

50376  
1975  
179

# THESE

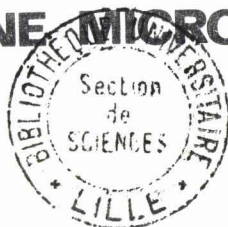
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

présentée par

SERGE TOUTAIN

## ETUDE DE LA DISPERSION DES MODES FONDAMENTAUX DANS UNE LIGNE MICROFENTE - COUPLAGES ELECTRO- MAGNETIQUES ENTRE LIGNES MICROFENTE ET LIGNE MICROBANDE



Soutenue le 11 juillet 1975

Membres du Jury :	M. CONSTANT	Président
	M. RACZY	Rapporteur
	M. GARAULT	Examineur
	M. SALMER	Examineur
	M. CHIRON	Invité

n° d'ordre :



030 032167 9

"On est bien obligé de croire à  
ce que l'on fait quand on n'en  
tire aucun profit".

Jean ROSTAND

Cette étude a été entreprise au Centre de Recherche "*HYPERFRE-  
QUENCES & SEMICONDUCTEURS*" de l'Université des Sciences et Techniques de LILLE.

Je remercie Monsieur le Professeur *CONSTANT* pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans son Centre et qui me fait l'honneur de présider mon jury.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur *RACZY* qui m'a guidé et conseillé efficacement au cours de ce travail.

Les discussions que j'ai pu avoir avec Messieurs les Professeurs *GARAULT* et *SALMER* m'ont été très profitables, ils ont bien voulu juger mon travail, ce dont je les remercie.

L'étude expérimentale a été menée en collaboration avec la *Société L.T.T.* Je tiens à remercier Monsieur *CHIRON* d'avoir accepté de participer à mon jury et Monsieur *DE VECCHIS* pour son aide amicale.

Je remercie tous les membres de mon groupe de recherche et en particulier *Jacques CITERNE* qui, par sa compétence et son dynamisme m'a permis de découvrir les richesses d'un véritable travail d'équipe.

Mes remerciements vont aussi à l'ensemble du Personnel Administratif et Technique :

- A Mademoiselle *HANNON* qui a bien voulu dactylographier ce travail,
- A Messieurs *LEMAIRE*, *DEHORTER* et *PLUQUET* qui l'ont polycopié,
- A Messieurs *JENNEQUIN*, *MICHON*, *ANDRIES*, *BRUGGEMAN* et *TINEL* sans qui je n'aurais pu le mener à bien.

# TABLE DES MATIÈRES

## INTRODUCTION

### LES LIGNES MICROFENTES

#### I - PRESENTATION ET HISTORIQUE

*I.1. Généralités*

*I.2. Théorie du second ordre de S.B. COHN*

*I.2.1. Définition du modèle*

*I.2.2. Solution du problème*

*I.3. Autres théories*

#### II - FONDEMENTS D'UNE THEORIE GENERALE DE LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES STRUCTURES MICROFENTES. APPLICATION A L'ETUDE DE LA DISPERSION SUR LES MODES FONDAMENTAUX.

*II.1. Généralités*

*II.2. Théorie analytique approchée pour les lignes microfentes*

*II.2.1. Modèle d'étude des structures microfentes*

*II.2.2. Modes fondamentaux dans les structures microfentes*

*II.3. Impédance caractéristique des guides microfentes*

#### III - ETUDE EXPERIMENTALE

*III.1. Technologies de réalisation*

*III.2. Substrats*

### *III.3. Dipôles en structure microfente*

III.3.1. Le court circuit

III.3.2. Le circuit ouvert

III.3.3. La terminaison sans réflexion

### *III.4. Visualisation de la répartition d'énergie électromagnétique par utilisation de substances mésomorphes cholestériques.*

III.4.1. Généralités

III.4.2. Mise en oeuvre du procédé

### *III.5. Etude des transitions*

III.5.1. Transition coaxiale microfente

III.5.2. Transition microbande microfente

III.5.3. Etude d'une nouvelle transition

### *III.6. Etude expérimentale de la propagation sur les structures microfentes de 1 à 12 GHz.*

III.6.1. Généralités Méthodes de mesure

III.6.2. Ligne de mesure de longueur d'onde

III.6.3. Méthodes de résonance

III.6.4. Résultats expérimentaux

## ASSOCIATION DE LIGNES MICROFENTE ET MICROBANDE. APPLICATION A LA REALISATION DE COUPLEURS A LARGE BANDE DE FREQUENCE.

### I - COUPLAGES ENTRE MODES - GENERALITES

### II - STRUCTURES A LIGNES PARALLELES

II.1. Théorie des modes couplés

II.2. Détermination d'une fonction de couplage optimale. Application à la réalisation d'un coupleur à large bande.

### III - STRUCTURES A LIGNES CROISEES

III.1. Structures à lignes perpendiculaires

III.2. Etude en fonction de l'angle  $\theta$  entre les deux lignes.

## CONCLUSION

## INTRODUCTION

---

L'un des objectifs de l'industrie électronique est la miniaturisation de plus en plus poussée des ensembles qu'elle conçoit. Les composants hyperfréquences n'échappent pas à cette tendance, les circuits utilisant des lignes microbandes (microstrips-triplaques) en sont les exemples les mieux connus.

Il n'est pas interdit de penser que l'avènement de nouvelles lignes de transmission et l'utilisation de substrats semiconducteurs par exemple, conduiront à des réalisations monolithiques, parfaitement adaptées aux besoins industriels tant par leur facilité de réalisation que par leur coût et leur fiabilité.

Ces dernières années, un certain nombre de structures de propagation planées ont été définies :

- les lignes microfentes (2)
- les lignes coplanaires (13)
- les microguides (5)

A notre connaissance, il n'existe pas d'étude complète sur ces structures.

Notre travail contribue à une meilleure connaissance des propriétés hyperfréquences des lignes microfentes.

Dans une première partie, nous rappelons les travaux relatifs à la propagation sur une ligne microfente et leur domaine d'application. Nous essayons en particulier de mettre en évidence l'intérêt et les limites de la théorie de S.B. COHN (3).

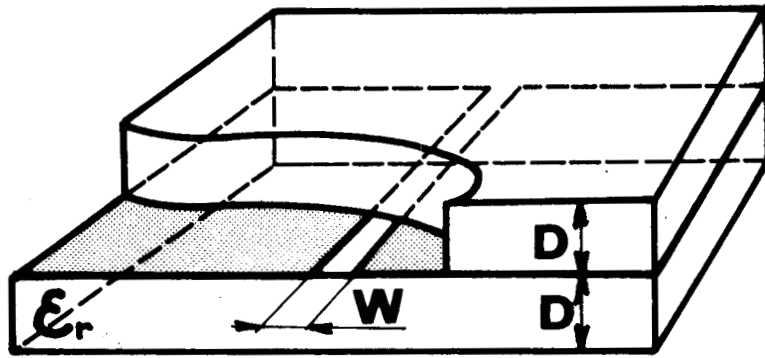
Dans une deuxième partie, nous définissons un modèle analytique permettant de traiter aussi bien la ligne microfente symétrique (sandwich slot-line) que la ligne microfente dissymétrique (microslot line). Nous présentons, pour les modes fondamentaux, les courbes de dispersion des structures considérées et précisons la notion d'impédance caractéristique.

La troisième partie est consacrée à l'étude expérimentale des structures microfentes : après avoir défini et étudié les composants nécessaires à une expérimentation (dipôles microfentes - transitions), nous traçons les diagrammes de dispersion à partir d'une méthode de résonance.

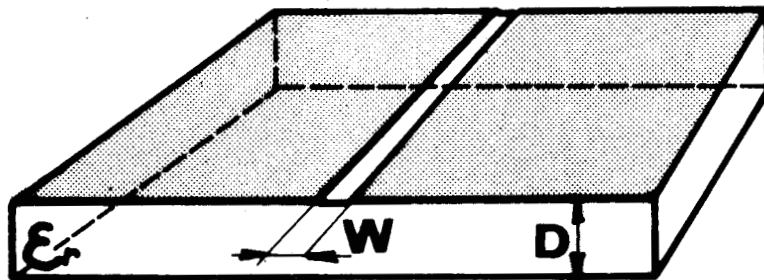
Dans la dernière partie, nous montrons à partir des diagrammes de dispersion, la possibilité de couplage entre lignes parallèles de nature différente (microbande-microfente) et appliquons ces résultats à la réalisation de coupleurs à large bande de fréquence.

Enfin, nous montrons l'intérêt des structures hybrides à lignes croisées dans la conception des coupleurs 3 dB.

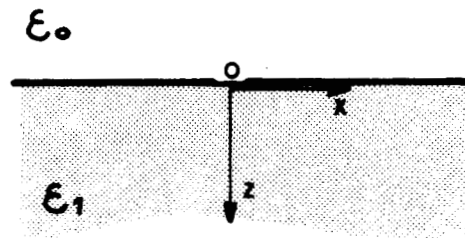
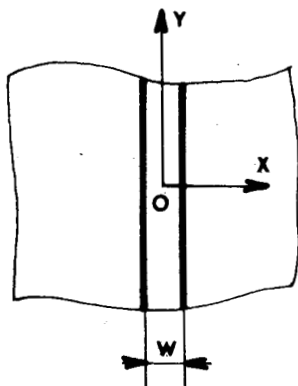
---



**fig.1** Microfente symétrique



**fig.2** Microfente dissymétrique



**fig.3** Modèle de Galejs



# LES LIGNES MICROFENTES

## I - PRESENTATION ET HISTORIQUE

### I.1. GENERALITES

Les structures que nous considérons sont :

a. La ligne microfente symétrique (figure 1)

réalisée dans un plan conducteur, elle est entourée de laminés diélectriques.

b. La ligne microfente dissymétrique (figure 2)

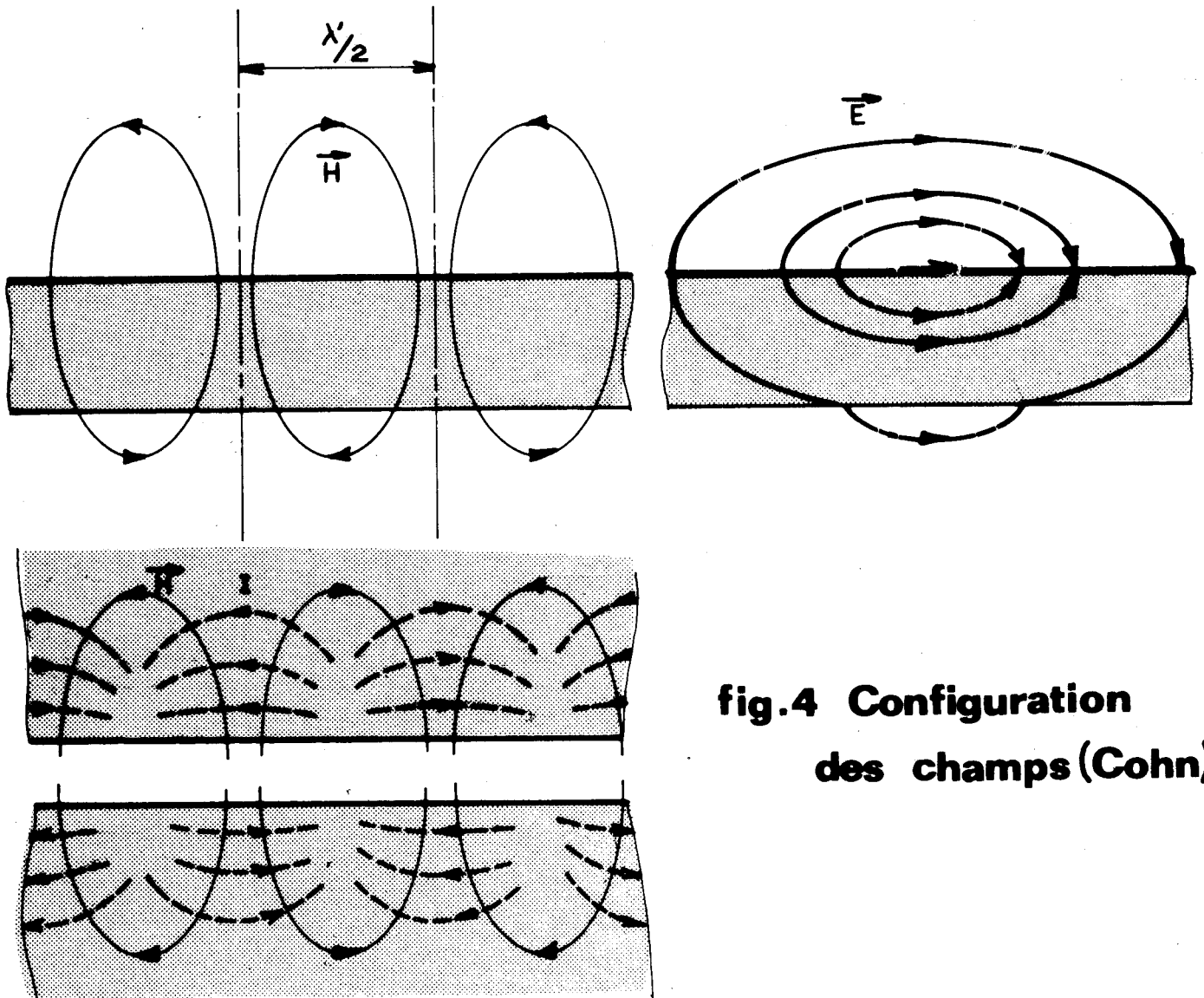
elle est réalisée dans un plan conducteur recouvrant un laminé diélectrique de permittivité relative élevée.

Dans les deux cas, nous appelons "W" la largeur de la fente et "d" l'épaisseur du laminé diélectrique.

Généralement, ces systèmes sont plongés dans l'air mais d'autres types d'immersion peuvent être envisagés pour des applications plus spécifiques (6).

Des travaux relativement anciens ont prouvé l'intérêt des lignes à fentes pour la réalisation d'antennes plaquées. En 1961, J. GALEJS étudie les caractéristiques d'une fente de longueur infinie pratiquée dans un plan conducteur séparant deux milieux diélectriques.

La ligne microfente est excitée par une source de courant  $I_y$  située en  $x = 0$ , à l'interface des deux diélectriques (figure 3). A partir d'une équation intégrale, il détermine le potentiel en tout point de la ligne (7).



**fig.4 Configuration  
des champs (Cohn)**

champ électrique ————→  
 champ magnétique ————→

Ce potentiel peut se mettre sous la forme :

$$V_0(x) = \frac{\pi \omega \mu_0 I_y}{K C_1} e^{j K |x|}$$

$K$ , constante de propagation, est définie à partir des constantes de propagation dans chacun des milieux.

$$K^2 = \frac{K_1^2 + K_2^2}{2}$$

$C_1$  est une constante liée à la géométrie de la ligne.

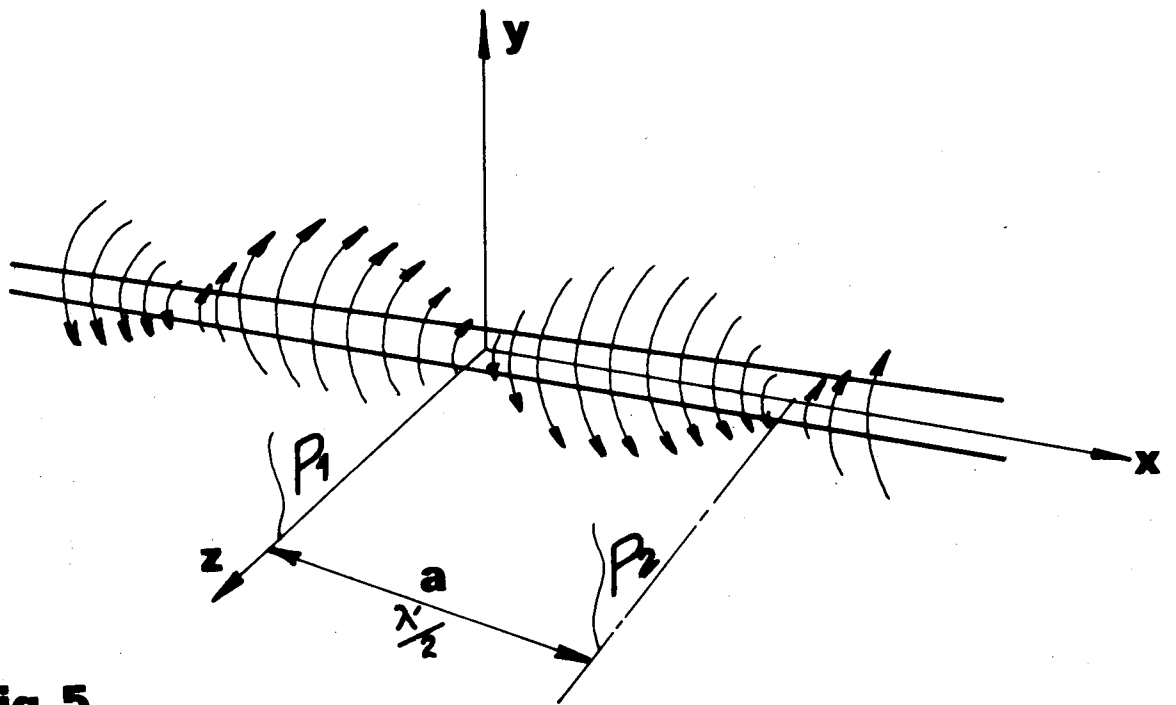
Ce n'est qu'en 1967 que S.B. COHN et ses collaborateurs font une étude plus approfondie de la ligne microfente en tant qu'élément de propagation (3) :

- Dans un premier temps, à partir de considérations semi-qualitatives, ils prévoient l'allure des champs électrique et magnétique pour le mode fondamental (figure 4).
- Cette configuration de champs étant admise, ils considèrent la ligne microfente comme faisant partie d'un système de propagation connu. Une description quantitative est alors possible en développant les champs suivant les modes de ce système (8), (12). Cette solution, dite du "second ordre" permet d'obtenir la caractéristique de dispersion du mode fondamental. Il nous semble intéressant de rappeler succinctement cette théorie puisque depuis 5 ans, elle sert de référence dans la conception des composants hyperfréquences microfentes.

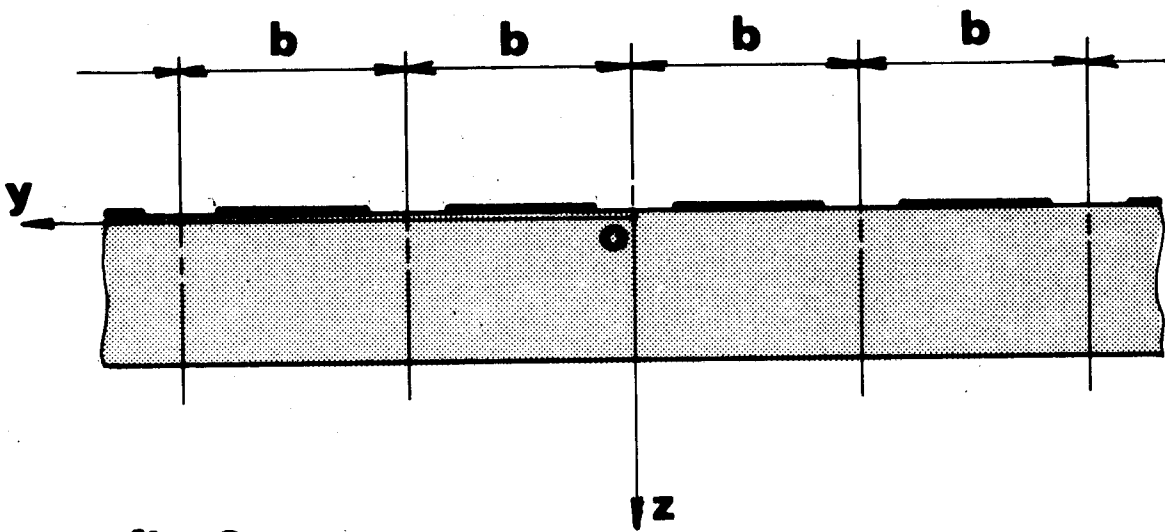
## I.2. THEORIE DU "SECOND ORDRE" de S.B. COHN

### I.2.1. Définition du modèle

Afin de pouvoir utiliser les études antérieures sur les guides d'onde fermés (15) S.B. COHN considère la ligne microfente comme faisant partie d'une structure de propagation entièrement décrite en coordonnées rectangulaires. Pour une onde se propageant suivant  $ox$  (figure 4), il existe une périodicité en  $\frac{\lambda'}{2}$  pour les champs électrique et magnétique.



**fig.5**



**fig.6**



Les variations du champ électrique suivant l'axe  $ox$  sont représentées schématiquement à la figure 5. Dans les plans  $P_1$  et  $P_2$  où ce champ est nul, il est possible de placer des court-circuits sans que le système soit perturbé.

Considérons maintenant des lignes microfentes identiques distantes de  $b$  (figure 6).

Les modes de propagation sur ces lignes sont obtenus à partir de la superposition des modes symétrique (even.mode) et antisymétrique (odd.mode) correspondant à un couplage magnétique dans le premier cas, électrique dans le second.

Aux abscisses  $\pm \frac{b}{2}$ , il est possible de placer sans que le régime d'onde soit perturbé :

- des court-circuits électriques dans le cas du couplage magnétique.
- des court-circuits magnétiques dans le cas du couplage électrique.

On isole ainsi une portion de ligne dont la configuration est celle d'un iris capacitif dans un guide d'onde rectangulaire comme l'indique la figure 7.

Nous sommes donc ramenés à l'étude d'un obstacle dans un guide rectangulaire, ce guide étant le siège d'une résonance transverse dans le plan de l'obstacle (figure 8). Le guide est alors à la coupure dans l'air.

### I.2.2. Solution du problème

Les modes possibles sur la ligne microfente sont construits à partir de la collection des modes du guide rectangulaire satisfaisant aux deux types de conditions aux limites à  $y = \pm \frac{b}{2}$ .  
Puisque le guide est à la coupure dans l'air, les champs électromagnétiques se propagent dans le diélectrique et sont évanescents au-delà des dioptries diélectrique-air. Le guide considéré dans le plan de l'iris est le siège d'une résonance transverse ; le système étant sans perte, il s'ensuit que la somme des susceptances d'onde dans le plan de l'obstacle est nulle. C'est cette propriété qu'utilise l'auteur pour calculer point par point le diagramme de dispersion de la ligne microfente. Deux cas sont à envisager :

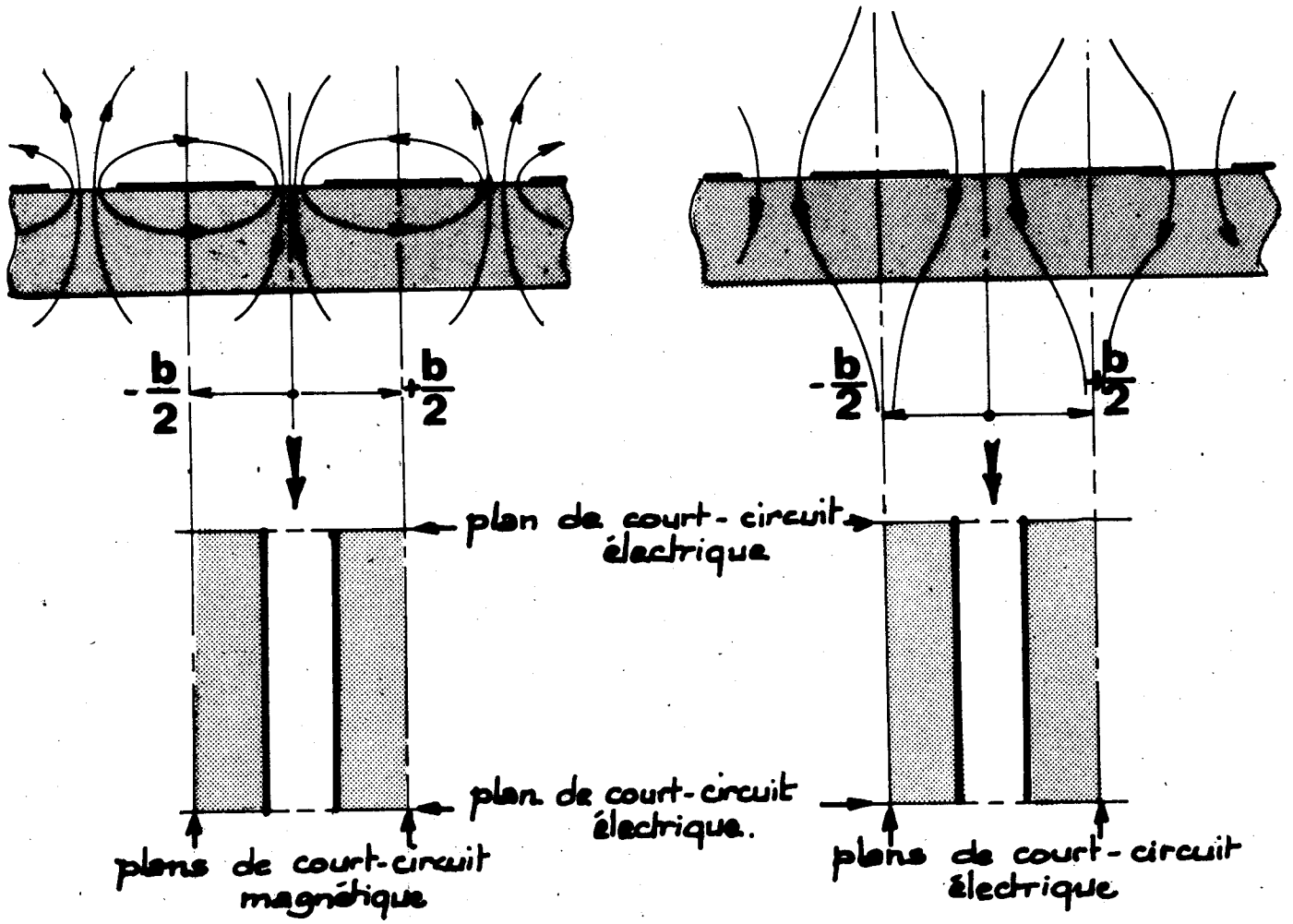


fig.7

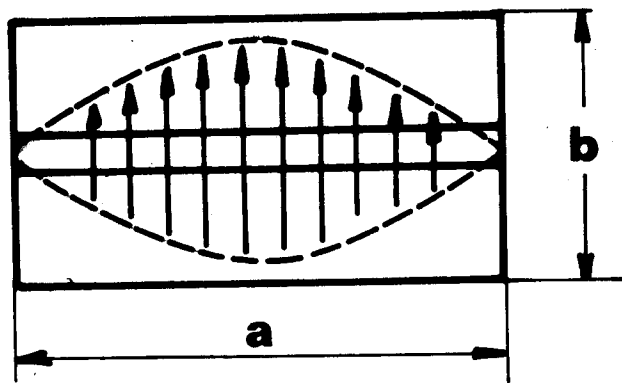


fig.8

- Lorsque des murs électriques sont placés à  $y = \pm \frac{b}{2}$

les modes possibles sont :

le  $TE_{10}$  ,  $TE_{12}$  ,  $TE_{14}$  .....  $TE_{12n}$   $n \geq 0$

le  $TM_{12}$  ,  $TM_{14}$  ,  $TM_{16}$  .....  $TM_{12n}$   $n > 0$

La susceptance d'onde globale  $B_t$  (susceptance due au mode  $TE_{10}$  à laquelle s'ajoutent les susceptances dues aux modes supérieurs générés par l'obstacle) est calculée à partir des expressions données par J.R. WHINNERY (14) pour les discontinuités dans les guides d'onde.

Cette susceptance est fonction de  $p = \frac{\lambda'}{\lambda}$

$\lambda'$  : longueur d'onde guidée

$\lambda$  : longueur d'onde dans le vide.

A fréquence donnée, un calcul par itération permet de trouver la valeur de  $p$  qui annule  $B_t$  ;

$$\eta B_t = \frac{a}{2b} \left[ -v + u \operatorname{tg} \left( \frac{\pi u}{ap} - \operatorname{Arctg} \frac{v}{u} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{p} \left\{ \left( \frac{\epsilon_r + 1}{2} - p^2 \right) \ln \frac{2}{\pi \delta} + \frac{1}{2} \sum_{n=1,2,3} \left[ v^2 \left( 1 - \frac{1}{F_n} \right) + M_n \right] \frac{\sin^2 \pi n \delta}{n(\pi n \delta)} \right\} \right]$$

avec  $\eta = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 376,7 \Omega$

$$\delta = \frac{W}{b}$$

$$u = \sqrt{\epsilon_r - p^2}$$

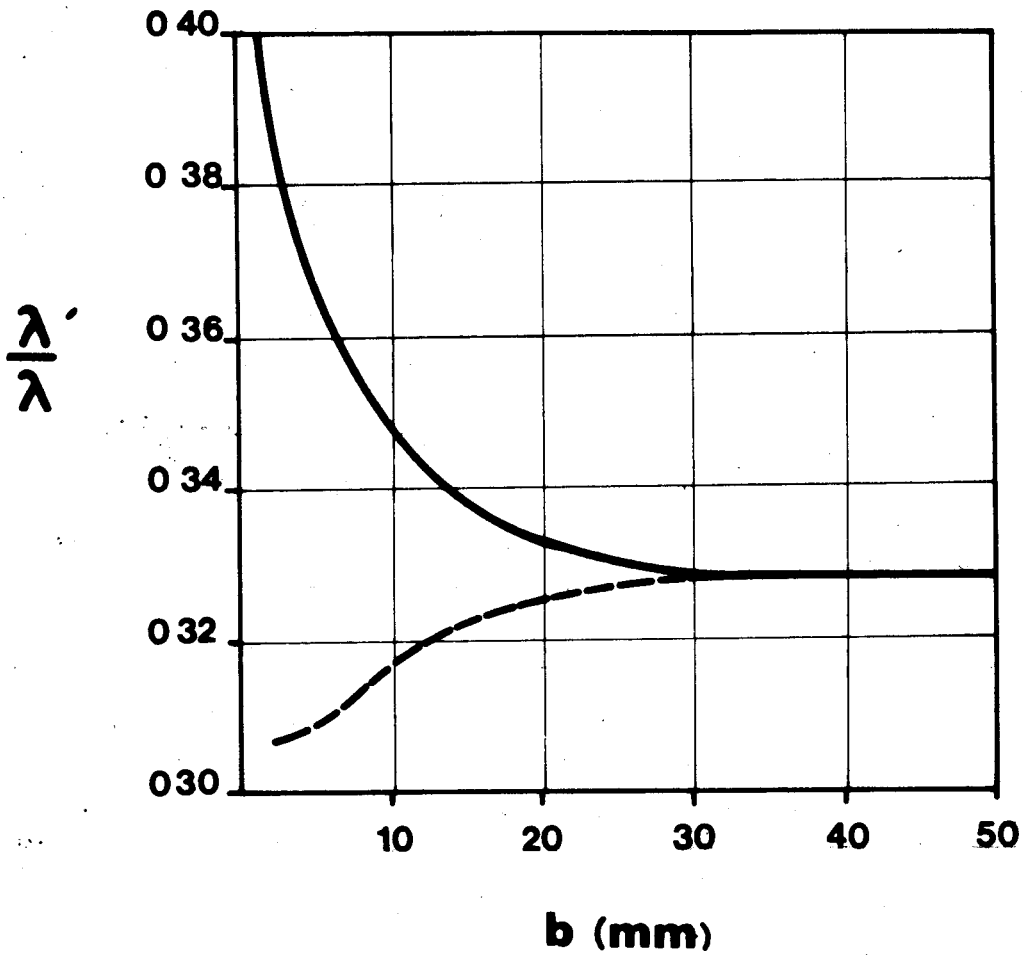
$$v = \sqrt{p^2 - 1}$$

$$F_n = \sqrt{1 + \left( \frac{b}{2an} \cdot \frac{v}{p} \right)^2}$$

$$F_{n1} = \sqrt{1 - \left( \frac{b}{2an} \cdot \frac{u}{p} \right)^2}$$

- Pour  $F_{n1}$  réel :

$$M_n = \frac{\epsilon_r \operatorname{th} \pi n - p^2 F_{n1}^2 \operatorname{coth} q_n}{\left( 1 + \left( \frac{b}{2an} \right) F_{n1} \right)}$$



**fig. 9**





$$\text{où } r_n = \frac{2 \pi n d F_{n_1}}{b} + \text{Argth} \left( \frac{F_{n_1}}{\epsilon r F_n} \right)$$

$$\text{et } q_n = \frac{2 \pi n d F_{n_1}}{b} + \text{Argcoth} \left( \frac{F_n}{F_{n_1}} \right)$$

- Pour  $F_{n_1}$  imaginaire

$$M_n = \frac{\epsilon r \text{tg } r'_n - p^2 |F_{n_1}|^2 \text{cotg } q'_n}{\left( 1 + \left( \frac{b}{2an} \right)^2 |F_{n_1}| \right)}$$

$$\text{où } r'_n = \frac{2 \pi n d}{b} |F_{n_1}| + \text{Arctg} \left( \frac{|F_{n_1}|}{\epsilon r F_n} \right)$$

$$\text{et } q'_n = \frac{2 \pi n d}{b} |F_{n_1}| + \text{Arctcotg} \left( \frac{F_n}{|F_{n_1}|} \right)$$

- Lorsque des murs magnétiques sont placés à  $y = \pm \frac{b}{2}$

la collection des modes satisfaisant aux conditions est la suivante :

$$TE_{11} , TE_{13} , TE_{15} \dots TE_{12n-1} \quad n > 0$$

$$TM_{11} , TM_{13} , TM_{15} \dots TM_{12n-1} \quad n > 0$$

La susceptance d'onde globale s'exprime alors par :

$$\eta_{Bt} = \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\epsilon r + 1}{2} - p^2 \right) \ln \frac{1}{\pi \delta} + \frac{1}{2} \sum_{n=\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}} \left( v^2 \left( 1 - \frac{1}{F_n} \right) + M_n \right) \frac{\sin^2 (\pi n \delta)}{n (\pi n \delta)^2} \right\}$$

Dans les deux cas envisagés,  $b$  croissant, les résultats convergent rapidement vers la même valeur de  $\frac{\lambda'}{\lambda}$  (figure 9). A la convergence, les lignes micro-fentes parallèles sont découplées.

Une telle théorie repose sur d'importants travaux antérieurs, elle permet de connaître avec suffisamment de précision les principales caractéristiques de la ligne microfente en hyperfréquences. Toutefois, il faut remarquer que son manque de généralité limite son utilisation dans l'étude des circuits : en particulier, l'introduction de milieux comportant des pertes semble impossible (6). De plus, cette méthode ne peut rendre compte des modes supérieurs susceptibles de se propager alors que cette information est indispensable pour envisager l'utilisation de ces lignes aux hautes fréquences.

### I.3. AUTRES THEORIES

ITOH et MITTRA ont développé une méthode générale d'analyse de la propagation guidée. Après l'avoir testée sur la ligne microbande (9), ils l'ont appliquée dès 1971 au cas de la ligne microfente (10). Rappelons les bases de cette étude : la ligne microfente, comme toute structure ouverte, supporte des modes hybrides. Les composantes de champs de tels modes s'expriment à partir de la superposition de champs TE et TM. L'application de la transformée de Fourier sur ces composantes conduit à un système d'équations linéaires. Les expressions obtenues sont fonction de quatre coefficients. Deux d'entre eux sont déterminés par application des conditions de continuité aux interfaces air diélectrique dans le domaine transformé ; l'utilisation d'une méthode proche de celle de GALERKIN permet de trouver les deux autres. L'intérêt de la méthode réside surtout dans le fait qu'elle mène à une résolution numérique simple. La courbe de dispersion du mode fondamental confirme les résultats publiés antérieurement (3). Bien que ce type d'étude permette la mise en évidence des modes supérieurs (9) ; nous n'avons jamais vu de publication y faisant allusion.

KITASAWA et son équipe ont abordé le problème de la même manière (11). Ils lèvent les indéterminations en choisissant à priori des répartitions de courant suivant les directions  $Ox$  et  $Oz$  (figure 10). Cette étude a le mérite de rendre compte du cas pratique où l'épaisseur de métallisation n'est plus négligeable vis à vis des dimensions géométriques de la structure. En France, MANGIN a repris ce type de résolution d'une façon très systématique en l'appliquant :

- aux lignes microbandes
- aux lignes coplanaires
- aux lignes microfentes.

Ces théories ont permis une première étude de composants hyperfréquences à microfentes. Cependant, une compréhension plus approfondie des phénomènes sur une large bande de fréquence requiert une caractérisation complète de ces structures incluant l'étude des pertes et des modes supérieurs. C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, nous définissons un modèle permettant d'atteindre ces informations. Nous limitons notre étude à la détermination des caractéristiques de dispersion des modes fondamentaux, l'étude complète de la propagation faisant l'objet d'autres travaux (1).

## II - FONDEMENTS D'UNE THÉORIE GÉNÉRALE DE LA PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES SUR LES STRUCTURES MICROFENTES. APPLICATION A L'ÉTUDE DE LA DISPERSION SUR LES MODES FONDAMENTAUX.

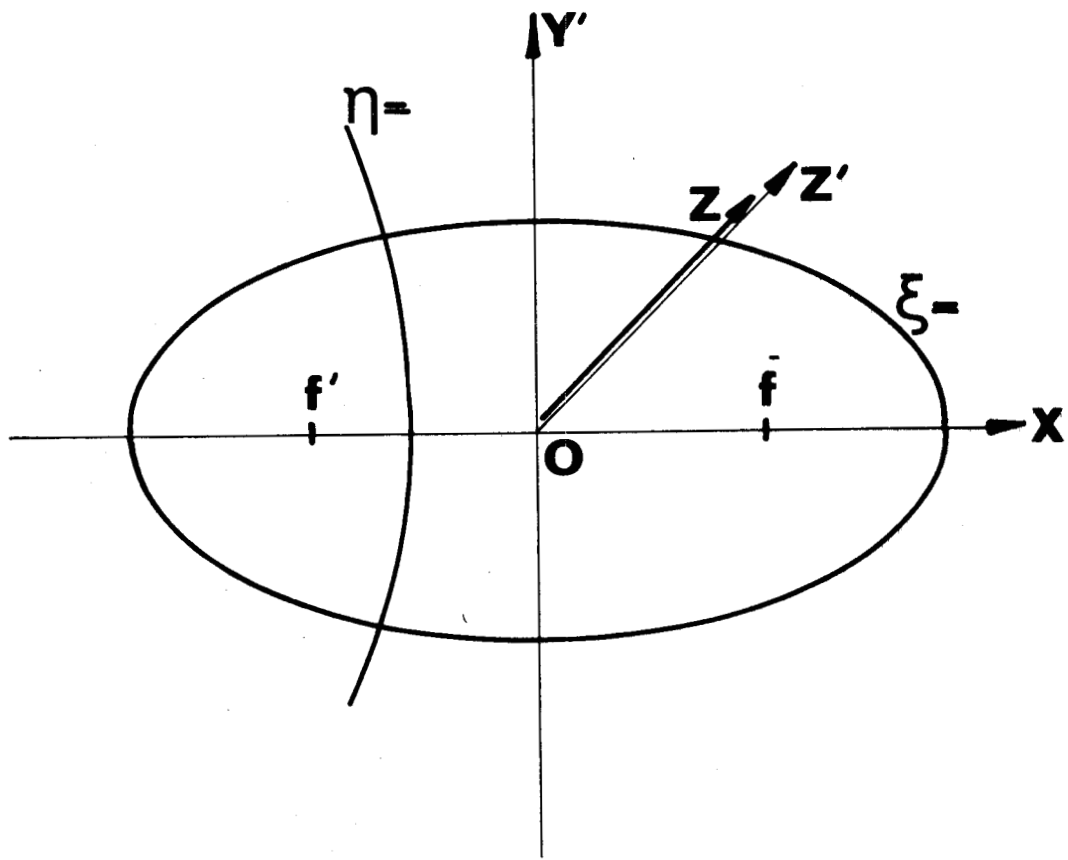
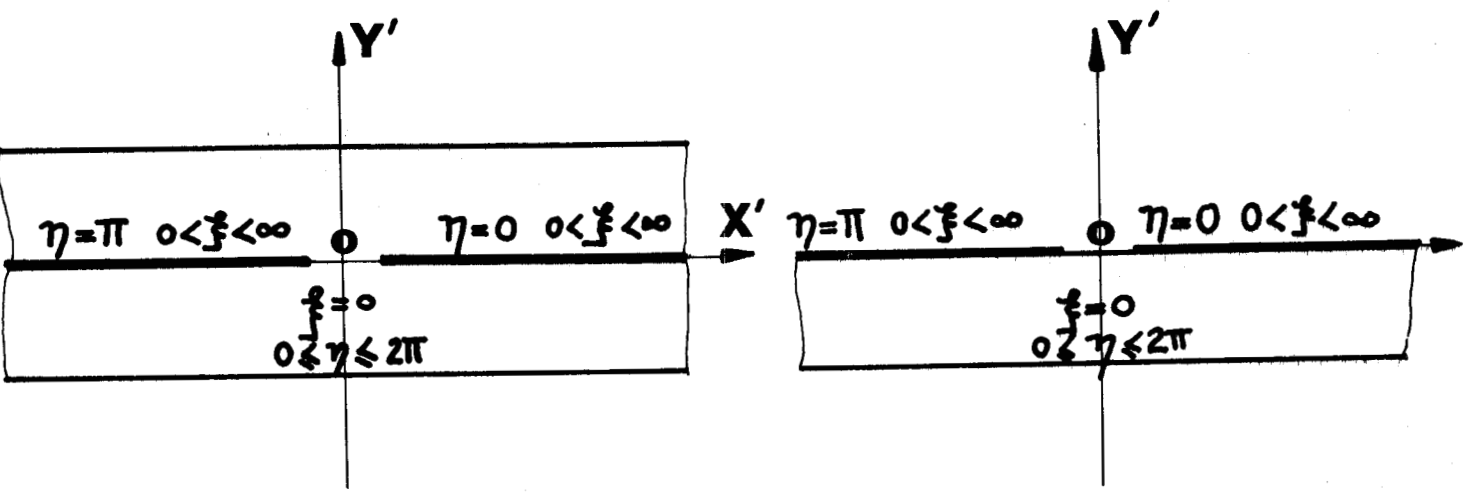
### II.1. GENERALITES

Des principes généraux concernant les guides ouverts microbances ont été énoncés par G. DESCHAMPS (2). Ces principes peuvent, de la même manière, s'appliquer au cas des guides ouverts microfentes :

- a. La constante de phase des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager sur une structure ouverte a un spectre de valeurs propres constitué de deux ensembles :
  - \* Un spectre discret de valeurs propres conduisant à un ensemble infini mais dénombrable de modes guidés couramment appelés "modes de surface".
  - \* Un spectre continu correspondant à un nombre infini non dénombrable de modes rayonnés (diffraction des ondes émises par la source sur la structure).
- b. L'importance des modes rayonnés par rapport aux modes guidés est fonction de l'excitation de la structure.
- c. Les modes discrets sont généralement hybrides. Leur détermination s'effectue en résolvant dans chacun des milieux, deux équations de Helmholtz sur leurs composantes EZ et HZ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 EZ + k^2 EZ = 0 \\ \nabla^2 HZ + k^2 HZ = 0 \end{array} \right. \quad (II.1)$$

avec  $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon - \beta^2$



**Fig II 1**

- $\mu$  : perméabilité du milieu
- $\epsilon$  : permittivité du milieu
- $\beta$  : constante de propagation

Afin de définir entièrement les conditions de propagation, il convient d'ajouter à ces équations les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs aux interfaces entre les milieux constituant la structure.

