROD(C,D,E)
214.      S(1,3,1)=S(1,3,1)-E(1)
215.      S(2,3,1)=S(2,3,1)-E(2)
216.      IF(NZU.EQ.3) GO TO 14
217.      CALL PROD(E,C,D)
218.      S(1,4,1)=S(1,4,1)-D(1)
219.      S(2,4,1)=S(2,4,1)-D(2)
220.      14  CONTINUE
221.      C*****
222.      C    CALCUL DU ZERO INCONNU ET RETOUR
223.      C*****
224.      13  GO TO (15,16,17,18),NZU
225.      15  ZER(1,1)=S(1,1,1)
226.      ZER(2,1)=S(2,1,1)
227.      RETURN
228.      C*****
229.      C    CALCUL DES DEUX ZEROS INCONNUS ET RETOUR
230.      C*****
231.      16  C(1)=S(1,1,1)
232.      C(2)=S(2,1,1)
233.      CALL PROD(C,C,E)
234.      E(1)=2.E+0*S(1,2,1)-E(1)
235.      E(2)=2.E+0*S(2,2,1)-E(2)
236.      CALL RQ(E,D)
237.      ZER(1,1)=(C(1)+D(1))/2.E+0
238.      ZER(1,2)=(C(1)-D(1))/2.E+0
239.      ZER(2,1)=(C(2)+D(2))/2.E+0
240.      ZER(2,2)=(C(2)-D(2))/2.E+0
241.      RETURN
242.      C*****
243.      C    CALCUL DES TROIS ZEROS INCONNUS ET RETOUR
244.      C*****
245.      17  B(1)=-S(1,1,1)
246.      B(2)=-S(2,1,1)
247.      D(1)=S(1,2,1)
248.      D(2)=S(2,2,1)
249.      CALL PROD(B,B,E)
250.      C(1)=(E(1)-D(1))/2.E+0
251.      C(2)=(E(2)-D(2))/2.E+0
252.      CALL PROD(B,E,P)
253.      CALL PROD(B,D,Q)
254.      D(1)=P(1)/6.E+0-Q(1)/2.E+0-S(1,3,1)/3.E+0
255.      D(2)=P(2)/6.E+0-Q(2)/2.E+0-S(2,3,1)/3.E+0

```

```

256.      CALL SOLV3(B,C,0,ZER)
257.      RETURN
258.      C
259.      C   CALCUL DES QUATRE ZEROS INCONNUS ET RETOUR
260.      C
261.      18  B(1)=-S(1,1,1)
262.          B(2)=-S(2,1,1)
263.          D(1)=S(1,2,1)
264.          D(2)=S(2,2,1)
265.      CALL PROD(B,B,E)
266.      C(1)=(E(1)-D(1))/2.E+0
267.      C(2)=(E(2)-D(2))/2.E+0
268.      CALL PROD(B,E,P)
269.      CALL PROD(B,D,Q)
270.      F(1)=S(1,3,1)
271.      F(2)=S(2,3,1)
272.      P(1)=P(1)/6.E+0-Q(1)/2.E+0-F(1)/3.E+0
273.      P(2)=P(2)/6.E+0-Q(2)/2.E+0-F(2)/3.E+0
274.      Q(1)=(E(1)/6.E+0-D(1))/4.E+0
275.      Q(2)=(E(2)/6.E+0-D(2))/4.E+0
276.      CALL PROD(D,D,T)
277.      CALL PROD(Q,E,D)
278.      D(1)=D(1)+T(1)/8.E+0-S(1,4,1)/4.E+0
279.      D(2)=D(2)+T(2)/8.E+0-S(2,4,1)/4.E+0
280.      CALL PROD(B,F,T)
281.      D(1)=D(1)-T(1)/3.E+0
282.      D(2)=D(2)-T(2)/3.E+0
283.      CALL SOLV4(B,C,P,D,ZER)
284.      RETURN
285.      C*****
286.      C   RETOUR AU PROGRAMME PRINCIPAL ; UN ZERO OU UN POLE
287.      C   A ETE RECONNU SUR LA CIRCONFERENCE
288.      C*****
289.      470 WRITE(108,100) I,(B(M),M=1,2),C(1)
290.          WRITE(108,779)
291.      779 FORMAT(5X,'SORTIE A 470')
292.      RETURN IRI
293.      C*****
294.      C   RETOUR AU PROGRAMME PRINCIPAL : LA VARIATION DE
295.      C   LA FONCTION EST TROP RAPIDE
296.      C*****
297.      471 WRITE(108,101) I,(Z0(M,1),M=1,2),R(1),NS(1),I
298.          WRITE(108,339)
299.      339 FORMAT(5X,'SORTIE A 471')
300.      RETURN IRI
301.      C
302.      C*****
303.      C   RETOUR AU PROGRAMME PRINCIPAL; LE NOMBRE DE ZEROS EST SOIT
304.      C   NUL SOIT SUPERIEUR A QUATRE
305.      C*****
306.      472 IF(IPRINT.NE.0) WRITE(108,102)NZU,NZK,(Z0(M,1),M=1,2),R(1)

```

```

307.      IF(NC.GT.1) WRITE(108,103)((Z0(M,MM),M=1,2),R(MM),MM=2,NC)
308.      WRITE(108,449)
309.      449 FORMAT(5X,'SORTIE A 472')
310.      RETURN IR2
311.      100 FORMAT(/5X,'SUR LA CIRCONFERENCE N.',I2,'FOR Z=',2E15.8,'L
312.      IAMPLITUDE DE F(Z) EST',E15.8/)
313.
314.      101 FORMAT(/5X,'SUR LA CIRCONFERENCE N.',I2,'DE CENTRE Z0='
315.      1,2E12.5,'ET DE RAYON R=',E11.5,'NS=',I5,'POINTS
316.      INE SONT PAS SUFFISANTS'
317.      I//5X,'AUGMENTER NS(',I2,')'//)
318.      102 FORMAT(/5X,'IL Y A',I3,'ZEROS INCONNUS ET',I3,'ZEROS CONNUS DANS LE
319.      ICERCLE DE CENTRE',2E12.5,'ET DE RAYON',E12.5/)
320.      103 FORMAT(/5X,'REGROUPER LES CERCLES ',/(49X,
321.      1'(',2E12.5)'),10X,E12.5/)
322.      104 FORMAT(/5X,'LE CERCLE DE CENTRE Z0=(',E11.5,',',E11.5,')
323.      I AND RADIUS R=',E12.5,'EST PRIS EN CONSIDERATION'//)
324.      105 FORMAT(/5X,'OU LES ZEROS SUIVANTS SONT CONNUS',/(25X,'ZK=',
325.      I2E15.8//)
326.      106 FORMAT('I',1X,50('-'),'CERCLE N.',I2,'-',I5,'POINTS',50('-')
327.      I//9X,'=I',11X,'R(Z)',16X,'R(F)',13X,'I(F)',17X,'MOD
328.      I(F)',12X,'ARG(F)'//)
329.      107 FORMAT(6X,F7.3,3X,2E13.5,6X,2E15.8,4X,2E15.8/)
330.      108 FORMAT(/5X,'LE CERCLE N.',I2,'DE CENTRE',2E12.5,'ET DE RAYON'
331.      1,E12.5,'N EST PAS CONTENU DANS LE PREMIER CERCLE'//)
332.      END

```

```

1.      SUBROUTINE DIV(A,B,C)
2.      C*****
3.      C  CALCUL DU RAPPORT A/B DE DEUX VARIABLES COMPLEXES
4.      C*****
5.      DIMENSION A(2),B(2),C(2),D(2)
6.      E=B(1)*B(1)+B(2)*B(2)
7.      C(1)=B(1)
8.      C(2)=-B(2)
9.      CALL PROD(A,C,D)
10.     C(1)=D(1)/E
11.     C(2)=D(2)/E
12.     RETURN
13.     END

```

```

1.      SUBROUTINE PROD(A,B,C)
2.      C*****
3.      C  CALCUL DU PRODUIT DE DEUX VARIABLES COMPLEXES
4.      C*****
5.      DIMENSION A(2),B(2),C(2)
6.      C(1)=A(1)*B(1)-A(2)*B(2)
7.      C(2)=A(1)*B(2)+A(2)*B(1)
8.      RETURN
9.      END

```

```

1.      SUBROUTINE RC(A,B)
2.      C*****
3.      C  CALCUL DE LA RACINE CUBIQUE D'UNE VARIABLE COMPLEXE
4.      C*****
5.      DIMENSION A(2),B(2)
6.      B(1)=ALOG(A(1)*A(1)+A(2)*A(2))/6.E+0
7.      B(1)=EXP(B(1))
8.      C=ATAN2(A(2),A(1))/3.E+0
9.      B(2)=B(1)*SIN(C)
10.     B(1)=B(1)*COS(C)
11.     RETURN
12.     END

```

```

1.      SUBROUTINE RQ(A,B)
2.      C*****
3.      C  CALCUL DE LA RACINE CARRE D 'UN NOMBRE COMPLEXE
4.      C*****
5.      DIMENSION A(2),B(2)
6.      B(1)=ALOG(A(1)*A(1)+A(2)*A(2))/4.E+0
7.      B(1)=EXP(B(1))
8.      C=ATAN2(A(2),A(1))/2.E+0
9.      B(2)=B(1)*SIN(C)
10.     B(1)=B(1)*COS(C)
11.     RETURN
12.     END

```