Pour les lignes microfentes, il n'est pas possible de décrire les structures dans un système de coordonnées orthogonales permettant une écriture sans ambiguïté des conditions de continuité. De ce fait, il n'existe pas de théorie analytique exacte.

## II.2. THEORIE ANALYTIQUE APPROCHEE POUR LES LIGNES MICROFENTES

La section droite des structures présentées à la figure II.1 est partiellement décrite dans le système de coordonnées elliptiques :

$$\xi, \eta, z$$

déduites de coordonnées cartésiennes  $x', y', z'$  à partir des relations :

$$\begin{cases} x' = q \operatorname{ch} \xi \cos \eta \\ y' = q \operatorname{sh} \xi \sin \eta \\ z' = z \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

où  $0 \leq \xi \leq \infty$        $0 \leq \eta \leq \Pi$

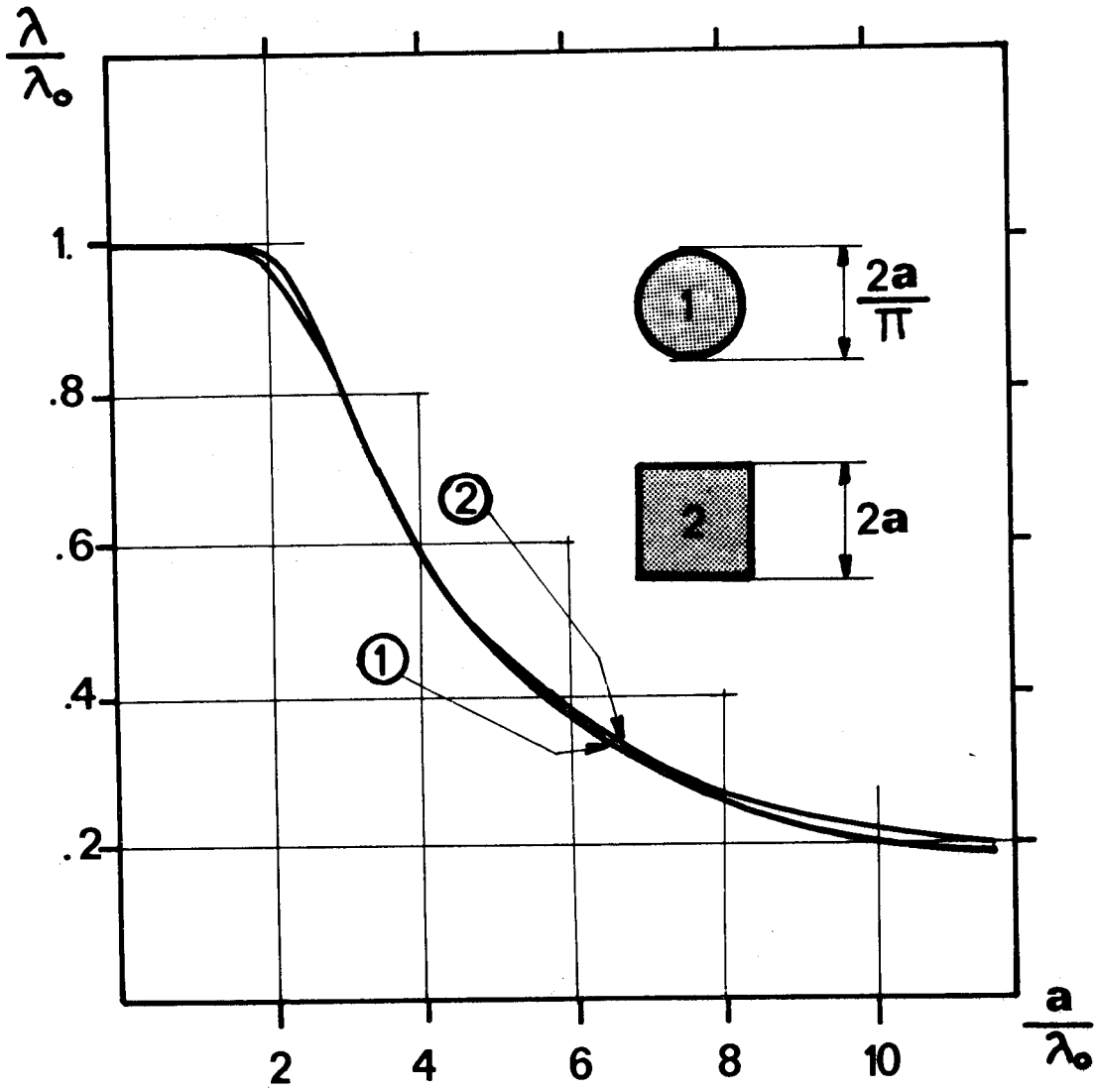
alors  $W = 2q$  et  $D = q \operatorname{sh} \xi_0$

. La surface de coordonnée  $\left. \begin{array}{l} \xi = 0 \\ 0 \leq \eta \leq 2 \Pi \end{array} \right\}$

représente le plan de la fente

. Les surfaces de coordonnées  $\left. \begin{array}{l} \eta = 0 \text{ et } \eta = \Pi \\ \text{pour } 0 < \xi < \infty \end{array} \right\}$

coïncident avec les deux demi-plans conducteurs.



**Fig II 2**



Malheureusement, les surfaces de séparation air-diélectrique à

$$y' = \pm D \text{ pour la microfente symétrique}$$

et

$$y' = -D \text{ pour la microfente dissymétrique}$$

ne sont pas surfaces de coordonnées.

Aussi, il nous a paru intéressant de définir des modèles d'étude théoriques pour lesquels les surfaces de séparation air-diélectrique soient effectivement des surfaces de coordonnées du système envisagé.

La définition de ces modèles et leur étude reposent sur la connaissance des théories de la propagation des ondes électromagnétiques sur des systèmes présentant certaines analogies avec les structures microfentes. Ces systèmes sont :

- les guides diélectriques
- les guides métalliques à nervures

Pour les guides diélectriques,

à fréquence fixe, pour une permittivité relative donnée, la longueur d'onde guidée du mode fondamental n'est fonction que d'une dimension géométrique. On peut observer que les caractéristiques de dispersion sont généralement indépendantes de la forme de la structure.

Afin d'illustrer ceci, nous présentons figure II.2 les caractéristiques de dispersion du mode fondamental de deux guides diélectriques, de permittivité  $\epsilon$ , l'un de section circulaire, l'autre de section carrée. Nous pouvons effectivement constater que les diagrammes sont très proches l'un de l'autre (6).

Considérons, par exemple, le diagramme de dispersion du guide cylindrique diélectrique : en fonction du rapport  $\frac{a}{\lambda}$ , la longueur d'onde guidée est :

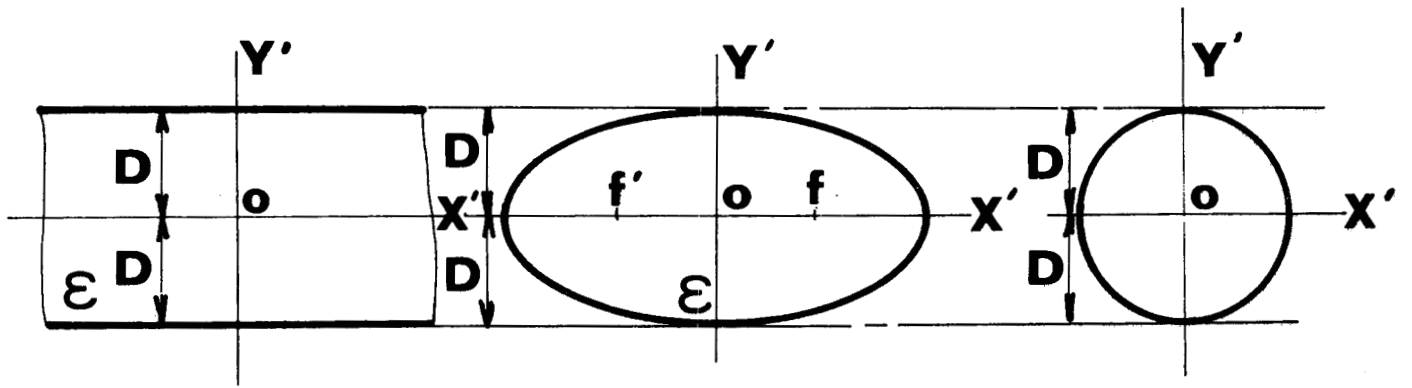
- . en basse fréquence, pratiquement celle de l'onde plane dans l'air.
- . en haute fréquence, celle de l'onde plane se propageant dans un milieu diélectrique de permittivité  $\epsilon$ .

Le passage d'une région à l'autre se fait très rapidement.

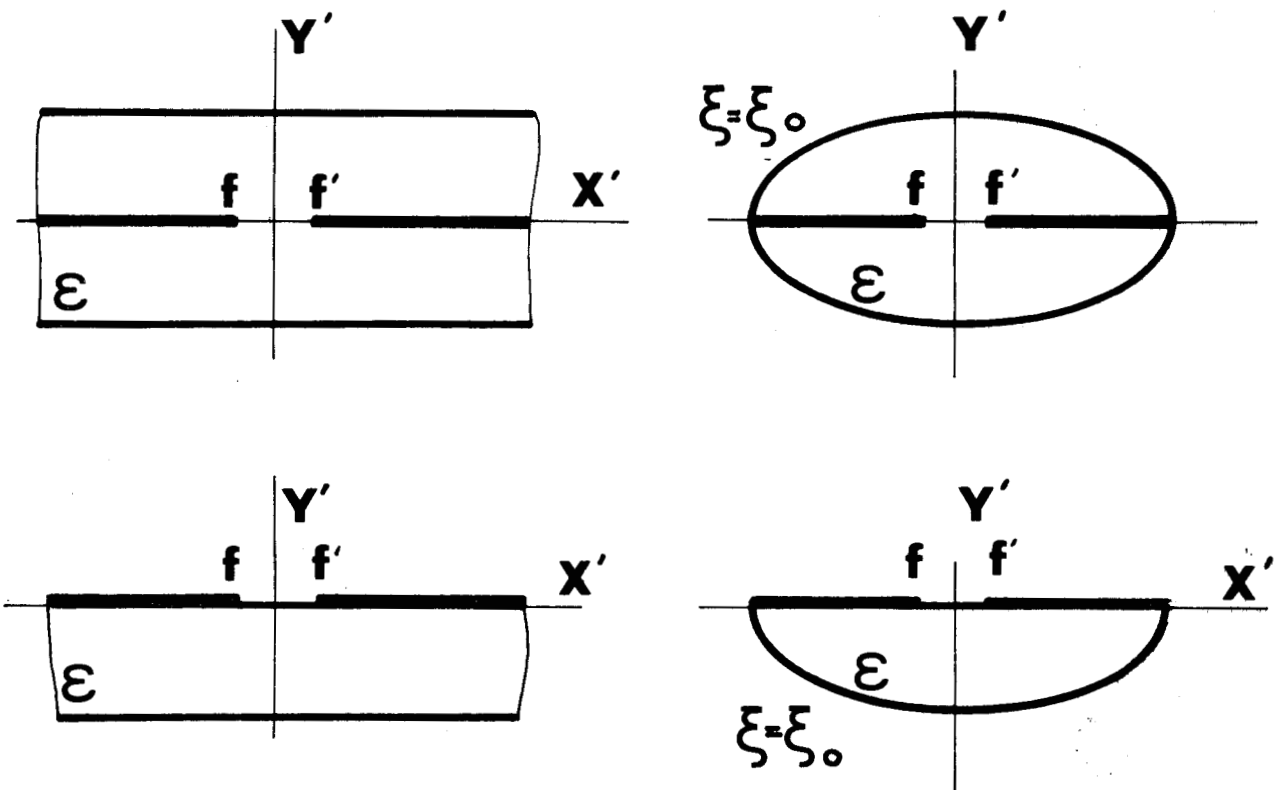
Par ailleurs, les modes du guide plan diélectrique (épaisseur  $2D$ ) et ceux du guide cylindrique diélectrique ( $\phi 2D$ ) peuvent être construits à partir de ceux du guide elliptique de petit axe  $2D$  et de même permittivité. (figure II.3)

Si l'on considère les propriétés de symétrie de ces trois structures par rapport au plan  $y' = 0$ , les diagrammes de dispersion et la configuration des champs électromagnétiques se déduisent d'une transformation continue du système de coordonnées. Nous pouvons établir un tableau





**Fig. II 3**



**Fig. II 4**



montrant le passage d'une structure de propagation à l'autre pour les modes fondamentaux.

Guide plan diélectrique	Guide elliptique	Guide cylindrique
e $TM_0$	e $EH_{11}$	eo $HE_{11}$
o $TE_0$	o $HE_{11}$	

Pour les guides métalliques à nervure,

Les champs de certains modes peuvent présenter des discontinuités sur les "arêtes". Ces discontinuités sont dues aux courants dans les plans métalliques.

A partir de ces remarques générales, nous pouvons définir un modèle d'étude pour les structures microfentes.

### II.2.1. Modèle d'étude des structures microfentes

Pour les structures microfentes, on suppose que l'énergie est confinée à l'intérieur du diélectrique de sorte que la géométrie importe peu sur les caractéristiques de dispersion des modes fondamentaux.

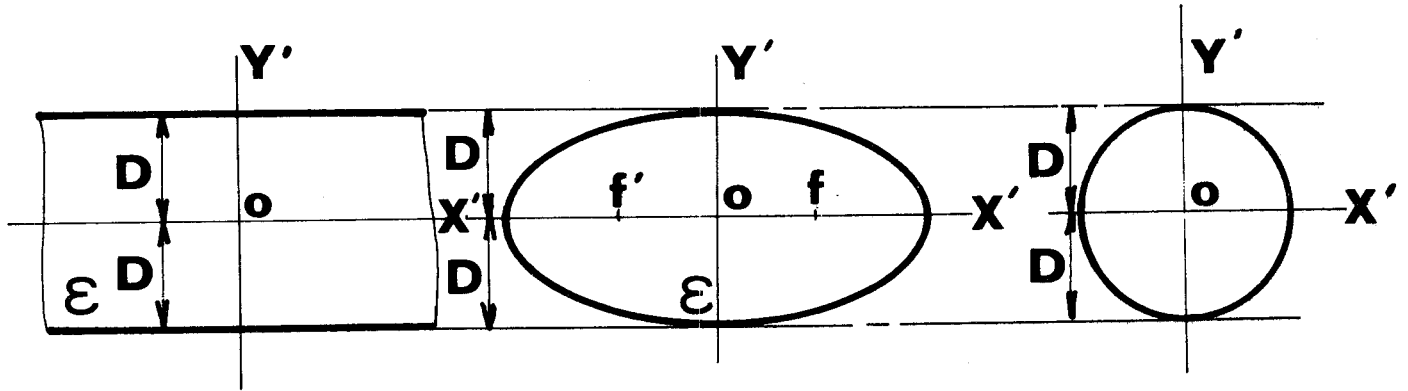
Dans ces conditions, nous pouvons considérer que les guides présentés à la figure II.4 sont équivalents : nous assimilons le modèle réel à un guide diélectrique à nervure, la section droite de ce guide étant :

- . elliptique pour la microfente symétrique.
- . semi-elliptique pour la microfente dissymétrique.

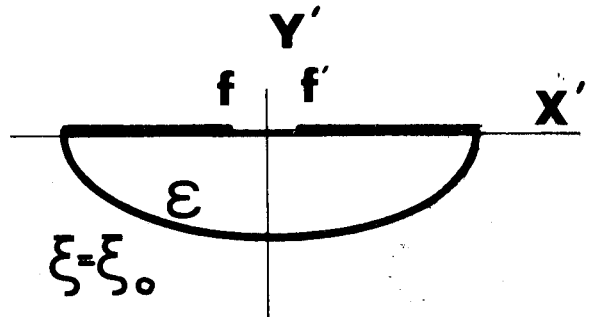
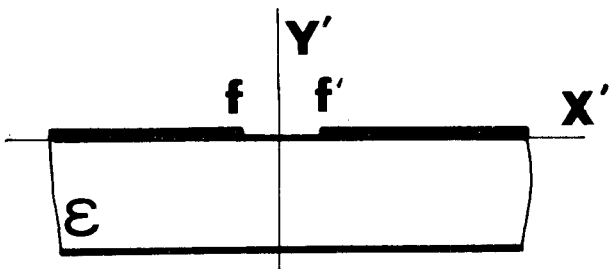
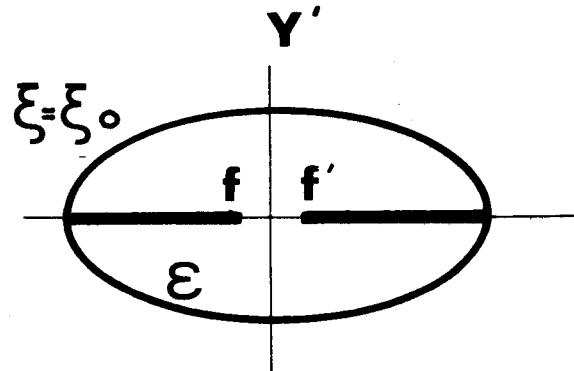
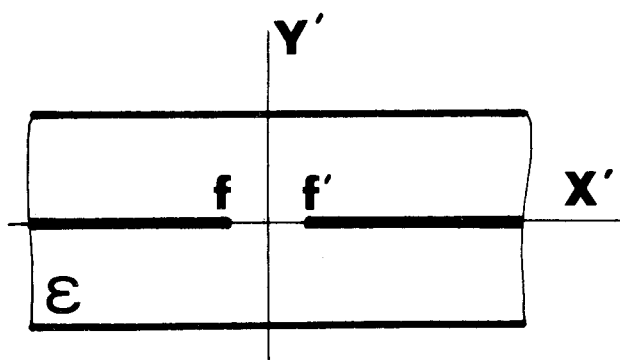
Dans un système de coordonnées elliptiques, les surfaces de séparation air-diélectrique sont surfaces de coordonnées.

### II.2.2. Modes fondamentaux dans les structures microfentes

Nous supposons une propagation le long de l'axe OZ et une variation des champs suivant cet axe en  $e^{-j\beta z}$ . Pour un mode donné, la constante de propagation  $\beta$  est obtenue par application des conditions de continuité.



**Fig. II 3**



**Fig. II 4**

En coordonnées elliptiques, l'équation de propagation s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + q (K^2 - \beta^2) (\cosh^2 \xi - \cos^2 \eta) \Lambda(\eta, \xi) = 0 \quad (\text{II.3})$$

$\Lambda(\eta, \xi)$  représentant  $E_z$  ou  $H_z$ .

avec  $k^2 = \mu^2 \mu_0 \epsilon$

Dans le système de coordonnées choisi, les variables  $\xi$  et  $\eta$  sont séparables, l'ont peut écrire :

$$\Lambda(\eta, \xi) = \Theta(\eta) R(\xi) \quad (\text{II.4})$$

Si  $n$  est la constante de séparation, la fonction azimuthale  $\Theta(\eta)$  et la fonction radiale  $R(\xi)$  sont solutions des équations différentielles.

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} + (n^2 - \delta^2 \cos 2\eta) \Theta(\eta) = 0 & \text{a)} \\ \frac{\partial^2 R}{\partial \xi^2} - (n^2 - \delta^2 \text{ch } 2\xi) R(\xi) = 0 & \text{b)} \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

avec  $\delta^2 = q^2 (\omega^2 \mu \epsilon - \beta^2)$

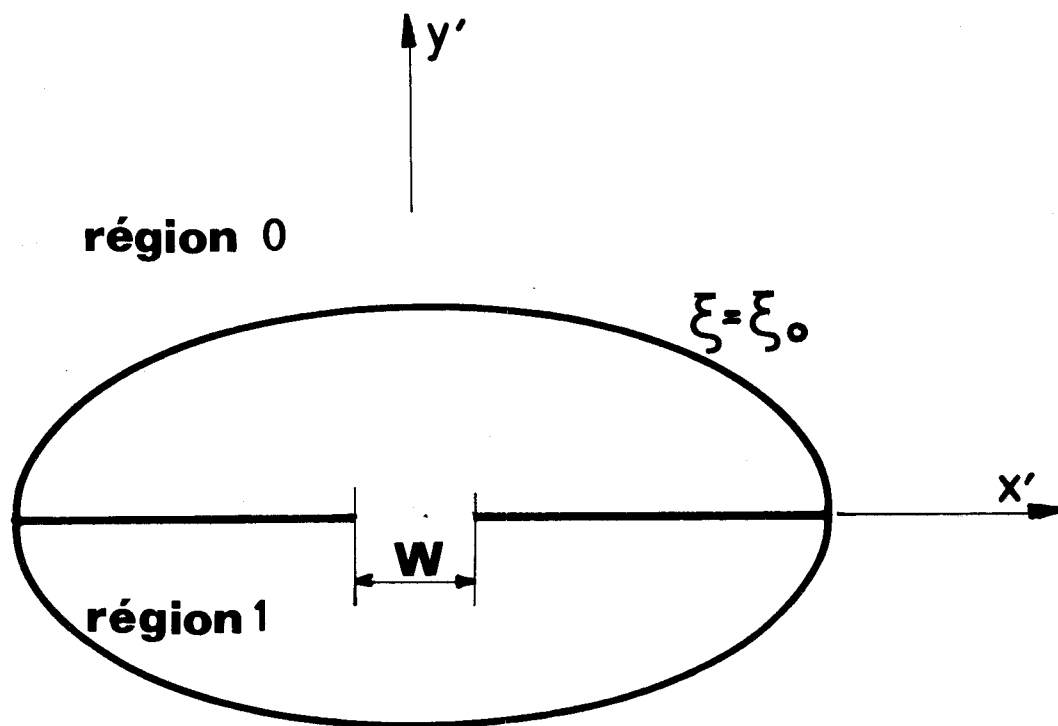
L'équation (II.5a) est une fonction de Mathieu, l'équation (II.5b) est une fonction de Mathieu modifiée.

Sous leur forme canonique, ces équations deviennent :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Theta(\eta)}{d\eta^2} + \left[ C^2 - 2\gamma^2 \cos 2\eta \right] \Theta(\eta) = 0 & \text{a)} \\ \frac{d^2 R(\xi)}{d\xi^2} - \left[ C^2 - 2\gamma^2 \text{ch } 2\xi \right] R(\xi) = 0 & \text{b)} \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

où  $C = n^2 - \delta^2$   $\gamma^2 = \frac{\delta^2}{4}$

Pour être acceptables d'un point de vue physique, les solutions mathématiques, pour les fonctions azimuthales, doivent être périodiques, de période  $2\pi$ . Nous limitons notre choix aux solutions périodiques correspondantes des équations de Mathieu. Pour les fonctions radiales, nous utilisons les notations introduites par Mac LAGHLAN (4).



**Fig II5**



La constante de séparation C, fonction de  $\gamma^2$  est choisie parmi une infinité de valeurs pour chaque  $\gamma^2$ .

Nous pouvons maintenant envisager la construction des modes pour les lignes microfentes, symétriques et dissymétriques.

Microfente symétrique Le modèle est entouré d'air, la permittivité relative du milieu est notée  $\epsilon_r$ , l'épaisseur de métallisation est négligeable. Pour les composantes  $E_z$  et  $H_z$ , deux types de solutions existent : elles correspondent à une symétrie ou une antisymétrie par rapport au plan  $y' = 0$ . Elles satisfont au premier groupe de conditions aux limites :

$$\begin{aligned} E_z &= 0 \quad \text{pour } \eta = 0 \quad \text{et } \eta = \Pi \\ E &= 0 \quad \text{pour } \eta = 0 \quad \text{et } \eta = \Pi \end{aligned} \quad \begin{matrix} 0 < \xi < \infty \\ \end{matrix} \quad \text{(II.7)}$$

exprimant la nullité des composantes tangentielles du champ électrique sur les conducteurs.

- . dans la région 1 (fig II. 5) la discontinuité de la surface métallique introduit des singularités pour les champs au niveau des arêtes.
- . dans la région 0 les composantes des champs doivent satisfaire à la condition du rayonnement.

Il est alors possible d'écrire l'expression des composantes axiales  $E_z$  et  $H_z$ ,

- Modes pairs.

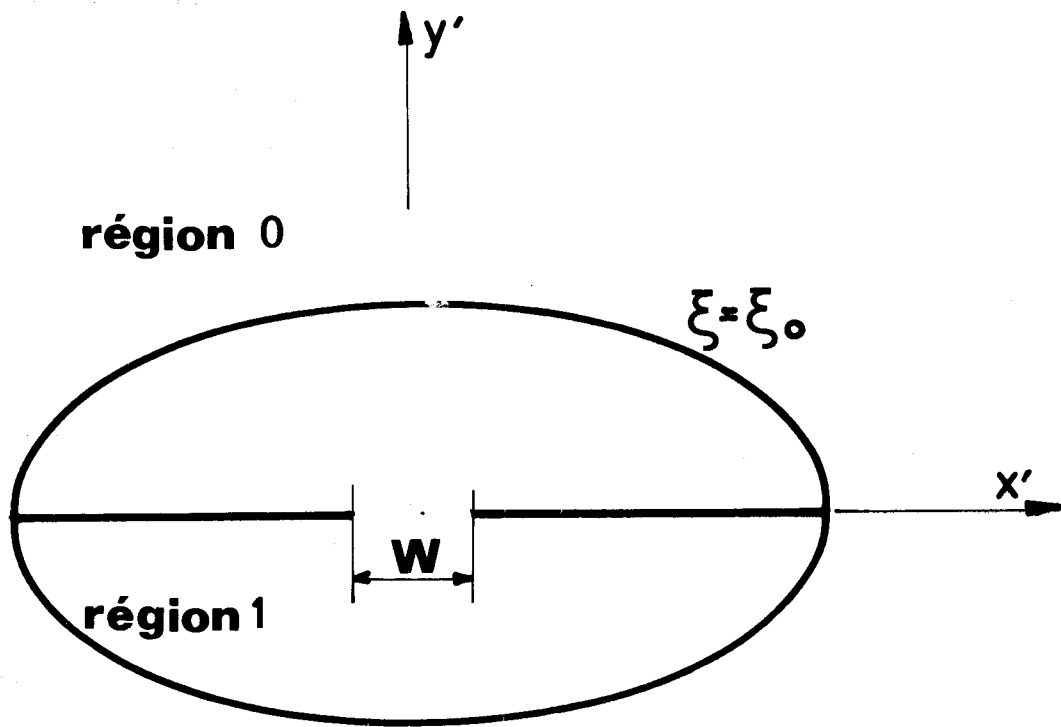
Les composantes  $H_z$  et  $E_z$  sont respectivement symétriques et antisymétriques par rapport au plan  $y' = 0$ .

Dans l'air (région 0)  $\xi_0 < \xi < \infty$

$$\left\{ \begin{aligned} H_{z_0} &= \sum_{n=0}^{\infty} M_n \cos_n(\eta, (-\gamma_0)^2) Fek_n(\xi, (-\gamma_0)^2) \\ E_{z_0} &= \sum_{n=1}^{\infty} N_n \sin_n(\eta, (-\gamma_0)^2) Gek_n(\xi, (-\gamma_0)^2) \end{aligned} \right. \quad \text{(II.8)}$$

Dans le diélectrique (région 1)  $0 \leq \xi \leq \xi_0$

$$\left\{ \begin{aligned} H_{z_1} &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos_n(\eta, (\gamma_0)^2) Ce_n(\xi, (\gamma_1)^2) \\ E_{z_1} &= \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin_n(\eta, \gamma_1^2) Se_n(\xi, \gamma_1^2) \end{aligned} \right. \quad \text{(II.9)}$$



**Fig II5**

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \gamma_1^2 &= (k_1^2 - \beta^2) q^2/4 & k_1^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \\ \gamma_0^2 &= (k_0^2 - \beta_1^2) q^2/4 & k_0^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Mn, Nn, Cn, Dn sont des constantes que l'on détermine à partir des conditions aux limites à  $\xi = \xi_0$ .

Ces modes sont caractérisés par le fait qu'ils ne possèdent pas de composante du champ électrique suivant  $\xi$  dans le plan des arêtes. De ce fait, ils existent aussi dans le guide diélectrique elliptique (8).

- Modes impairs.

Les composantes Hz et Ez sont respectivement antisymétrique et symétrique par rapport au plan  $y' = 0$ .

Dans l'air (région 0)  $\xi_0 \leq \xi \leq \infty$

$$\begin{cases} Hz_0 = \sum_{n=0}^{\infty} L_n \left\{ \begin{array}{l} ce_n (\eta, -\gamma_0^2) Fek_n (\xi, -\gamma_0^2) \\ -ce_n (\eta, -\gamma_0^2) Fek_n (\xi, -\gamma_0^2) \end{array} \right\}, & (0 < \eta < \Pi) \\ & (\Pi < \eta < 2\Pi) \\ Ez_0 = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \left\{ \begin{array}{l} se_n (\eta, -\gamma_0^2) Gek_n (\xi, -\gamma_0^2) \\ -se_n (\eta, -\gamma_0^2) Gek_n (\xi, -\gamma_0^2) \end{array} \right\}, & (0 < \eta < \Pi) \\ & (\Pi < \eta < 2\Pi) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Dans le diélectrique (région 1)  $(0 \leq \xi \leq \xi_0)$

$$\begin{cases} Hz_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left\{ \begin{array}{l} ce_n (\eta, \gamma_1^2) Fe_n (\xi, \gamma_1^2) \\ -ce_n (\eta, \gamma_1^2) Fe_n (\xi, \gamma_1^2) \end{array} \right\}, & (0 < \eta < \Pi) \\ & (\Pi < \eta < 2\Pi) \\ Ez_1 = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left\{ \begin{array}{l} se_n (\eta, \gamma_1^2) Ge_n (\xi, \gamma_1^2) \\ -se_n (\eta, \gamma_1^2) Ge_n (\xi, \gamma_1^2) \end{array} \right\}, & (0 < \eta < \Pi) \\ & (\Pi < \eta < 2\Pi) \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

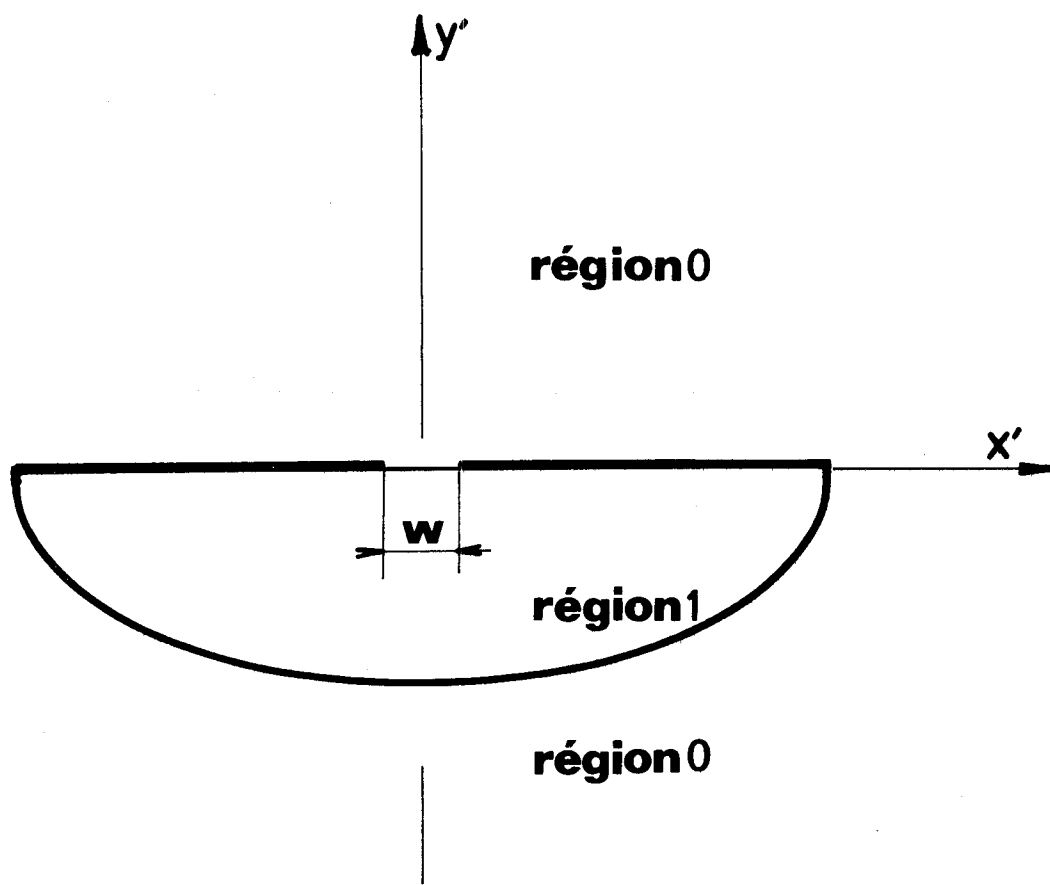
Ln, Pn, An et Bn sont des constantes arbitraires.

Les fonctions  $Fe_n$  et  $Ge_n$  sont telles que :

$$Fe_n (0, \gamma_1^2) = 0$$

$$\text{et} \quad Ge'_n (0, \gamma_1^2) = 0$$





**Fig II6**



Il en résulte que pour les solutions choisies, les composantes Ez et Hz ainsi que leurs dérivées premières sont continues dans le plan de la fente.

$$(|x'| < q, \quad y' = 0)$$

Sur les surfaces métalliques ( $\eta = 0$  et  $\eta = \Pi$  pour  $\xi > 0$ ), les composantes axiales du champ magnétique sont discontinues. Ce phénomène est lié au fait que des courants parcourent ces surfaces métalliques.

De tels modes sont spécifiques des structures microfentes.