```

1.      INTEGER FUNCTION IQUA(F)
2.      C*****
3.      C      EVALUATION DU QUADRANT OU L'ON CALCULE F(Z)
4.      C*****
5.      DIMENSION F(2)
6.      IF(F(1))1,2,2
7.      1    IF(F(2))3,4,4
8.      2    IF(F(2))5,6,6
9.      3    IQUA=3
10.     RETURN
11.     4    IQUA=2
12.     RETURN
13.     5    IQUA=4
14.     RETURN
15.     6    IQUA=1
16.     RETURN
17.     END

```

```

1.      SUBROUTINE SOLV3(A,B,C,X)
2.      C*****
3.      C      RESOLUTION D'UNE EQUATION DU 3-EME DEGRE
4.      C      X**3+A*X**2+B*X+C=0
5.      C
6.      DIMENSION A(2),B(2),C(2),X(2,3),P(2),Q(2),D(2),E(2),F(2)
7.      CALL PROD(A,A,D)
8.      P(1)=(-D(1)/3.E+0+B(1))/3.E+0
9.      P(2)=(-D(2)/3.E+0+B(2))/3.E+0
10.     CALL PROD(A,D,E)
11.     CALL PROD(A,B,D)
12.     Q(1)=(-E(1)/0.135E+2+D(1)/3.E+0-C(1))/2.E+0
13.     Q(2)=(-E(2)/0.135E+2+D(2)/3.E+0-C(2))/2.E+0
14.     CALL PROD(P,P,D)
15.     CALL PROD(P,D,E)
16.     CALL PROD(Q,Q,F)
17.     D(1)=E(1)+F(1)
18.     D(2)=E(2)+F(2)
19.     CALL RQ(D,F)
20.     D(1)=F(1)+Q(1)
21.     D(2)=F(2)+Q(2)
22.     CALL RC(D,F)
23.     CALL DIV(P,F,D)
24.     X(1,1)=F(1)-D(1)-A(1)/3.E+0
25.     X(2,1)=F(2)-D(2)-A(2)/3.E+0
26.     E(2)=SQRT(3.E+0)/2.E+0
27.     E(1)=-0.5E+0
28.     CALL PROD(F,E,P)
29.     E(2)=-E(2)
30.     CALL PROD(D,E,Q)
31.     X(1,2)=P(1)-Q(1)-A(1)/3.E+0
32.     X(2,2)=P(2)-Q(2)-A(2)/3.E+0
33.     CALL PROD(F,E,P)
34.     E(2)=-E(2)
35.     CALL PROD(D,E,Q)
36.     X(1,3)=P(1)-Q(1)-A(1)/3.E+0
37.     X(2,3)=P(2)-Q(2)-A(2)/3.E+0
38.     RETURN
39.     END

```

```

1.      SUBROUTINE SOLV4(A,B,C,D,X)
2.      C*****
3.      C      RESOLUTION D'UNE EQUATION DU 4-EME DEGRE
4.      C      X**4+A*X**3+B*X**2+C*X+D=0
5.      C
6.      DIMENSION A(2),B(2),C(2),D(2),X(2,4),P(2),Q(2),R(2),E(2),F(2)
7.      CALL PROD(A,A,E)
8.      P(1)=3.E+0*E(1)/8E+0
9.      P(2)=3.E+0*E(2)/8.E+0
10.     P(1)=(B(1)-P(1))/2.E+0
11.     P(2)=(B(2)-P(2))/2.E+0
12.     CALL PROD(E,E,F)
13.     Q(1)=3.E+0*F(1)/16.E+0
14.     Q(2)=3.E+0*F(2)/16.E+0
15.     CALL PROD(A,B,F)
16.     F(1)=C(1)-F(1)
17.     F(2)=C(2)-F(2)
18.     CALL PROD(A,F,R)
19.     Q(1)=Q(1)+R(1)
20.     Q(2)=Q(2)+R(2)
21.     CALL PROD(B,B,R)
22.     Q(1)=(Q(1)+R(1))/16.E+0-D(1)/4.E+0
23.     Q(2)=(Q(2)+R(2))/16.E+0-D(2)/4.E+0
24.     CALL PROD(E,A,F)
25.     E(1)=F(1)/64.E+0+C(1)/8.E+0
26.     E(2)=F(2)/64.E+0+C(2)/8.E+0
27.     CALL PROD(A,B,F)
28.     E(1)=F(1)/16.E+0-E(1)
29.     E(2)=F(2)/16.E+0-E(2)
30.     CALL PROD(E,E,R)
31.     R(1)=-R(1)
32.     R(2)=-R(2)
33.     CALL SOLV3(P,Q,R,X)
34.     Q(1)=X(1,1)
35.     Q(2)=X(2,1)
36.     CALL RQ(Q,P)
37.     R(1)=X(1,2)
38.     R(2)=X(2,2)
39.     CALL RQ(R,Q)
40.     CALL PROD(P,Q,R)
41.     CALL DIV(E,R,F)
42.     X(1,1)=P(1)+Q(1)+F(1)-A(1)/4.E+0
43.     X(2,1)=P(2)+Q(2)+F(2)-A(2)/4.E+0
44.     X(1,2)=P(1)-Q(1)-F(1)-A(1)/4.E+0
45.     X(2,2)=P(2)-Q(2)-F(2)-A(2)/4.E+0
46.     X(1,3)=-P(1)+Q(1)-F(1)-A(1)/4.E+0
47.     X(2,3)=-P(2)+Q(2)-F(2)-A(2)/4.E+0
48.     X(1,4)=-P(1)-Q(1)+F(1)-A(1)/4.E+0
49.     X(2,4)=-P(2)-Q(2)+F(2)-A(2)/4.E+0
50.     RETURN
51.     END

```

```

1.      SUBROUTINE TDET(BN,DELT,NZZAA)
2.      C*****
3.      C      CALCUL DES ELEMENTS DE LA MATRICE BIJ(M)
4.      C      ET DU DETERMINANT DE LA MATRICE KIJ
5.      C*****
6.      REAL MU0,L
7.      COMMON EPS0,PI,MU0,SIGM1,SIGM2,SIGM3,EPSR1,EPSR2,EPSR3,M,
8.      *WS,L,OS,D,DE,DI,F,NX,MZ,ZTD(5,150),XTD(5,150),ICH
9.      COMMON IDET,MZ0,NX0,XT0(5,150),ZT0(5,150)
10.     *,NDP0,NDPI,NDP2,NDPL
11.     COMPLEX GAMI,GAM2,GAM0,BN,DELT,GAM1,GAM12,GAM10
12.     COMPLEX K02,K11,K12,K10,GA0,GAI,GA2
13.     COMPLEX S1,S2,C1,C2,Z1,Z2,Z3,Z4,Z5,Z6,Z7,Z8,Z9,Y1,Y2,Y3
14.     COMPLEX Y4,Y5,Y6,Y7,Y8,Y9,X1,X2,X3,X4,X5,X6,X7,X8,X9,V1
15.     COMPLEX V2,V3,V4,V5,V6,V7,V8,V9,U1,U2,U3,U4,X0,V0
16.     COMPLEX B11(150),B12(150),B13(150),B14(150),B21(150),B22(150)
17.     COMPLEX B23(150),B24(150),B31(150),B32(150),B33(150),B34(150)
18.     COMPLEX B41(150),B42(150),B43(150),B44(150)
19.     COMPLEX ADET(400),DETC,JJ,K(20,20)
20.     COMPLEX EPS1,EPS2
21.     COMPLEX EPSR0,Z0,Y0,U0
22.     INTEGER ALPH
23.     JJ=CMPLX(0.,1.)
24.     OMEG=2*PI*F*I.E9
25.     K02=OMEG*OMEG*MU0*EPS0
26.     EPS1=EPSR1-JJ*SIGM1/OMEG/EPS0
27.     EPS2=EPSR2-JJ*SIGM2/OMEG/EPS0
28.     EPSR0=EPSR3-JJ*SIGM3/OMEG/EPS0
29.     K10=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPSR0)
30.     K11=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS1)
31.     K12=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS2)
32.     DO 10 ALPH=1,M
33.     ALFA=(ALPH-.5)*2*PI/L
34.     GAM0=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPSR0
35.     GAM10=CSQRT(GAM0)
36.     GAMI=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS1
37.     GAM11=CSQRT(GAMI)
38.     GAM2=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS2
39.     GAM12=CSQRT(GAM2)
40.     GA0=GAM10
41.     GAI=GAM11
42.     GA2=GAM12
43.     S1=CSINH(GAI*(-1)*D)
44.     C1=CCOSH(GAI*(-1)*D)
45.     Z0=(-1)*K10*OMEG*MU0*GA0/BN
46.     Z1=(-1)*K10*ALFA
47.     Z2=K11*OMEG*MU0*GAI/BN
48.     Z3=(-1)*K11*ALFA
49.     Z4=K10*ALFA
50.     Z5=K10*OMEG*EPSR0*EPS0*GA0/BN
51.     Z6=(-1)*K11*ALFA

```

52. $Z7=K11*OMEG*EPS1*EPS0*GA1/BN$
 53. $Z8=K11*OMEG*MU0*GA1*C1/BN$
 54. $Z9=K11*OMEG*MU0*GA1*S1/BN$
 55. $Y0=(-1)*ALFA*K11*S1$
 56. $Y1=(-1)*ALFA*K11*C1$
 57. $Y2=K12*OMEG*MU0*GA2/BN$
 58. $Y3=(-1)*K12*ALFA$
 59. $Y4=K11*ALFA*S1$
 60. $Y5=K11*ALFA*C1$
 61. $Y6=(-1)*K11*OMEG*EPS1*EPS0*GA1*C1/BN$
 62. $Y7=(-1)*K11*OMEG*EPS1*EPS0*GA1*S1/BN$
 63. $Y8=(-1)*K12*ALFA$
 64. $Y9=K12*OMEG*EPS2*EPS0*GA2/BN$
 65. $X0=Z2/Z0$
 66. $X1=(Z3-Z1)/Z0$
 67. $X2=(-1)*Z7*C1/S1+Z4*X1+Z5+Z6*X1$
 68. $X3=Z4*X0+Z6*X0$
 69. $X4=Z8+Z9*X0$
 70. $X5=(-1)*Y0*C1/S1+Y1+Z9*X1$
 71. $X6=(-1)*Y0/S1$
 72. $X7=(-1)*X3*X5/X4+X2$
 73. $X8=(-1)*X3*Z9/X4+Z6$
 74. $X9=(-1)*X3/X4$
 75. $V0=(-1)*Z7/S1-X3*X6/X4$
 76. $V1=X8/X7$
 77. $V2=1/X7$
 78. $V3=X9/X7$
 79. $V4=V0/X7$
 80. $V6=S1+C1*X0$
 81. $V5=C1*X1-X5*V6/X4$
 82. $V7=Y4+Y5*X0$
 83. $V8=X1*Y5-Y6*C1/S1+Y7$
 84. $V9=Y8/Y2$
 85. $U0=Y6/S1-Y8*Y3/Y2+Y9$
 86. $U1=V8-V7*X5/X4$
 87. $U2=Z3-Z2*X5/X4$
 88. $B11(ALPH)=Z2*Z9/X4+V1*U2$
 89. $B12(ALPH)=V2*U2$
 90. $B13(ALPH)=Z2/X4+V3*U2$
 91. $B14(ALPH)=Z2*X6/X4+V4*U2$
 92. $B21(ALPH)=V1$
 93. $B22(ALPH)=V2$
 94. $B23(ALPH)=V3$
 95. $B24(ALPH)=V4$
 96. $B31(ALPH)=-B13(ALPH)$
 97. $B32(ALPH)=-B23(ALPH)$
 98. $B33(ALPH)=V6/X4+V5*V3-1/Y2$
 99. $B34(ALPH)=V6*X6/X4+V5*V4+Y3/Y2$
 100. $B41(ALPH)=-B14(ALPH)$
 101. $B42(ALPH)=-B24(ALPH)$
 102. $B43(ALPH)=V7/X4+V3*U1+V9$