Microfente dissymétrique : Une étude analogue à celle que nous venons de présenter est possible à entreprendre sur les structures microfentes dissymétriques. Les modes sont construits à partir d'une combinaison linéaire des solutions précédentes (figure II.6).

dans l'air (région 0)  $\xi_0 \leq \xi < \infty \quad 0 < \eta < \Pi$

$$\begin{cases} Hz_0 = \sum_{n=0}^{\infty} M_n \cos_n(\eta, -\gamma_0^2) Fek_n(\xi, -\gamma_0^2) \\ Ez_0 = \sum_{n=1}^{\infty} N_n \sin_n(\eta, -\gamma_0^2) Gek_n(\xi, -\gamma_0^2) \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

dans l'air (région 0)  $\xi_0 \leq \xi < \infty \quad \Pi < \eta < 2\Pi$

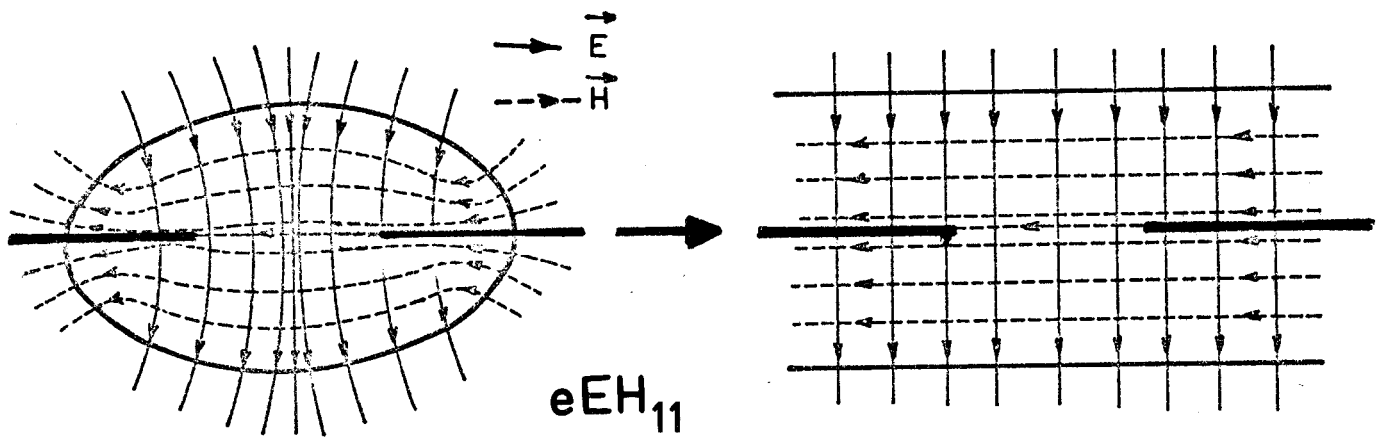
$$\begin{cases} Hz_0 = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \cos_n(\eta, -\gamma_0^2) Fek_n(\xi, -\gamma_0^2) \\ Ez_0 = \sum_{n=1}^{\infty} Q_n \sin_n(\eta, -\gamma_0^2) Gek_n(\xi, -\gamma_0^2) \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

dans le diélectrique (région 1)  $0 \leq \xi \leq \xi_0 \quad 0 < \eta < 2\Pi$

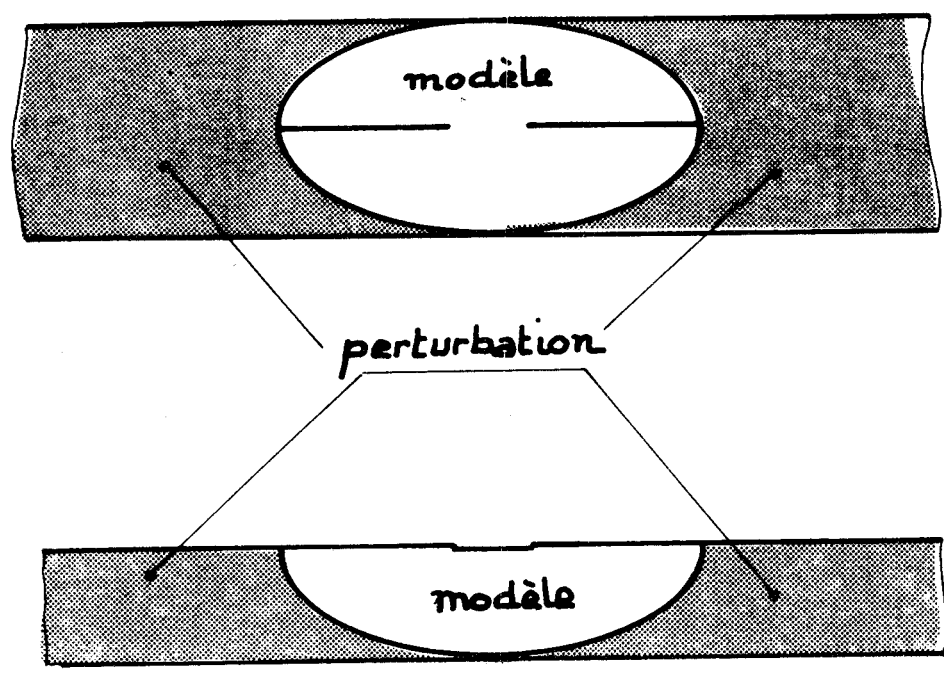
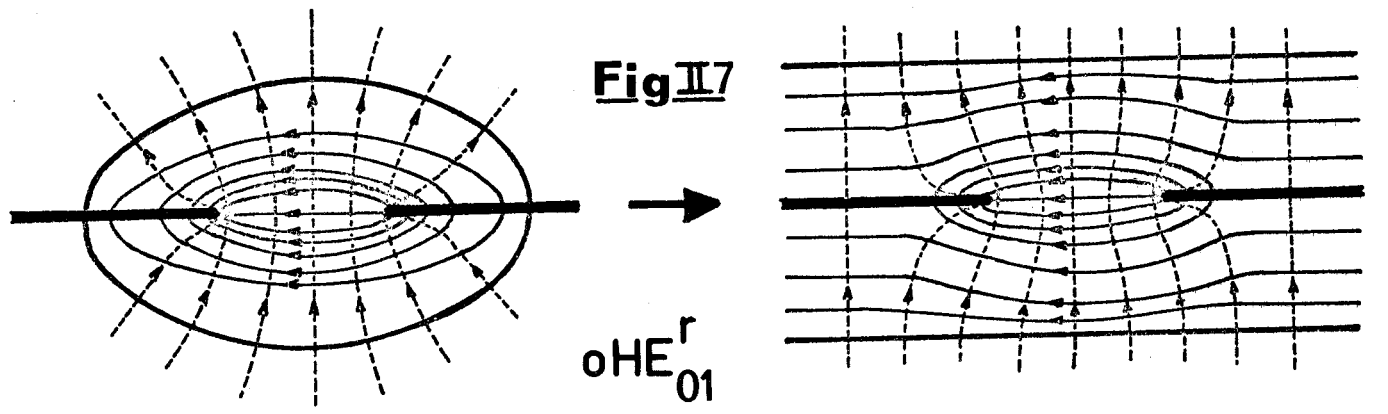
$$\begin{cases} Hz_1 = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos_n(\xi, \gamma_1^2) \pm A_n \sin_n(\eta, \gamma_1^2) \cos_n(n\gamma_1^2) \\ Ez_1 = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \sin_n(\xi, \gamma_1^2) \pm B_n \cos_n(\eta, \gamma_1^2) \sin_n(n\gamma_1^2) \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Le signe est + pour  $\Pi < \eta < 0$

Le signe est - pour  $\Pi < \eta < 2\Pi$



**Fig II 7**



**Fig. II 8**

Les conditions aux limites permettent de déterminer la constante de phase  $\beta$  et les constantes  $M_n, N_n, C_n, A_n, D_n, B_n, P_n$  et  $Q_n$ . L'étude est comparable à celles faites sur les guides diélectriques elliptiques (1). La complexité des déterminants conduit à un traitement par ordinateur, les racines sont obtenues par approximations successives (8). Pour les modes fondamentaux, des déterminants dont les dimensions n'excèdent pas  $(2 \times 2)$  suffisent pour connaître avec une bonne précision les caractéristiques de dispersion.

## Résultats de l'étude analytique

### Microfente symétrique

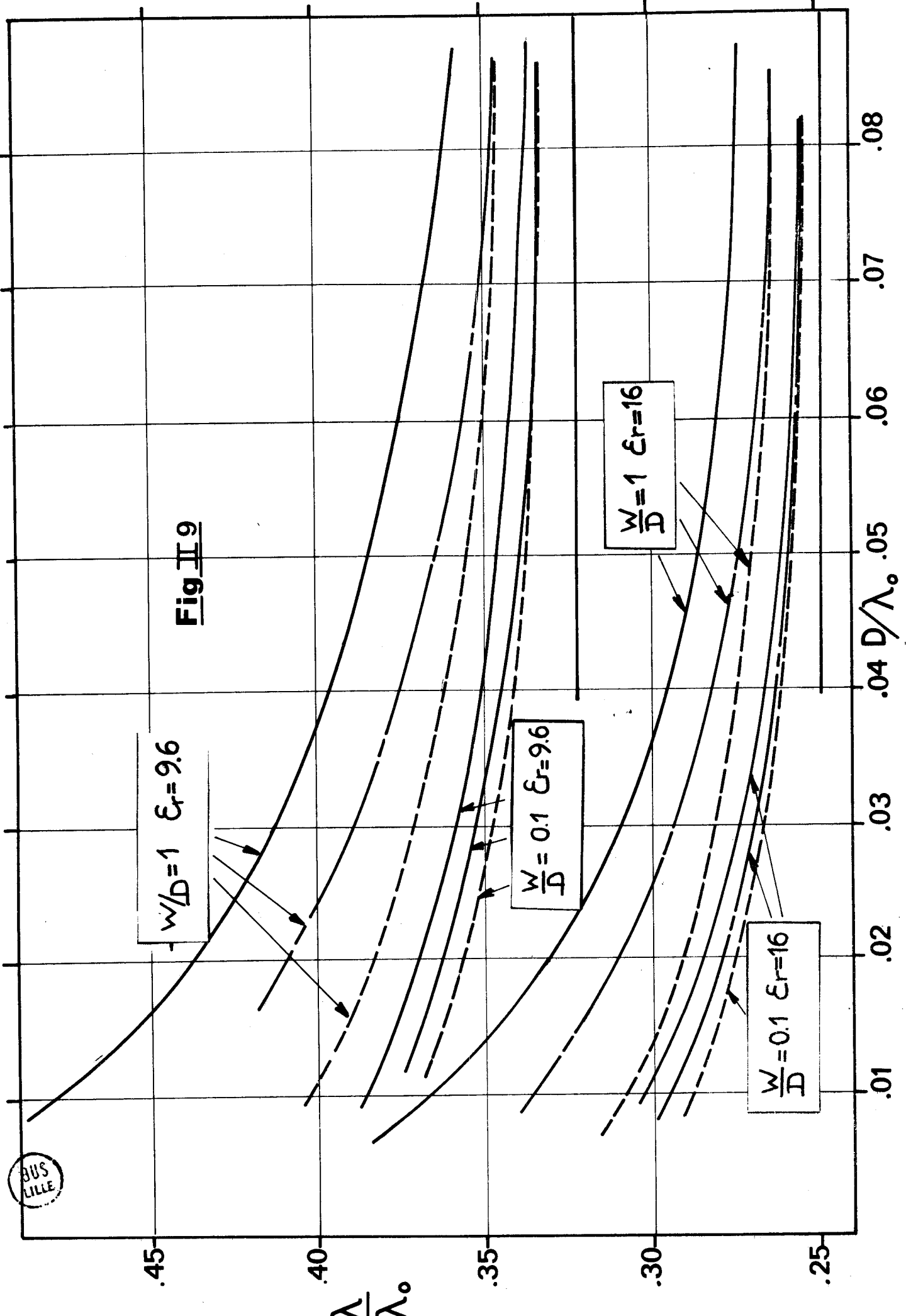
Pour les structures symétriques, il existe deux modes fondamentaux dont la fréquence de coupure est nulle. Le premier est le mode correspondant au  ${}^e_{EH_{11}}$  du guide elliptique diélectrique. Sa configuration de champs est telle qu'il n'est pas perturbé par la présence des plans métalliques (figure II.7). Dans la bande de fréquences où nous travaillons (1-12 GHz) et pour les substrats dont nous disposons, la longueur d'onde guidée est pratiquement celle de l'onde plane dans l'air.

Le second mode est un mode lié à la présence des arêtes. Dans ce cas, le passage guide elliptique-guide plan n'est plus possible. Pour que notre modèle soit utilisable aux basses fréquences, il faut envisager une correction des caractéristiques obtenues par exploitation directe du modèle elliptique nervuré. Pour cela, nous mettons en oeuvre une théorie de perturbation au premier ordre en volume (7). Le passage guide elliptique-guide plan se fait de façon discontinue : pour obtenir la configuration réelle de la structure, deux "morceaux de guide" sont rajoutés au modèle théorique (figure II.7). La puissance hyperfréquence contenue dans ces derniers étant faible vis à vis de la puissance au niveau de la fente, les caractéristiques de dispersion sont peu modifiées. Comme toute théorie de perturbation, son domaine de validité est limité au cas où  $\frac{\Delta\lambda'/\lambda}{\lambda'/\lambda}$  est petit. D'un point de vue pratique, cela correspond à une limitation de l'étude vers les basses fréquences pour les modes dus à la présence de plans métalliques.

Ce second mode peut être assimilé à un mode transverse électrique, nous le notons  $EH^R_{01}$  (mode fente).

BUS  
LILLE

Fig II 9



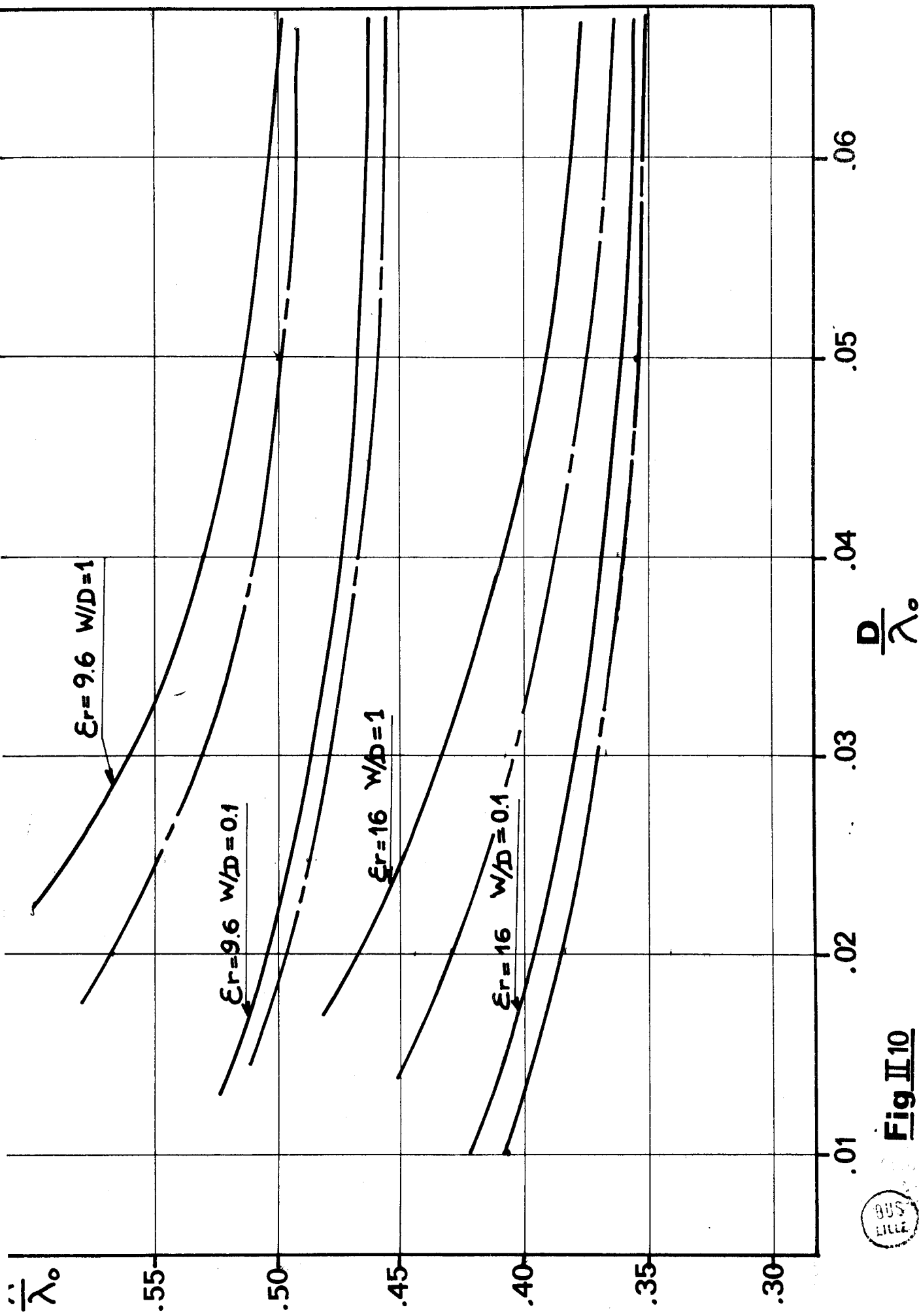


Fig II10



Nous présentons figure II.8 les caractéristiques de dispersion du mode fente pour deux diélectriques différents :

- . L'alumine  $\epsilon_r = 9.6$
- . Le D 16  $\epsilon_r = 16$

Les courbes en traits pleins sont obtenues par exploitation directe du modèle théorique, les courbes en pointillés sont celles corrigées par application de la méthode de perturbation. Sur cette figure apparaissent également les résultats publiés par COHN (traits interrompus) :

A fréquence donnée, la longueur d'onde guidée est toujours inférieure à la longueur d'onde calculée par la théorie de l'iris capacitif, l'écart est d'autant plus important que la fréquence est basse. Pour les grandes valeurs de  $\frac{D}{\lambda}$ , les résultats obtenus par les deux théories sont comparables.

### Microfente dissymétrique

Pour la structure dissymétrique, il existe un seul mode fondamental dont la fréquence de coupure est nulle. Ses caractéristiques dépendent des dimensions géométriques de la fente et de la permittivité relative du diélectrique. Ce mode est du type transverse électrique.

A la figure II.10, nous présentons quelques caractéristiques de dispersion pour l'alumine et le D 16. Par une théorie de perturbation analogue à la précédente, nous pouvons corriger les courbes obtenues par exploitation directe du modèle. Les résultats trouvés seraient alors situés au-dessous des caractéristiques définies par COHN.

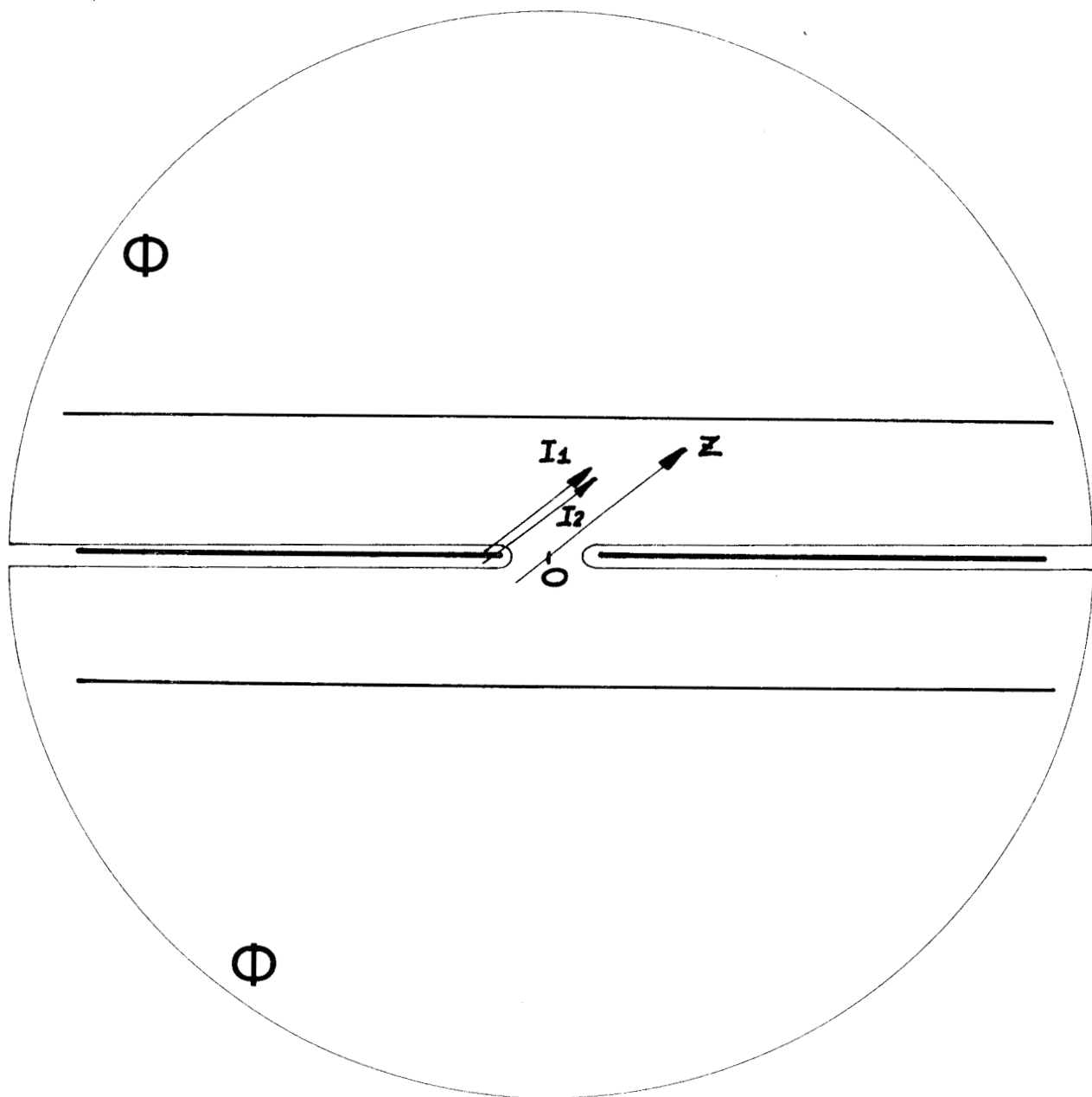
### II.3. IMPEDANCE CARACTERISTIQUE DES GUIDES MICROFENTES

Pour un mode transverse électromagnétique, tous les courants sont longitudinaux. L'impédance caractéristique est alors définie sans ambiguïté.

$$Z_C = \frac{2p}{I I^*}$$

où  $p$  et  $I$  sont respectivement le flux de puissance et le courant direct associés à ce mode. Une telle définition est transposable au cas où le mode comporte des composantes axiales si l'on peut définir un courant direct associé au mode. Si nous prenons l'exemple de la microfente symétrique, nous pouvons calculer ce courant direct à partir de la circulation du champ magnétique le long du contour  $\phi$  défini figure II.11. Nous avons alors :

$$I_d = \int_{\phi} \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad \text{Si} \quad p = \frac{1}{2} \iint_S (\vec{E}_T \wedge \vec{H}_T) \cdot \vec{n} \, dS$$



**fig. II 11**





BUS  
L112

Zci

Ω 110

100

90

80

70

$$\frac{W}{D} = 1$$

$$\epsilon_r = 9.6$$

$D/\lambda_0$

.08

.07

.06

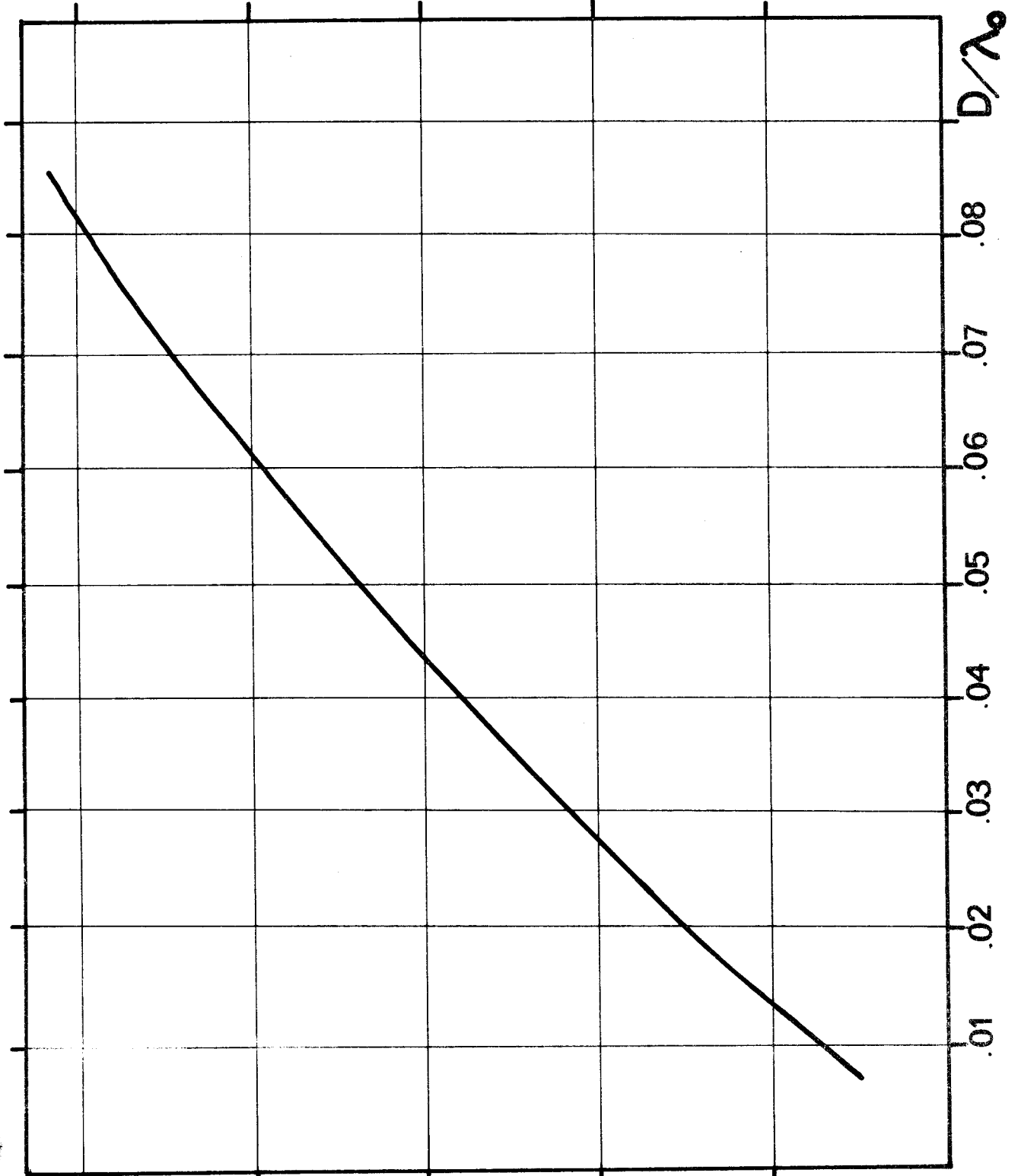
.05

.04

.03

.02

.01



L'impédance caractéristique est :

$$Z_{c_I} = \frac{2p}{I_d I_d^*}$$

Dans ce cas précis, la structure étant symétrique, les courants  $I_1$  et  $I_2$  sont égaux ; cela n'est plus vrai pour la microfente dissymétrique. Nous présentons à la figure II.12 les variations de l'impédance caractéristique définie à partir des courants pour une structure symétrique. En basse fréquence, l'impédance varie très rapidement, sa valeur se stabilise pour  $\frac{D}{\lambda} >$

Une telle définition de l'impédance caractéristique a été appliquée aux lignes microbandes par DENLINGER. Elle permet l'association en chaîne des guides de même impédance caractéristique.

- Définition à partir de la tension et du flux de puissance

Afin de calculer l'impédance caractéristique, il faut, dans ce cas définir une tension. Celle-ci est calculée à partir de la circulation du champ électrique maximal entre les conducteurs.

$$Z_{c_V} = \frac{V V^*}{2p}$$

Cohn l'a appliqué au cas des structures microfentes. Nous présentons figure II.13 les variations de l'impédance caractéristique  $Z_{c_V}$  pour une ligne microfente symétrique. Si les valeurs absolues des impédances  $Z_{c_I}$  et  $Z_{c_V}$  diffèrent, leurs variations avec la fréquence sont quasiment identiques.

- Définition à partir d'un courant et d'une tension

Ayant dans les deux cas précédents défini un "courant" et une "tension" on peut considérer leur rapport sans évoquer le flux de puissance.

$$Z_{c_{VI}} = \frac{V}{I}$$

Cette dernière définition est assez peu utilisée.

La différence entre les valeurs des impédances caractéristiques définies de trois façons différentes montre l'arbitraire d'une telle détermination. En pratique, nous choisirons la définition en fonction du problème posé. Finalement, l'information la plus intéressante est la variation de l'impédance caractéristique avec la fréquence.

BUS  
LILLE

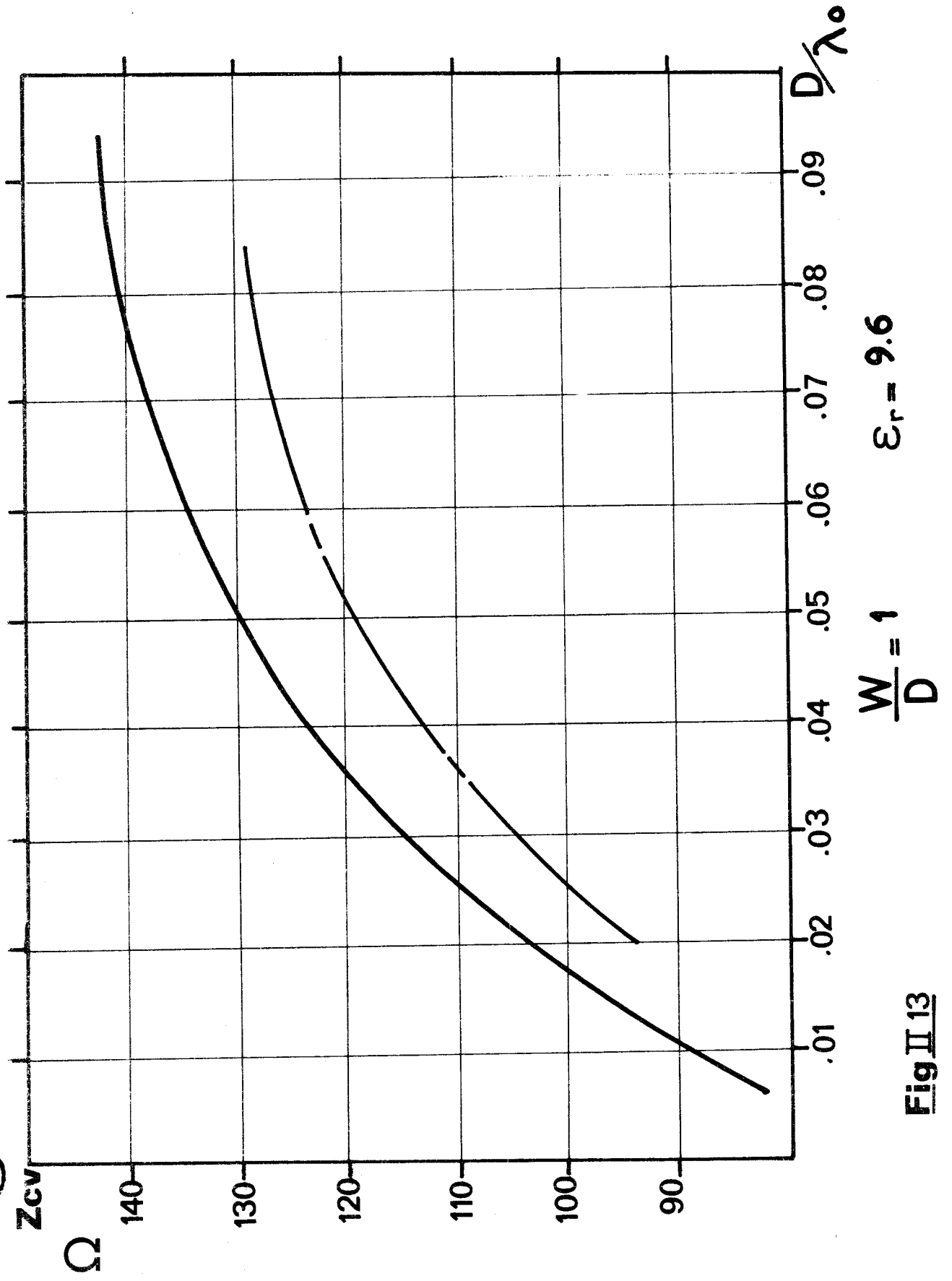
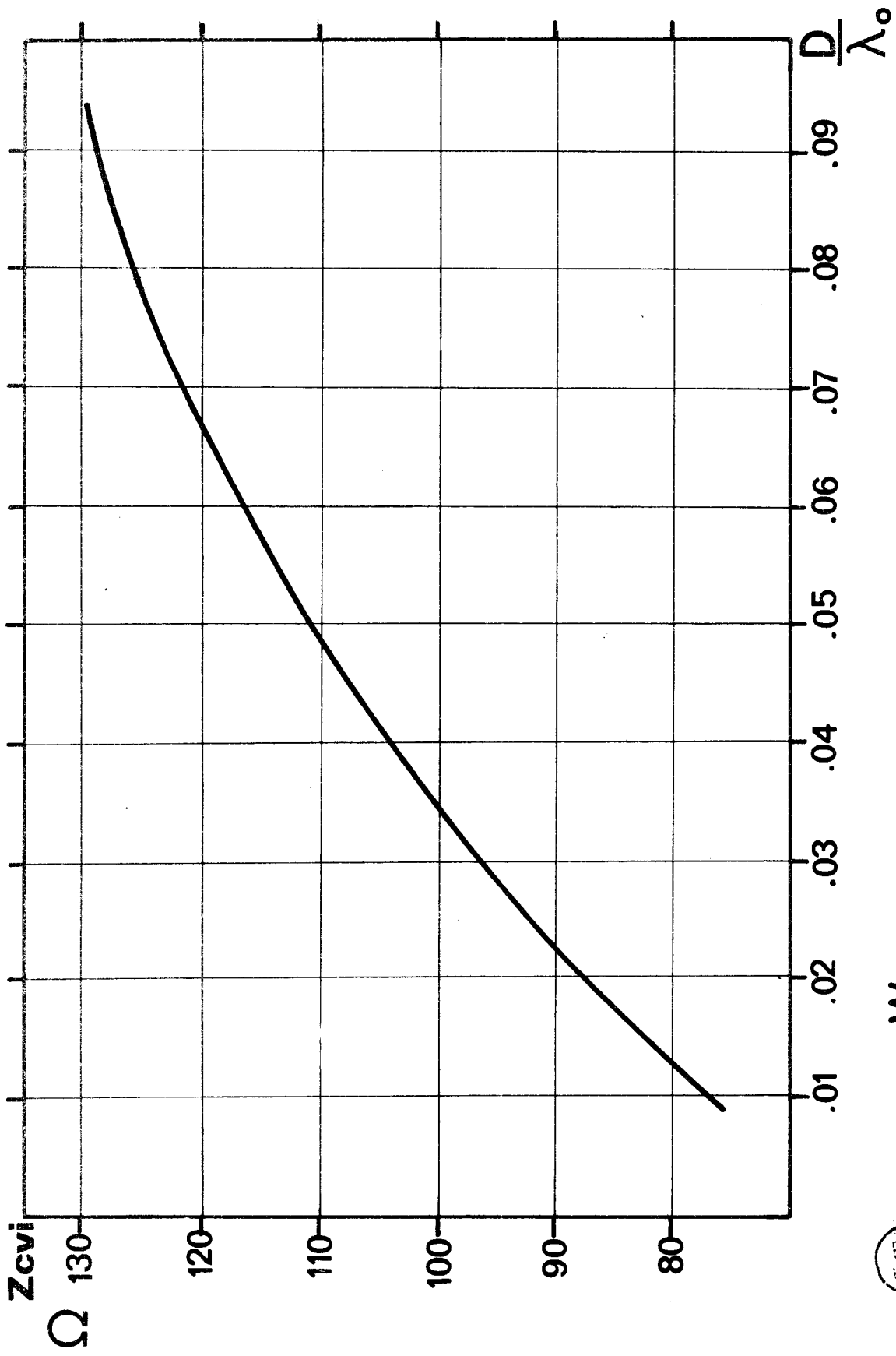


Fig II 13

En effet, c'est à partir de ces variations que nous pouvons prévoir la faisabilité des transitions que nous serons amenés à réaliser pour l'étude expérimentale des guides microfentes.

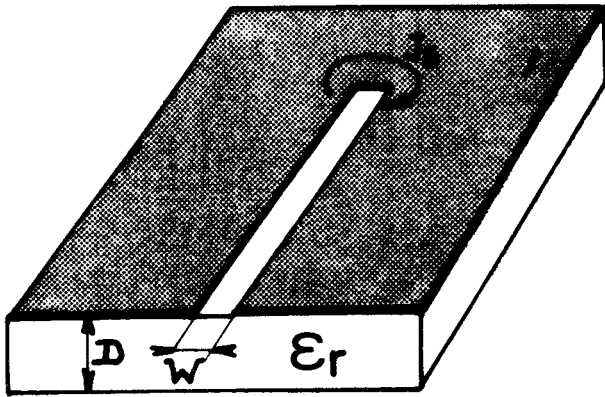


$$\frac{W}{D} = 1$$

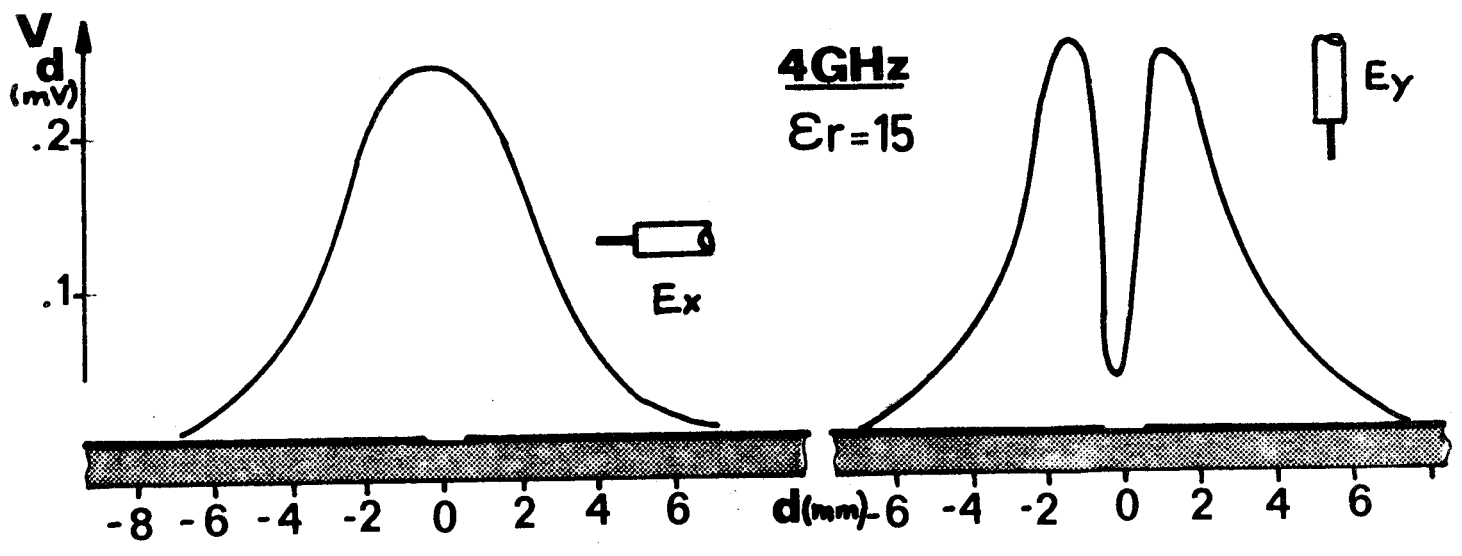
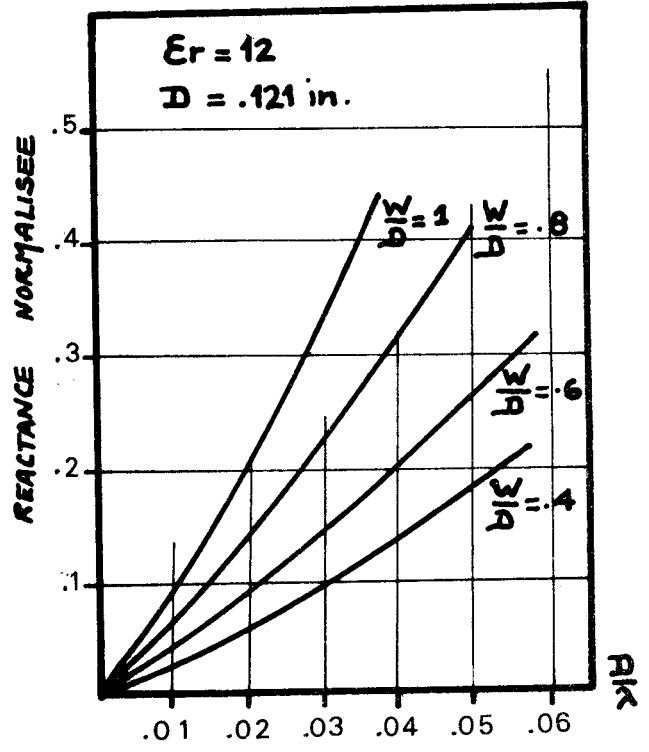
$$\epsilon_r = 9.6$$

**Fig. II 14**





**Fig. III 1**



**Fig. III 2**



- le D 16 (Transtech)  $\epsilon_r = 16$   $e = 1,58$  mm  
dont les pertes diélectriques au-delà de 8 GHz limitent les possibilités d'application.

\* Les substrats à base de silicones

Nous avons utilisé les produits fabriqués par CUSTOM MATERIALS. Ces laminés sont cuivrés sur les deux faces. La permittivité relative de ces matériaux varie de 2 à 25.

Nous avons principalement travaillé avec :

le HIGH K 707 K 15

et le HIGH K 707 K 12

Des renseignements plus précis concernant les méthodes technologiques utilisées dans notre laboratoire sont fournies dans l'annexe technologique. (18)

III.3. DIPOLES EN STRUCTURE MICROFENTE

Lorsque l'on étudie les caractéristiques d'une ligne hyperfréquence, il est intéressant de pouvoir utiliser des dipôles qui, connectés à cette ligne, présentent un coefficient de réflexion connu.