```

103.      B44(ALPH)=V7*X6/X4+V4*U1+U0
104.      10  CONTINUE
105.      CALL SOM(ZTD,XTD,ZT0,XT0,B11,B12,B13,B14,B21,B22,B23,B24,
106.      *B31,B32,B33,B34,B41,B42,B43,B44,K,MZ,NX,MZ0,NX0,M,BN)
107.      MN=MZ+NX+MZ0+NX0
108.      DO 50 I=1,MN
109.      DO 50 J=1,MN
110.      IJ=(I-1)*MN+J
111.      ADET(IJ)=K(I,J)
112.      50  CONTINUE
113.      EPS=1.E-7
114.      CALL DETRC(ADET,MN,DETC,EPS,K,BN)
115.      DELT=DETC
116.      IF(ICH.EQ.1.AND.NZZAA.EQ.1) GOTO 100
117.      IF(ICH.EQ.2.AND.NZZAA.EQ.1) GOTO 101
118.      GOTO 110
119.      100 CALL CHAMPS(K,BN)
120.      GOTO 110
121.      101 CALL IMP(K,BN)
122.      110 RETURN
123.      END

```

```

1.      SUBROUTINE SOM(ZTD,XTD,ZT0,XT0,B11,B12,B13,B14,B21,B22,B23,B24,
2.      *B31,B32,B33,B34,B41,B42,B43,B44,K,MZ,NX,MZ0,NX0,M,BN)
3.      C*****
4.      C   CALCUL DES ELEMENTS DE LA MATRICE KIJ
5.      C*****
6.      DIMENSION ZTD(5,150),XTD(5,150),ZT0(5,150),XT0(5,150)
7.      COMPLEX B11(150),B12(150),B13(150),B14(150),B21(150),B22(150),
8.      *B23(150),B24(150),B31(150),B32(150),B33(150),B34(150)
9.      COMPLEX B41(150),B42(150),B43(150),B44(150)
10.     COMPLEX K(20,20),SOM
11.     MN=MZ+NX+MZ0+NX0
12.     DO 100 I=1,MN
13.     DO 100 J=1,MN
14.     K(I,J)=CMPLX(0.,0.)
15.     IF (J.GT.(NX+MZ+NX0)) II=4;GOTO 200
16.     IF (J.GT.(NX+MZ)) II=3;GOTO 200
17.     IF (J.GT.NX) II=2;GOTO 200
18.     II=1
19.     200 IF (I.GT.(NX+MZ+NX0)) GOTO 500
20.     IF (I.GT.(NX+MZ)) GOTO 400
21.     IF (I.GT.NX) GOTO 300
22.     GOTO (1,2,3,4) II
23.     1 DO 10 IJ=1,M
24.     SOM=XTD(I,IJ)*B11(IJ)*XTD(J,IJ)
25.     10 K(I,J)=K(I,J)+SOM
26.     GOTO 100
27.     2 DO 20 IJ=1,M
28.     SOM=XTD(I,IJ)*B12(IJ)*ZTD(J-NX,IJ)
29.     20 K(I,J)=K(I,J)+SOM
30.     GOTO 100
31.     3 DO 30 IJ=1,M
32.     SOM=XTD(I,IJ)*B13(IJ)*XT0(J-(NX+MZ),IJ)
33.     30 K(I,J)=K(I,J)+SOM
34.     GOTO 100
35.     4 DO 40 IJ=1,M
36.     SOM=XTD(I,IJ)*B14(IJ)*ZT0(J-(NX+MZ+NX0),IJ)
37.     40 K(I,J)=K(I,J)+SOM
38.     GOTO 100
39.     300 GOTO (5,6,7,8) II
40.     5 DO 50 IJ=1,M
41.     SOM=ZTD(I-NX,IJ)*B21(IJ)*XTD(J,IJ)
42.     50 K(I,J)=K(I,J)+SOM
43.     GOTO 100
44.     6 DO 60 IJ=1,M
45.     SOM=ZTD(I-NX,IJ)*B22(IJ)*ZTD(J-NX,IJ)
46.     60 K(I,J)=K(I,J)+SOM
47.     GOTO 100
48.     7 DO 70 IJ=1,M
49.     SOM=ZTD(I-NX,IJ)*B23(IJ)*XT0(J-(NX+MZ),IJ)
50.     70 K(I,J)=K(I,J)+SOM
51.     GOTO 100

```

```

52.      8   DO 80 IJ=1,M
53.          SOM=ZTD(I-NX,IJ)*B24(IJ)*ZTD(J-(NX+MZ+NX0),IJ)
54.     80   K(I,J)=K(I,J)+SOM
55.          GOTO 100
56.     400  GOTO (11,12,13,14) II
57.     11   DO 110 IJ=1,M
58.          SOM=XTD(I-(NX+MZ),IJ)*B31(IJ)*XTD(J,IJ)
59.     110  K(I,J)=K(I,J)+SOM
60.          GOTO 100
61.     12   DO 120 IJ=1,M
62.          SOM=XTD(I-(NX+MZ),IJ)*B32(IJ)*ZTD(J-NX,IJ)
63.     120  K(I,J)=K(I,J)+SOM
64.          GOTO 100
65.     13   DO 130 IJ=1,M
66.          SOM=XTD(I-(NX+MZ),IJ)*B33(IJ)*XTD(J-(NX+MZ),IJ)
67.     130  K(I,J)=K(I,J)+SOM
68.          GOTO 100
69.     14   DO 140 IJ=1,M
70.          SOM=XTD(I-(NX+MZ),IJ)*B34(IJ)*ZTD(J-(NX+MZ+NX0),IJ)
71.     140  K(I,J)=K(I,J)+SOM
72.          GOTO 100
73.     500  GOTO (15,16,17,18) II
74.     15   DO 150 IJ=1,M
75.          SOM=ZTD(I-(NX+MZ+NX0),IJ)*B41(IJ)*XTD(J,IJ)
76.     150  K(I,J)=K(I,J)+SOM
77.          GOTO 100
78.     16   DO 160 IJ=1,M
79.          SOM=ZTD(I-(NX+MZ+NX0),IJ)*B42(IJ)*ZTD(J-NX,IJ)
80.     160  K(I,J)=K(I,J)+SOM
81.          GOTO 100
82.     17   DO 170 IJ=1,M
83.          SOM=ZTD(I-(NX+MZ+NX0),IJ)*B43(IJ)*XTD(J-(NX+MZ),IJ)
84.     170  K(I,J)=K(I,J)+SOM
85.          GOTO 100
86.     18   DO 180 IJ=1,M
87.          SOM=ZTD(I-(NX+MZ+NX0),IJ)*B44(IJ)*ZTD(J-(NX+MZ+NX0),IJ)
88.     180  K(I,J)=K(I,J)+SOM
89.          GOTO 100
90.     100  CONTINUE
91.          RETURN
92.          END

```

```

1. SUBROUTINE DETRCA(N,DETC,EPS,K,BN)
2. C*****
3. C   CALCUL DU DETERMINANT
4. C*****
5. COMPLEX A(I),DETC,EMAX,R,K(20,20)
6. DETC=CMPLX(1.,0.)
7. JJ=N
8. DO 6 J=1,N
9.   JY=J+1
10.  JJ=JJ+N+1
11.  EMAX=CMPLX(0.,0.)
12.  IT=JJ-J
13.  DO 2 I=J,N
14.    JJ=IT+I
15.    IF(CABS(EMAX)-CABS(A(IJ)))1,2,2
16.    EMAX=A(IJ)
17.  IND=I
18.  CONTINUE
19.  IF(CABS(EMAX)=EPS)3,4,4
20.  DETC=CMPLX(0.,0.)
21.  RETURN
22.  DETC=DETC*EMAX
23.  IF(J.NE.IND) DETC=-DETC
24.  IF(J.EQ.N) RETURN
25.  II=J+N*(J-2)
26.  IT=IND-J
27.  DO 5 KKK=J,N
28.    II=II+N
29.    JJ=II+I
30.    R=A(II)
31.    A(II)=A(IJ)
32.    A(IJ)=R
33.    A(II)=A(II)/EMAX
34.  CONTINUE
35.  IO=N*(J-1)
36.  DO 6 IK=J,N
37.    IKK=IO+IK
38.    IT=J-IK
39.    DO 6 JK=J,N
40.      IKJ=N*(JK-1)+IK
41.      JKK=IKJ+I
42.      A(IKJ)=A(IKJ)-A(IKK)*A(JKK)
43.  CONTINUE
44.  RETURN
45.  END

```

```

1.      SUBROUTINE CHAMPS(K,BN)
2.      C*****
3.      C      CALCUL DES CHAMPS DANS LA STRUCTURE
4.      C*****
5.      REAL MU0,L
6.      COMMON EPS0,PI,MU0,SIGM1,SIGM2,SIGM3,EPSR1,EPSR2,EPSR3,MMM,
7.      *WS,L,DS,D,DE,DI,F,NX,MZ,ZTD(5,150),XTD(5,150),ICH
8.      COMMON IDET,MZ0,NX0,XT0(5,150),ZT0(5,150)
9.      *,NDP0,NDP1,NDP2,NDPL
10.     COMPLEX GAM1,GAM2,GAM0,BN,DELT,GAM11,GAM12,GAM10
11.     COMPLEX K02,K11,K12,K10,GA0,GAI,GA2,U9
12.     COMPLEX S1,S2,C1,C2,Z1,Z2,Z3,Z4,Z5,Z6,Z7,Z8,Z9,Y1,Y2,Y3
13.     COMPLEX Y4,Y5,Y6,Y7,Y8,Y9,X1,X2,X3,X4,X5,X6,X7,X8,X9,V1
14.     COMPLEX V2,V3,V4,V5,V6,V7,V8,V9,U1,U2,U3,U4,X0,V0
15.     COMPLEX JJ,K(20,20)
16.     COMPLEX EPS1,EPS2
17.     COMPLEX EPSR0,Z0,Y0,U0
18.     DIMENSION CSD(38)
19.     REAL KP(38,38)
20.     DIMENSION CDK(1444)
21.     COMPLEX CT1
22.     COMPLEX XTID(150),ZTID(150),XTID(150),ZTID(150)
23.     COMPLEX U3,U4,U5,U6
24.     COMPLEX U7,U8,P(150),Q(150),M(150),S(150),T(150),O(150)
25.     COMPLEX N(150),R(150)
26.     COMPLEX EX0,EY0,EZ0,HX0,HY0,HZ0
27.     COMPLEX EX1,EY1,EZ1,HX1,HY1,HZ1
28.     COMPLEX EX2,EY2,EZ2,HX2,HY2,HZ2
29.     COMPLEX ENEET0,ENEHT0,ENEETZ0
30.     COMPLEX ENEET1,ENEHT1,ENEETZ1
31.     COMPLEX ENEET2,ENEHT2,ENEETZ2
32.     COMPLEX ENEHZ0,ENEHZ1,ENEHZ2
33.     DIMENSION TET(50,50),TEZ(50,50)
34.     DIMENSION THT(50,50),THZ(50,50)
35.     INTEGER ALPH
36.     JJ=CMPLX(0.,1.)
37.     C
38.     C
39.     C      RANGEMENT DES K(I,J) POUR RECHERCHER LE VECTEUR
40.     C      PROPRE DU SYSTEME LINEAIRE
41.     C
42.     C
43.     MN=MZ+NX+MZ0+NX0
44.     60  MN1=MN-1
45.     MN2=2*MN1
46.     DO 40 I=1,MN1
47.     CSD(2*I-1)=-REAL(K(I,I))
48.     40  CSD(2*I)=-AIMAG(K(I,I))
49.     DO 50 I=1,MN1
50.     JP=-1
51.     JS=0

```

```

52.      DO 50 J=2,MN
53.      JP=JP+2
54.      JS=JS+2
55.      KP(2*I-1,JP)=REAL(K(I,J))
56.      KP(2*I-1,JS)=-AIMAG(K(I,J))
57.      KP(2*I,JP)=AIMAG(K(I,J))
58.      50 KP(2*I,JS)=REAL(K(I,J))
59.      DO 51 J=1,MN2
60.      DO 51 I=1,MN2
61.      IJ=(J-1)*MN2+I
62.      51 CDK(IJ)=KP(I,J)
63.      C
64.      C
65.      C APPEL DU SOUS-PROGRAMME RESOL
66.      C LE RESULTAT SE TROUVE DANS LE VECTEUR LIGNE CSD
67.      C
68.      C
69.      C KTEST=0* SOLUTION NORMALE
70.      C
71.      C KTEST=1* SOLUTION SINGULIERE
72.      C
73.      CALL RESOL(CDK,CSD,MN2,KTEST,1.E-7)
74.      OUTPUT KTEST
75.      C
76.      C
77.      C CALCUL DES TRANSFORMEES DE FOURIER DES COURANTS
78.      C ET DES CHAMPS
79.      C
80.      C
81.      DO 80 ALPH=1,MMM
82.      XTTD(ALPH)=XTD(I,ALPH)
83.      XTTO(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
84.      ZTTO(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
85.      ZTTD(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
86.      IP=1
87.      DO 80 I=1,MN1
88.      IP=IP+2
89.      IF(IP.GT.2*(NX-1)) GOTO 70
90.      XTTD(ALPH)=XTTD(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))
91.      S*XTD(I+I,ALPH)
92.      GOTO 80
93.      70 J=I-(NX-1)
94.      IF(IP.GT.2*(NX+MZ-1)) GOTO 90
95.      ZTTD(ALPH)=ZTTD(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*ZTD(J,ALPH)
96.      GOTO 80
97.      90 J=I-(NX+MZ-1)
98.      IF(IP.GT.2*(MZ+NX+NX0-1)) GOTO 100
99.      XTTO(ALPH)=XTTO(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*XTO(J,ALPH)
100.     GOTO 80
101.     100 J=I-(NX+MZ+NX0-1)
102.     ZTTO(ALPH)=ZTTO(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*ZTO(J,ALPH)

```