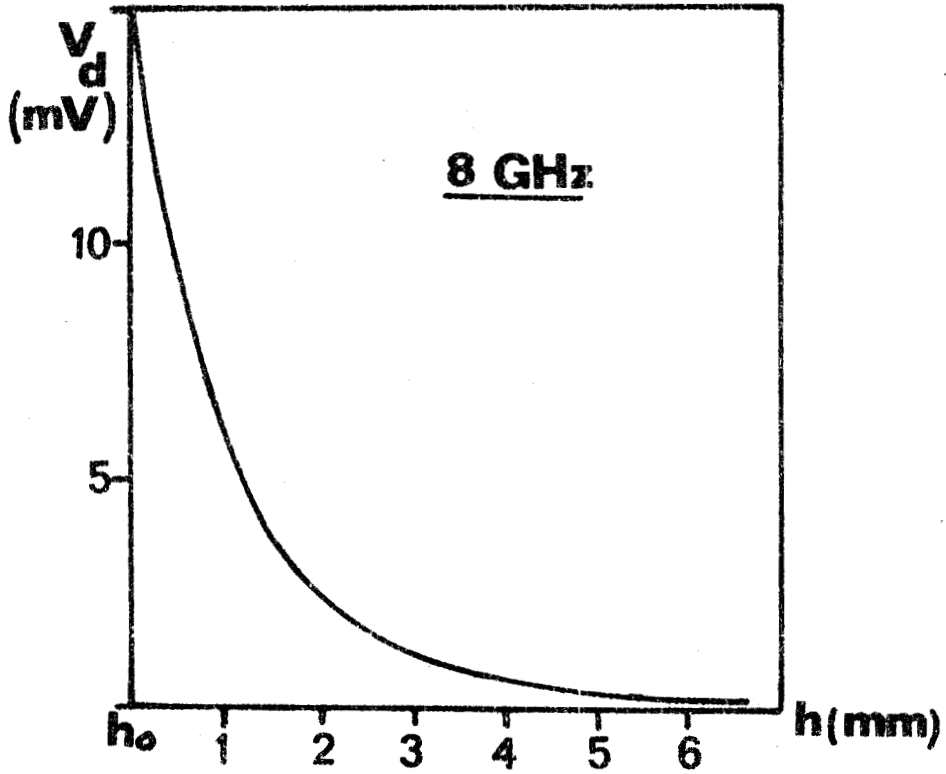
En général, on se borne à définir trois types de terminaisons :

- le court-circuit ( $\rho = 1$   $\phi = \pi$ )
- le circuit ouvert ( $\rho = 1$   $\phi = 0$ )
- la terminaison sans réflexion ( $\rho = 0$ )

III.3.1. Le court-circuit

Les lignes microfentes sont de structures ouvertes : entre 1 GHz et 12 GHz, une partie de la puissance se propage en dehors du diélectrique. Ainsi, à 6 GHz, pour une ligne microfente dissymétrique de 200  $\mu$ m de largeur réalisée sur un substrat d'alumine d'épaisseur 0,635 mm, vingt cinq pour cent de la puissance hyperfréquence se propagent à l'extérieur du diélectrique. Dans ces conditions, comme cela a été vérifié par ailleurs, un simple court-circuit dans le plan de la fente ne convient pas (figure III.1). (9)





Pseudo  
circuit ouvert

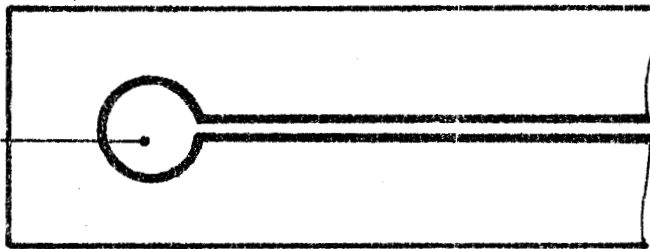
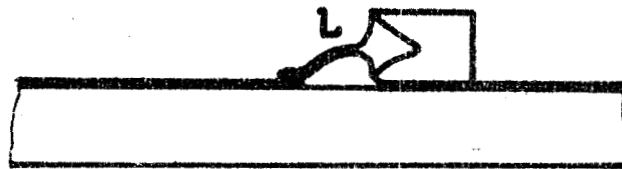
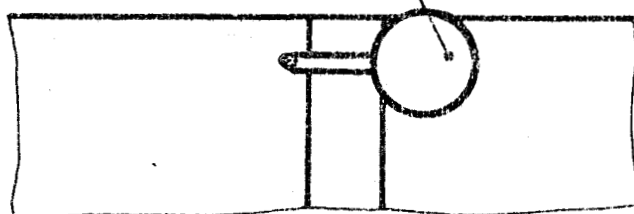


Fig III 4



charge "puce"  $50 \Omega$

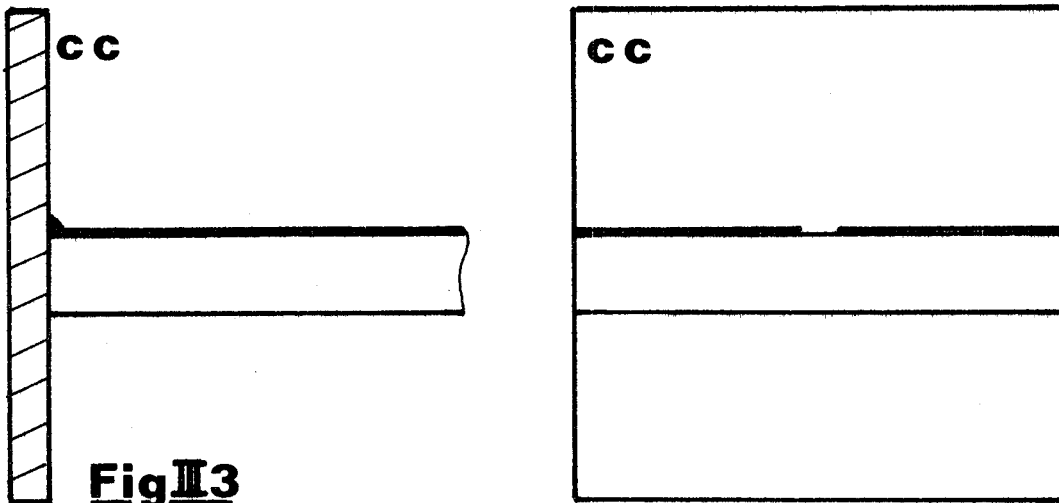
Fig III 5



Il est alors nécessaire de définir les "dimensions effectives" du guide microfente. Pour cela, nous avons étudié l'amplitude des champs  $E_x$  et  $E_y$  en fonction de la fréquence dans un plan de section droite. La figure donne un exemple de relevé expérimental pour une ligne microfente dyssimétrique.

Les résultats de cette étude ont permis de définir les dimensions minimales du court-circuit à utiliser.

En pratique, ce court-circuit est une plaque de cuivre qui vient en appui sur la tranche du substrat. Celle-ci est métallisée et l'on réalise un contact entre le court-circuit et les arêtes métalliques constituant la ligne (figure III.3).



**Fig III.3**

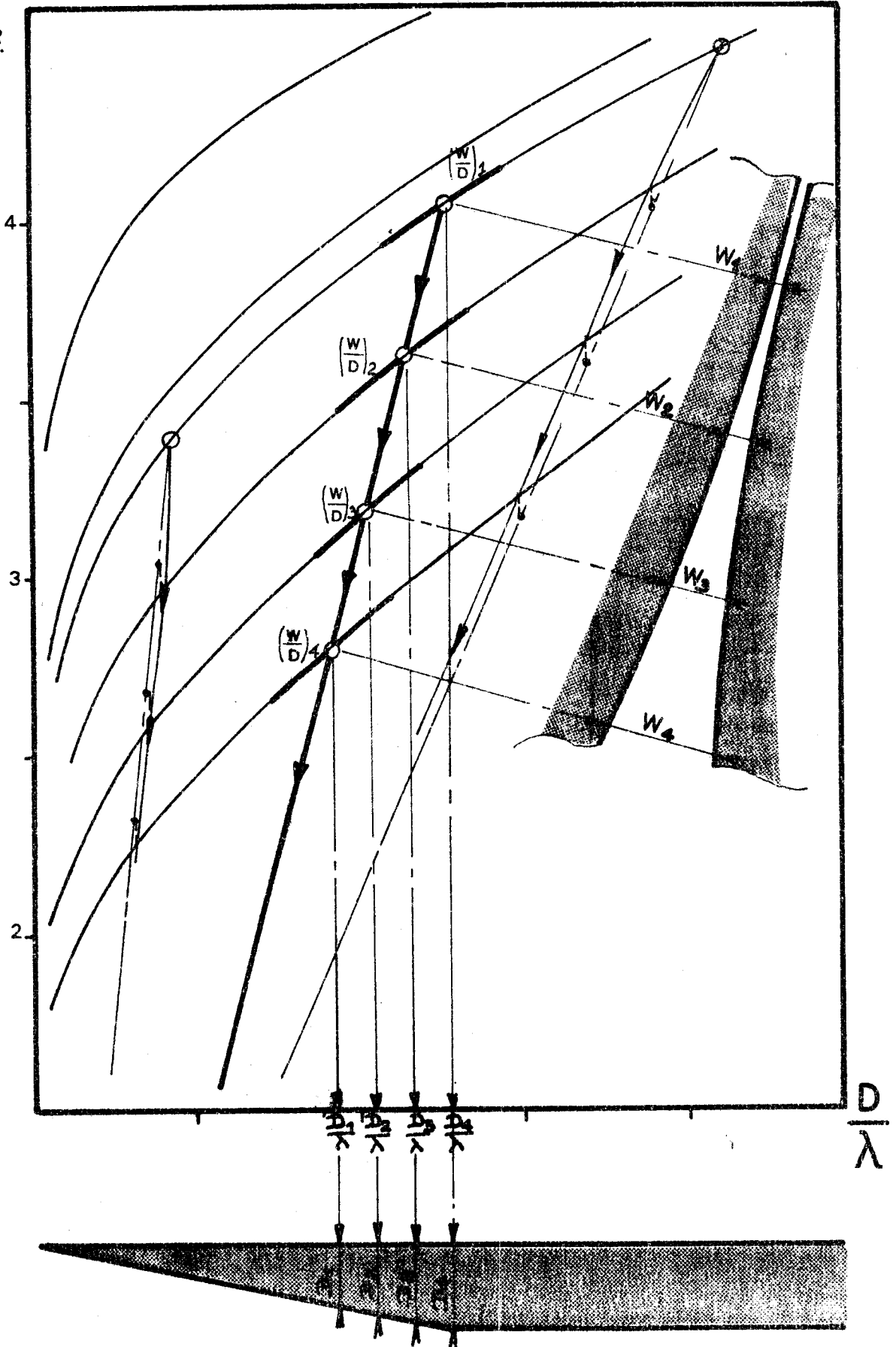
### III.3.2. Le circuit ouvert

Comme pour la plupart des autres structures de transmission, la terminaison circuit ouvert est la plus délicate à concevoir. Certains auteurs ont défini un "pseudo circuit ouvert" dont la configuration est donnée à la figure III.4 (3). A ce jour, aucune publication ne fait état de mesures de caractérisation sur ce type de terminaison et l'on ne connaît pas de ce fait la position exacte du plan de circuit ouvert. A chaque fois que cela est possible, nous préférons fermer la structure par une ligne court-circuitée de longueur  $\frac{\lambda'}{4}$  à la fréquence considérée.

### III.3.3. La terminaison sans réflexion

La terminaison sans réflexion en structure microfente a été peu étudiée. JENNERS propose une charge "puce"  $50 \Omega$  soudée sur l'un des conducteurs au

$\epsilon_{eff}$



**Fig. III 6**

voisinage de la fente. Elle est couplée à la ligne par une bande d'or qui assure la transformation d'impédance entre la charge et la ligne (figure III.5). Les performances de cette terminaison paraissent limitées à une faible bande de fréquences. De plus, elle ne convient pas dans le cas de la microfente symétrique.

Nous proposons une solution originale à ce problème à partir de la connaissance du diagramme de dispersion des structures microfentes : pour un état électromagnétique donné, l'on fait en sorte de déconcentrer progressivement l'onde du diélectrique afin de l'absorber.

Pratiquement, on peut agir sur deux paramètres :

- . La largeur de la ligne
- . L'épaisseur du substrat

La première solution ( $D = C^{te} W$  variable) conduit à des largeurs de lignes incompatibles avec la miniaturisation des systèmes.

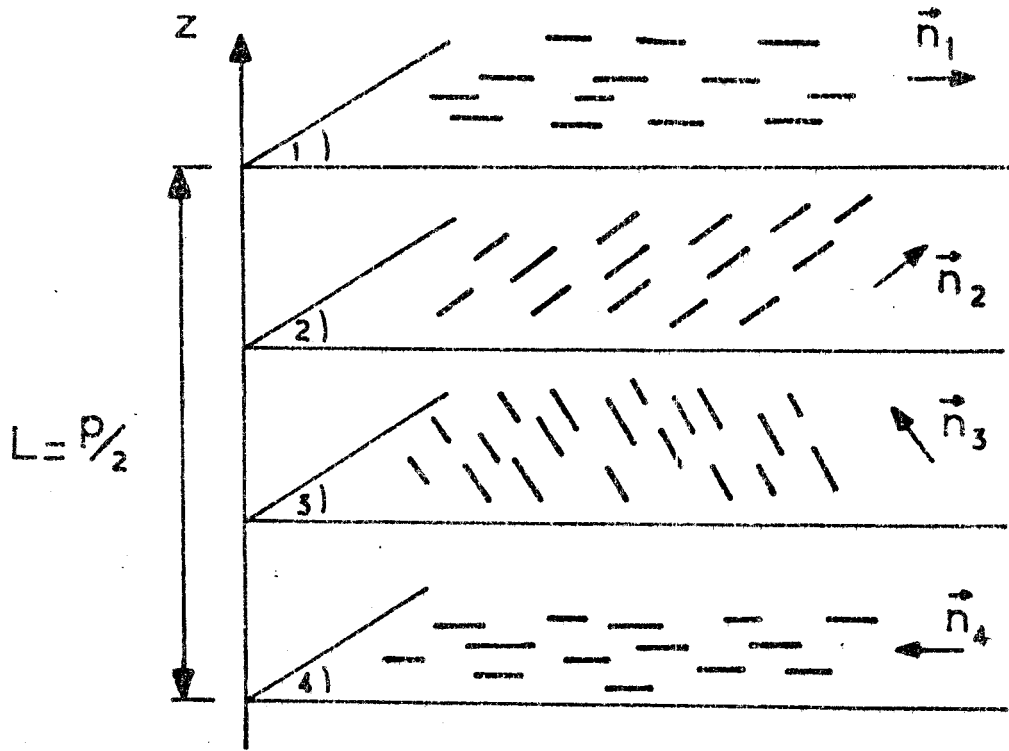
La seconde solution ( $W = C^{te} D$  variable) introduit des variations d'impédance trop brusques.

Un compromis entre ces deux solutions permet d'atteindre un résultat optimal. Le substrat est biseauté, la variation de  $d$  avec la longueur est linéaire. Si nous voulons que la transition de A ( $\epsilon_{eff} = \frac{d}{\lambda}$ ) à B ( $\epsilon_{eff} = 1$ ) soit progressive, il faut faire varier la largeur de la ligne en construisant point par point le profil de variation (figure III.6). L'onde guidée se transforme peu à peu en onde rayonnée qu'il suffit d'absorber. Pour cela, le substrat est recouvert d'une substance absorbante sur chacune de ses faces (par exemple, une couche de germanium déposée sous vide par évaporation au creuset). Dans le cas de substrats de faible épaisseur, nous nous contentons de modifier la largeur de la ligne.

Ne possédant pas de substrats céramiques de grandes dimensions, les mesures faites sur ce type de charge ne sont pas très significatives : les terminaisons réalisées sur alumine d'épaisseur 0,635 mm ont été testées au travers d'une transition. En bande C, l'ensemble charge-transition présente un taux d'onde stationnaire inférieur à 1,2.

#### III.4. VISUALISATION DE LA REPARTITION D'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE PAR UTILISATION DE SUBSTANCES MESOMORPHES CHOLESTERIQUES.

Une méthode de visualisation des champs a été mise au point aux L.T.T, par J. PUYHAUBERT (15). Elle utilise les propriétés des substances mésomorphes cholestériques.



CHOLESTERIQUE



### III.4.1. Généralités

L'arrangement moléculaire d'une phase cholestérique forme une structure périodique en hélice. Le pas de cette hélice est variable avec la température (17). Une telle substance éclairée en lumière blanche apparaît colorée car elle diffuse un rayonnement dans une bande étroite du spectre visible. Cette diffusion est fonction du pas de l'hélice, donc de la température. Cette propriété, valable pour une substance pure l'est aussi pour les mélanges.

### III.4.2. Mise en oeuvre du procédé

Pour une question de stabilité, on utilise les cholestériques sous forme de mélange. La possibilité de faire varier les proportions du mélange permet d'adapter la méthode aux spécificités du problème.

Ces substances préalablement dissoutes dans un solvant à base de chloroforme sont déposées par pulvérisation basse pression sur un mylar noir qui absorbe la lumière blanche non diffusée par les cristaux.

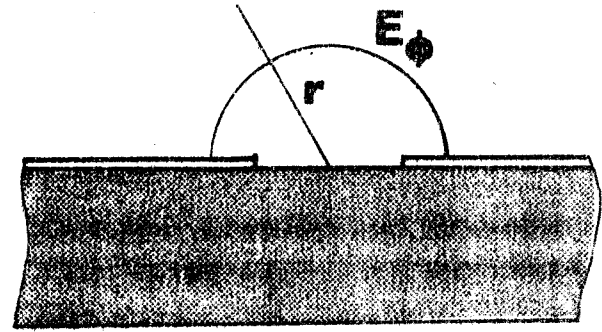
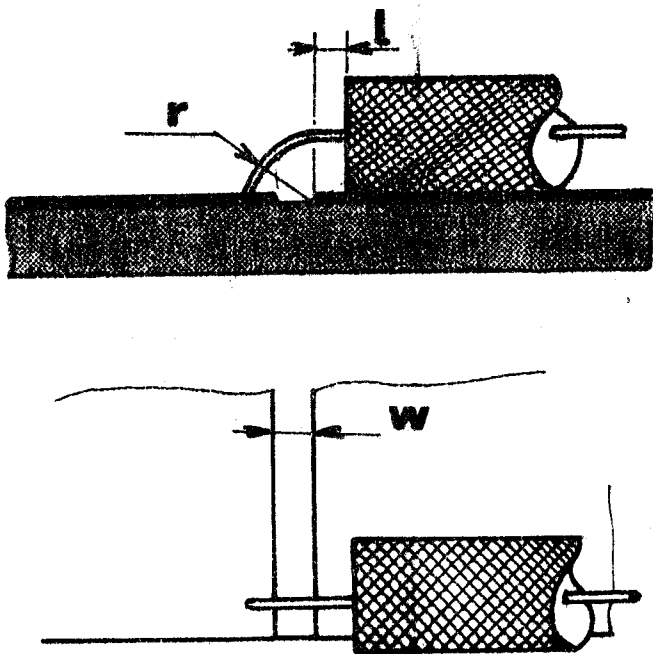
Une visualisation des champs électriques ou magnétiques est possible par un choix judicieux du support transformateur d'énergie. En pratique, nous utilisons surtout la visualisation en champ électrique car elle est la plus simple à mettre en oeuvre.

Cette méthode de visualisation des champs permet d'observer instantanément les niveaux d'énergie sur toute une surface. Il est alors facile de détecter les discontinuités sur un circuit et la mise au point est beaucoup plus rapide. Une telle méthode est applicable à la visualisation du champ rayonné par une antenne (4).

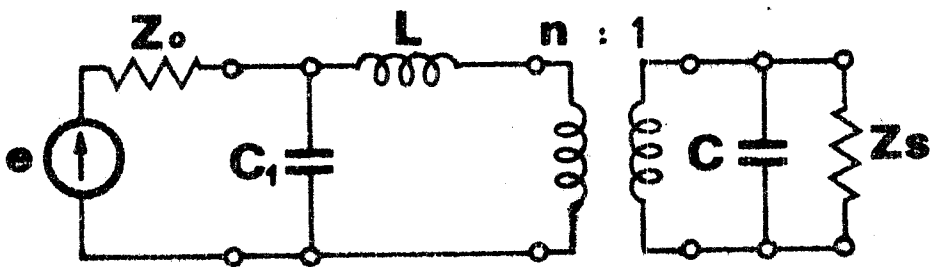
### III.5. ETUDE DES TRANSITIONS

Avant de pouvoir caractériser les lignes microfentes, nous avons étudié les possibilités de transition entre ces lignes et des structures plus conventionnelles.

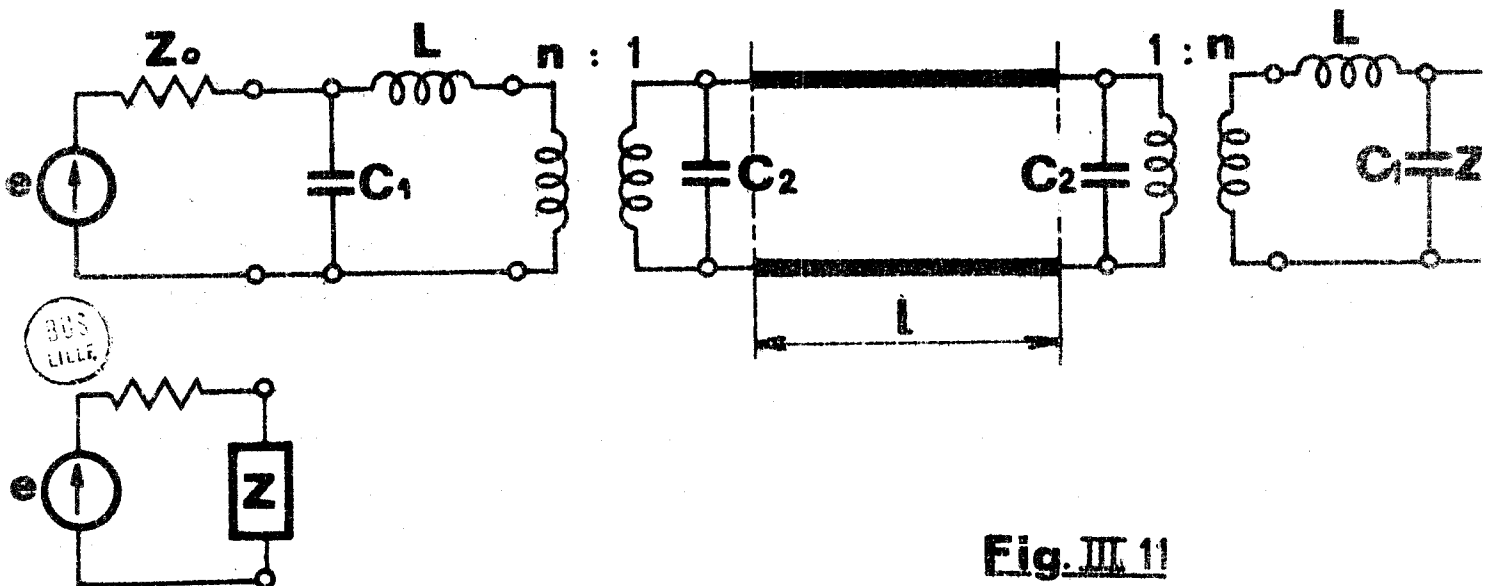
Pour mesurer les paramètres d'une transition, il est nécessaire de fermer tour à tour les guides la constituant sur leur impédance caractéristique. La difficulté de réaliser facilement une terminaison convenable et de définir



**Fig. III 9**

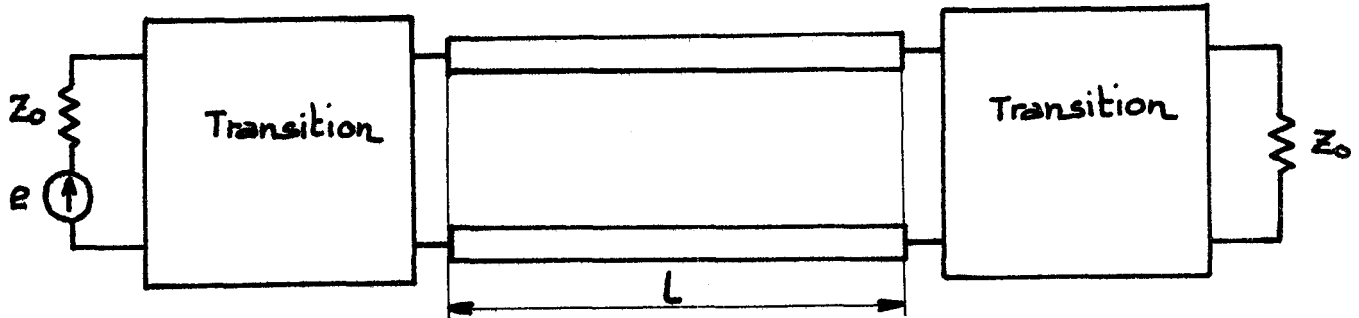


**Fig. III 10**



**Fig. III 11**

sans ambiguïté une impédance caractéristique, nous ont amenés à étudier un ensemble constitué de deux transitions et d'une longueur de ligne  $l$  (figure III.8).



Nous caractérisons cet ensemble par son coefficient de réflexion dans le plan d'entrée AA' de la première transition.

L'étude est faite à partir de schémas équivalents. L'optimisation se fait par variation des paramètres physiques de la transition.

Nous étudions en premier lieu les transitions définies par COHN (11) et DE RONDE (3), puis nous proposons une nouvelle transition réalisant un compromis intéressant dans la bande de fréquences où nous opérons.

### III.5.1. Transition coaxiale microfente

#### Généralités

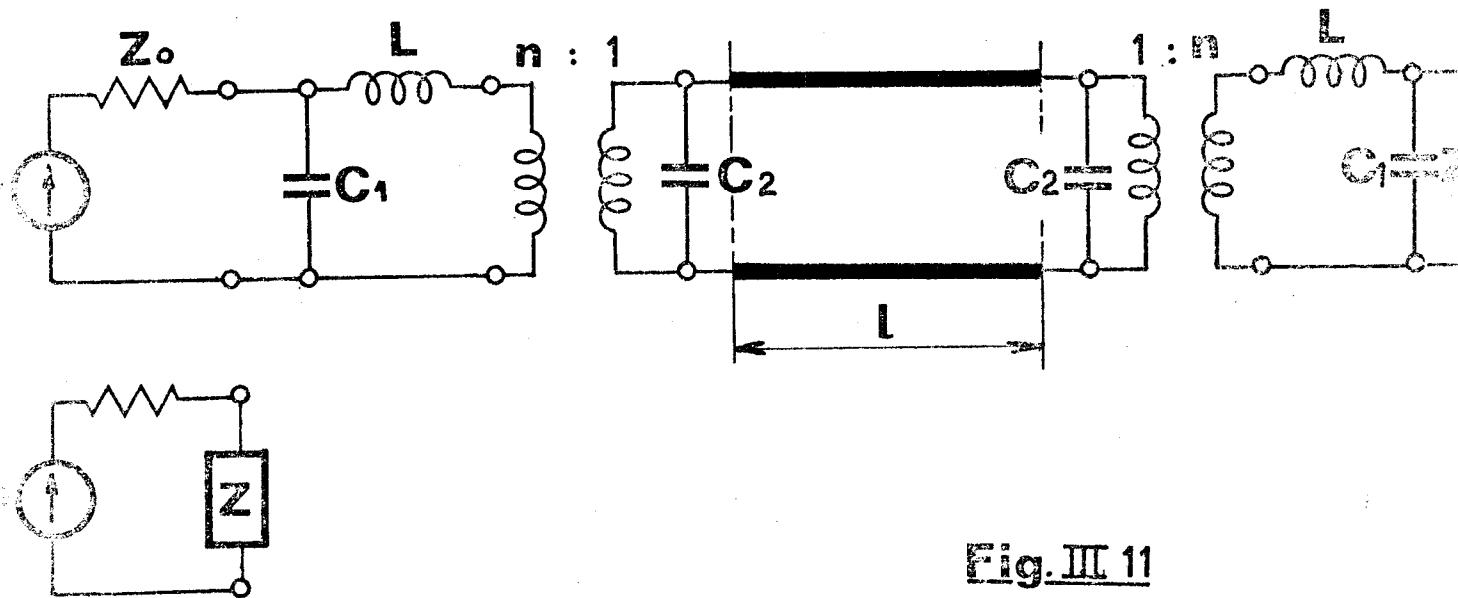
Proposée par COHN, cette transition a déjà été étudiée par JENNERS et MOSES dans le cas de substrats de permittivité relative très élevée ( $\epsilon_r = 16$ ) (8) (12). Elle consiste en une demi-boucle circulaire shuntant la fente. Cette boucle est réalisée à partir d'un coaxial semi rigide dont la gaine est soudée sur l'une des arêtes métalliques de la microfente. (figure III.9). Un schéma équivalent possible pour une telle transition est présenté figure III.10).

Définissons les divers paramètres :

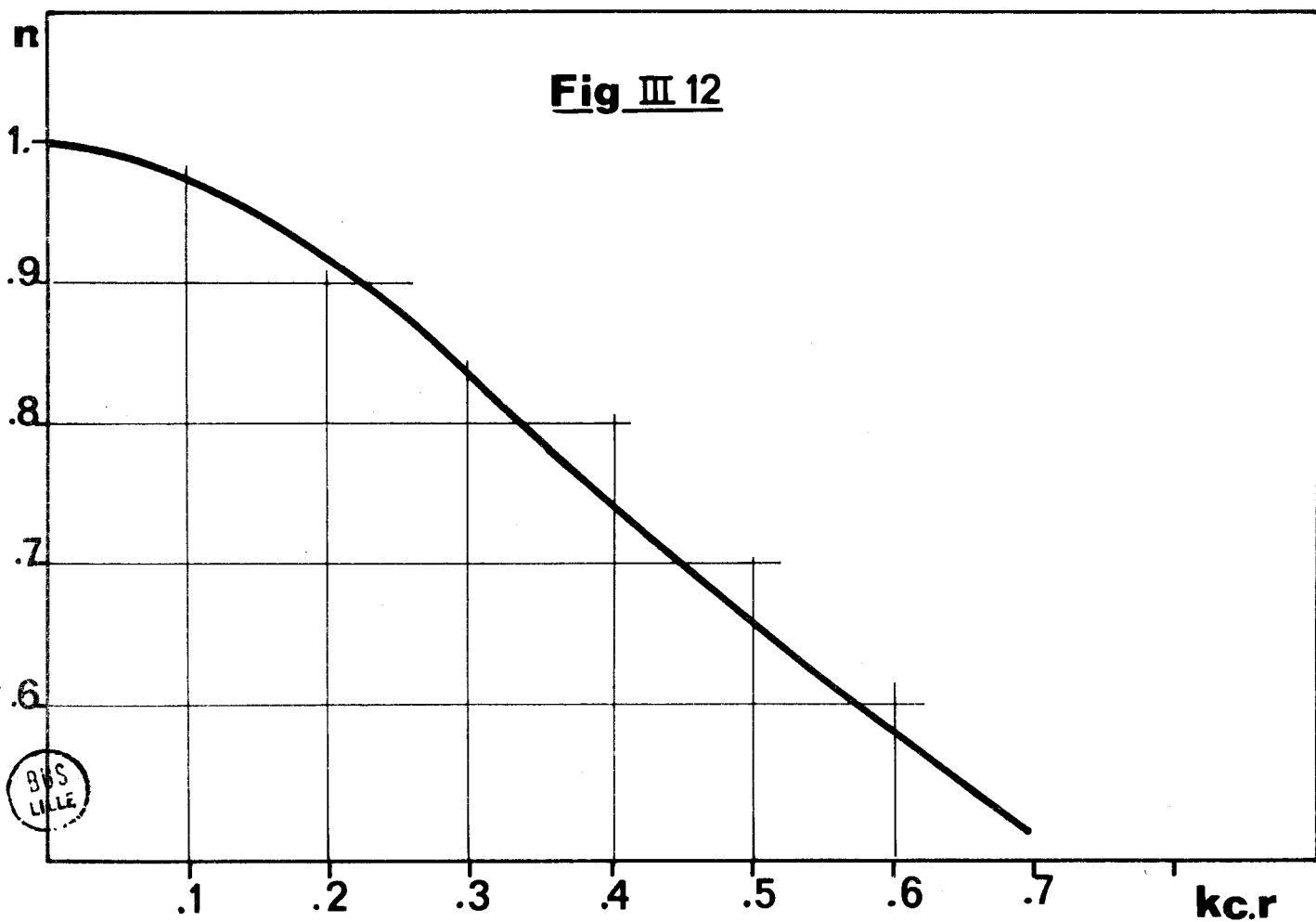
- $C_1$  : capacité due à la présence d'un conducteur au dessus du plan de masse.
- $C_2$  : capacité d'extrémité de ligne
- $L$  : inductance équivalente à la boucle.

L'étude de GROVER sur les inductances équivalentes, à des petits éléments de circuits (7) nous permet d'évaluer  $L$ .





**Fig. III 11**



$$L = \left( 0,63 r \ln \left( \frac{16r}{d} - 2 \right) \right)_{nH}$$

r et d étant exprimés en mm.

Le rapport de transformation  $n(\omega)$  est fonction de la fréquence, il peut être calculé à partir de la connaissance des champs dans un plan de section droite.

$$n(\omega) = \frac{V(r)}{V_0} = \frac{\Pi}{2} \left| K_c \cdot r \right| \cdot \left| H_1^{(1)}(K_c \cdot r) \right|$$

ou

$$K_c = j \frac{2\Pi}{\lambda} \sqrt{\left( \frac{\lambda}{\lambda_S} \right)^2 - 1}$$

$H_1^{(1)}(K_c \cdot r)$  est une fonction de Hankel à argument imaginaire pour laquelle nous utilisons le développement suivant :

$$H_1^{(1)}(jZ) = J_1(jZ) + jY_1(jZ)$$

ou encore si z est positif

$$H_1^{(1)}(jZ) = j I_1(Z) - \left( \frac{2}{\pi} K_1(Z) - I_1(Z) \right)$$

La figure III.2 donne n en fonction de  $K_{cr}$ .

### Calcul des impédances ramenées

a) Impédance ramenée par la seconde transition dans le plan CC' (voir figure III.1)

$$Z = R + j X$$

avec :

$$R = \frac{n^2 R_0}{(n^2 - X_0 C_2 \omega)^2 + (R_0 C_2 \omega)^2}$$

$$X = \frac{n^2 X_0 - C_2 \omega (R_0^2 + X_0^2)}{(n^2 - X_0 C_2 \omega)^2 + (R_0 C_2 \omega)^2}$$

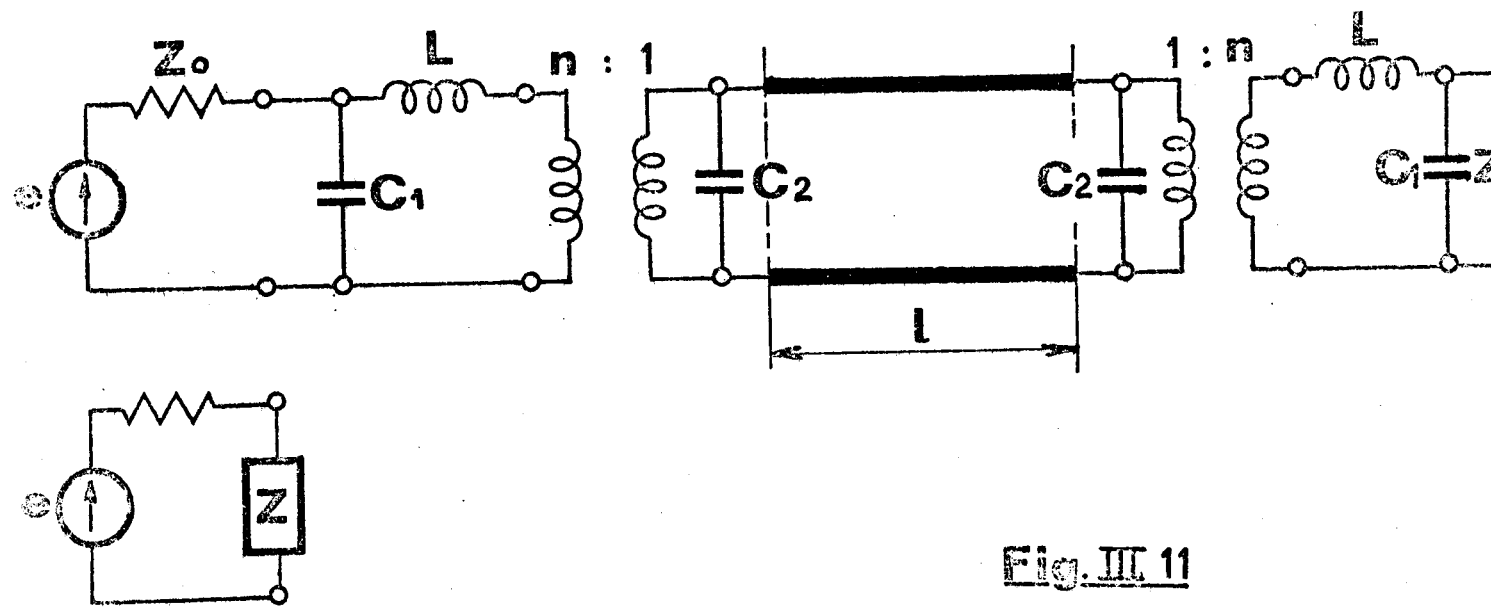


Fig. III 11



où  $R_0$  et  $X_0$  sont donnés par :

$$R_0 = \frac{Z_0}{1 + (C_1 \omega Z_0)^2}$$

et

$$X_0 = \frac{L\omega - C_1 \omega Z_0^2 (1 - LC_1 \omega^2)}{1 + (C_1 \omega Z_0)^2}$$

b) Impédance ramenée dans le plan BB' (voir figure III.11)

L'impédance  $Z$  se transforme ensuite tout au long de la ligne. Les meilleurs résultats sont obtenus lorsque la partie réelle  $R$  de l'impédance  $Z$  est proche de  $Z_{S_0}$  (impédance caractéristique de la ligne microfente) et que la partie imaginaire  $X$  est nulle. C'est ce que nous nous efforçons de réaliser en jouant sur les paramètres géométriques de la transition.