```

103.      80  CONTINUE
104.      DO 300 ALPH=1,MMM
105.      300  CONTINUE
106.      C
107.      C
108.      C      FIN DU CALCUL
109.      C
110.      C
111.      C
112.      C
113.      C      CALCUL DES CONSTANTES DES CHAMPS POUR LES
114.      C      DIVERSES REGIONS
115.      C
116.      C
117.      OMEG=2*PI*F*1.E9
118.      K02=OMEG*OMEG*MU0*EPS0
119.      EPS1=EPSR1-JJ*SIGM1/OMEG/EPS0
120.      EPS2=EPSR2-JJ*SIGM2/OMEG/EPS0
121.      EPSR0=EPSR3-JJ*SIGM3/OMEG/EPS0
122.      K10=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPSR0)
123.      K11=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS1)
124.      K12=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS2)
125.      DO 10 ALPH=1,MMM
126.      ALFA=(ALPH-.5)*2*PI/L
127.      GAM0=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPSR0
128.      GAM10=CSQRT(GAM0)
129.      GAM1=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS1
130.      GAM11=CSQRT(GAM1)
131.      GAM2=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS2
132.      GAM12=CSQRT(GAM2)
133.      GA0=GAM10
134.      GA1=GAM11
135.      GA2=GAM12
136.      S1=CSINH(GA1*(-I)*D)
137.      C1=CCOSH(GA1*(-I)*D)
138.      Z0=(-I)*K10*OMEG*MU0*GA0/BN
139.      Z1=(-I)*K10*ALFA
140.      Z2=K11*OMEG*MU0*GA1/BN
141.      Z3=(-1)*K11*ALFA
142.      Z4=K10*ALFA
143.      Z5=K10*OMEG*EPSR0*EPS0*GA0/BN
144.      Z6=(-I)*K11*ALFA
145.      Z7=K11*OMEG*EPS1*EPS0*GA1/BN
146.      Z8=K11*OMEG*MU0*GA1*C1/BN
147.      Z9=K11*OMEG*MU0*GA1*S1/BN
148.      Y0=(-I)*ALFA*K11*S1
149.      Y1=(-I)*ALFA*K11*C1
150.      Y2=K12*OMEG*MU0*GA2/BN
151.      Y3=(-I)*K12*ALFA
152.      Y4=K11*ALFA*S1
153.      Y5=K11*ALFA*C1

```

154. $Y6 = (-1) * K11 * OMEG * EPS1 * EPS0 * GAI * C1 / BN$
155. $Y7 = (-1) * K11 * OMEG * EPS1 * EPS0 * GAI * S1 / BN$
156. $Y8 = (-1) * K12 * ALFA$
157. $Y9 = K12 * OMEG * EPS2 * EPS0 * GA2 / BN$
158. $X0 = Z2 / Z0$
159. $X1 = (Z3 - Z1) / Z0$
160. $X2 = (-1) * Z7 * C1 / S1 + Z4 * X1 + Z5 + Z6 * X1$
161. $X3 = Z4 * X0 + Z6 * X0$
162. $X4 = Z8 + Z9 * X0$
163. $X5 = Z9 * X1$
164. $X6 = (-1) * Y0 / S1$
165. $X7 = (-1) * X3 * X5 / X4 + X2$
166. $X8 = (-1) * X3 * Z9 / X4 + Z6$
167. $X9 = (-1) * X3 / X4$
168. $V0 = (-1) * Z7 / S1 - X3 * X6 / X4$
169. $V1 = X8 / X7$
170. $V2 = 1 / X7$
171. $V3 = X9 / X7$
172. $V4 = V0 / X7$
173. $V6 = S1 + C1 * X0$
174. $V5 = C1 * X1 - X5 * V6 / X4$
175. $V7 = Y4 + Y5 * X0$
176. $V8 = X1 * Y5 - Y6 * C1 / S1 + Y7$
177. $V9 = Y8 / Y2$
178. $U0 = Y6 / S1 - Y8 * Y3 / Y2 + Y9$
179. $U1 = V8 - V7 * X5 / X4$
180. $U2 = Z3 - Z2 * X5 / X4$
181. $U3 = X3$
182. $CT1 = C1 / S1$
183. $U4 = Z4 * X1 + Z5 + Z6 * X1 - Z7 * CT1$
184. $U5 = ZTTD(ALPH) - Z7 * ZTT0(ALPH) / S1 + Z6 * XTTD(ALPH)$
185. $U6 = X4$
186. $U7 = X5$
187. $U9 = BN * ALFA * (K11 - K10) / OMEG * MU0 / (K10 * GA0 * C1 / S1 - K11 * GAI)$
188. $U8 = XTTD(ALPH) + Z9 * XTTD(ALPH) + Y0 * ZTT0(ALPH) / S1$
189. $P(ALPH) = (U8 * U3 / U6 - U5) / (U3 * U9 - U4)$
190. $Q(ALPH) = U5 / U3 - U4 * P(ALPH) / U3$
191. $M(ALPH) = P(ALPH)$
192. $S(ALPH) = ZTT0(ALPH)$
193. $T(ALPH) = XTTD(ALPH) / Y2 - Y3 * S(ALPH) / Y2$
194. $O(ALPH) = ZTT0(ALPH) / S1 - CT1 * P(ALPH)$
195. $N(ALPH) = X0 * Q(ALPH) + X1 * P(ALPH)$
196. $R(ALPH) = X0 * Q(ALPH) + X1 * P(ALPH) - XTTD(ALPH)$
197. 10 CONTINUE
198. C
199. C
200. C RETOUR DANS L'ESPACE REEL
201. C
202. C
203. C DE: LARGEUR DE LA STRUCTURE OU L'ON VISUALISE
204. C LE CHAMPS

```

205. C
206. C DS:HAUTEUR DE LA REGION 0 AU DESSUS DU STRIP
207. C
208. C
209. C DI:HAUTEUR DE LA REGION 2 EN DESSOUS DU SLOT
210. C
211. C
212. C D:HAUTEUR DE DIELECTRIQUE DE LA REGION 1
213. C
214. C NDP0:NB DE POINTS POUR LA REGION 0
215. C
216. C NDP1:NB DE POINTS POUR LA REGION 1
217. C
218. C NDP2:NB DE POINTS POUR LA REGION 2
219. C
220. C NDPL:NB DE POINTS POUR LA LARGEUR DE
221. C
222. C
223. DL=DE/NDPL
224. X=-(DE/2+DL)
225. DO 110 J=1,NDPL+1
226. X=X+DL
227. C
228. C
229. C CALCUL DES CHAMPS POUR LA REGION 0
230. C
231. C
232. Y=-DS/NDP0
233. DO 120 KKK=NDP2+NDP1+1,NDP2+NDP1+NDP0
234. Y=Y+DS/NDP0
235. EX0=EY0=EZ0=CMPLX(0.,0.)
236. HX0=HY0=HZ0=CMPLX(0.,0.)
237. DO 130 ALPH=1,MMM
238. ALFA=2*PI/L*(ALPH-.5)
239. GAM0=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPSR0
240. GA0=CSQRT(GAM0)
241. EX0=EX0+K10*(OMEG*MU0/BN*(-1)*GA0*N(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*SIN(
242. SALFA*X)-ALFA*M(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*SIN(ALFA*X))
243. EY0=EY0+K10*((-1)*GA0*M(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*COS(ALFA*X)-
244. SOMEG*MU0/BN*N(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*ALFA*COS(ALFA*X))
245. ENEET0=EPSR3*EPS0*(EX0*CONJG(EX0)+EY0*CONJG(EY0))/2
246. HX0=HX0+K10*(N(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*ALFA*COS(ALFA*X)+OMEG
247. S*EPSR0*EPS0/BN*GA0*M(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*COS(ALFA*X))
248. HY0=HY0+K10*((-1)*GA0*N(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*SIN(ALFA
249. S*X)+OMEG*EPSR0*EPS0/BN*(-1)*ALFA*M(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)
250. S*SIN(ALFA*X))
251. ENEHT0=MU0/2*(HX0*CONJG(HX0)+HY0*CONJG(HY0))
252. EZ0=EZ0+M(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*COS(ALFA*X)
253. HZ0=HZ0+N(ALPH)*CEXP((-1)*GA0*Y)*SIN(ALFA*X)
254. ENEEZ0=EPSR3*EPS0*1./2*EZ0*CONJG(EZ0)
255. ENEHZ0=MU0/2*HZ0*CONJG(HZ0)

```

```

256.      130  CONTINUE
257.          TET(KKK,J)=REAL(ENEETO)
258.          THT(KKK,J)=REAL(ENEHTO)
259.          TEZ(KKK,J)=REAL(ENEEZO)
260.          THZ(KKK,J)=REAL(ENEHZO)
261.      120  CONTINUE
262.      C
263.      C
264.      C   CALCUL DES CHAMPS POUR LA REGION 1
265.      C
266.      C
267.          DD=D/NDP1
268.          Y=-D
269.          DO 140  KKK=NDP2+1,NDP2+NDP1
270.          Y=Y+DD
271.          EXI=EYI=EZI=CMPLX(0.,0.)
272.          HXI=HYI=HZI=CMPLX(0.,0.)
273.          DO 150  ALPH=I,MMM
274.          ALFA=(ALPH-.5)*2*PI/L
275.          GAM1=BN*BN+ALFA*ALFA-KO2*EPS1
276.          GAI=CSQRT(GAM1)
277.          SI=CSINH(GAI*Y)
278.          CI=CCOSH(GAI*Y)
279.          EXI=EXI+KII*(OMEG*MUO/BN*GAI*(Q(ALPH)*CI+R(ALPH)*SI)
280.          S*SIN(ALFA*X)-ALFA*(O(ALPH)*SI+P(ALPH)*CI)*SIN(ALFA*X))
281.          EYI=EYI+KII*(GAI*(O(ALPH)*CI+P(ALPH)*SI)*COS(ALFA*X)-
282.          SOMEG*MUO/BN*(Q(ALPH)*SI+R(ALPH)*CI)*ALFA*COS(ALFA*X))
283.          HXI=HXI+KII*((Q(ALPH)*SI+R(ALPH)*CI)*ALFA*COS(ALFA*X)
284.          S-OMEG*EPSI*EPSO/BN*GAI*(O(ALPH)*CI+P(ALPH)*SI)*COS(ALFA*X))
285.          HYI=HYI+KII*(GAI*(Q(ALPH)*CI+R(ALPH)*SI)*SIN(ALFA*X)-ALFA*
286.          SOMEG*EPSI*EPSO/BN*(O(ALPH)*SI+P(ALPH)*CI)*SIN(ALFA*X))
287.          EZI=EZ1+(O(ALPH)*SI+P(ALPH)*CI)*COS(ALFA*X)
288.          HZI=HZ1+(Q(ALPH)*SI+R(ALPH)*CI)*SIN(ALFA*X)
289.          ENEETI=EPSRI*EPSO*(EXI*CONJG(EXI)+EYI*CONJG(EYI))/2
290.          ENEHTI=MUO/2*(HXI*CONJG(HXI)+HYI*CONJG(HYI))
291.          ENEEZI=EPSRI*EPSO*I./2*EZI*CONJG(EZI)
292.          ENEHZI=MUO/2*HZI*CONJG(HZI)
293.      150  CONTINUE
294.          TET(KKK,J)=REAL(ENEET1)
295.          THT(KKK,J)=REAL(ENEHT1)
296.          TEZ(KKK,J)=REAL(ENEEZ1)
297.          THZ(KKK,J)=REAL(ENEHZ1)
298.      140  CONTINUE
299.      C
300.      C
301.      C
302.      C   CALCUL DES CHAMPS POUR LA REGION 2
303.      C
304.      C
305.          DDI=DI/NDP2
306.          Y=-D-DI

```