Impédance ramenée dans le plan BB'

$$Z' = R' + jX'$$

avec :

$$R' = Z_{S_0} \frac{R Z_{S_0} (1 + \operatorname{tg}^2 \beta l)}{(Z_{S_0} - X \operatorname{tg} \beta l)^2 + R^2 \operatorname{tg}^2 \beta l}$$

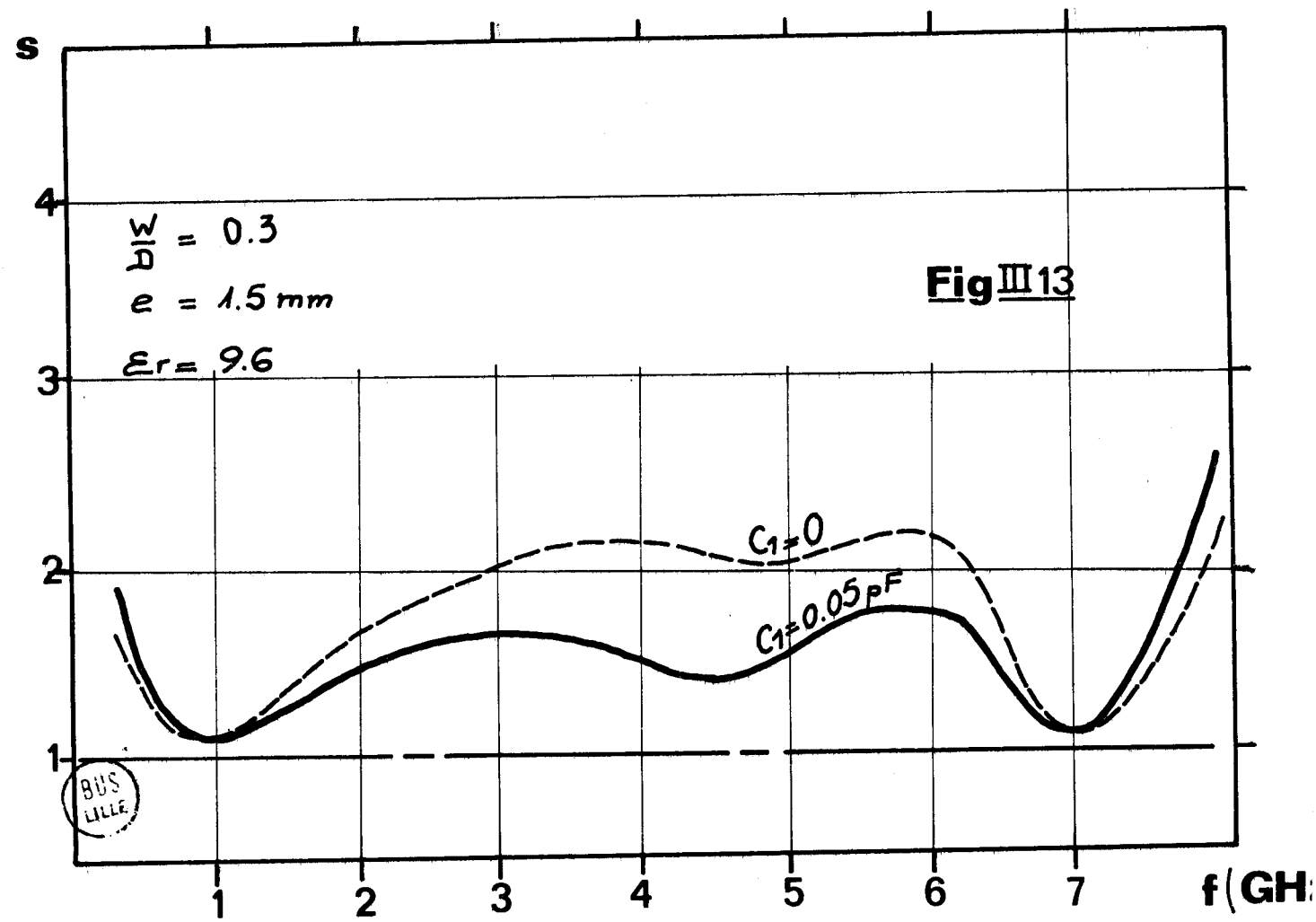
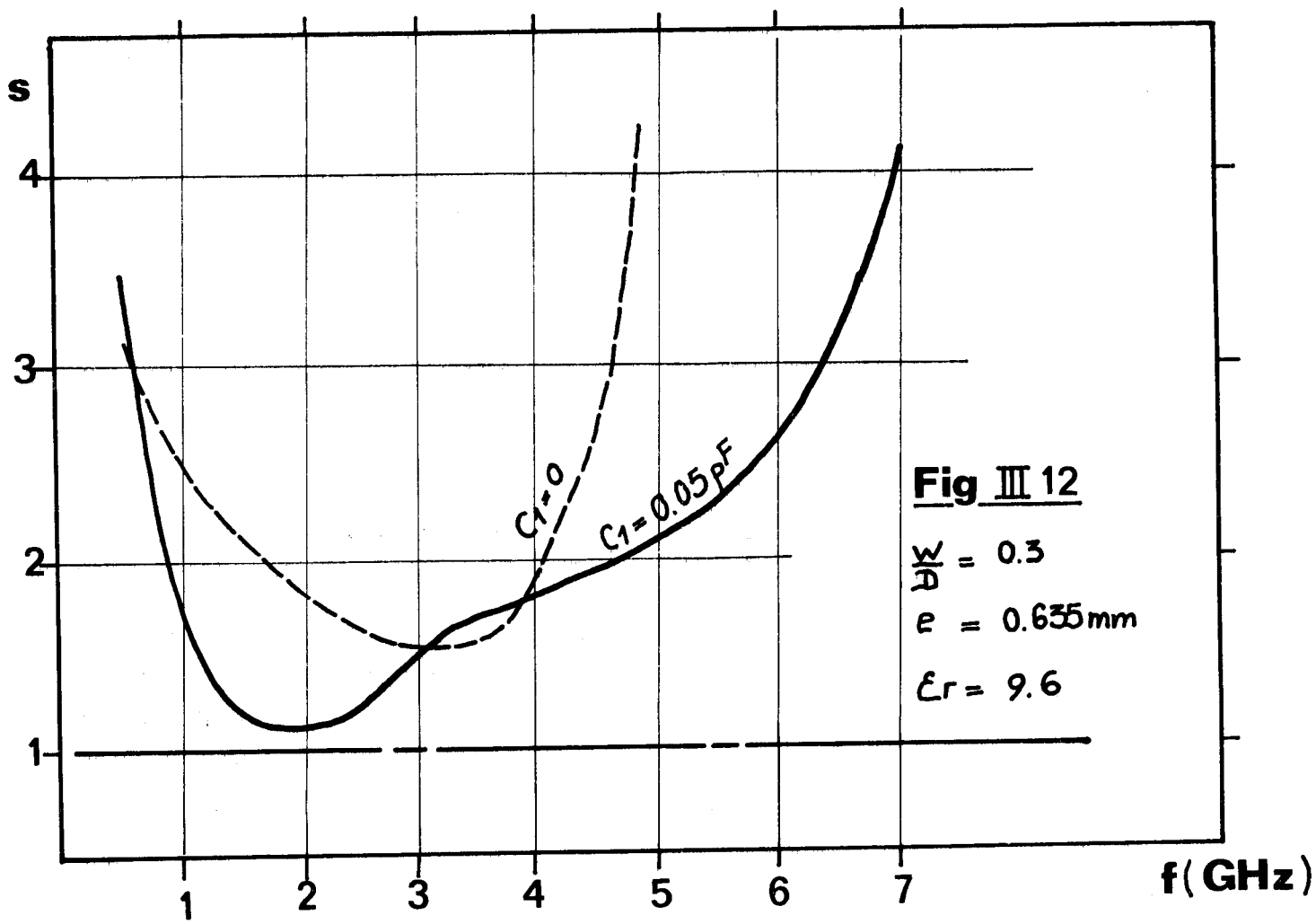
$$X' = Z_{S_0} \frac{X Z_{S_0} (1 - \operatorname{tg}^2 \beta l) - \operatorname{tg} \beta l (X^2 + R^2 - Z_{S_0}^2)}{(Z_{S_0} - X \operatorname{tg} \beta l)^2 + R^2 \operatorname{tg}^2 \beta l}$$

c) Calcul de l'impédance ramenée dans le plan d'entrée AA' de la première transition.

$$Z = R + jX$$

$$R = \frac{R''}{(1 - X'' C_1 \omega)^2 + (R'' C_1 \omega)^2}$$

$$X = \frac{X'' - C_1 \omega (X''^2 + R''^2)}{(1 - X'' C_1 \omega)^2 + (R'' C_1 \omega)^2}$$



où :

$$R'' = n^2 \frac{R'}{(1-X'C_2\omega)^2 + (R'C_2\omega)^2}$$

$$X'' = L\omega + n^2 \frac{X'-C_2\omega(X'^2+R'^2)}{(1-X'C_2\omega)^2 + (R'C_2\omega)^2}$$

$$\text{d'où} \quad \rho(\omega) = \frac{Z(\omega) - Z_0}{Z(\omega) + Z_0} \quad S(\omega) = \frac{1 + |\rho(\omega)|}{1 - |\rho(\omega)|}$$

Les variations de cette impédance en fonction de la fréquence sont étudiées numériquement.

### Réalisations pratiques

Dans un premier temps, nous avons réalisé la transition telle qu'elle a été définie par COHN, le conducteur extérieur du coaxial semi-rigide s'arrêtant au bord de la ligne microfente (figure III.9  $l_1 = 0$ ), Cette solution est perfectible en ajustant la longueur  $l_1$ , ce qui équivaut à placer une capacité  $C_1$  variable dans le schéma proposé par MOSES. Les figures III.13 et III.14 donnent les variations théoriques du taux d'onde stationnaire en fonction de la fréquence pour des structures de ce type, réalisées sur substrat d'alumine d'épaisseur 0,635 mm et 1,5 mm. Le coaxial utilisé est l'UT 141 A de MICROCOAX d'impédance caractéristique 50  $\Omega$ .

Nous pouvons observer qu'une telle transition est du type passe bande.

#### - en basse fréquence

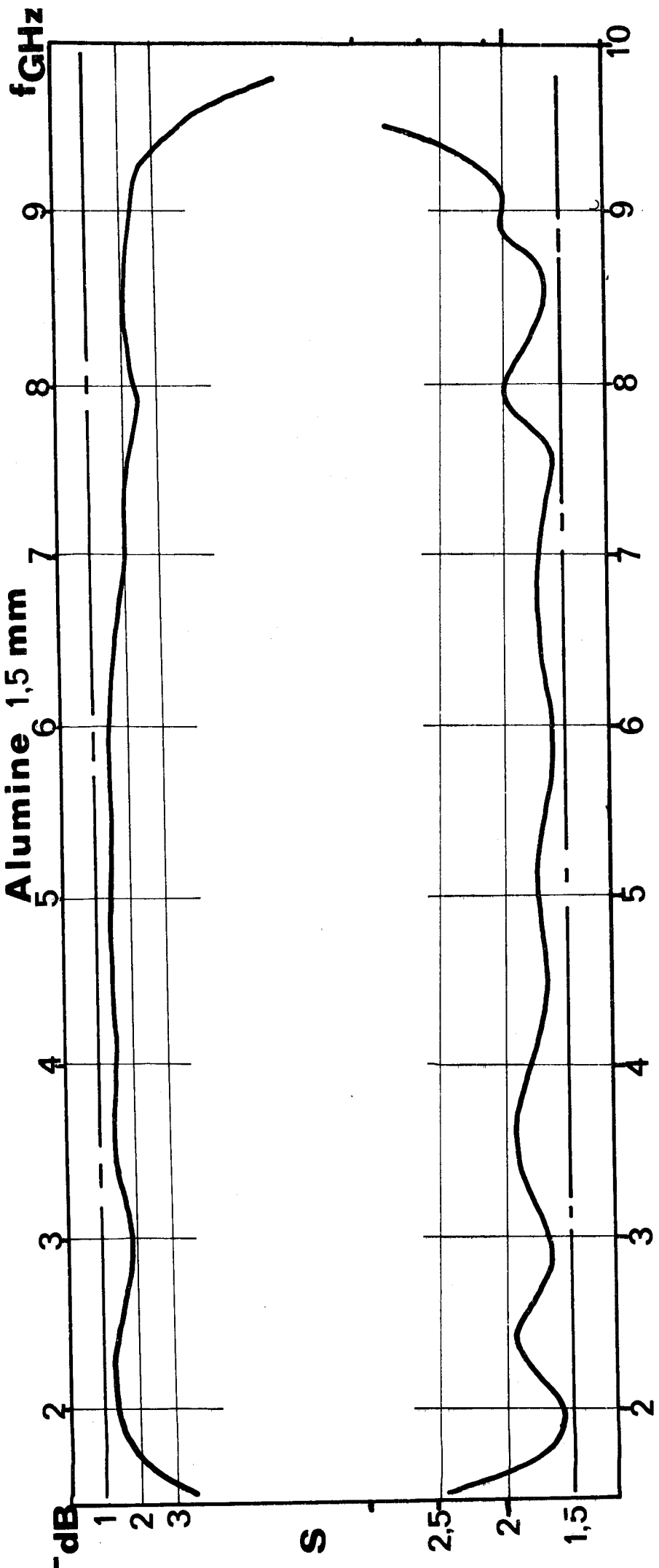
elle est limitée par la variation très rapide de l'impédance caractéristique de la ligne microfente. Ceci est d'autant plus sensible que le substrat est de faible épaisseur (figure III.13).

#### - dans la bande

ses performances dépendent étroitement des caractéristiques géométriques de la jonction. Il faut trouver un compromis judicieux entre la largeur de la fente et les dimensions de la boucle.

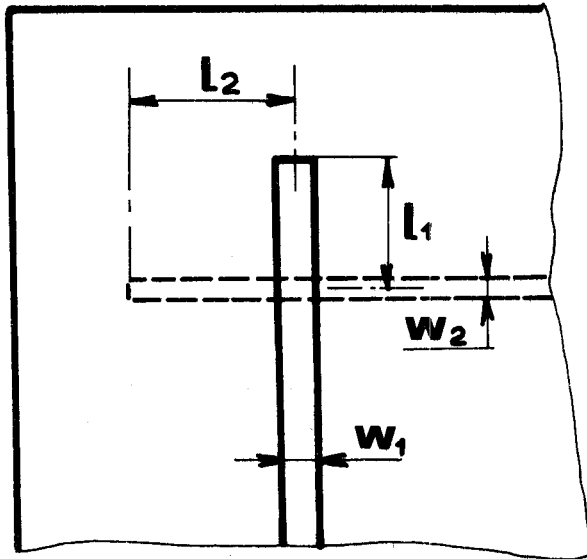
$$\frac{W}{D} = 0,3$$

Alumine 1,5 mm

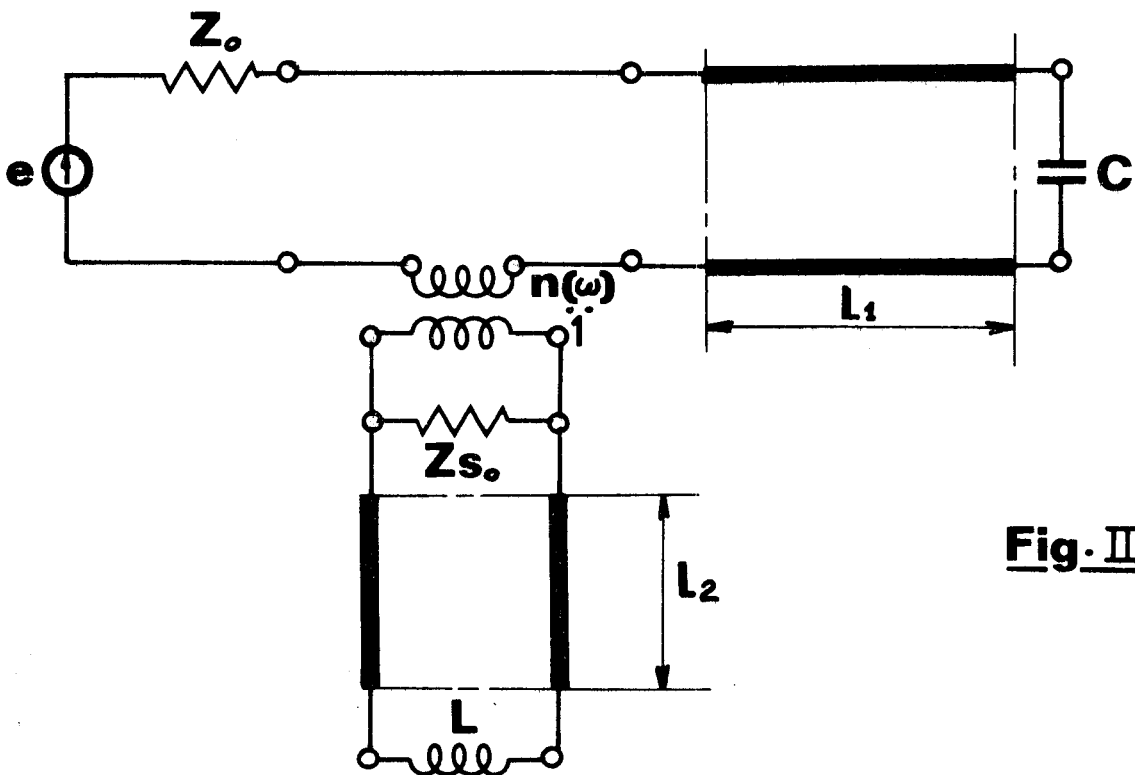


**Fig III 15**

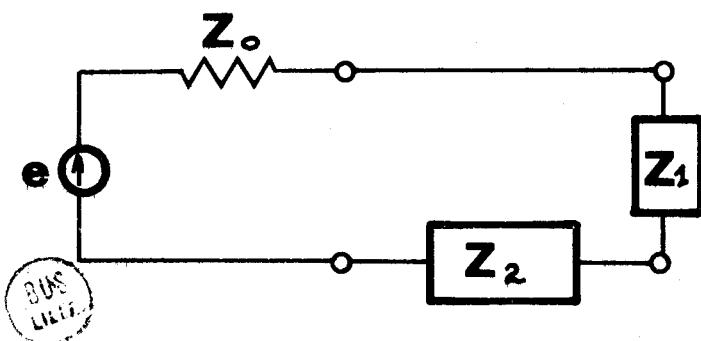




**Fig. III 16**



**Fig. III 17**





- en haute fréquence

. L'onde a tendance à se concentrer à l'intérieur du diélectrique : pour être satisfaisante, l'excitation doit être proche du plan de la fente (figure III.9 r petit).

. La transition introduit des éléments réactifs dont l'influence s'accroît avec la fréquence.

La conjugaison de ces deux phénomènes entraîne une coupure brutale aux environs de 7 GHz.

Ne pouvant intervenir sur la limite basse de la transition, nous avons tenté d'augmenter la fréquence de coupure haute. Pour cela, deux solutions sont envisagées :

- utiliser un coaxial de plus petit diamètre
- Conserver le même type de câble mais intervenir sur la forme de la boucle.

L'étude expérimentale conduit à des performances acceptables jusqu'en bande X. Toutefois, le caractère artisanal de sa conception limite la reproductibilité de ce type de transition et, on ne peut envisager son emploi exclusif dans la réalisation de composants microfentes (figure III.15).

### III.5.2. Transition microbande-microfente

#### Généralités

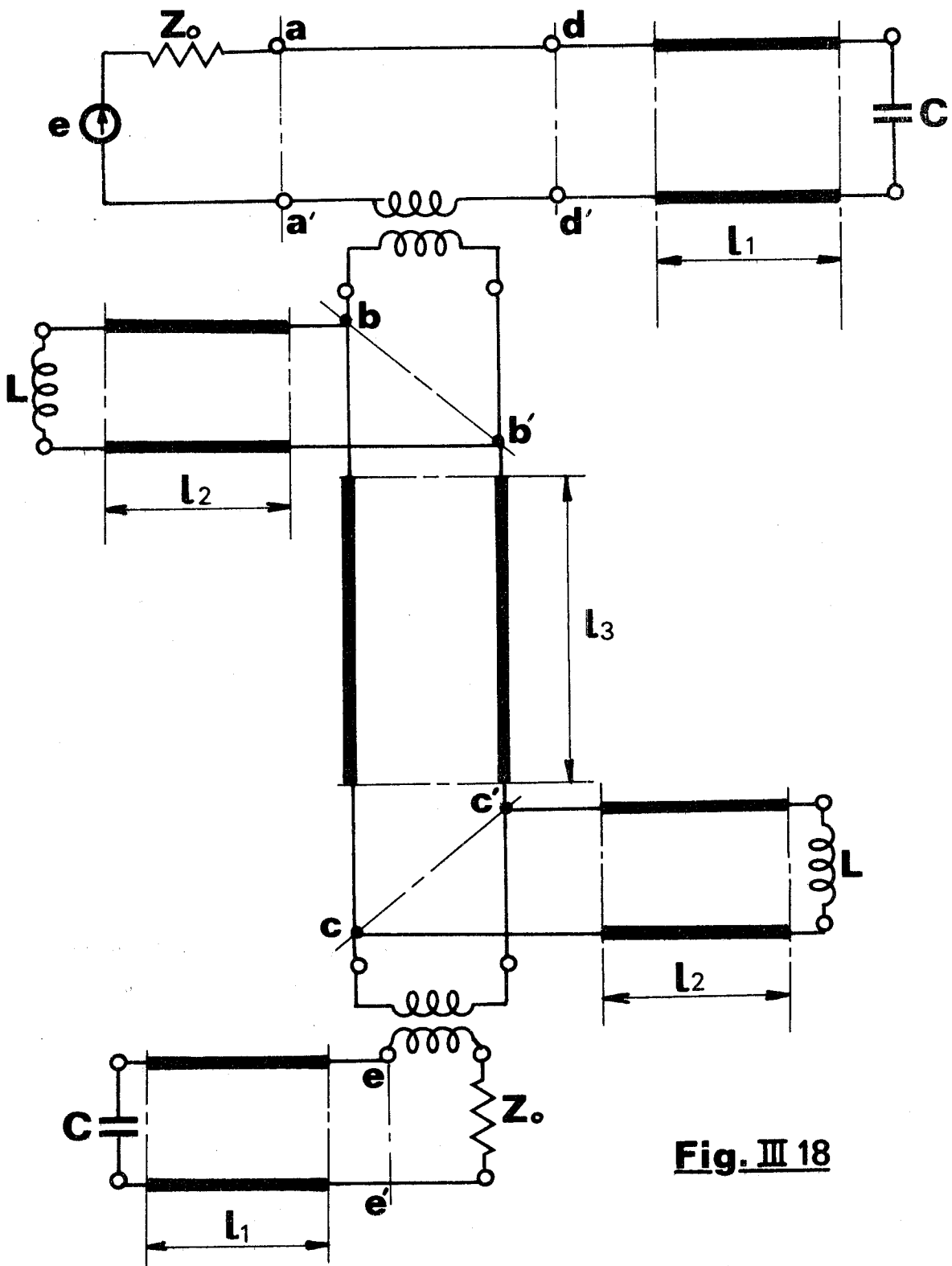
Cette transition est présentée à la figure III.16 sous sa forme la plus classique : la ligne microfente est réalisée dans le plan de la masse de la ligne microbande. Elle est perpendiculaire à cette dernière.

La ligne microfente est terminée par un "pseudo court-circuit" (III.1) la ligne microbande par un "pseudo circuit ouvert".

Tout comme pour la transition coaxial-microfente, il est possible de proposer un schéma équivalent (12) (figure III,17).

Les discontinuités sont introduites dans le schéma équivalent sous leur forme la plus simple.

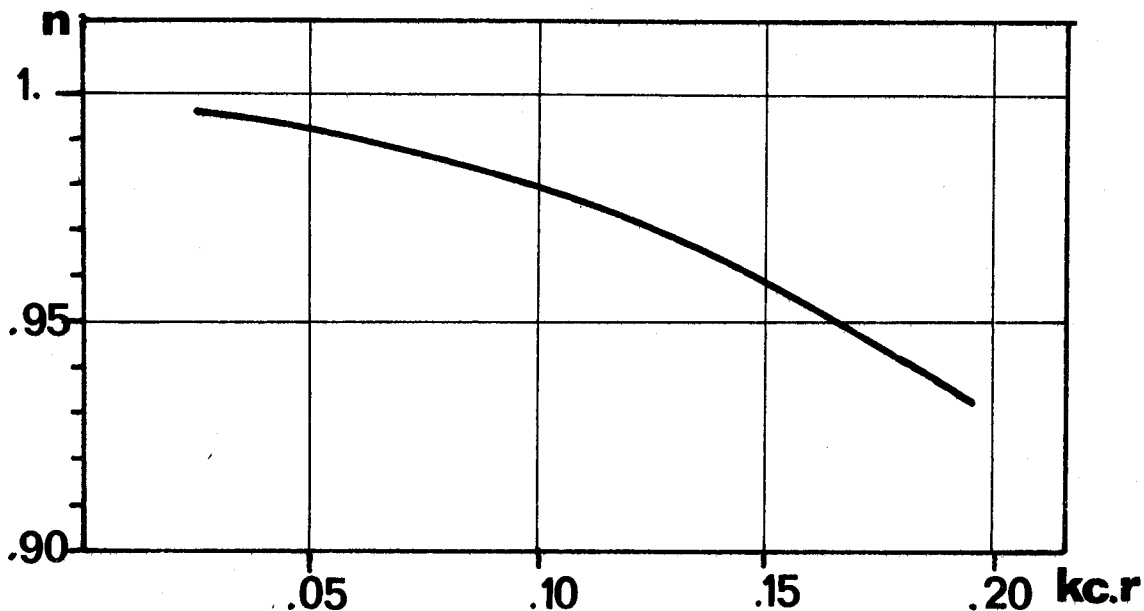
Les travaux de KNORR et SAENZ sur les microfentes dissymétriques court-circuitées" (10) permettent d'évaluer la valeur de l'inductance L en fonction du substrat et de la largeur de la ligne (figure III.1). Malheureusement, à notre connaissance, aucune mesure de ce type n'a été faite en ce qui concerne les structures symétriques.



**Fig. III 18**

La capacité est déterminée à partir des publications de NAPOLI et HUGHES (13) et SILVESTER . BENEDEK (16).

La connaissance de l'intensité des champs en tout point de la structure permet d'évaluer le rapport de transformation  $n(\omega)$ . La figure montre l'évolution de  $n$  avec la fréquence pour un substrat d'alumine d'épaisseur 0.635 mm.



L'étude est faite à partir du schéma équivalent de la figure III.18

Nous calculons l'impédance ramenée dans le plan d'entrée AA' de la première transition et en déduisons l'évolution du taux d'onde stationnaire avec la fréquence. Au delà de 6 GHz, nous tenons compte de la dispersion sur la ligne microbande.

#### Calcul de l'impédance ramenée

Impédance ramenée dans le plan CC'

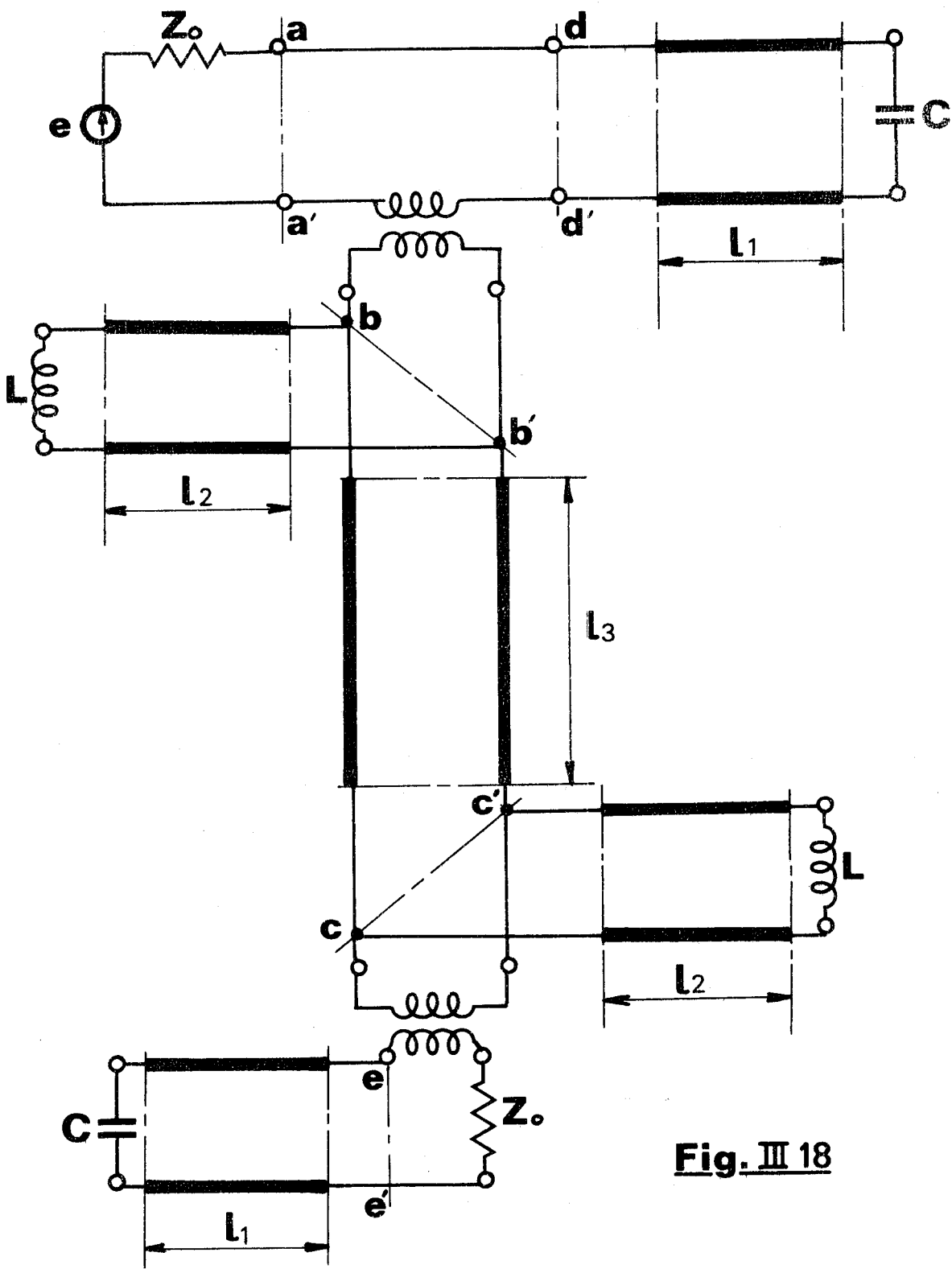
$$Z = R + j X$$

$$R = \frac{n^2 Z_0 x_2^2}{Z_0^2 + (X_1 + n^2 X_2)^2}$$

$$X = \frac{X_2 \left[ Z_0^2 + X_1 (X_1 + n^2 X_2) \right]}{Z_0^2 + (X_1 + n^2 X_2)^2}$$

$X_1$  : susceptance due à la capacité C ramenée dans le plan EE'

$X_2$  : susceptance due a l'inductance L et ramenée dans le plan CC'



**Fig. III 18**

L'impédance ramenée dans le plan BB' s'écrit :

$$R'' = \frac{R' X_2^2}{R'^2 + (X_2 + X')^2}$$

$$Z'' = R'' + j X''$$

$$X'' = \frac{X_2 \left( R'^2 + X' (X_2 + X') \right)}{R'^2 + (X_2 + X')^2}$$

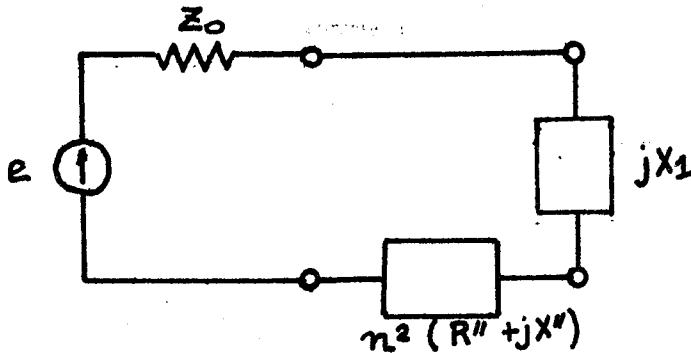
avec :

$$R' = Z_{S_0} \frac{R Z_{S_0} (1 + \operatorname{tg}^2 \beta l)}{(Z_{S_0} - X \operatorname{tg} \beta l)^2 + R^2 \operatorname{tg}^2 \beta l}$$

et :

$$X' = Z_{S_0} \frac{X Z_{S_0} (1 - \operatorname{tg}^2 \beta l) - \operatorname{tg} \beta l (X^2 + R^2 - Z_0^2)}{(Z_{S_0} - X \operatorname{tg} \beta l)^2 + R^2 \operatorname{tg}^2 \beta l}$$

En définitive, le schéma équivalent se ramène à :



$$Z = R + jX \quad \begin{cases} R = n^2 R'' \\ X = X_1 + n^2 X'' \end{cases}$$

d'où :

$$\rho(\omega) = \frac{Z(\omega) - Z_0}{Z(\omega) + Z_0} \quad \text{et} \quad \xi(\omega) = \frac{1 + |\rho(\omega)|}{1 - |\rho(\omega)|}$$

BUS  
LILLE

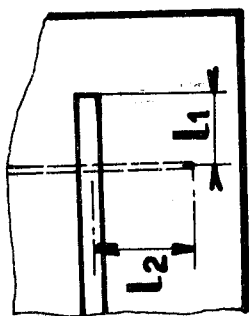
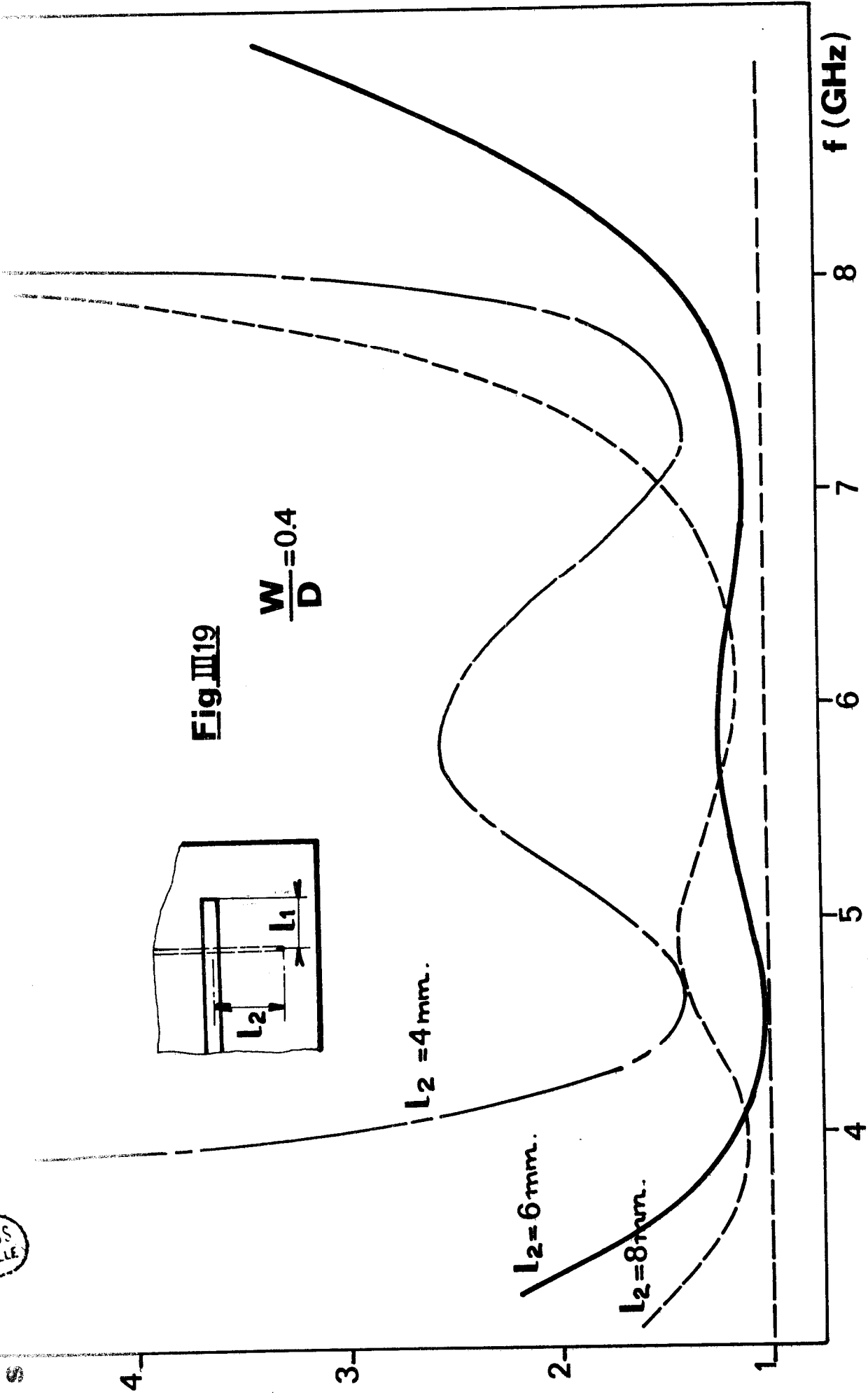


Fig. III19

$$\frac{W}{D} = 0.4$$



Il est intéressant d'analyser le comportement de cette structure en fonction des divers paramètres du schéma équivalent, en particulier des longueurs  $l_1$  et  $l_2$ .

#### Etude en fonction de $l_1$ et $l_2$

La figure III.19 montre l'évolution du taux d'onde stationnaire en fonction de la fréquence pour deux transitions réalisées sur alumine d'épaisseur 0,635 mm. Nous voyons que quelle que soit  $l_2$ , on ne peut guère espérer une bande passante dépassant l'octave. La variation de  $l_2$  entraîne une variation de la fréquence centrale de la transition sans altération notable des performances.

Une étude similaire en fonction de  $l_1$  donne un résultat analogue. Il en résulte qu'un choix judicieux des longueurs  $l_1$  et  $l_2$  permet d'utiliser une même structure entre 4 et 11 GHz (figure III.20).

La dispersion sur la ligne microbande altère légèrement les performances de la structure étudiée. L'étude expérimentale montre qu'une structure de ce type est utilisable jusque 10 GHz (figure III.21). Ces transitions sont réalisées par photogravure, ce qui assure la reproductibilité de leurs performances.

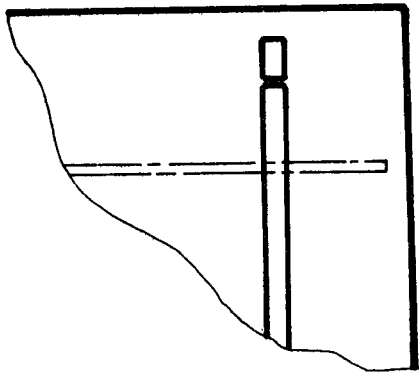
#### Possibilités d'optimisation en fréquence de la transition microbande - microfente

C'est en fait la variation rapide de  $X_1$  et  $X_2$  avec la fréquence qui limite les performances de la transition microbande-microfente. Pour que celles-ci soient acceptables, il faut que :

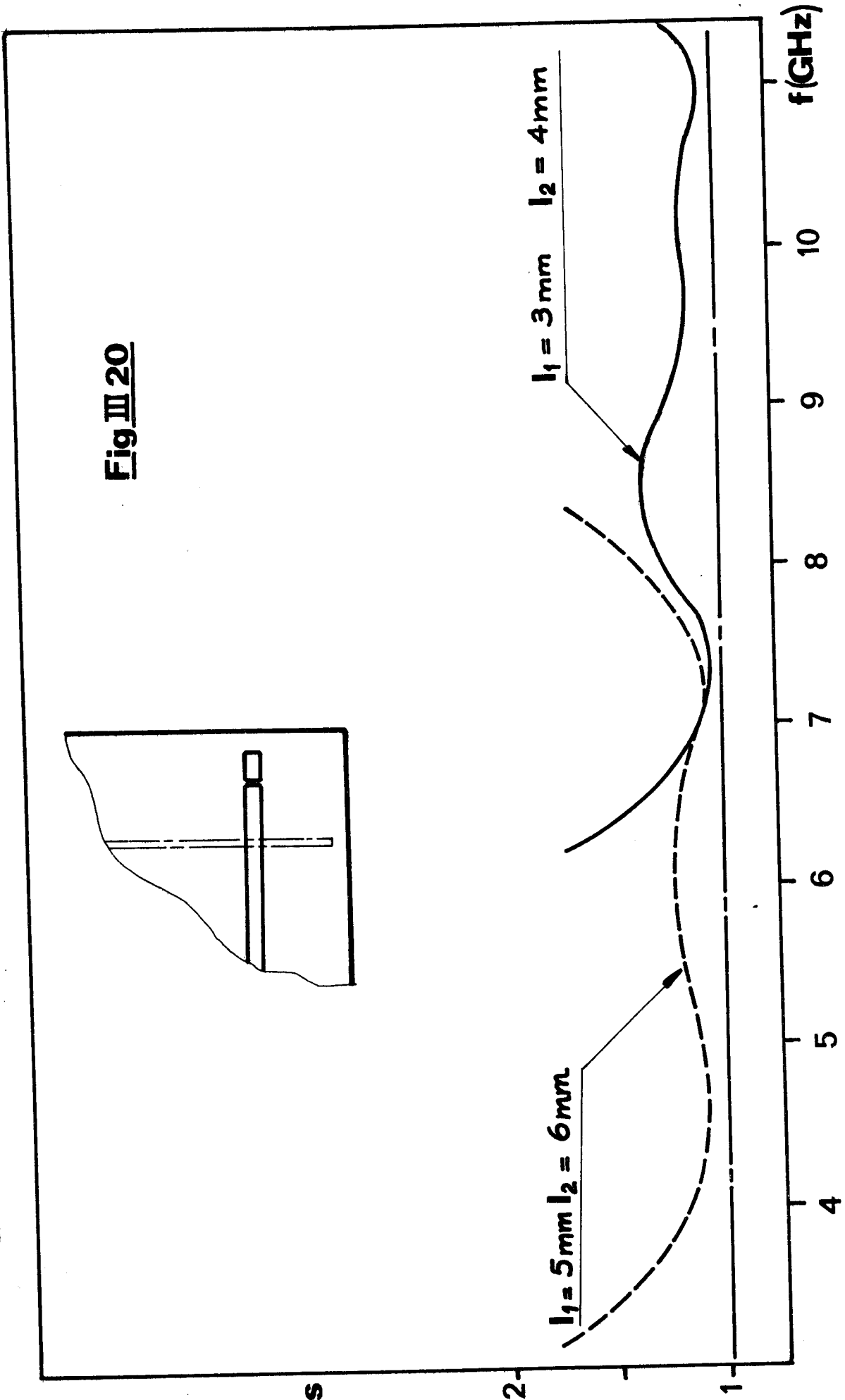
- $X_1$  soit faible
- $X_2$  soit élevée
- l'"impédance de fermeture" de la ligne microbande soit constante et proche de son impédance caractéristique.