```

307.      DO 160 KKK=1,NDP2
308.      Y=Y+DDI
309.      EX2=EY2=EZ2=CMPLX(0.,0.)
310.      HX2=HY2=HZ2=CMPLX(0.,0.)
311.      DO 170 ALPH=1,MMM
312.      ALFA=(ALPH-.5)*2*PI/L
313.      GAM2=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS2
314.      GA2=CSQRT(GAM2)
315.      C2=CEXP(GA2*(Y+D))
316.      EX2=EX2+KI2*(OMEG*MU0/BN*GA2*C2*SIN(ALFA*X))*T(ALPH)
317.      S=S(ALPH)*C2*ALFA*SIN(ALFA*X))
318.      EY2=EY2+KI2*(GA2*S(ALPH)*C2*COS(ALFA*X)-OMEG*MU0/BN*
319.      ST(ALPH)*C2*ALFA*COS(ALFA*X))
320.      HX2=HX2+KI2*(T(ALPH)*C2*ALFA*COS(ALFA*X)-OMEG*EPS2*EPS0
321.      S/BN*GA2*S(ALPH)*C2*COS(ALFA*X))
322.      HY2=HY2+KI2*(GA2*T(ALPH)*C2*SIN(ALFA*X)-OMEG*
323.      SEPS2*EPS0/BN*S(ALPH)*C2*ALFA*SIN(ALFA*X))
324.      EZ2=EZ2+S(ALPH)*C2*COS(ALFA*X)
325.      HZ2=HZ2+T(ALPH)*C2*SIN(ALFA*X)
326.      ENEET2=EPSR2*EPS0*(EX2*CONJG(EX2)+EY2*CONJG(EY2))/2
327.      ENEHT2=MU0/2*(HX2*CONJG(HX2)+HY2*CONJG(HY2))
328.      ENEEZ2=EPSR2*EPS0*.1/2*EZ2*CONJG(EZ2)
329.      ENEHZ2=MU0/2*HZ2*CONJG(HZ2)
330.      170 CONTINUE
331.      TET(KKK,J)=REAL(ENEET2)
332.      THT(KKK,J)=REAL(ENEHT2)
333.      TEZ(KKK,J)=REAL(ENEZ2)
334.      THZ(KKK,J)=REAL(ENEHZ2)
335.      160 CONTINUE
336.      110 CONTINUE
337.      C
338.      C
339.      C IMPRESSION DES DIVERSES ENERGIES
340.      C
341.      C
342.      C
343.      C
344.      WRITE(108,220)
345.      WRITE(108,260)
346.      DO 200 KKK=NDP1+NDP2+NDP0,1,-1
347.      WRITE(108,210)(TET(KKK,J),J=1,NDPL+1)
348.      200 CONTINUE
349.      WRITE(108,230)
350.      WRITE(108,260)
351.      DO 270 KKK=NDP0+NDP1+NDP2,1,-1
352.      WRITE(108,210)(THT(KKK,J),J=1,NDPL+1)
353.      270 CONTINUE
354.      WRITE(108,240)
355.      WRITE(108,260)
356.      DO 280 KKK=NDP0+NDP1+NDP2,1,-1
357.      WRITE(108,210)(TEZ(KKK,J),J=1,NDPL+1)

```

```

358.      280 CONTINUE
359.          WRITE(108,250)
360.          DO 290 KKK=NDP0+NDP1+NDP2,1,-1
361.          WRITE(108,210)(THZ(KKK,J),J=1,NDPL+1)
362.      290 CONTINUE
363.          MM=NDPL+1
364.          LL=NDP0+NDP1+NDP2
365.          DO 999 KKK=1,LL
366.      999  WRITE(1)MM,(TET(KKK,J),J=1,MM)
367.          DO 998 KKK=1,LL
368.      998  WRITE(2)MM,(THT(KKK,J),J=1,MM)
369.          DO 997 KKK=1,LL
370.      997  WRITE(3)MM,(TEZ(KKK,J),J=1,MM)
371.          DO 996 KKK=1,LL
372.      996  WRITE(4)MM,(THZ(KKK,J),J=1,MM)
373.          DO 995 KKK=1,LL
374.          DO 994 J=1,MM
375.          TET(KKK,J)=TET(KKK,J)+TEZ(KKK,J)
376.          THT(KKK,J)=THT(KKK,J)+THZ(KKK,J)
377.          TEZ(KKK,J)=TET(KKK,J)+THT(KKK,J)
378.      994  CONTINUE
379.      995  CONTINUE
380.          DO 993 KKK=1,LL
381.          WRITE(5)MM,(TET(KKK,J),J=1,MM)
382.      993  CONTINUE
383.          DO 992 KKK=1,LL
384.          WRITE(6)MM,(THT(KKK,J),J=1,MM)
385.      992  CONTINUE
386.          DO 991 KKK=1,LL
387.          WRITE(7)MM,(TEZ(KKK,J),J=1,MM)
388.      991  CONTINUE
389.      210  FORMAT(11(X,E10.4))
390.      220  FORMAT('ENERGIE ELECTRIQUE TRANS. ')
391.      230  FORMAT('ENERGIE MAGNETIQUE TRANS. ')
392.      240  FORMAT('ENERGIE ELECTRIQUE SUR Z. ')
393.      250  FORMAT('ENERGIE MAGNETIQUE SUR Z. ')
394.      260  FORMAT ('/,/,/')
395.          RETURN
396.          END

```

```

1.      SUBROUTINE IMP(K,BN)
2.      C*****
3.      C      CALCUL DE L'IMPEDANCE EN COURANT
4.      C*****
5.      REAL MU0,L
6.      COMMON EPS0,PI,MU0,SIGM1,SIGM2,SIGM3,EPSR1,EPSR2,EPSR3,MMM,
7.      *WS,L,DS,D,DEEE,DI,F,NX,MZ,ZTD(5,150),XTD(5,150),ICH
8.      COMMON IDET,MZ0,NX0,XT0(5,150),ZT0(5,150)
9.      *,NDP0,NDP1,NDP2,NDPL,SL
10.     COMPLEX GAMI,GAMZ,GAM0,BN,DELT,GAM11,GAM12,GAM10
11.     REAL K02
12.     COMPLEX COMV
13.     COMPLEX V,DV,EXXX,EXXI
14.     COMPLEX ZCI
15.     COMPLEX K11,K12,K10,GA0,GA1,GA2,U9
16.     COMPLEX S1,S2,C1,C2,Z1,Z2,Z3,Z4,Z5,Z6,Z7,Z8,Z9,Y1,Y2,Y3
17.     COMPLEX Y4,Y5,Y6,Y7,Y8,Y9,X1,X2,X3,X4,X5,X6,X7,X8,X9,V1
18.     COMPLEX V2,V3,V4,V5,V6,V7,V8,V9,U1,U2,U3,U4,X0,V0
19.     COMPLEX JJ,K(20,20)
20.     COMPLEX C11,C12,C13,C14,C15,C16,C17,C18,C19,C110
21.     COMPLEX C211,C212,C213,C214,C215,C216,C217,C219
22.     COMPLEX JU7,JU8,JU9,JU10
23.     COMPLEX C2110,C2111,C221,C222,C223,C224,C225,C226
24.     COMPLEX C227,C228,C2212,C229,C2210,C2211,C111
25.     COMPLEX C112,C113,C114,C115,C116,C117,C118
26.     COMPLEX C31,C32,C33,C34,C41,C42,C43,C44
27.     COMPLEX SS1,SS2,SS3,SS4,SS5,SS6,SS7,SS8,SS9
28.     COMPLEX JU1,JU2,JU3,JU4
29.     COMPLEX A00
30.     COMPLEX BETA2
31.     COMPLEX C218,C2112,PUISS
32.     COMPLEX SAC1,SAC2,SAC3,SAC4,SAC5,SAC6,SAC7
33.     COMPLEX SAC8,SAC9,SAC10,SAC11,SAC12
34.     COMPLEX SIGMA,SIGMA2,BETA,TAU2,TAU,ALFA0,ALFA1,ALFA2
35.     COMPLEX DRI,DR2,DR3,DR4,DR5,DR6,ALPH2,DC1,DC2,DD1,DD2
36.     COMPLEX PAREN1,PAREN2,PAREN3,PAREN4,DF,DE,DA1,DA2
37.     COMPLEX JU5,JU6,QT1,PT2,RT3,ST4
38.     COMPLEX A200
39.     COMPLEX A0,AAA,PUIS
40.     COMPLEX EPST,EPS2
41.     COMPLEX EPSR0,Z0,Y0,U0
42.     DIMENSION CSD(38)
43.     REAL KP(38,38)
44.     DIMENSION CDK(1444)
45.     COMPLEX CT1
46.     COMPLEX XTID(150),ZTID(150),XTI0(150),ZTI0(150)
47.     COMPLEX U3,U4,U5,U6
48.     COMPLEX U7,U8,P(150),Q(150),M(150),S(150),T(150),O(150)
49.     COMPLEX N(150),R(150)
50.     INTEGER ALPH
51.     INTEGER DN

```

```

52.          JJ=CMPLX(0.,1.)
53.          C
54.          C
55.          C   RANGEMENT DES K(I,JR) POUR RECHERCHER LE VECTEUR
56.          C   PROPRE DU SYSTEME LINEAIRE
57.          C
58.          C
59.          MN=MZ+NX+MZ0+NX0
60.          60  MN1=MN-1
61.          MN2=2*MN1
62.          DO 40 I=1,MN1
63.          CSD(2*I-1)=-REAL(K(I,1))
64.          40  CSD(2*I)=-AIMAG(K(I,1))
65.          DO 50 I=1,MN1
66.          JP=-1
67.          JS=0
68.          DO 50 JR=2,MN
69.          JP=JP+2
70.          JS=JS+2
71.          KP(2*I-1,JP)=REAL(K(I,JR))
72.          KP(2*I-1,JS)=-AIMAG(K(I,JR))
73.          KP(2*I,JP)=AIMAG(K(I,JR))
74.          50  KP(2*I,JS)=REAL(K(I,JR))
75.          DO 51 JR=1,MN2
76.          DO 51 I=1,MN2
77.          IJ=(JR-1)*MN2+I
78.          51  CDK(IJ)=KP(I,JR)
79.          C
80.          C
81.          C APPEL DU SOUS-PROGRAMME RESOL
82.          C LE RESULTAT SE TROUVE DANS LE VECTEUR LIGNE CSD
83.          C
84.          C
85.          C   KTEST=0* SOLUTION NORMALE
86.          C
87.          C   KTEST=1* SOLUTION SINGULIERE
88.          C
89.          CALL RESOL(CDK,CSD,MN2,KTEST,1.E-7)
90.          OUTPUT KTEST
91.          C
92.          C
93.          C CALCUL DES TRANSFORMEES DE FOURIER DES COURANTS
94.          C ET DES CHAMPS
95.          C
96.          C
97.          DO 80 ALPH=I,MMM
98.          XTID(ALPH)=XTD(I,ALPH)
99.          XTIO(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
100.         ZTIO(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
101.         ZTTD(ALPH)=CMPLX(0.,0.)
102.         IP=-1

```

```

103.      DO 80 I=1,MN1
104.      IP=IP+2
105.      IF(IP.GT.2*(NX-1)) GOTO 70
106.      XTTD(ALPH)=XTTD(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))
107.      S*XTD(I+1,ALPH)
108.      GOTO 80
109.      70  J=I-(NX-1)
110.      IF(IP.GT.2*(NX+MZ-1)) GOTO 90
111.      ZTTD(ALPH)=ZTTD(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*ZTD(J,ALPH)
112.      GOTO 80
113.      90  J=I-(NX+MZ-1)
114.      IF(IP.GT.2*(MZ+NX+NX0-1)) GOTO 100
115.      XTTO(ALPH)=XTTO(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*XTO(J,ALPH)
116.      GOTO 80
117.      100 J=I-(NX+MZ+NX0-1)
118.      ZTTO(ALPH)=ZTTO(ALPH)+(CSD(IP)+JJ*CSD(IP+1))*ZTO(J,ALPH)
119.      80  CONTINUE
120.      PUIS=CMPLX(0.,0.)
121.      PUISS=CMPLX(0.,0.)
122.      C
123.      C
124.      C  FIN DU CALCUL
125.      C
126.      C
127.      C
128.      C
129.      C  CALCUL DES CONSTANTES DES CHAMPS POUR LES
130.      C  DIVERSES REGIONS
131.      C
132.      C
133.      OMEG=2*PI*F*1.E9
134.      K02=OMEG*OMEG*MU0*EPS0
135.      EPS1=EPSR1-JJ*SIGM1/OMEG/EPS0
136.      EPS2=EPSR2-JJ*SIGM2/OMEG/EPS0
137.      EPSR0=EPSR3-JJ*SIGM3/OMEG/EPS0
138.      K10=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPSR0)
139.      K11=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS1)
140.      K12=JJ*BN/(BN*BN-K02*EPS2)
141.      DO 10 ALPH=1,MMM
142.      ALFA=(ALPH-0.5)*2*PI/L
143.      GAM0=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPSR0
144.      GAM10=CSQRT(GAM0)
145.      GAM1=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS1
146.      GAM11=CSQRT(GAM1)
147.      GAM2=BN*BN+ALFA*ALFA-K02*EPS2
148.      GAM12=CSQRT(GAM2)
149.      GA0=GAM10
150.      GA1=GAM11
151.      GA2=GAM12
152.      S1=CSINH(GA1*(-1)*D)
153.      C1=CCOSH(GA1*(-1)*D)

```

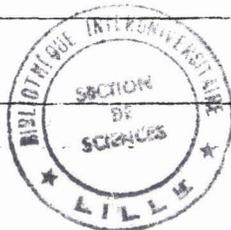
154. $Z_0 = (-1) * K_{10} * \text{OMEG} * \text{MU}_0 * \text{GA}_0 / \text{BN}$
155. $Z_1 = (-1) * K_{10} * \text{ALFA}$
156. $Z_2 = K_{11} * \text{OMEG} * \text{MU}_0 * \text{GA}_1 / \text{BN}$
157. $Z_3 = (-1) * K_{11} * \text{ALFA}$
158. $Z_4 = K_{10} * \text{ALFA}$
159. $Z_5 = K_{10} * \text{OMEG} * \text{EPSR}_0 * \text{EPS}_0 * \text{GA}_0 / \text{BN}$
160. $Z_6 = (-1) * K_{11} * \text{ALFA}$
161. $Z_7 = K_{11} * \text{OMEG} * \text{EPS}_1 * \text{EPS}_0 * \text{GA}_1 / \text{BN}$
162. $Z_8 = K_{11} * \text{OMEG} * \text{MU}_0 * \text{GA}_1 * \text{C}_1 / \text{BN}$
163. $Z_9 = K_{11} * \text{OMEG} * \text{MU}_0 * \text{GA}_1 * \text{S}_1 / \text{BN}$
164. $Y_0 = (-1) * \text{ALFA} * K_{11} * \text{S}_1$
165. $Y_1 = (-1) * \text{ALFA} * K_{11} * \text{C}_1$
166. $Y_2 = K_{12} * \text{OMEG} * \text{MU}_0 * \text{GA}_2 / \text{BN}$
167. $Y_3 = (-1) * K_{12} * \text{ALFA}$
168. $Y_4 = K_{11} * \text{ALFA} * \text{S}_1$
169. $Y_5 = K_{11} * \text{ALFA} * \text{C}_1$
170. $Y_6 = (-1) * K_{11} * \text{OMEG} * \text{EPS}_1 * \text{EPS}_0 * \text{GA}_1 * \text{C}_1 / \text{BN}$
171. $Y_7 = (-1) * K_{11} * \text{OMEG} * \text{EPS}_1 * \text{EPS}_0 * \text{GA}_1 * \text{S}_1 / \text{BN}$
172. $Y_8 = (-1) * K_{12} * \text{ALFA}$
173. $Y_9 = K_{12} * \text{OMEG} * \text{EPS}_2 * \text{EPS}_0 * \text{GA}_2 / \text{BN}$
174. $X_0 = Z_2 / Z_0$
175. $X_1 = (Z_3 - Z_1) / Z_0$
176. $X_2 = (-1) * Z_7 * \text{C}_1 / \text{S}_1 + Z_4 * X_1 + Z_5 + Z_6 * X_1$
177. $X_3 = Z_4 * X_0 + Z_6 * X_0$
178. $X_4 = Z_8 + Z_9 * X_0$
179. $X_5 = Z_9 * X_1$
180. $X_6 = (-1) * Y_0 / \text{S}_1$
181. $X_7 = (-1) * X_3 * X_5 / X_4 + X_2$
182. $X_8 = (-1) * X_3 * Z_9 / X_4 + Z_6$
183. $X_9 = (-1) * X_5 / X_4$
184. $V_0 = (-1) * Z_7 / \text{S}_1 - X_3 * X_6 / X_4$
185. $V_1 = X_8 / X_7$
186. $V_2 = 1 / X_7$
187. $V_3 = X_9 / X_7$
188. $V_4 = V_0 / X_7$
189. $V_6 = \text{S}_1 + \text{C}_1 * X_0$
190. $V_5 = \text{C}_1 * X_1 - X_5 * V_6 / X_4$
191. $V_7 = Y_4 + Y_5 * X_0$
192. $V_8 = X_1 * Y_5 - Y_6 * \text{C}_1 / \text{S}_1 + Y_7$
193. $V_9 = Y_8 / Y_2$
194. $U_0 = Y_6 / \text{S}_1 - Y_8 * Y_3 / Y_2 + Y_9$
195. $U_1 = V_8 - V_7 * X_5 / X_4$
196. $U_2 = Z_3 - Z_2 * X_5 / X_4$
197. $U_3 = X_3$
198. $\text{CT}_1 = \text{C}_1 / \text{S}_1$
199. $U_4 = Z_4 * X_1 + Z_5 + Z_6 * X_1 - Z_7 * \text{CT}_1$
200. $U_5 = \text{ZTTD}(\text{ALPH}) = Z_7 * \text{ZTT}_0(\text{ALPH}) / \text{S}_1 + Z_6 * \text{XTTD}(\text{ALPH})$
201. $U_6 = X_4$
202. $U_7 = X_5$
203. $U_9 = \text{BN} * \text{ALFA} * (K_{11} - K_{10}) / \text{OMEG} / \text{MU}_0 / (K_{10} * \text{GA}_0 * \text{C}_1 / \text{S}_1 - K_{11} * \text{GA}_1)$
204. $U_8 = \text{XTT}_0(\text{ALPH}) + Z_9 * \text{XTTD}(\text{ALPH}) + Y_0 * \text{ZTT}_0(\text{ALPH}) / \text{S}_1$

205. $P(\text{ALPH}) = (U8 * U3 / U6 - U5) / (U3 * U9 - U4)$
206. $Q(\text{ALPH}) = U5 / U3 - U4 * P(\text{ALPH}) / U3$
207. $M(\text{ALPH}) = P(\text{ALPH})$
208. $S(\text{ALPH}) = ZTT0(\text{ALPH})$
209. $T(\text{ALPH}) = XTT0(\text{ALPH}) / Y2 - Y3 * S(\text{ALPH}) / Y2$
210. $O(\text{ALPH}) = ZTT0(\text{ALPH}) / S1 - CT1 * P(\text{ALPH})$
211. $N(\text{ALPH}) = X0 * Q(\text{ALPH}) + X1 * P(\text{ALPH})$
212. $R(\text{ALPH}) = X0 * Q(\text{ALPH}) + X1 * P(\text{ALPH}) - XTTD(\text{ALPH})$
213. $ALFA = (-1) * ALFA$
214. C
215. C
216. C CALCUL DE LA PUISSANCE GUIDEE
217. C
218. C
219. $C11 = \text{CONJG}((-1) * (ALFA * K11 * Q(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * EPS1 * EPS0$
220. $**GAI * P(\text{ALPH}) / BN))$
221. $C12 = \text{CONJG}((-1) * (ALFA * K11 * R(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * EPS1 * EPS0$
222. $**GAI * O(\text{ALPH}) / BN))$
223. $C13 = \text{CONJG}(K11 * GAI * R(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * EPS1 * EPS0 * ALFA$
224. $**O(\text{ALPH}) / BN)$
225. $C14 = \text{CONJG}(K11 * GAI * Q(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * EPS1 * EPS0 * ALFA * P(\text{ALPH})$
226. $* / BN)$
227. $C15 = \text{CONJG}(K10 * (OMEG * EPSR0 * EPS0 * GA0 * M(\text{ALPH}) / BN - ALFA$
228. $**N(\text{ALPH})))$
229. $C16 = \text{CONJG}(K10 * (OMEG * EPSR0 * EPS0 * ALFA * M(\text{ALPH}) / BN$
230. $* - GA0 * N(\text{ALPH})))$
231. $C17 = \text{CONJG}(K11 * (OMEG * MU0 * GAI * R(\text{ALPH}) / BN + ALFA * O(\text{ALPH})))$
232. $C18 = \text{CONJG}(K11 * (OMEG * MU0 * GAI * Q(\text{ALPH}) / BN + ALFA * P(\text{ALPH})))$
233. $C19 = \text{CONJG}(K11 * GAI * P(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * MU0 * ALFA * Q(\text{ALPH})$
234. $* / BN)$
235. $C110 = \text{CONJG}(K11 * GAI * O(\text{ALPH}) + K11 * OMEG * MU0 * ALFA * R(\text{ALPH}) / BN)$
236. $C111 = \text{CONJG}(K10 * (ALFA * M(\text{ALPH}) - OMEG * MU0 * GA0 * N(\text{ALPH})$
237. $* / BN))$
238. $C112 = \text{CONJG}(K10 * (OMEG * MU0 * N(\text{ALPH}) * ALFA / BN - GA0 * M(\text{ALPH})))$
239. $C113 = \text{CONJG}(K12 * ((-1) * OMEG * EPS2 * EPS0 * GA2 * S(\text{ALPH}) / BN$
240. $* - T(\text{ALPH}) * ALFA))$
241. $C114 = \text{CONJG}(K12 * (GA2 * T(\text{ALPH}) + OMEG * EPS2 * EPS0 *$
242. $* S(\text{ALPH}) * ALFA / BN))$
243. $C115 = \text{CONJG}(K12 * (OMEG * MU0 * GA2 * T(\text{ALPH}) / BN + S(\text{ALPH}) * ALFA))$
244. $C116 = \text{CONJG}(K12 * (GA2 * S(\text{ALPH}) + OMEG * MU0 * T(\text{ALPH}) * ALFA / BN))$
245. $C117 = \text{CONJG}(C115)$
246. $C118 = \text{CONJG}(C116)$
247. $SAC9 = (C117 * C114 - C118 * C113) / (GA2 + \text{CONJG}(GA2))$
248. $SAC10 = (\text{CONJG}(C111) * C16 - \text{CONJG}(C112) * C15) / (GA0 + \text{CONJG}(GA0))$
249. $JU1 = GA1 + \text{CONJG}(GA1)$
250. $JU2 = \text{CONJG}(GA1) - GA1$
251. $JU3 = \text{CSINH}(JU1 * (-1) * D)$
252. $JU4 = \text{CSINH}(JU2 * (-1) * D)$
253. $JU5 = \text{CCOSH}(JU1 * (-1) * D)$
254. $JU6 = \text{CCOSH}(JU2 * (-1) * D)$
255. $JU7 = (-1) * JU3 / JU1$