Les transitions à trous métallisés proposés par DE RONDE semblent répondre aux deux premières conditions (figure III.22). En effet :

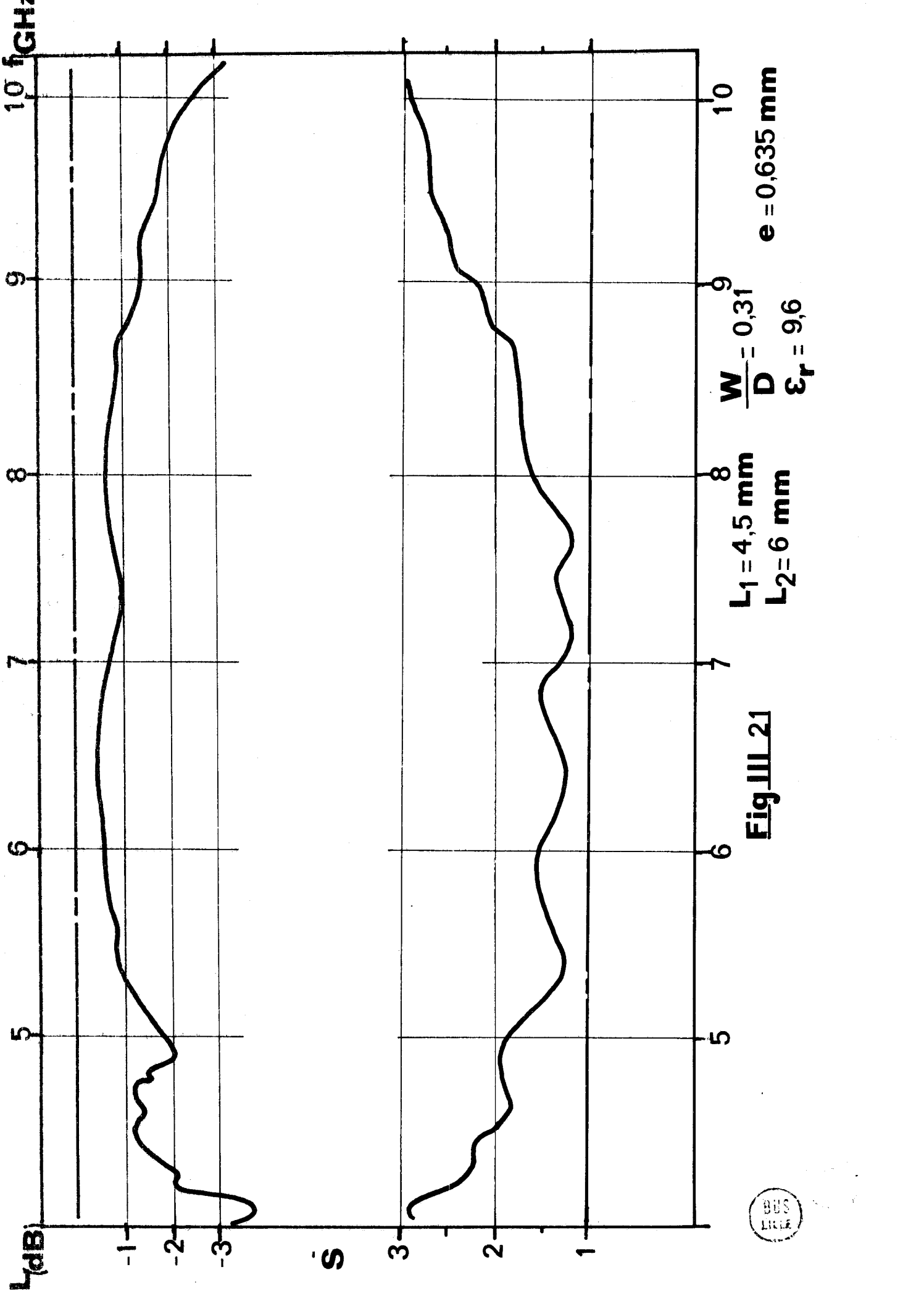
- \*  $X_1$  sera toujours faible si l'on peut ramener un court-circuit à une distance  $d$  de la microfente telle que  $d$  soit devant la longueur d'onde sur la microbande.



**Fig III 20**

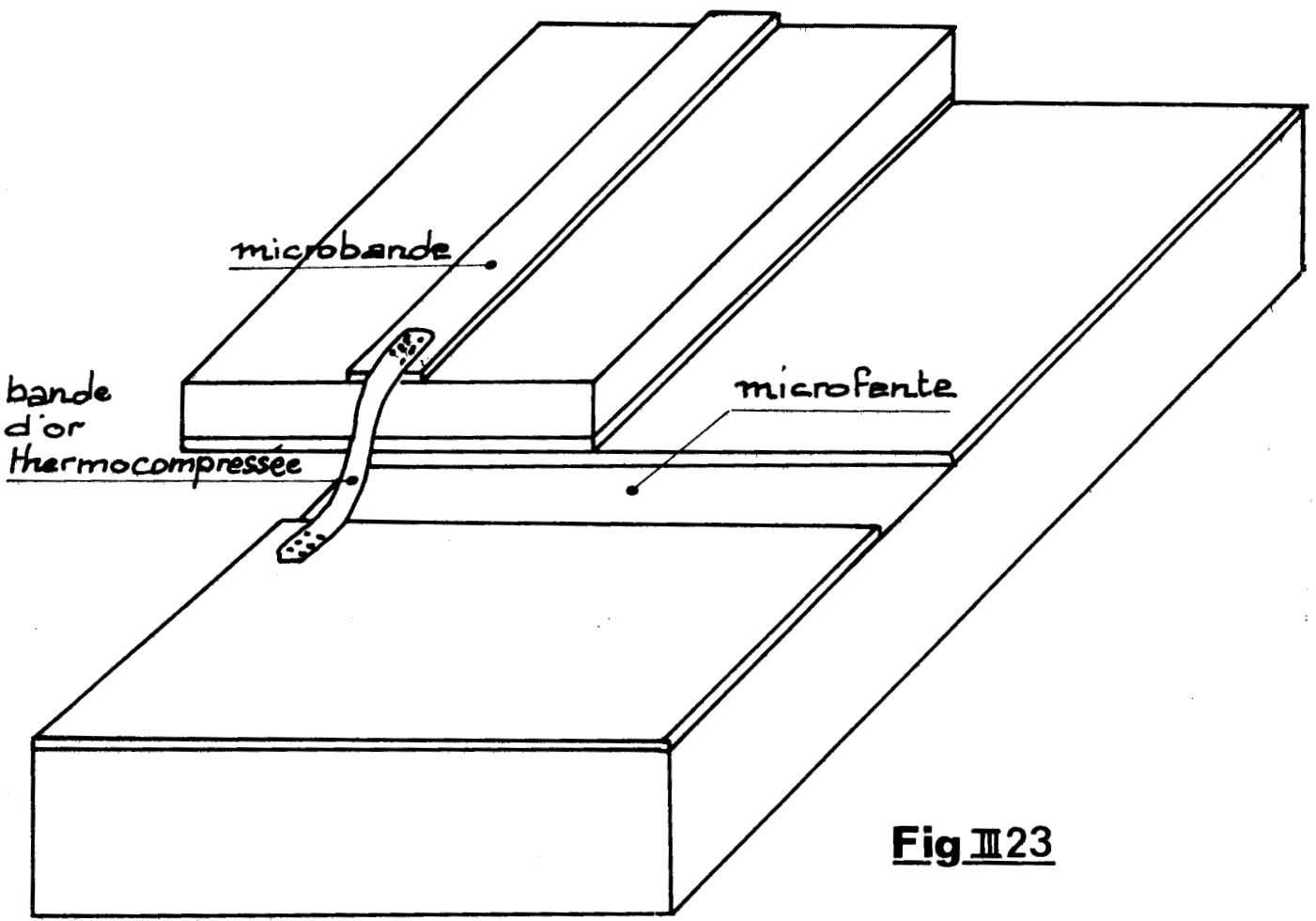
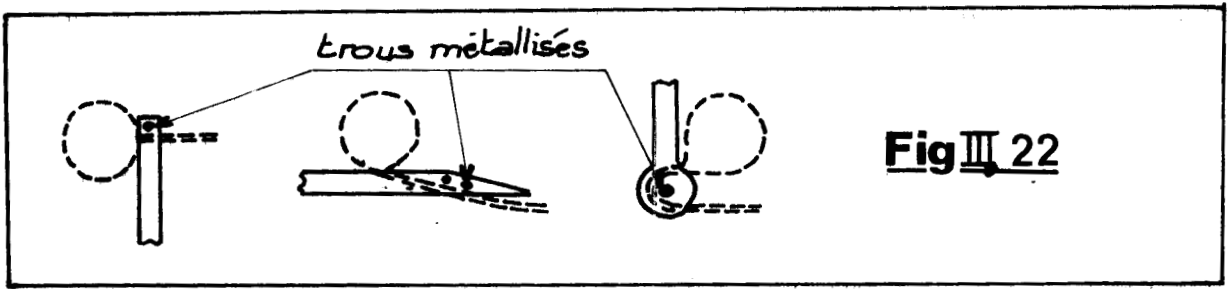






**Fig III 21**





ONS  
LILLE

\*  $X_2$  aura une valeur élevée si l'on termine la ligne microfente par un "pseudo circuit ouvert".

La technologie de réalisation des trous métallisés étant difficile à mettre au point, nous ne l'utilisons pas au laboratoire.

Par contre, l'étude d'une transition utilisant un pseudo circuit ouvert ( $X_2$  élevé) a été menée expérimentalement.

La bande utile de cette réalisation est comparable à celle de la structure présentée à la figure (III.21), les pertes d'insertion sont moins élevées.

Pour les structures que nous venons de définir, nos équipements technologiques ne nous permettent pas d'atteindre les performances optimales prévisibles. Ceci nous a amené à concevoir un nouveau type de transition à large bande qui réalise un compromis entre la transition coaxial-microfente et la transition microbande-microfente.

### III.5.3. Etude d'une nouvelle transition

La transition présentée figure III.23 se compose d'une ligne microbande couplée à la microfente par une boucle (bande d'or thermo-compressée). Cette transition peut être étudiée à partir du schéma équivalent à la transition coaxiale microfente à condition qu'en haute fréquence, on tienne compte des propriétés dispersives de la ligne microbande.

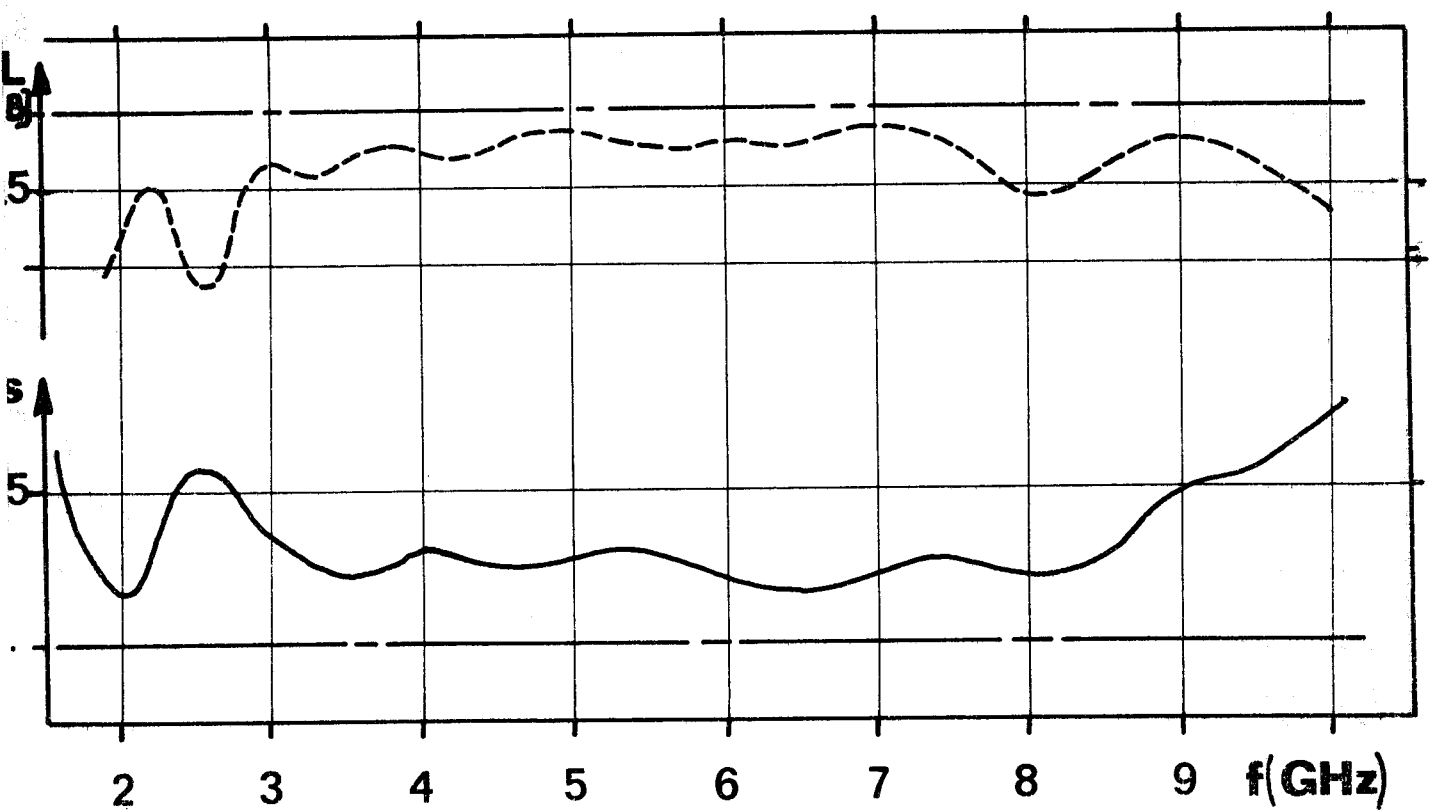
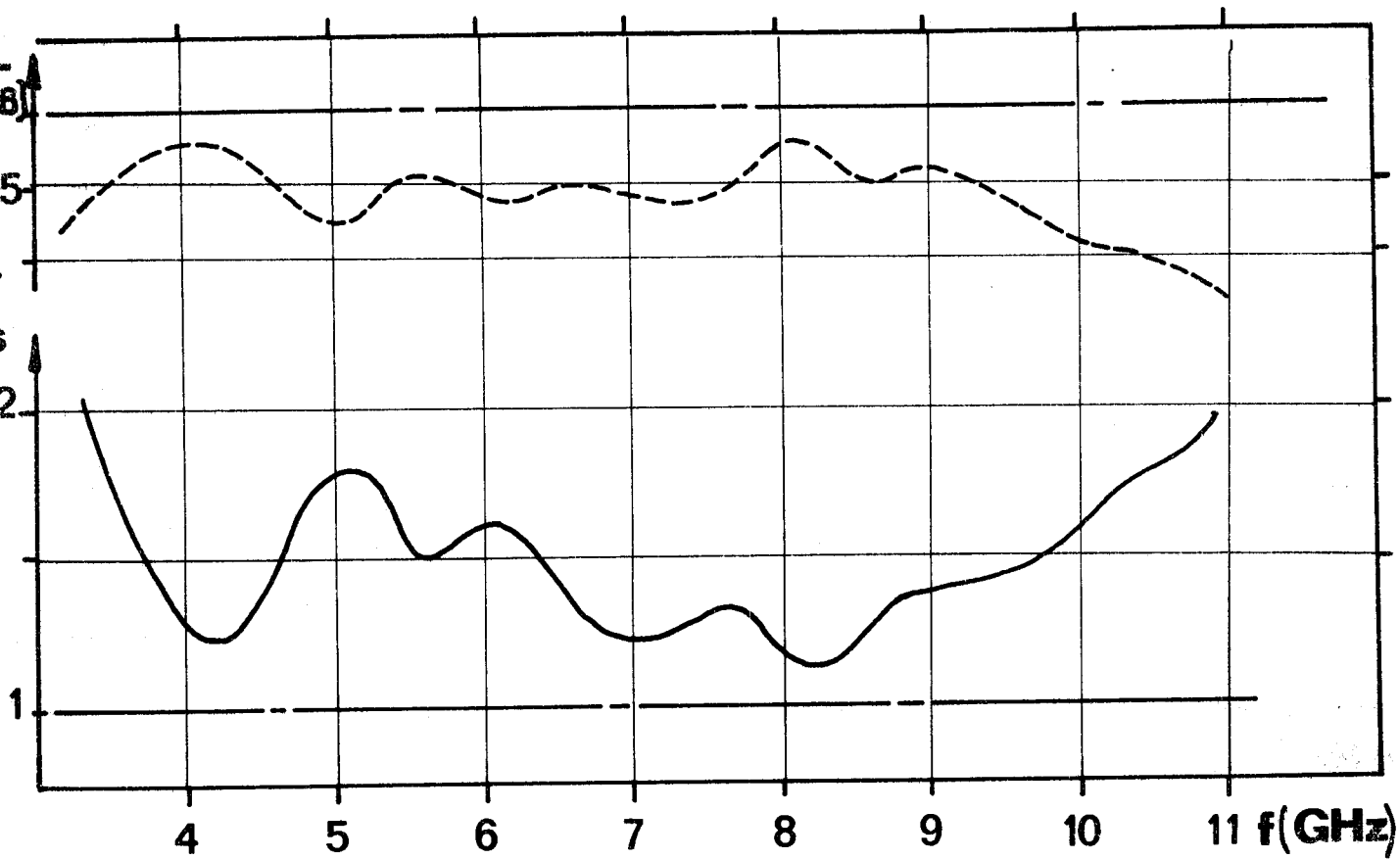
La boucle est très petite, son inductance est évaluée à partir de la formule proposée par GROVER  $L = 0,4 r \left( \ln \frac{8r}{D} - 0,5 \right) \text{ nH}$   
Les plaquettes rapportées sont réalisées à partir de substrats d'alumine d'épaisseur 0,635 mm et 0,210 mm mais il est possible d'utiliser des matériaux de permittivité relative moins importante afin de favoriser la montée en fréquence. La figure III.24 donne les résultats obtenus. Sur une faible bande de fréquence, les résultats sont particulièrement intéressants :

de 8 à 10 GHz                      TOS < 1.16  
pertes < 0.6 dB

Utilisées à large bande, les performances restent acceptables :

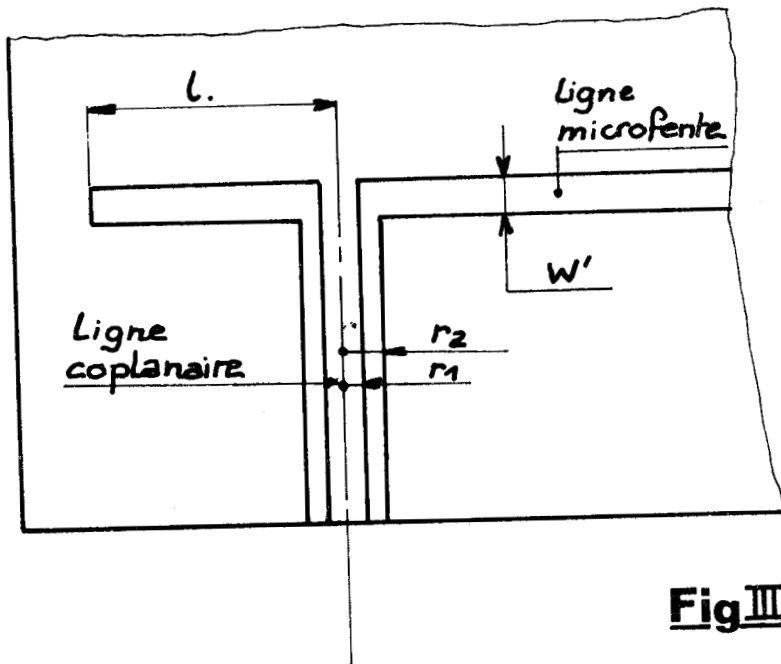
de 1 à 10 GHz  
pour  $\frac{W}{D} = 0,3$   
D = 1,5 mm  
TOS < 1.7  
pertes < 1.2 dB

C'est ce type de transition que nous utilisons pour la réalisation de composants microfentes.

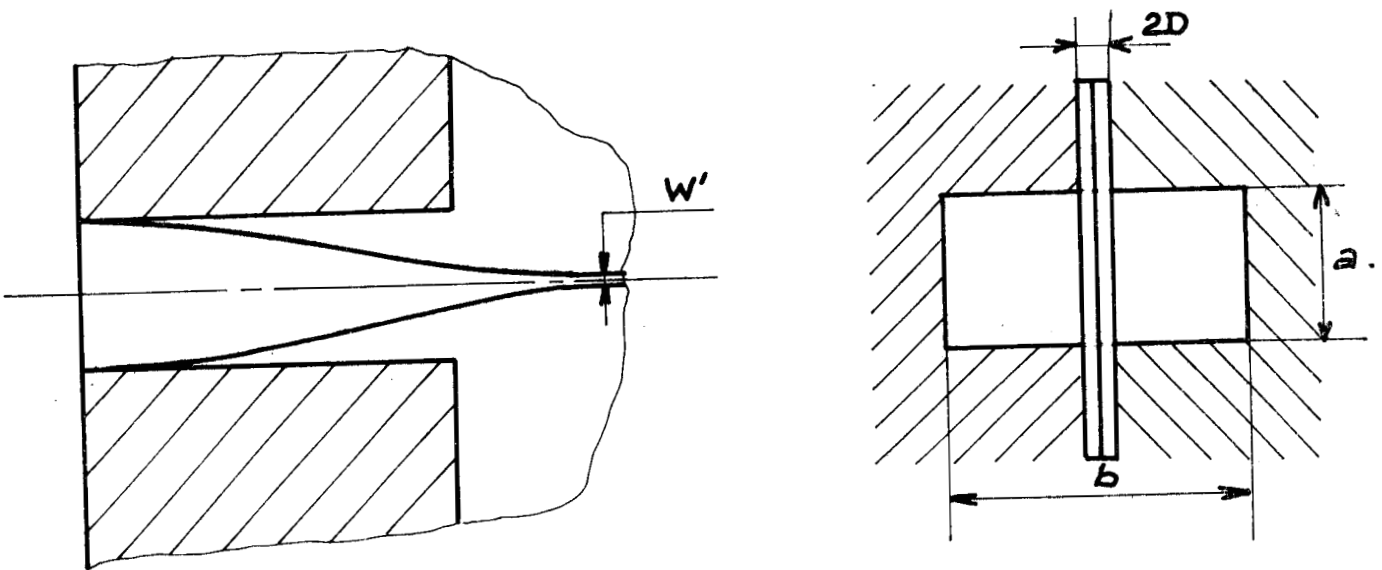


**Fig III 24**





**Fig III 25**



**Fig III 26**

BUS  
WILEY

L'étude expérimentale montre qu'une structure de ce type est utilisable jusque 10 GHz. Ces transitions sont réalisées par photogravure, ce qui assure la reproductibilité de leurs performances.

## CONCLUSION

Les structures que nous venons d'étudier permettent d'envisager la conception de composants hyperfréquences à microfentes entre 2 et 10 GHz, pour des substrats de permittivité moyenne, actuellement les plus utilisés par l'industrie ( $6 < \epsilon_r < 16$ ). Il faut remarquer que de toutes ces transitions, seule la transition microbande-microfente permet d'exciter les structures symétriques. Pour l'avenir, il semble intéressant :

- a) de simplifier la technologie de réalisation (éviter coaxial ou plaquettes rapportées - circuits double face etc.). Dans ce but, nous étudions au laboratoire les possibilités de transition entre lignes coplanaires et lignes microfentes (figure III.25).
- b) d'envisager l'excitation des structures microfentes aux fréquences où la dispersion sur le mode fondamental est négligeable. Pour cela, nous avons déterminé les caractéristiques d'une transition guide-microfente à large bande, (figure III.26).

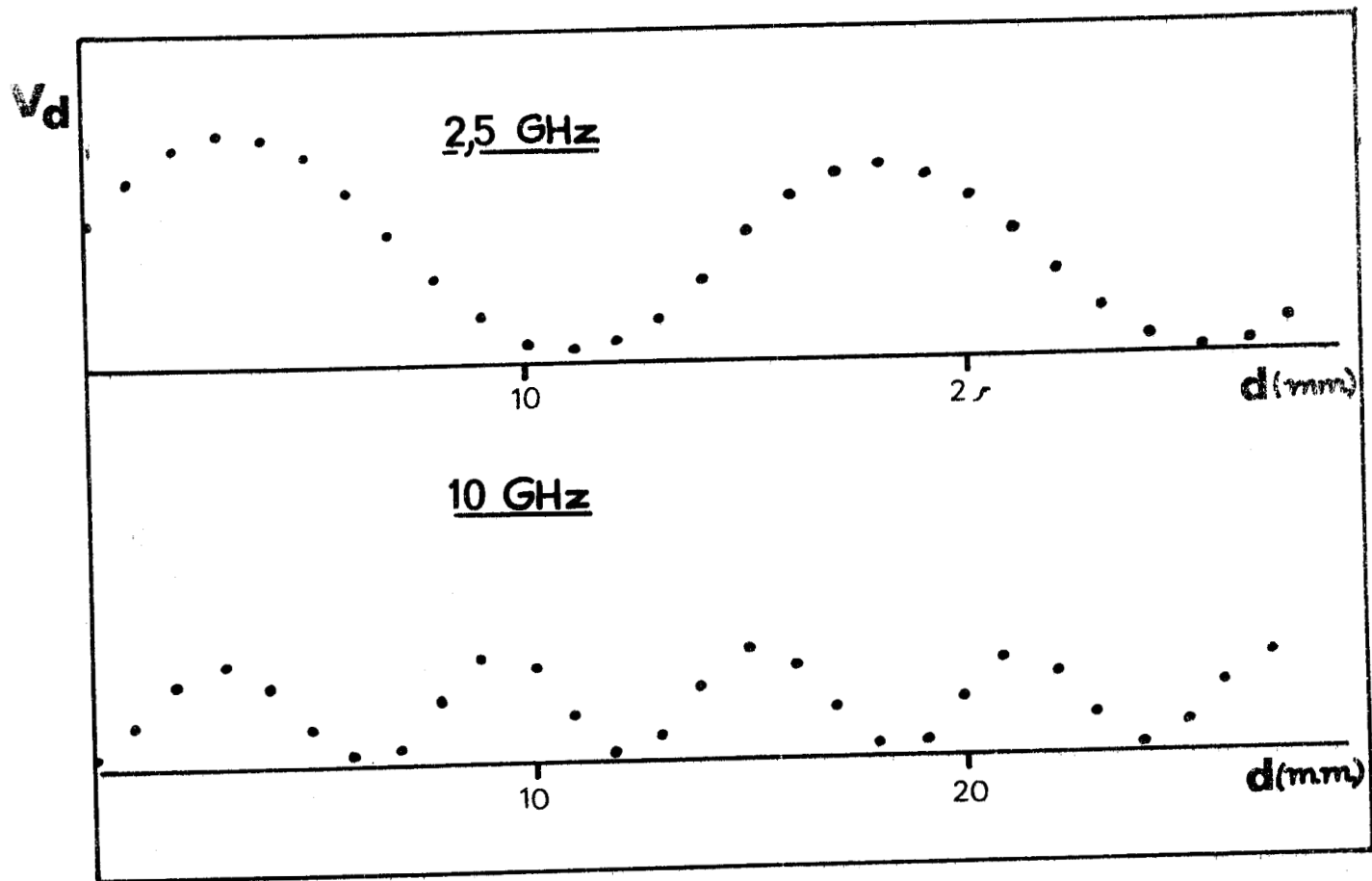
### III.6. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION SUR LES STRUCTURES MICROFENTES DE 1 A 12 GHz.

Afin de vérifier la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques sur les structures microfentes, nous déterminons expérimentalement leur diagramme de dispersion. Pour cela, plusieurs méthodes ont été envisagées, l'onde étant progressive ou stationnaire.

#### III.6.1. Généralités - Méthodes de mesure

##### - Méthode de mesure en onde progressive

Soient deux lignes microfentes de longueurs différentes, connectées au système de mesure par deux transitions. Pour une fréquence donnée, il est possible de connaître la différence de phase résultant de la différence de longueur



**Fig III 28**



de ligne, donc de connaître  $\beta$ .

$$\beta = \frac{\Delta\phi}{\Delta l}$$

on construit ainsi point par point le diagramme de dispersion (1),

- Méthodes de mesure en onde stationnaire.

Ces méthodes sont de deux types :

\* Celles utilisant une mesure de longueur.

A fréquence donnée, on mesure la longueur d'onde guidée à partir de laquelle on détermine la constante de propagation  $\beta$ .

\* Celles utilisant une mesure de fréquence.

A fréquence variable, on étudie les modes de résonance d'une cavité.

Les mesures en onde stationnaire étant, dans notre cas, plus faciles à mettre en oeuvre, ce sont elles que nous allons exploiter.

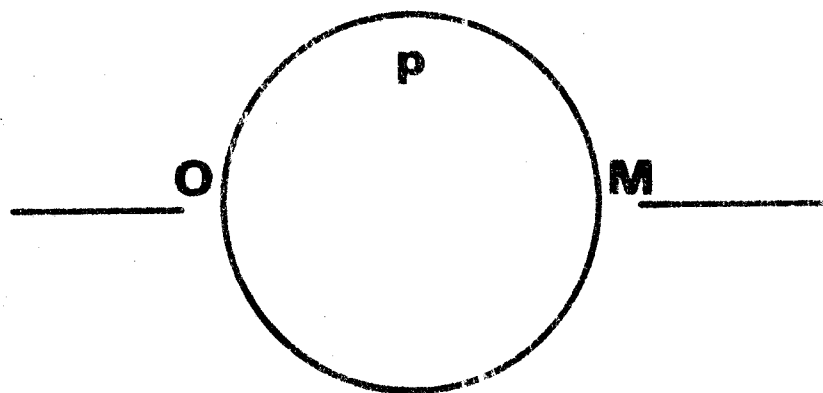
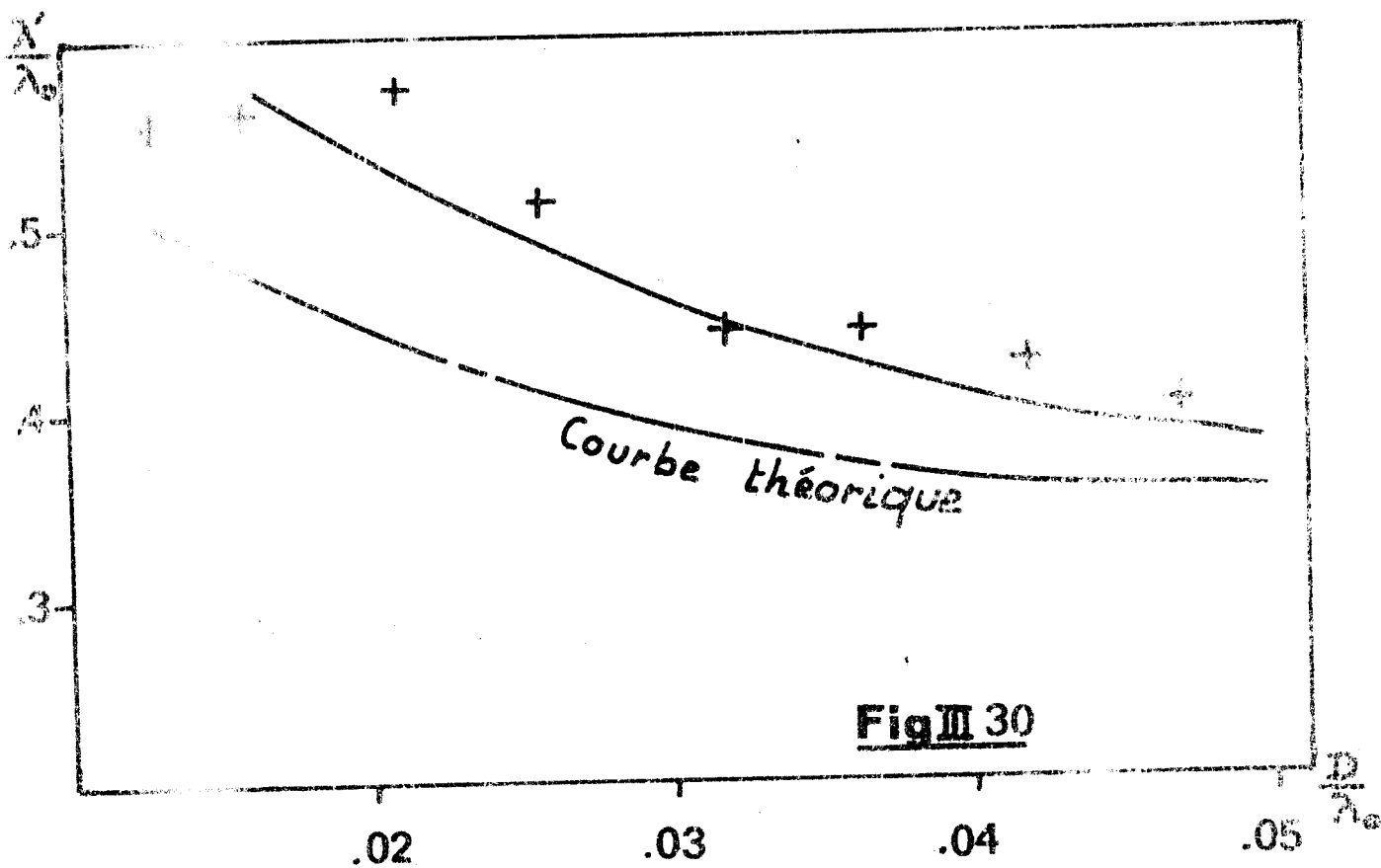
III.6.2. Ligne de mesure de longueur d'onde

La ligne microfente étant fermée sur un court-circuit, nous déterminons la longueur d'onde en fonction de la fréquence en relevant les variations du champ électrique le long de la ligne. Une telle méthode est limitée :

- en basse fréquence par la longueur des substrats
- en haute fréquence par les résonances parasites de la sonde.

Des mesures préliminaires, faites aux L.T.T. ont permis de déterminer l'influence de la sonde. En basse fréquence, il est possible d'approcher la sonde à moins de deux millimètres du substrat sans que le régime d'onde soit perturbé (mesure en visualisation). La tension détectée est alors suffisante pour que l'on puisse mesurer la longueur d'onde entre 2 et 10 GHz. Nous donnons à la figure III.28 le relevé du champ électrique aux extrémités de bande. En basse fréquence, la mesure ne peut se faire que sur une seule longueur d'onde. Nous pouvons remarquer que les niveaux de tension détectés décroissent avec la fréquence. A la figure III.30, nous avons représenté le diagramme de dispersion expérimental pour une ligne réalisée sur CUSTOM HK 707 K 15 et telle que  $\frac{W}{D} = 1,3$ ,  $D = 1,58$  mm. Nous pouvons faire deux remarques :





**Fig III 31**

a) Si la mesure semble correcte pour  $\frac{D}{\lambda} > 30 \cdot 10^{-3}$ , la dispersion des mesures est importante en basse fréquence.

Une telle mesure n'est possible que si la longueur d'onde mesurée est petite par rapport aux dimensions du substrat ( $l > 5\lambda'$ ) et si l'on est suffisamment éloigné de l'excitation.

b) les mesures faites se trouvent toutes au-dessus de la courbe théorique, l'écart étant de l'ordre de 20 %. Ce phénomène a été expliqué par KNORR et SAENZ (10) : la métallisation étant collée sur le substrat, la permittivité résultante est modifiée.

Remarquons aussi que ce type de mesure est difficilement adaptable au cas des microfentes symétriques (utilisation de diélectriques liquides).

En définitive, la ligne de mesure réalisée nous a surtout permis de vérifier la forme des champs  $E_x$  et  $E_y$  dans le plan de section droite et de s'assurer de la décroissance des champs lorsque l'on s'éloigne du substrat (figure III.2.). Pour la détermination du diagramme de dispersion, nous avons préféré utiliser une méthode de résonance.

### III.6.3. Méthodes de résonance

#### Résonateur en anneau

Par analogie avec les études sur la dispersion des lignes microbandes, nous avons pensé utiliser un résonateur annulaire : (17)

La ligne microfente en anneau est couplée au système de mesure par deux lignes microfentes rectilignes diamétralement opposées (figure III.3). L'amplitude de l'onde détectée en fonction de l'excitation est donnée par :

$$V(M) = \frac{V_0}{2} \frac{1}{\text{sh } \gamma \frac{P}{2}}$$

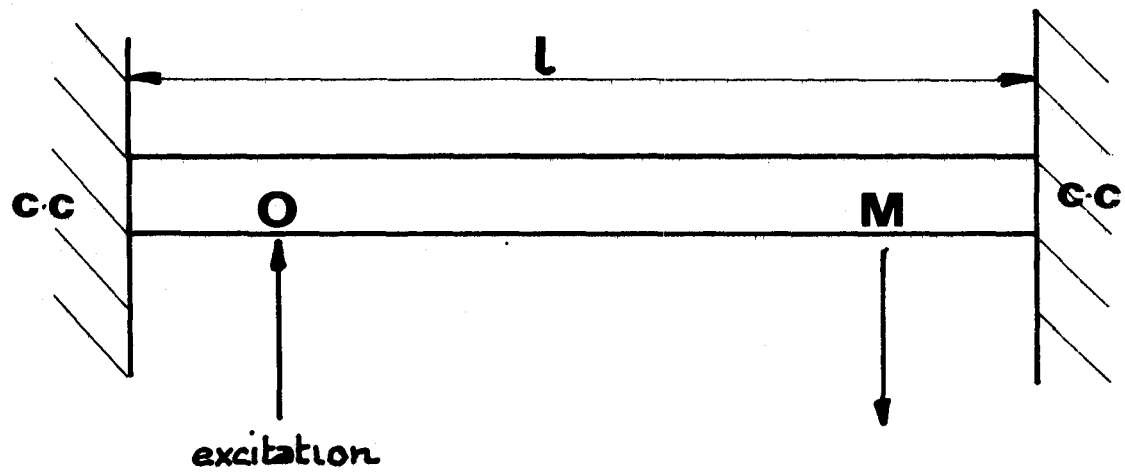
où  $P$  est le périmètre de l'anneau

Les conditions de résonance s'écrivent :

$$\lambda' = \frac{1}{K} p \quad k_1 \text{ entier } \geq 1$$

d'où :

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{1}{K} \frac{P}{\lambda}$$



**Fig III 32**



- L'utilisation d'un résonateur en anneau nécessite une transition à très large bande (1 à 12 GHz).
- le couplage ligne-anneau est réglable.
- en basse fréquence, des couplages parasites perturbent fortement la mesure.

Ces considérations nous amènent à étudier les propriétés d'un résonateur rectiligne qui, comme nous le verrons plus loin, est bien adapté à la détermination expérimentale des diagrammes de dispersion des structures microfentes.

### Résonateur rectiligne

Entre 1 et 12 GHz, nous étudions les fréquences de résonance d'une cavité rectiligne constituée d'une ligne microfente de longueur  $l$ , terminée par deux court-circuits (figure III.32 ).

Pour une excitation située en  $O$ , (point pris comme origine), l'amplitude de l'onde détectée en un point  $M$ , symétrique de  $O$  par rapport au centre du résonateur est donnée par :

$$V(M) = \frac{V_0}{2} \frac{\operatorname{ch} \gamma(1-x) - 1}{\operatorname{sh} \gamma l}$$

(voir annexe 1)

A la résonance, la partie imaginaire de  $V(M)$  est nulle. Il vient donc :

$$\operatorname{Im} (A) = \sin \beta l \left[ 1 - \cos \beta(1-x) \right] + a \sin \beta(1-x) \cos \beta l$$

$$\operatorname{Im} (A) = 0$$

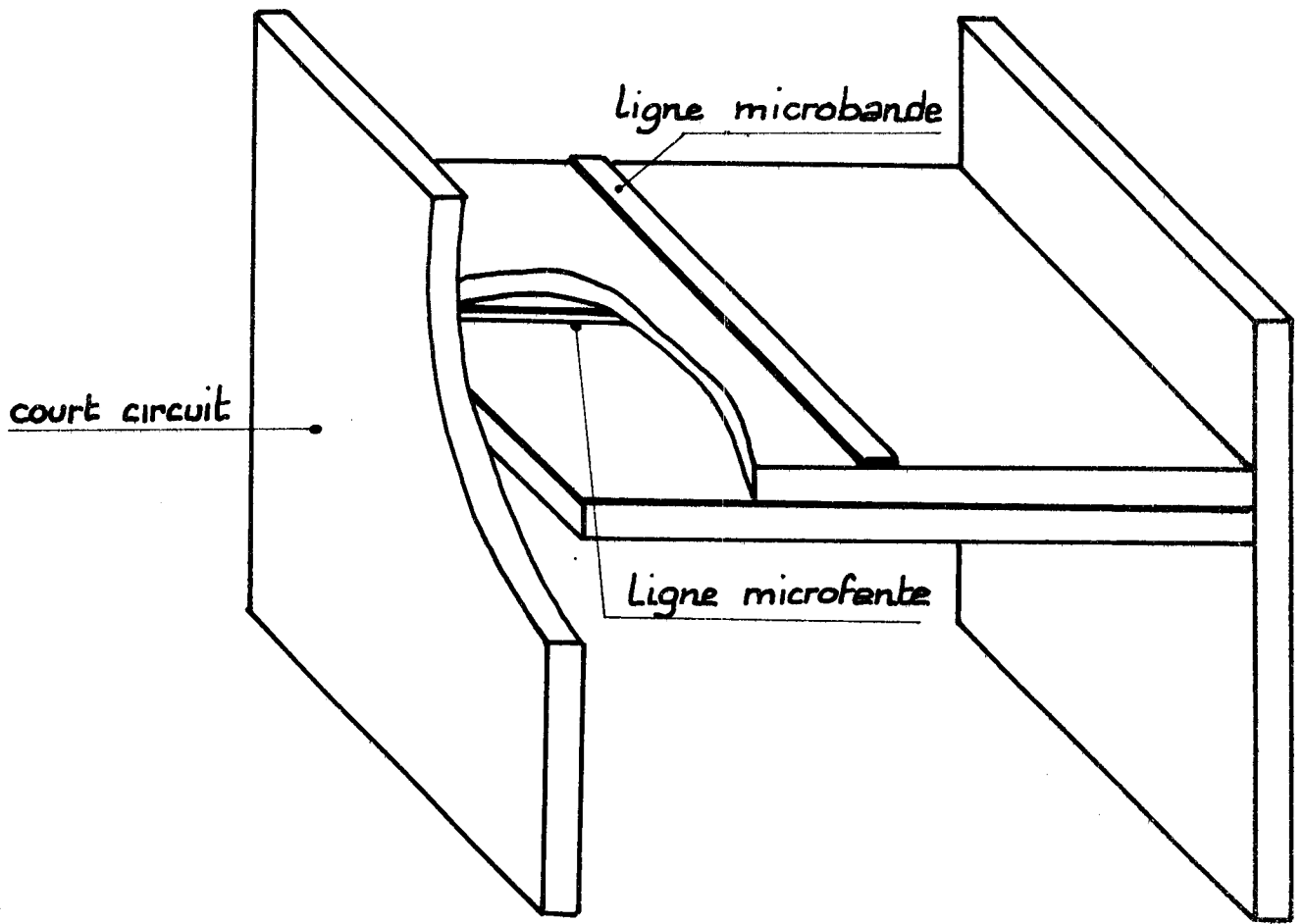
$$\text{avec } A = \frac{2V(M)}{V_0}$$

$$a = (\alpha l)^2$$

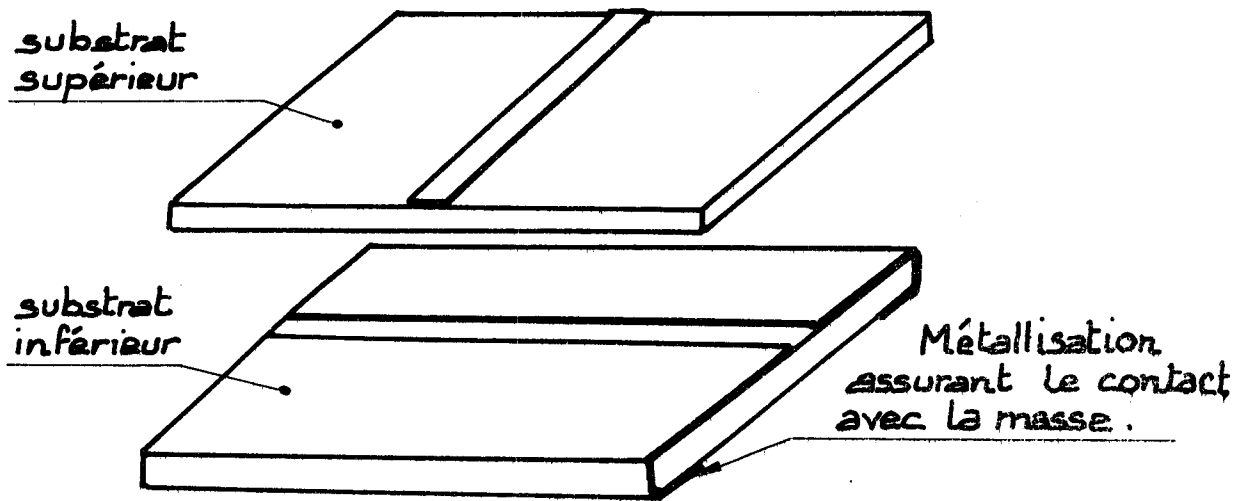
Le système comportant des pertes, les fréquences de résonance sont décalées.

Pour simplifier l'exploitation des résultats expérimentaux, l'excitation est faite au centre du résonateur ( $x = 0$ ). Nous avons alors :

$$\operatorname{Im} (A) = \sin \beta l \left[ 1 - \cos \beta l(1-a) \right] = 0$$



**Fig III 34**



**Fig III 36**



soient donc les deux conditions :

$$\sin \beta l = 0 \quad (1)$$

$$1 - \cos \beta l(1-a) = 0 \quad (2)$$

$$(1) \rightarrow \beta l = k_2 \Pi \quad k_2 \text{ entier } > 0$$

$$(2) \rightarrow \beta l (1-a) = k_3 \Pi \quad k_3 \text{ entier pair}$$

L'excitation de la cavité est telle que seules les valeurs impaires de  $k$  sont à considérer. Nous arrivons donc en définitive à :

$$\lambda' = \frac{2}{2n+1} l$$

$$\boxed{\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{2}{2n+1} \frac{1}{\lambda}}$$

$$n \geq 0$$

Quel que soit le type de résonateur utilisé, il est possible de relier le coefficient de surtension apparent aux pertes linéiques sur la ligne

#### III.6.4. Résultats expérimentaux.

l'"ondemètre" microfente est présentée à la figure III.34.

##### . Structures dissymétriques

L'étude sur les structures dissymétriques a été menée en utilisant des substrats d'alumine (0,635 mm - 1,5 mm) et de D 16 (1,58 mm). Les résultats concernant l'alumine sont donnés à la figure III.34.

Il y a une bonne concordance entre courbes théoriques et points expérimentaux (figure III.35), l'écart maximum étant de 3 % pour  $\frac{W}{D} = 0,1$ .

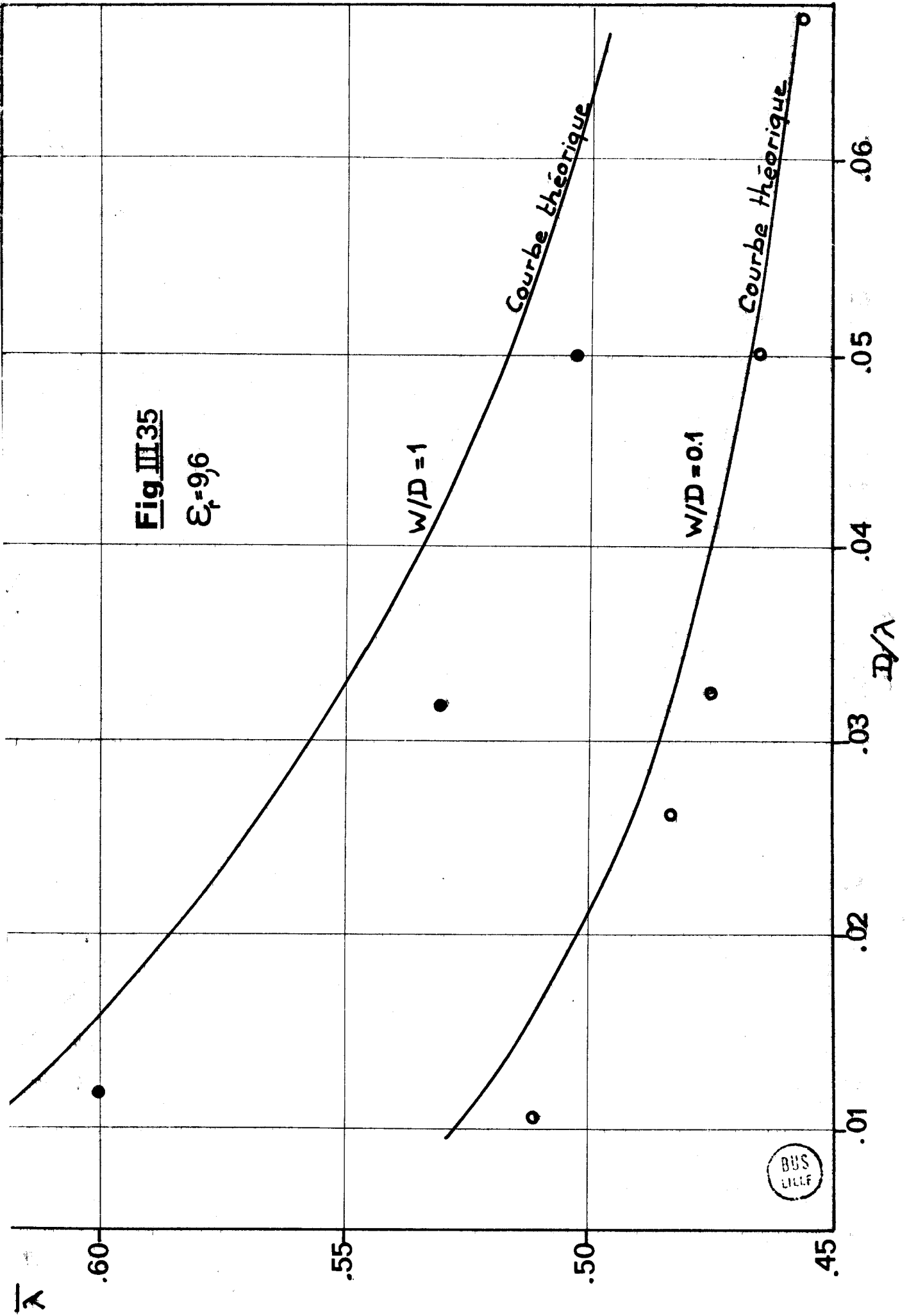
Si nous comparons maintenant les résultats expérimentaux pour  $\frac{W}{D} = 1$  à la courbe théorique obtenue par exploitation directe du modèle, nous voyons que l'écart est plus important (de l'ordre de 8 %). Cela met en évidence l'intérêt que présente l'utilisation de la méthode de perturbation au 1er ordre pour l'obtention des caractéristiques de dispersion corrigées (voir chap. II).

##### . Structures symétriques

A notre connaissance, aucune caractérisation n'a été faite sur les structures symétriques.

**Fig III 35**

$\epsilon_f = 9,6$



BUS  
LILLÉ

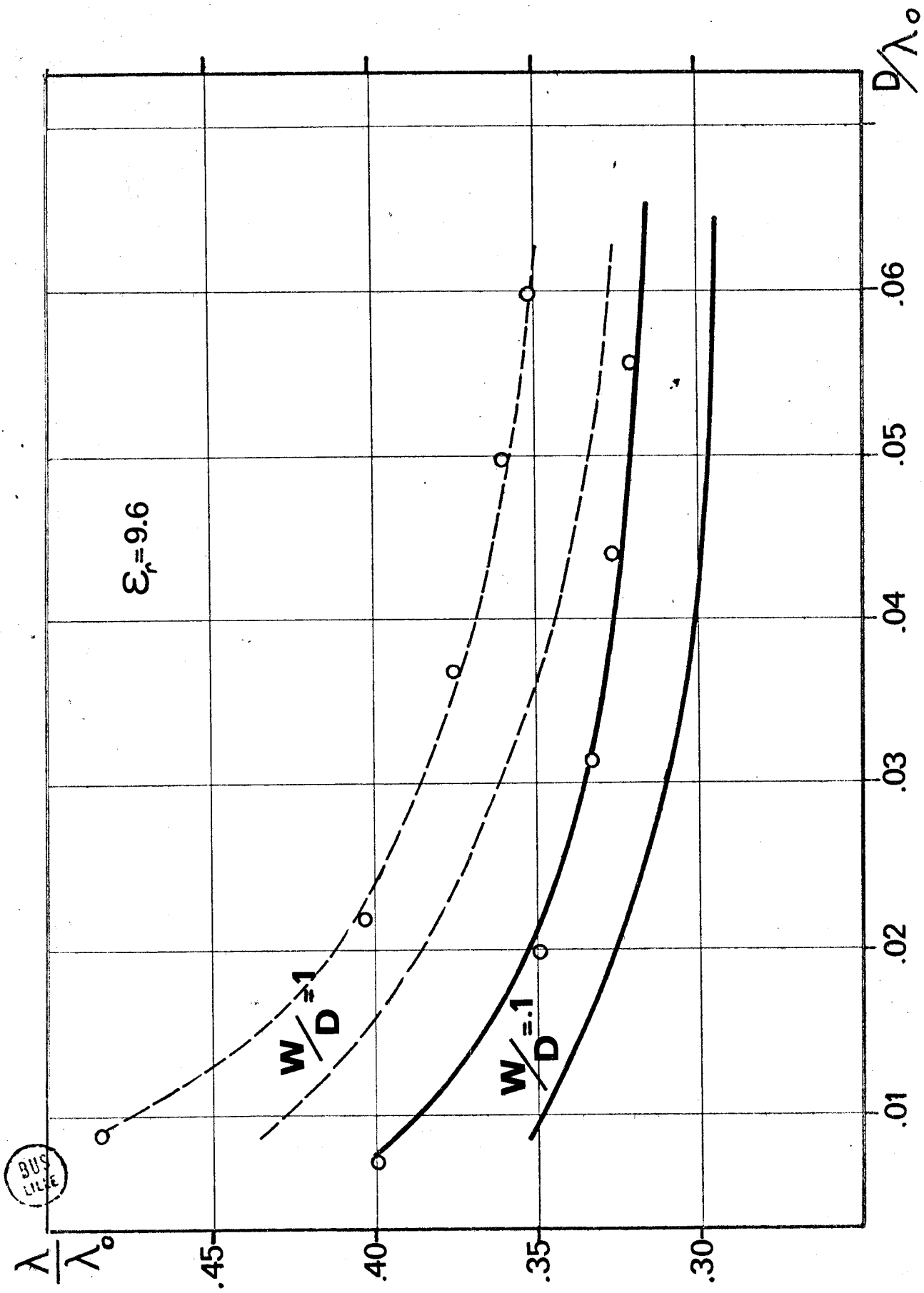


Fig III 37



Afin d'assurer un bon contact entre les arêtes de la microfente et la masse, la métallisation du substrat inférieur est faite comme l'indique la figure III.36.

A la figure III.37, nous comparons les relevés expérimentaux bruts aux prévisions théoriques pour l'alumine ( $d = 1,5 \text{ mm}$ ). Il existe un écart important entre ces courbes puisque pour  $\frac{D}{\lambda} = 10 \cdot 10^{-3}$ , l'erreur est supérieure à 10 %. Il paraît difficile d'incriminer la méthode de mesure puisque, pour les structures dissymétriques, les résultats semblent corrects. La cause de ces écarts est à rechercher dans la structure même de la cavité : les structures symétriques sont réalisées à partir de deux substrats identiques superposés (figure III.36). Quelles que soient les précautions prises, il existe toujours une fine lame d'air dans le plan de la fente et la permittivité effective du substrat s'en trouve modifiée.

Nous avons cherché à connaître l'ordre de grandeur de la perturbation en faisant la mesure de la permittivité effective à partir d'une méthode proposée par COURTNEY (2). Cette méthode utilise un guide d'onde radial, un cylindre diélectrique est placé entre les deux plans métalliques (figure III.38).

Il peut y avoir résonance si le rapport  $\frac{D}{L}$  est tel que le mode suivant lequel la cavité résonne est en dessous de la coupure dans l'air et au dessus de la coupure dans le diélectrique (5) (6). On détermine la permittivité du matériau à partir de la condition de résonance des modes  $TE_{01}$ ,  $2q + 1$  :

$$\frac{J_1(Kr)}{K \cdot J_0(Kr)} + \frac{K_1(\gamma r)}{\alpha K_0(\gamma r)} = 0$$

avec  $K^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r - \beta^2$

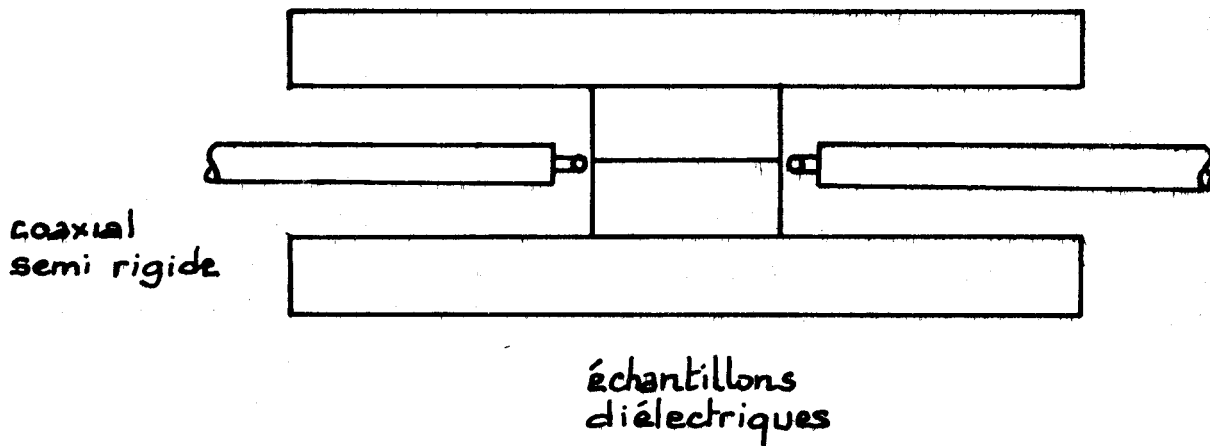
$$\gamma^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \beta^2$$

$$\beta = \frac{\pi}{h} (2q+1)$$

Pour ces modes, le champ est maximum au centre de l'échantillon. Si cet échantillon est réalisé en deux parties symétriques (figure III.38), la lame d'air introduite modifie la valeur de la fréquence de résonance de l'échantillon donc la valeur de la permittivité apparente de l'échantillon. Une telle méthode permet d'évaluer la perturbation liée à un défaut de planéité des substrats pour le cas des structures microfentes symétriques.

Nous avons réalisé un résonateur à partir de deux cylindres d'alumine superposés, la permittivité relative apparente est alors :

$$\epsilon_r = 8.2$$



**Fig III 38**



En introduisant cette valeur dans le programme de calcul du diagramme de dispersion, nous voyons qu'il y a une bonne concordance entre points expérimentaux et courbes théoriques obtenues par exploitation directe du modèle (figure III.39).

Il est pratiquement impossible de connaître à priori la permittivité effective des structures microfentes symétriques lorsqu'elles sont réalisées par superposition de deux substrats. Pour la suite de notre étude, nous n'envisagerons donc que l'utilisation des structures dissymétriques.

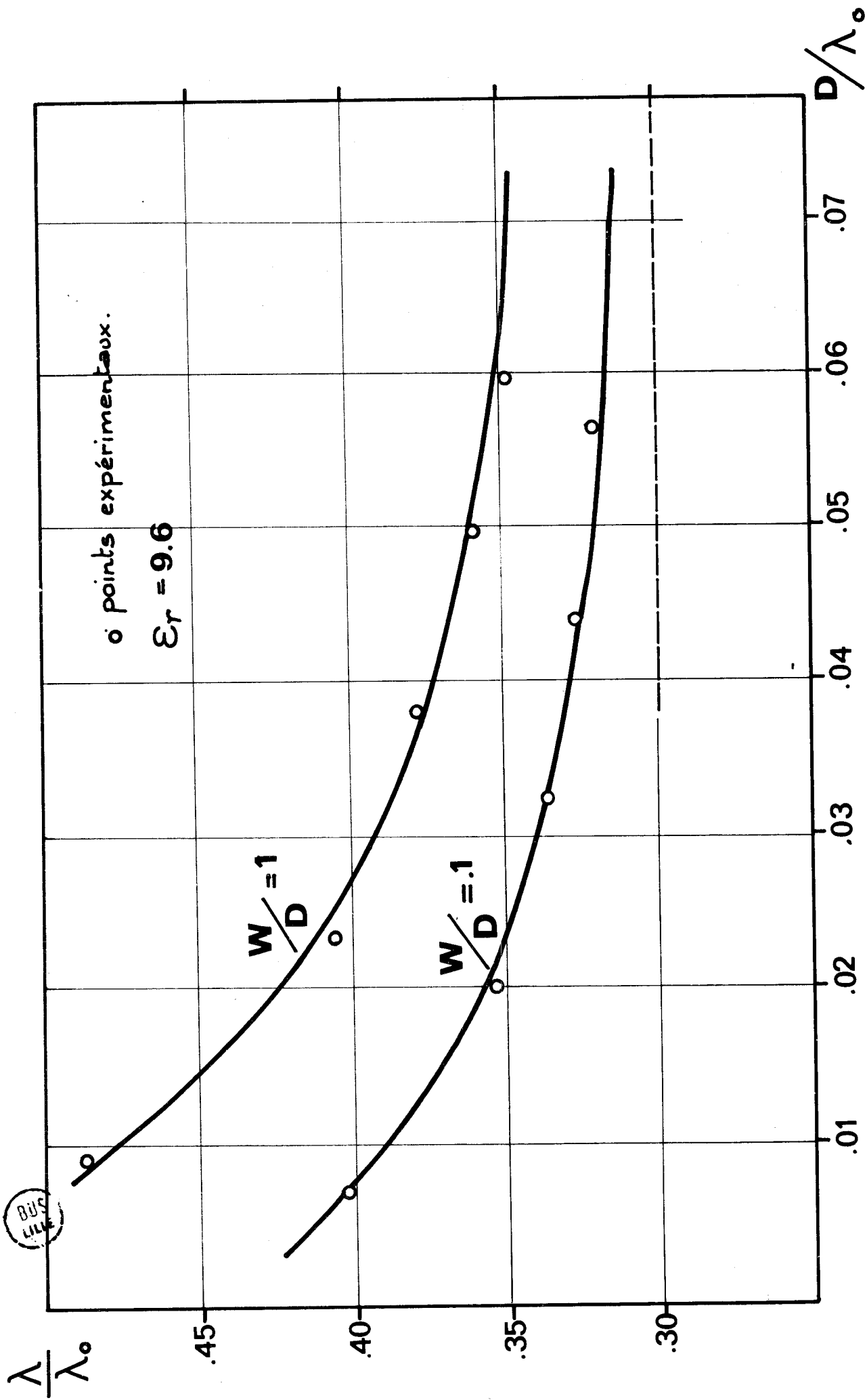


Fig III 39

# **ASSOCIATION DE LIGNES MICROFENTE ET MICROBANDE - APPLICATION A LA REALISATION DE COUPLEURS A LARGE BANDE DE FREQUENCE**

La miniaturisation de plus en plus poussée des systèmes hyperfréquences devrait entraîner l'utilisation conjointe de plusieurs types de lignes plaquées sur le même substrat.

Il est possible par exemple, d'intégrer des lignes microfentes dans le plan de masse d'une ligne microbande, chaque type de ligne remplissant une fonction bien spécifique.

Dans cette optique, l'étude des possibilités de couplage entre ces deux lignes est d'une importance capitale.

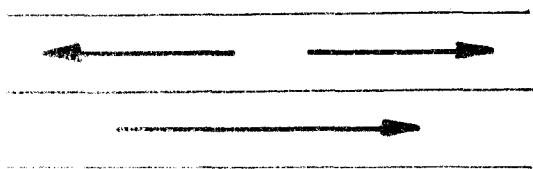
A notre connaissance, peu d'auteurs ont abordé ce sujet (4). De ce fait, les structures optimales de couplage n'ont pas encore été véritablement bien définies ; Nous envisageons donc l'étude de diverses solutions.

## **I - COUPLAGES ENTRE MODES - GÉNÉRALITÉS**

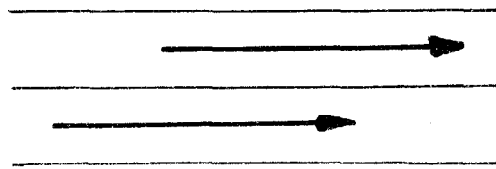
Il peut y avoir couplage entre modes d'un système si celui-ci présente :

- une rupture de la symétrie de translation des guides constituant le système.
- des non-linéarités dans les matériaux qui le constituent.

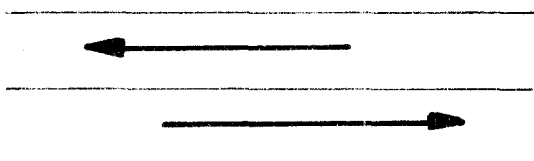
L'étude analytique du couplage est facilitée si celui-ci peut être assimilé à une perturbation de l'état électromagnétique du système (16).



couplage non directif

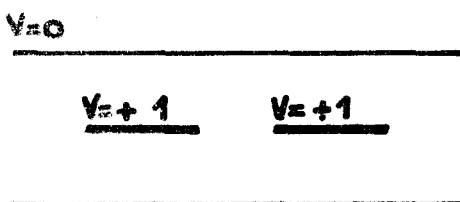
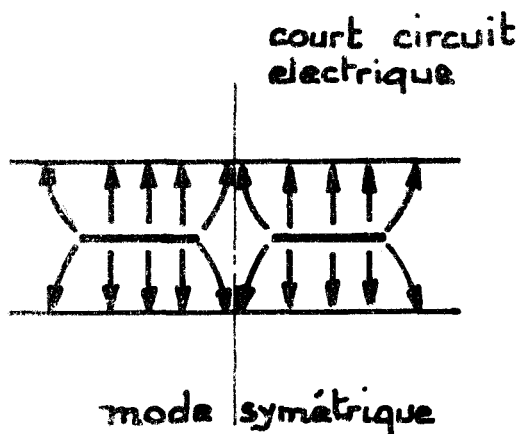


couplage co-directif

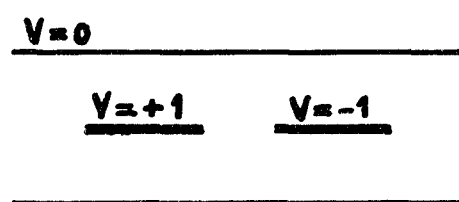
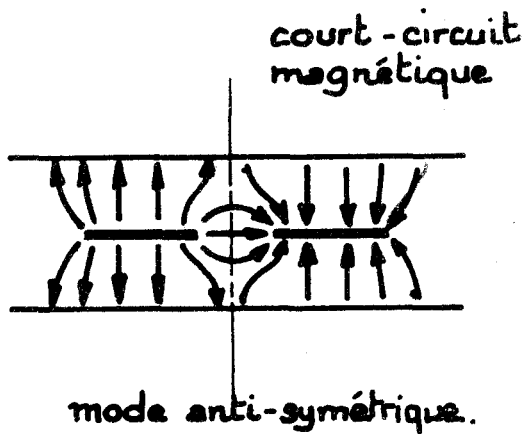


couplage contra-directif

fig.I1



$V=0$



$V=0$

fig I 2

Pour deux modes couplés :

- Le couplage est non directif si une onde (directe ou inverse) associée au premier mode donne naissance à deux ondes (l'une directe, l'autre inverse) associées au second (figure I.2).
- le couplage est directif si une onde (directe ou inverse) associée au 1er mode, donne naissance à une seule onde (directe ou inverse) associée au second (figure I.1).

Deux cas sont alors possibles :

- \* lorsque les deux ondes se propagent dans le même sens, le couplage est dit "co-directif" ou "co-directionnel".
- \* lorsque les deux ondes se propagent en sens inverse le couplage est dit "contra-directif" ou "contra-directionnel".

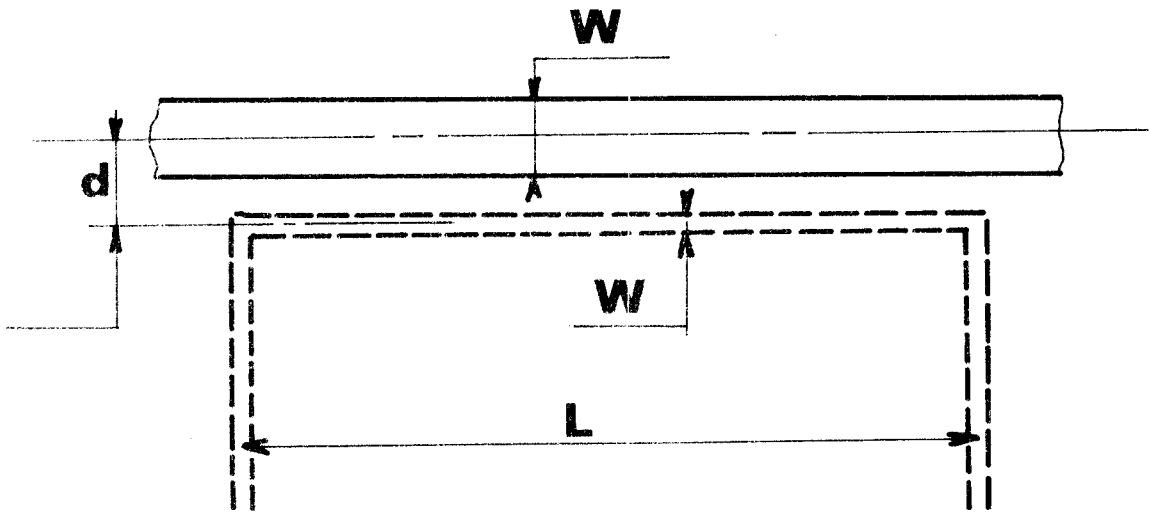
Les systèmes étant linéaires, il est possible de décrire le couplage à partir de la superposition de deux modes normaux de la zone de couplage. Il faut alors savoir résoudre, pour celle-ci, les équations de propagation. Cette méthode a été appliquée à de nombreux systèmes (7) (10) parmi lesquels les coupleurs microbande-microbande. (14)

Dans ce dernier cas, on peut montrer que l'état électromagnétique sur chaque ligne résulte de la superposition de deux modes TEM, l'un pour lequel les deux lignes sont portées à des potentiels identiques (mode pair ou symétrique), l'autre pour lequel les deux lignes sont portées à des potentiels opposés (mode impair ou antisymétrique) (figure I.2).

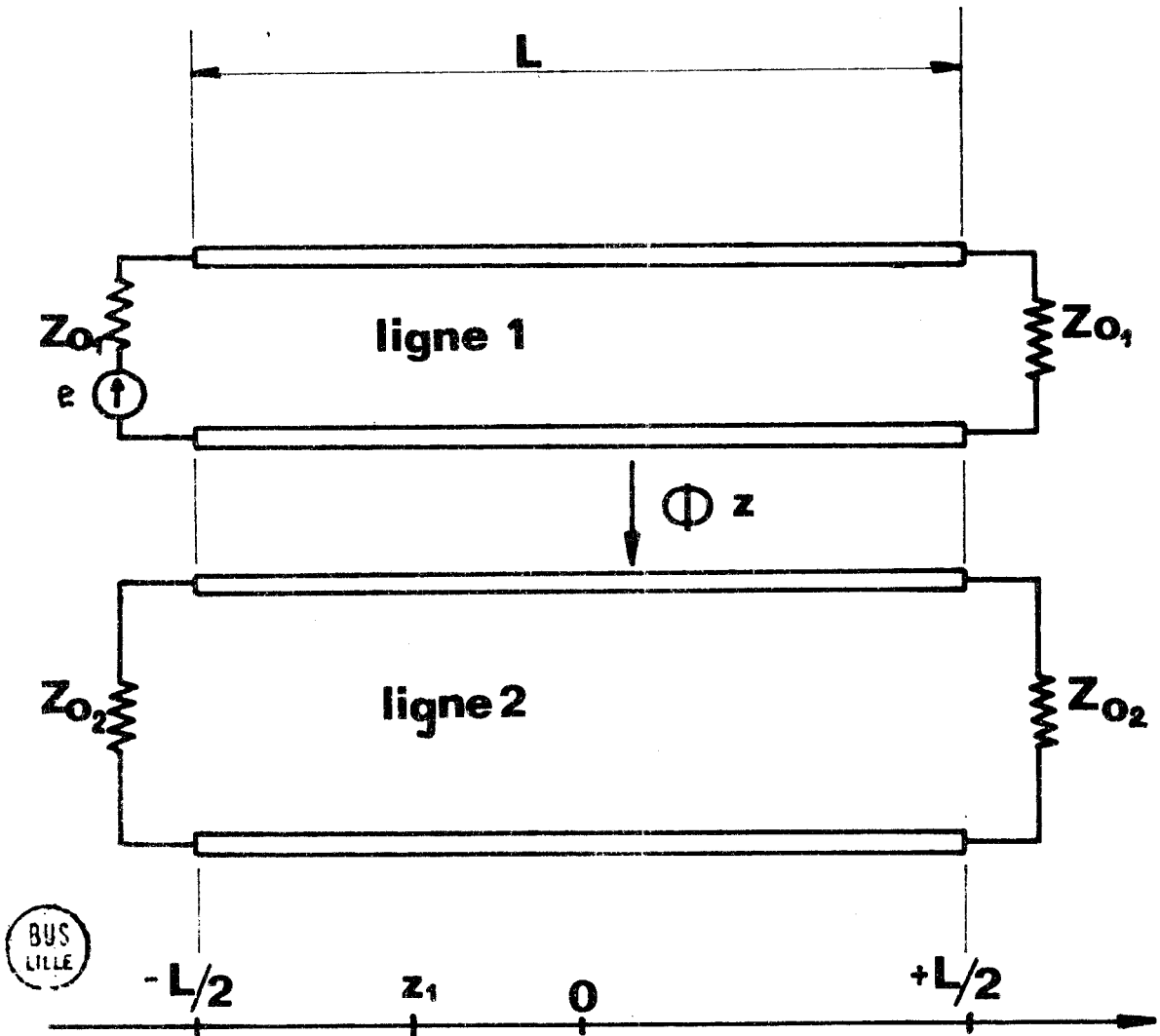
Le cas le plus intéressant est celui où les deux modes ont même vitesse de phase, la directivité théorique étant alors infinie (modes normaux dégénérés). Cette simplification de l'étude permet de calculer tous les paramètres définissant la structure et en particulier de calculer le coefficient de couplage.

Dans le cas du couplage entre lignes de nature différente ( $\beta_1 \neq \beta_2$ ), cette méthode d'étude n'est plus aussi facilement utilisable. La difficulté provient en partie du fait que dans une section droite, il n'est plus possible de déterminer un plan de symétrie pour la structure.

Remarquons enfin, que si l'on peut "modéliser" la ligne microbande dans une certaine bande de fréquence, (approximation TEM), on ne peut trouver de modèle simple pour représenter la ligne microbande.



**Fig II1**





### I.1. ETUDE DU COUPLAGE ENTRE LIGNES MICROBANDE et LIGNE MICROFENTE

Nous basons notre étude sur les considérations générales suivantes :

- a) la structure est ouverte; l'onde se propageant dans la zone de couplage est hybride (5).
- b) les lignes en présence ont des constantes de propagation différentes. S'il y a couplage, celui-ci est en général faible.
- c) certains paramètres ne pouvant être définis à priori, les études théoriques et expérimentales sont menées conjointement.

Nous envisageons d'étudier successivement :

- a) les structures à lignes parallèles
- b) les structures à lignes croisées.

## II - STRUCTURES A LIGNES PARALLELES

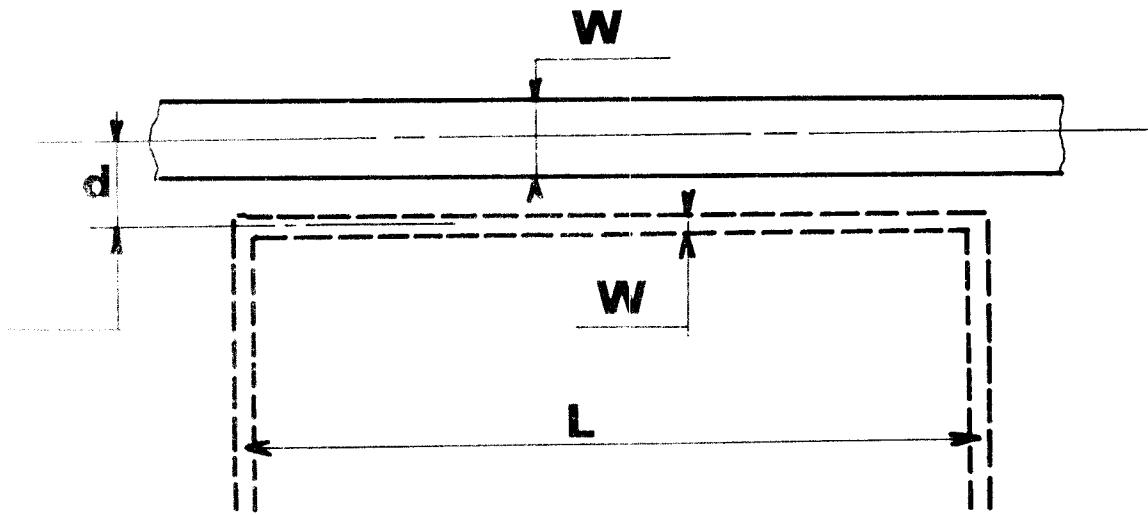
Soit une ligne microfente dans le plan de masse d'une ligne microbande, et parallèle à cette dernière sur une longueur  $L$  (figure II.1) (12).

Si l'on considère la configuration des champs sur chacune des lignes, nous pouvons penser à priori qu'aucun couplage n'est possible, les composantes de champs étant orthogonales.

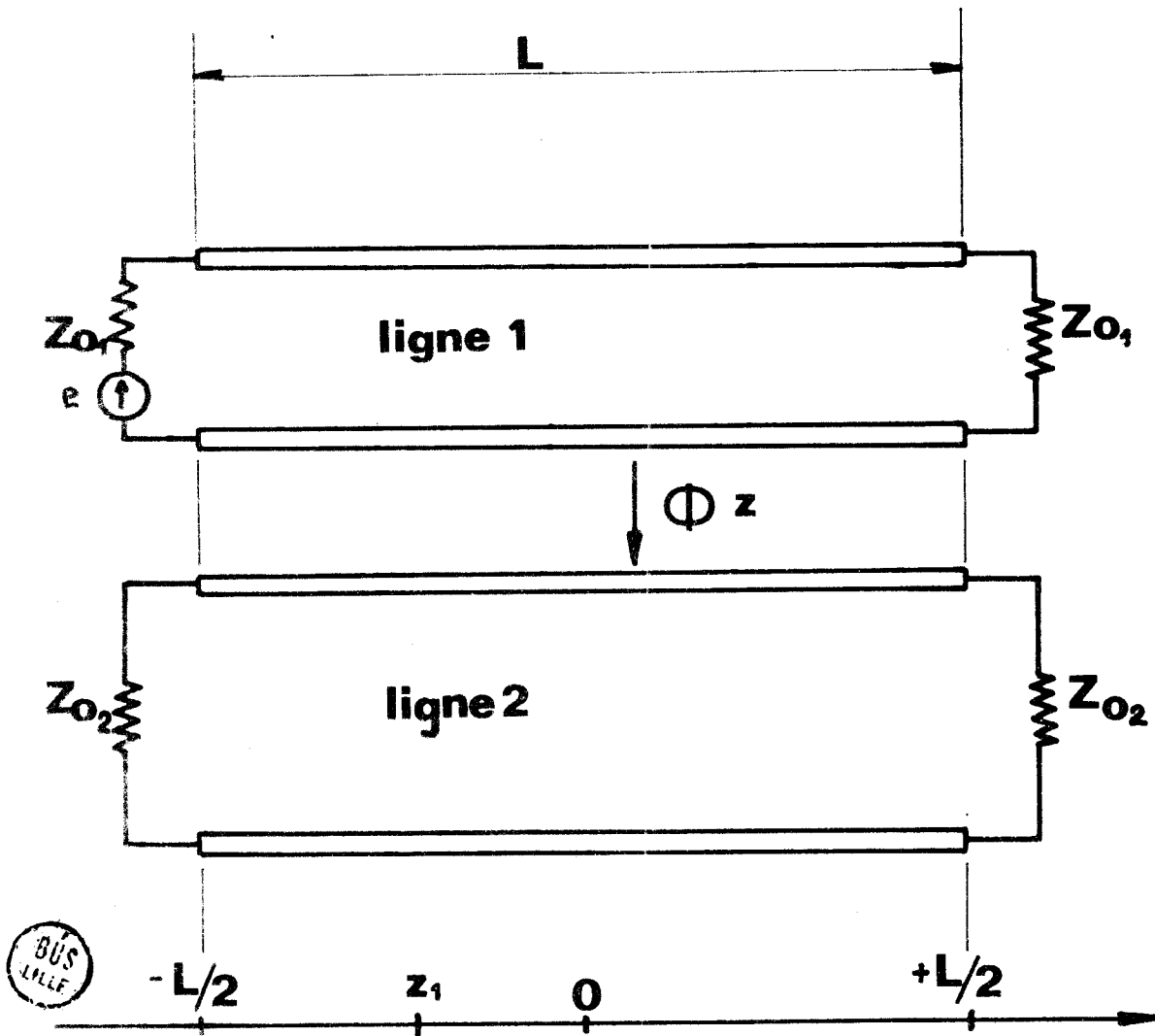
Or, l'étude expérimentale que nous avons menée montre qu'il faut aborder le problème différemment : la présence de la ligne microfente dans le plan de masse de la ligne microbande perturbe la propagation et une faible partie de la puissance est convertie. L'étude est possible à partir de la théorie des modes couplés dans l'approximation des couplages faibles.