```

256.      JU8=JU4/2/JU2
257.      JU9=(1-JU5)/2/JU1
258.      JU10=(1-JU6)/2/JU2
259.      IF(CABS(JU1*D).LT.0.5) JU7=D/2
260.      IF(CABS(JU1*D).LT.0.5) JU9=(-1)*D*D*JU1/4
261.      IF(CABS(JU2*D).LT.0.5) JU8=(-1)*D/2
262.      IF(CABS(JU2*D).LT.0.5) JU10=(-1)*D*D/4*JU2
263.      SAC11=(CONJG(C17)*C13-CONJG(C19)*C11)*(JU7+JU8)
264.      S+(CONJG(C18)*C14-CONJG(C110)*C12)*(JU7-JU8)+
265.      S(CONJG(C18)*C13-CONJG(C110)*C11)*(JU9+JU10)
266.      S+(CONJG(C17)*C14-CONJG(C19)*C12)*(JU9-JU10)
267.      SAC12=SAC9+SAC10+SAC11
268.      DALFA=2*PI/L
269.      PUIS=1/2/PI*DALFA*SAC12
270.      PUISS=PUISS+PUIS
271.      10 CONTINUE
272.      V=WS*PI/2
273.      V=V*(CSD(1)+JJ*CSD(2))
274.      OUTPUT CSD(1),CSD(2)
275.      ZCI=2*PUISS/V/CONJG(V)
276.      OUTPUT ZCI
277.      RETURN
278.      END

```



RESUME

Les systèmes de thermographie microonde dont le rôle consiste à mesurer le rayonnement électromagnétique d'origine thermique émis par des tissus sous cutanés, nécessitent l'utilisation d'une antenne de réception large bande. Initialement, ces applicateurs biomédicaux étaient réalisés à partir d'un tronçon de guide métallique chargé de diélectrique dans le but d'améliorer l'adaptation sonde-milieu étudié. Cependant pour les bandes L et S, les dimensions géométriques et le poids de ce type d'applicateurs deviennent prohibitifs en vue d'une utilisation en milieu hospitalier. L'introduction des antennes plaquées, pour cette gamme de fréquence a permis de remplacer avantageusement les structures classiques à la fois d'un point de vue technique mais aussi d'un point de vue économique. Le travail présenté dans ce mémoire concerne la modélisation d'un applicateur microonde de géométrie simple constitué par une ouverture rectangulaire pratiquée dans un plan métallique et excitée par une ligne microruban. L'auteur propose un modèle de type "circuit" pour appréhender le comportement de cette structure lorsqu'elle est appliquée sur un milieu dissipatif. Compte tenu de l'ambition de l'étude, seuls quelques aspects du problème ont été abordés.

Il s'agit tout d'abord d'une étude relative aux modes fondamentaux de la ligne microruban à plan de masse partiel en présence de milieux dissipatifs pouvant être composée de plusieurs couches superposées de caractéristiques physiques différentes. Après avoir testé la validité du programme mis au point dans le cas de structures sans pertes, notamment à partir de comparaison avec des résultats expérimentaux, l'auteur présente des résultats typiques relatifs au cas de la ligne microruban à plan de masse partiel en présence de matériaux à pertes, à la fois pour les diagrammes de dispersion et pour les impédances.

La partie "rayonnement" de l'applicateur fente est ensuite envisagée à partir d'une approche bidimensionnelle dans l'espace transformé de Fourier, ceci dans le but de fournir essentiellement une meilleure description des champs dans l'ouverture rectangulaire mais aussi pour accéder directement au champ proche rayonné. Cette étude met en évidence les difficultés numériques, sous-jacentes à cette méthode de moments notamment dans le cas de l'étude de structures sans perte.

En présence de milieu dissipatif, certaines de ces difficultés semblent s'estomper ; ceci permet d'obtenir pour le cas de l'applicateur envisagé un accord satisfaisant entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux publiés.

Mots Clés: Microondes, Hyperthermie, Antenne fente, Modélisation.