### II.1. THEORIE DES MODES COUPLES

Dans cette étude, nous supposons les systèmes sans pertes.



**Fig II 1**



En un point d'abscisse  $Z_1$  et pour une longueur de couplage unité, le rapport de l'amplitude du champ sur la ligne 2 à l'amplitude du champ sur la ligne 1 est donné par une fonction  $\phi(Z)$ .

Les deux guides étant faiblement couplés, la puissance sur la ligne excitatrice peut être considérée comme constante.

Pour une onde d'amplitude unité, à l'abscisse  $Z_1$ , on a :

$$E_1(Z_1) = e^{-j\beta_1(\frac{L}{2} + Z_1)} \quad (1)$$

et sur la ligne 2 :

$$E_2(Z_1) = \phi(Z)e^{-j\beta_1(\frac{L}{2} + Z_1)} \quad (2)$$

Le couplage étant non directif, l'onde directe dans le guide 1 donne naissance, dans le guide 2, à deux ondes l'une directe et l'autre inverse.

Les courants directs et inverses sont donnés par :

$$\text{en } Z = +\frac{L}{2} \quad I_d = \frac{1}{\sqrt{2}Z_{02}} e^{-j\frac{(\beta_1+\beta_2)}{2}L} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z)e^{-j(\beta_1-\beta_2)Z} dZ \quad (3)$$

$$\text{en } Z = -\frac{L}{2} \quad I_I = \frac{1}{\sqrt{2}Z_{02}} e^{-j\frac{(\beta_1+\beta_2)}{2}L} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z)e^{-j(\beta_1+\beta_2)Z} dZ \quad (4)$$

La directivité est définie comme le rapport du courant direct au courant inverse :

$$D = \frac{\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z)e^{-j(\beta_1-\beta_2)Z} dZ}{\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z)e^{-j(\beta_1+\beta_2)Z} dZ} \quad (5)$$

Nota : les amplitudes  $E_1$  et  $E_2$  sont choisies de telle sorte que  $E_1(Z_1)^2$  et  $E_2(Z_2)^2$  représentent la puissance transportée à l'abscisse  $Z_1$  de la zone de couplage respectivement par les lignes 1 et 2.

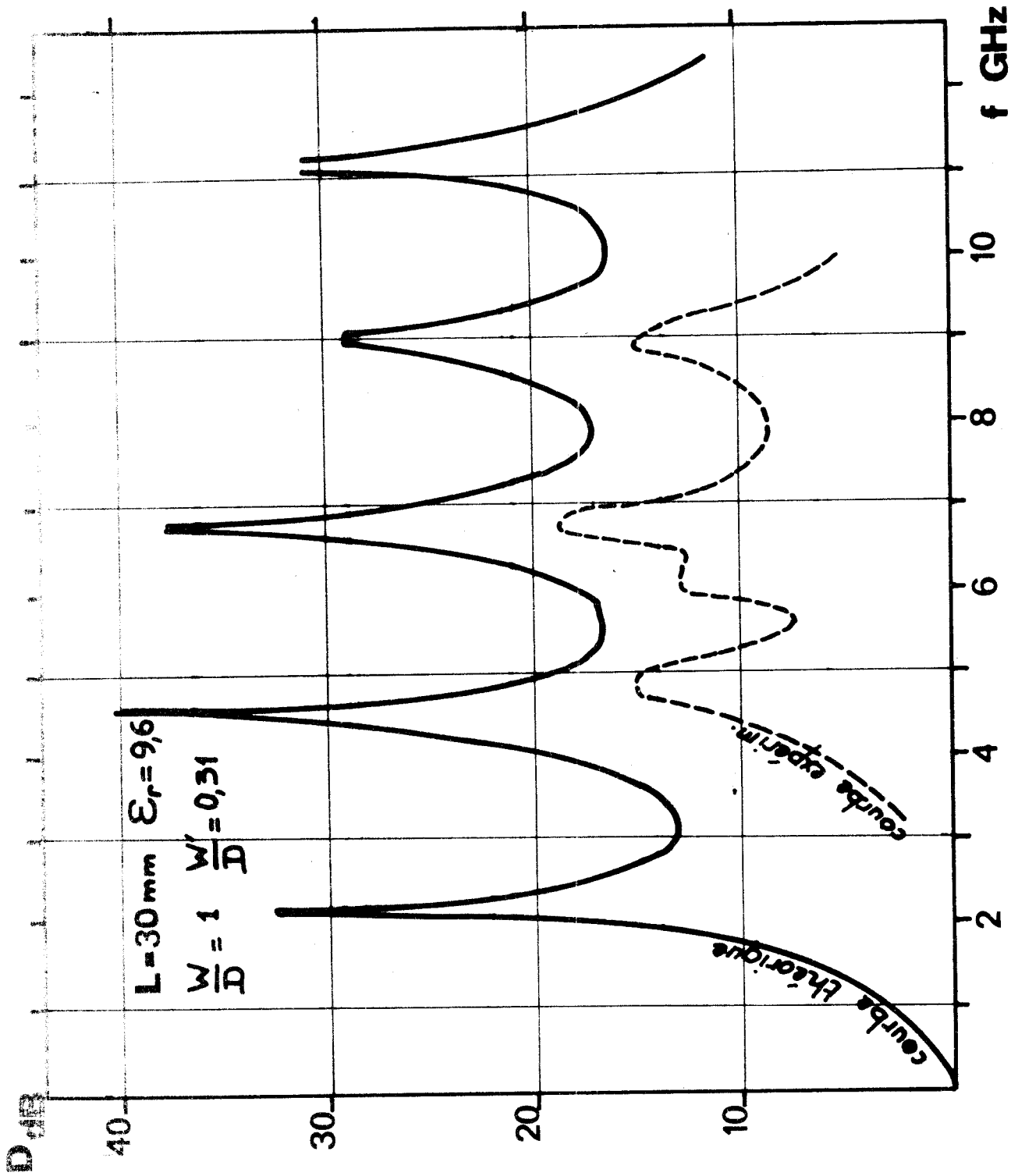


fig II 2



Soit en posant :

$$\theta_1 = -\pi L \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \quad (6)$$

$$\theta_2 = -\pi L \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

Il vient :

$$D = \frac{\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z) e^{+ \frac{2j\theta_1}{L} Z} dZ}{\int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \phi(Z) e^{+ \frac{2j\theta_2}{L} Z} dZ} \quad (7)$$

Ne pouvant pas résoudre de façon simple les équations de propagation dans la zone de couplage, nous ne pouvons connaître à priori la fonction  $\phi(Z)$ .

Il est néanmoins possible de déterminer une fonction de couplage qui décrive avec précision les phénomènes si l'on compare les courbes de directivité expérimentales aux courbes calculées à partir des fonctions de couplage les plus probables.

Par analogie avec l'étude d'autres systèmes (coupleurs optiques)(11), nous essayons de décrire le phénomène à partir d'une fonction de couplage uniforme dans toute la zone de couplage.

Dans cette hypothèse, le calcul de l'expression (7) conduit à :

$$D_{dB} = 20 \log \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \frac{\theta_2}{\theta_1} \quad (8)$$

Nous pouvons alors comparer les courbes de directivité obtenues expérimentalement à celles calculées à partir de la relation (8). L'étude expérimentale a été faite sur des structures réalisées sur substrats d'alumine ( $\epsilon_r = 9.6$  ;  $e = 0.635$  mm). Nous présentons figure II.2 les courbes théoriques et expérimentales obtenues pour :

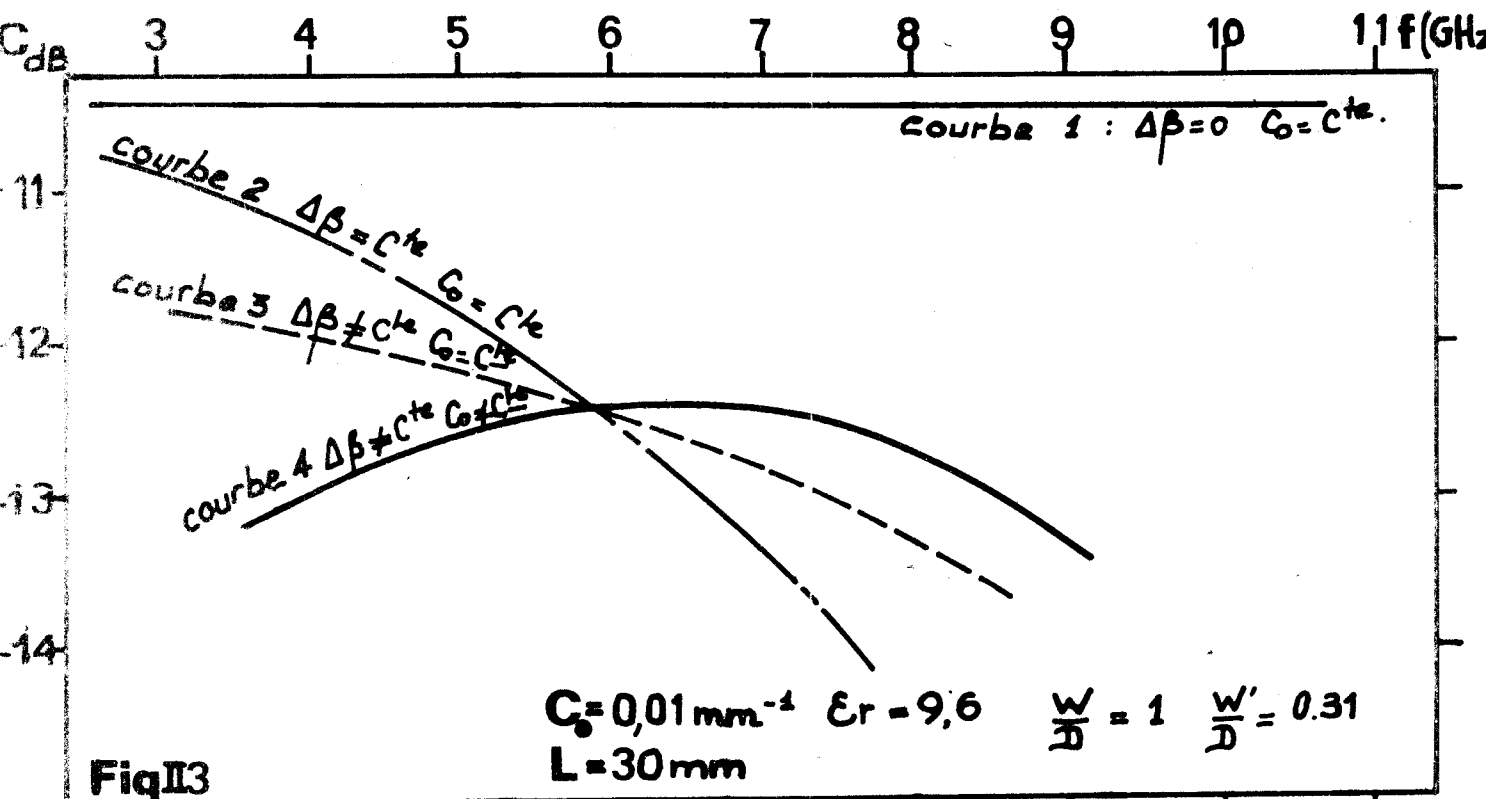


Fig.I3

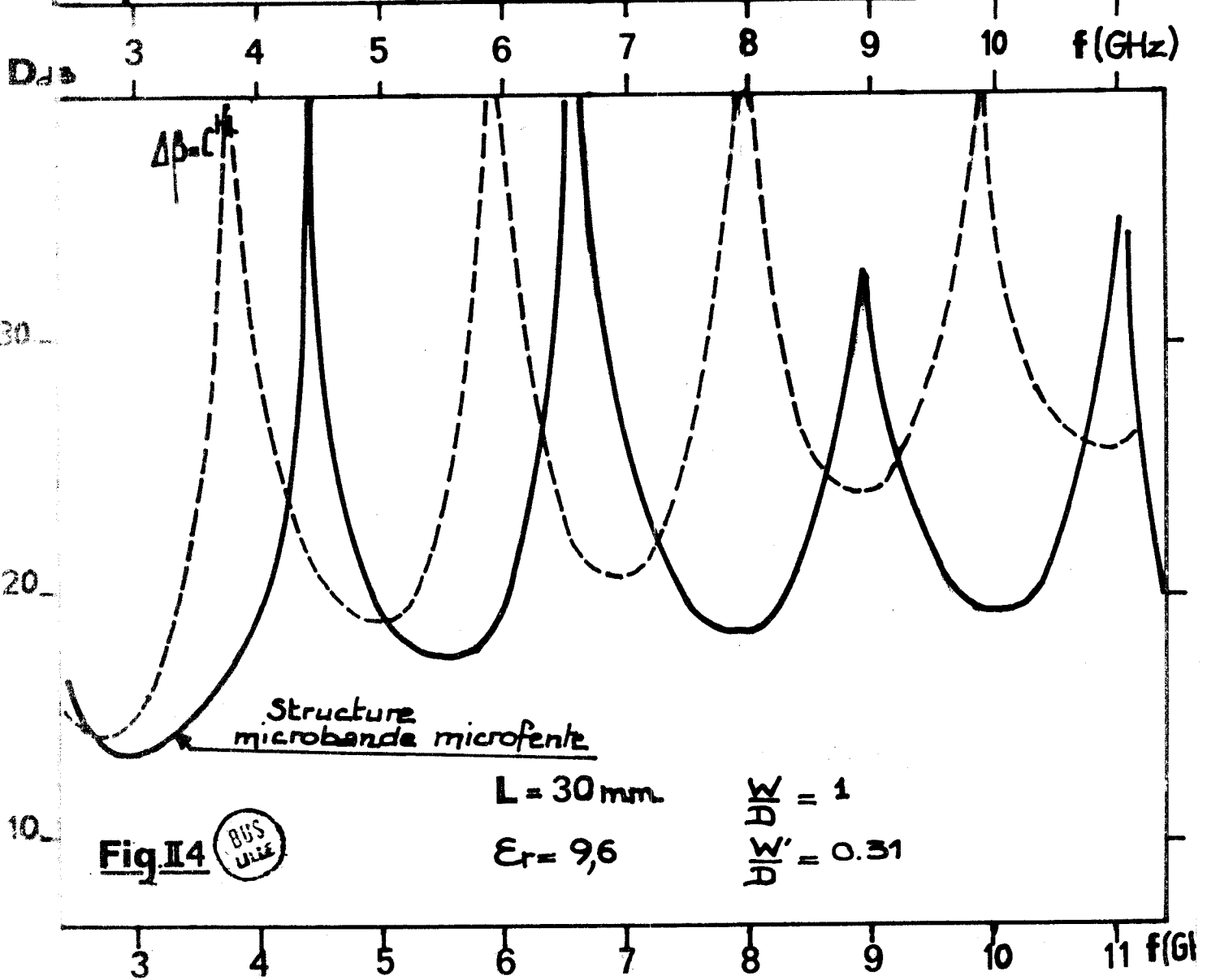


Fig.I4



$$W = 0,63 \text{ mm}$$

$$W' = 0,2 \text{ mm}$$

$$d = 0,9 \text{ mm}$$

Nous voyons qu'avec une bonne précision, les pics de directivité coïncident. Pour la suite de notre étude, nous pouvons donc considérer que les phénomènes de couplage entre une ligne microbande et une ligne microfente parallèles peuvent être décrits à partir d'une fonction de couplage uniforme.

Si nous envisageons l'utilisation de ces structures à lignes parallèles pour la réalisation de coupleurs, il est intéressant de mettre en valeur leurs limitations théoriques et en particulier les variations du couplage et de la directivité avec la fréquence. A partir des expressions (3) et (7) il est possible de calculer ces variations dans le cas où les constantes de propagation sont égales puis différentes.

#### INFLUENCE SUR LE COUPLAGE

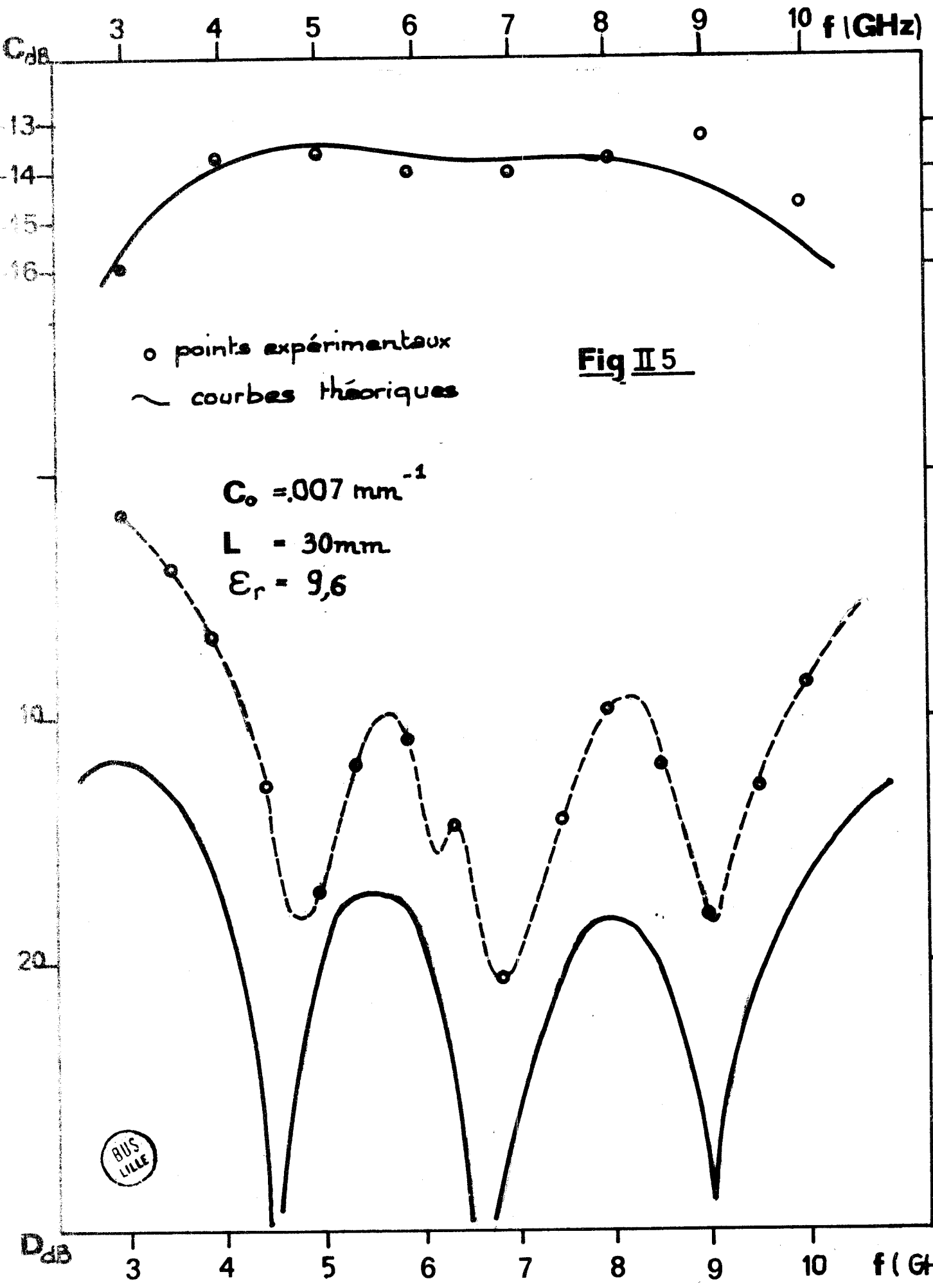
Nous présentons les résultats figure II.3 . Nous voyons que si l'écart entre les constantes de propagation est constant, le couplage varie très rapidement avec la fréquence (courbe 2).

Par contre, si cet écart n'est plus constant et qu'il diminue avec la fréquence (structure microbande-microfente), le couplage moyen et sa variation sont plus faibles que dans le cas précédent (courbe 3).

Sur cet exemple, nous voyons que dans une bande de fréquence, la dispersion sur la ligne microfente peut améliorer les caractéristiques de la structure. Un autre phénomène peut être mis en évidence à partir de la connaissance du diagramme de dispersion des lignes en présence : lorsque la fréquence augmente, l'énergie se concentre dans le diélectrique. De ce fait, le coefficient de couplage augmente avec la fréquence et sa variation est, en première approximation, identique à celle de  $\lambda/\lambda_1$ . ( $\lambda'$  = longueur d'onde guidée dans la microfente) La courbe 4 est la courbe théorique définitive du couplage en fonction de la fréquence.

#### INFLUENCE SUR LA DIRECTIVITE

Sur la figure II.4, nous comparons les courbes de directivité théoriques lorsque les constantes de propagation sont égales (lignes de même nature) à la





courbe de directivité obtenue pour une structure microbande-microfente parallèle. Nous constatons que dans ce dernier cas, la directivité est toujours plus faible.

Cette limitation est importante puisque par ailleurs, d'un point de vue pratique, cette diminution de directivité est encore accentuée. En effet, les brusques changements de direction pour l'une ou l'autre ligne introduisent des discontinuités telles qu'elles génèrent un couplage contra-directif entraînant une diminution de la directivité.

En définitive, nous voyons que la connaissance du diagramme de dispersion des lignes isolées, permet de prévoir la variation avec la fréquence des caractéristiques des structures à faible couplage. La figure II.5. compare les résultats obtenus expérimentalement aux prévisions théoriques pour un coupleur à lignes parallèles réalisé sur alumine d'épaisseur 0.635 mm et tel que :

$$\frac{W}{D} = 1 \quad ; \quad \frac{W'}{D} = 0,31 \quad ; \quad d = 0,9 \text{ mm}$$

Les performances modestes de ce coupleur ne permettent pas d'envisager son utilisation dans les ensembles hyperfréquences existants. Dans le but de réaliser un coupleur utilisable en structure hybride, nous avons cherché à optimiser les courbes de directivité par un choix judicieux de la fonction  $\phi(Z)$ .

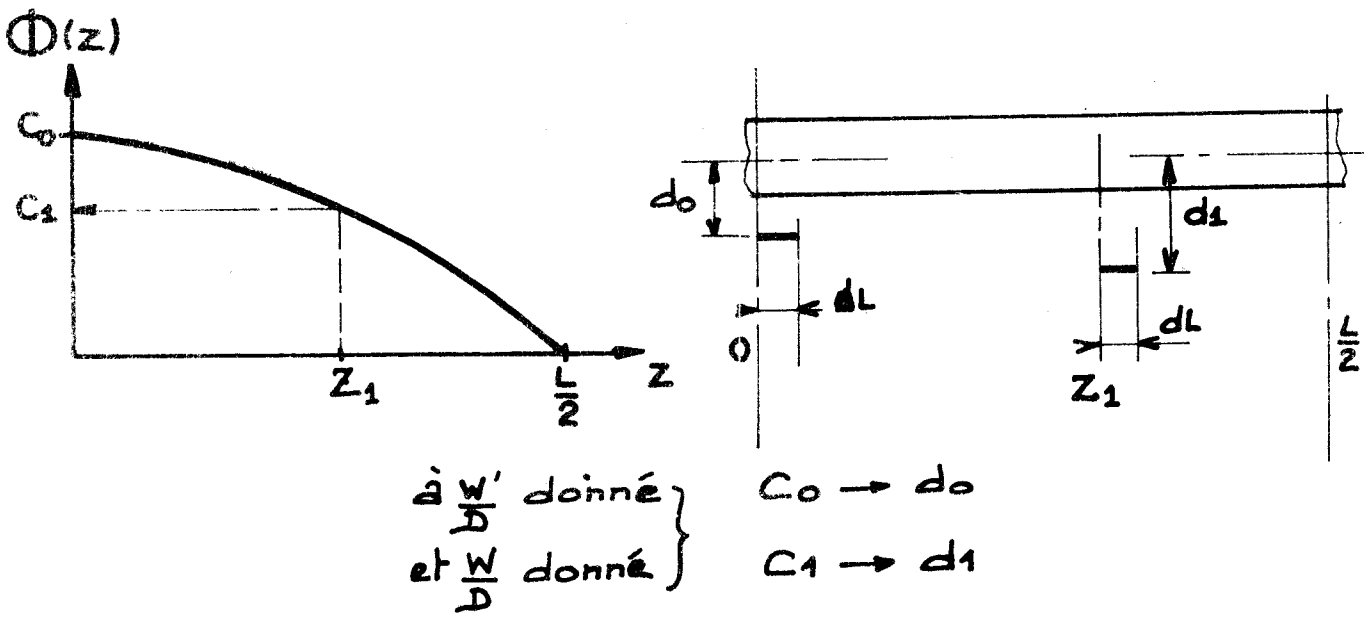
## II.2. DETERMINATION D'UNE FONCTION DE COUPLAGE OPTIMALE. APPLICATION A LA REALISATION D'UN COUPLEUR A LARGE BANDE

Si nous considérons la longueur L de couplage formée de n structures de couplage à lignes parallèles, en cascade, de longueur dl, nous pouvons construire un profil de variation correspondant à la fonction  $\phi(Z)$  souhaitée (figure II.6). Pour cela, il est nécessaire de connaître les variations du coefficient de couplage avec les paramètres géométriques de la structure et en particulier de la distance "d" entre les lignes.

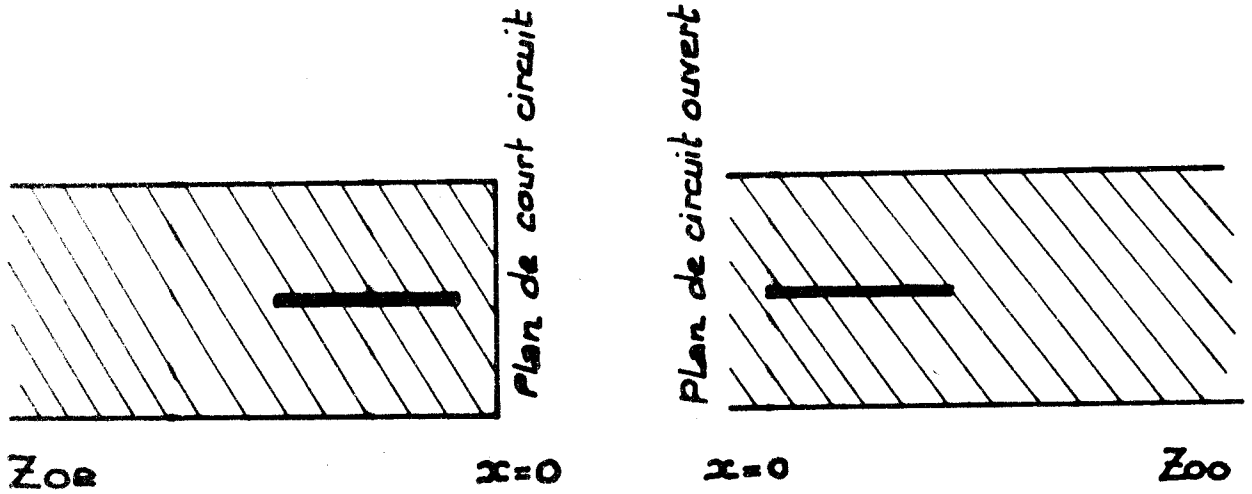
### VARIATIONS DU COEFFICIENT DE COUPLAGE AVEC LES PARAMETRES GEOMETRIQUES

#### Généralités

Les coefficients de couplage entre modes d'un système sont généralement déduits de la comparaison entre le système réel et le système non perturbé. Ainsi, pour les guides d'onde fermés, on peut étudier les phénomènes à partir d'une perturbation en champs : aux champs initiaux, sont superposés les champs rayonnés par un dipole magnétique ou électrique (théorie de BETHE) (2).



**Fig II 6**



**Fig II 7**

La détermination du coefficient de couplage est facilitée si l'on peut décrire l'état électromagnétique du système perturbé à partir de la superposition de deux modes orthogonaux.

Si nous reprenons l'exemple du coupleur microbande (triplaque) pour lequel les modes normaux sont TEM, le coefficient de couplage s'exprime à partir de la variation d'impédance caractéristique d'une ligne, cette variation étant liée à la présence d'un court-circuit magnétique (mode impair) ou d'un court-circuit électrique (mode pair) au voisinage de la ligne (figure II.7).

Si  $k$  est le coefficient de couplage, dans chaque cas, l'impédance est donnée par :

$$Z_{oe} = Z_o (1 + k) \quad \text{plan de court circuit électrique en } x = 0$$

$$Z_{oo} = Z_o (1 - k) \quad \text{plan de court circuit magnétique en } x = 0$$

d'où

$$k = \frac{\Delta Z_o}{Z_o}$$

C'est cette perturbation d'impédance caractéristique qui entraîne le couplage contra-directionnel. L'étude des coupleurs de ce type se ramène donc à la caractérisation d'une ligne, uniforme ou non (1)(17).

Contrairement au cas précédent, pour une structure microbande-microfente, il n'est pas possible de se ramener à l'étude d'une seule ligne (absence de plan de symétrie - impossibilité de modélisation de la ligne microfente). Il faut donc envisager la détermination du coefficient de couplage à partir de la structure complète.

#### METHODE DE DETERMINATION CHOISIE

Dans la première partie de notre exposé, nous avons montré que le couplage entre une ligne microbande et une ligne microfente parallèles pouvait être décrit à partir d'une fonction uniforme sur toute la zone de couplage. De ce fait, quelque soit l'abscisse  $Z$ , la variation du coefficient de couplage avec les paramètres géométriques de la structure ( $d, W, W'$ ) est toujours la même.

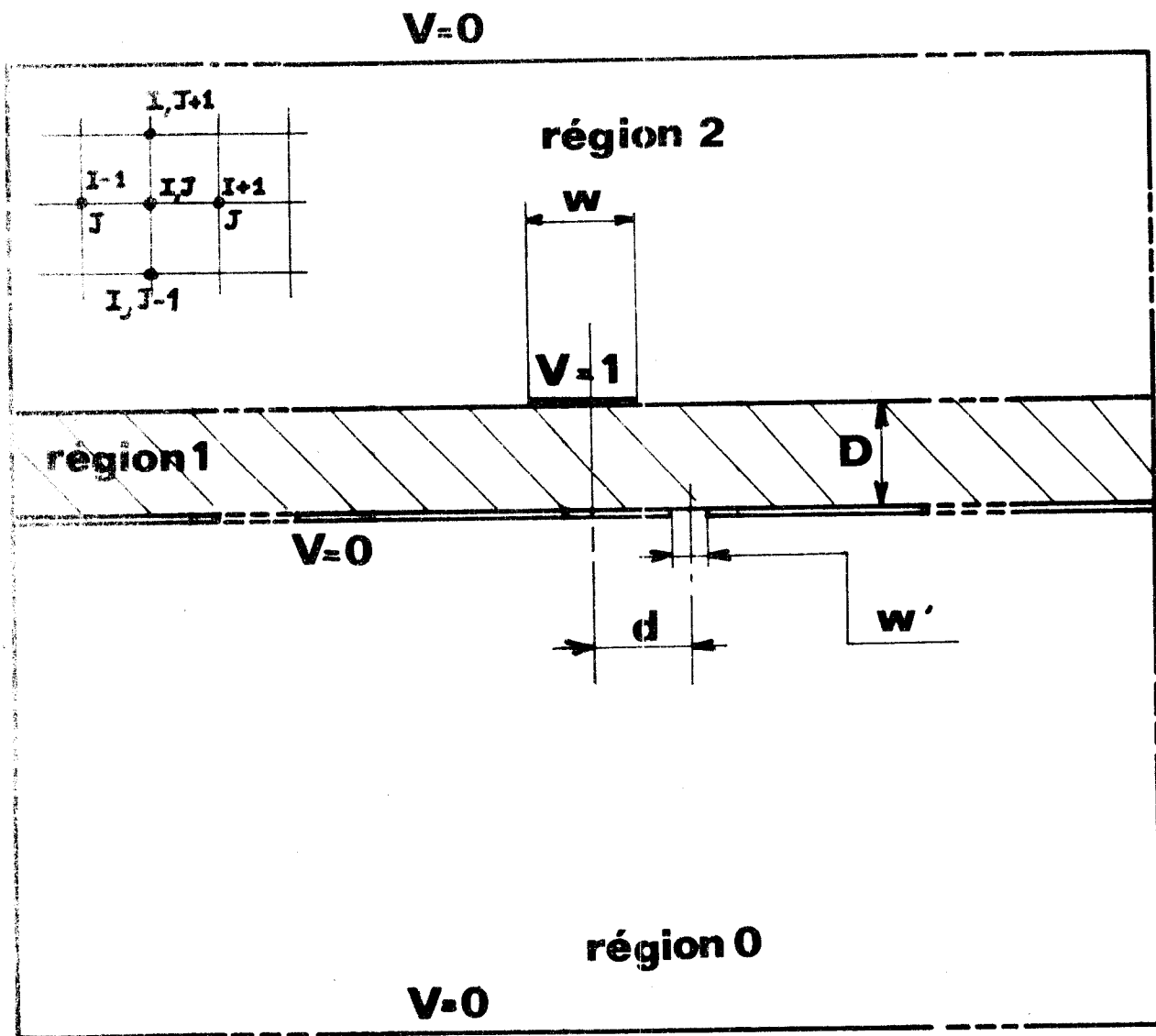
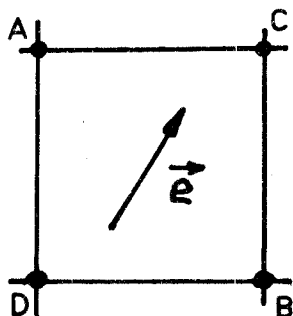


fig II 8



BUS  
LILLE

Nous choisissons la ligne microbande comme ligne principale ; le couplage étant faible, nous pouvons considérer que dans un plan de section droite, la répartition des champs est proche de la répartition en mode TEM. Pour connaître cette répartition, il suffit d'intégrer l'équation de LAPLACE.

$$\Delta V = 0$$

la structure étant enfermée dans un boîtier (figure II.8). La ligne microbande est portée au potentiel  $V = +1$  tous les autres conducteurs sont au potentiel  $V = 0$ . L'intégration de l'équation de Laplace est faite de façon numérique à partir de la méthode des différences finies

Le potentiel en chaque noeud du réseau est calculé à partir de la relation :

$$4 V (I,J) - V (I+1,J) - V (I-1,J) - V(I,J+1) - V (I,J-1) = 0$$

Pour les points de l'interface air-diélectrique, on assure la continuité du potentiel et du vecteur induction normal à la surface de séparation :

$$V_0 = V_1 = V$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial V_0}{\partial y} = \epsilon_1 \frac{\partial V_1}{\partial y}$$



Cette répartition est définie en fonction de la position relative des lignes (d) et de la largeur de la ligne microfente ( $W'$ ).

Dans la région 2 , une faible partie de l'énergie est diffractée par la fente. Si l'on considère les hypothèses que nous avons faites, il est possible de calculer l'énergie en fonction du champ électrique à partir de la relation :

$$W = \epsilon \frac{(V_A - V_B)^2 + (V_C - V_D)^2}{2 h^2} \quad (8)$$

$h$  étant la dimension de la maille (figure II.8)

Si, de la même manière, nous calculons la somme des énergies dans les régions 0 et 1 en l'absence de fente, nous pouvons considérer que le rapport  $\frac{W_2}{W_0 + W_1}$  est proportionnel au carré du coefficient de couplage entre la ligne microbande et la ligne microfente.

BUS  
LILLE

$C_p$  (unités arbitraires)

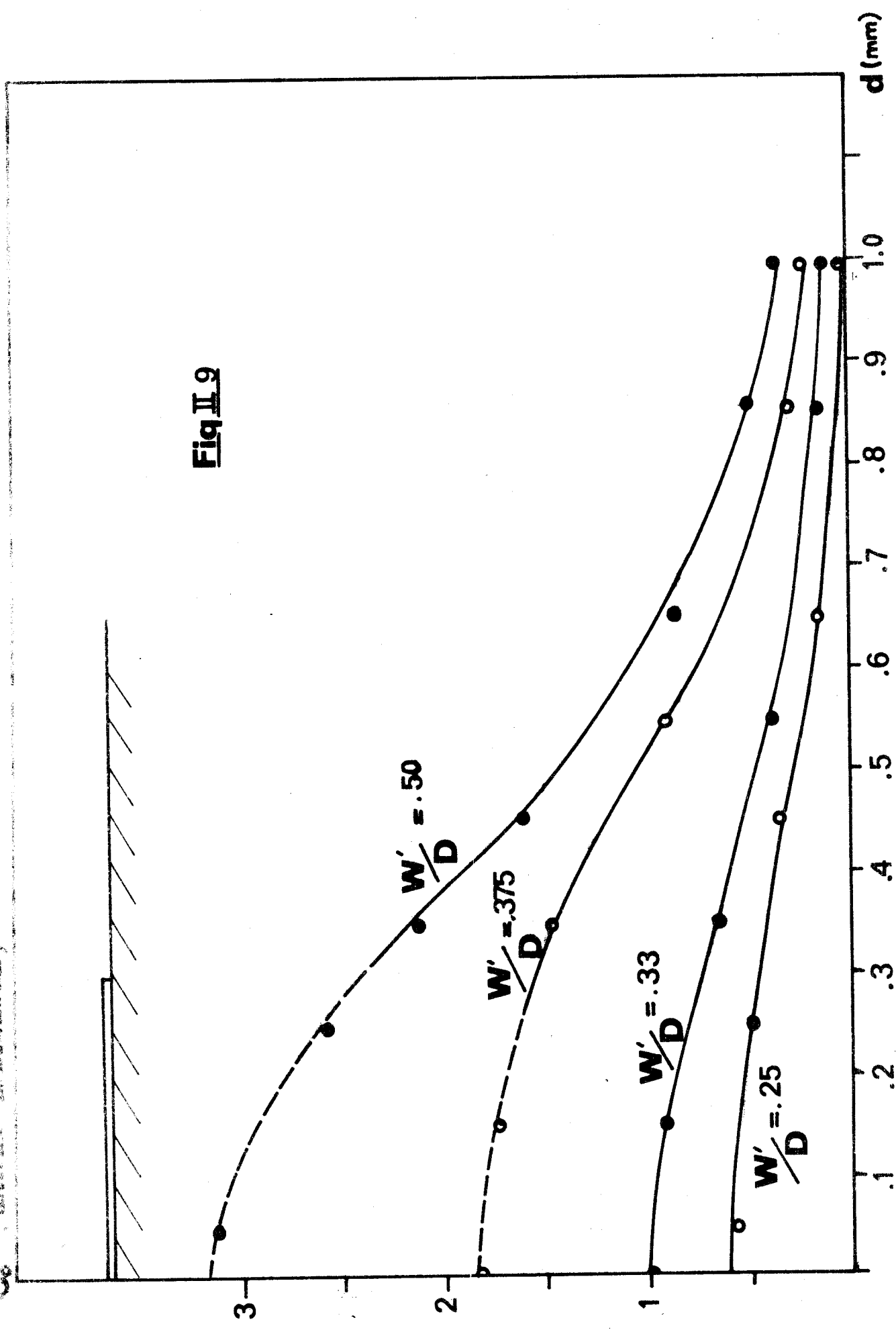
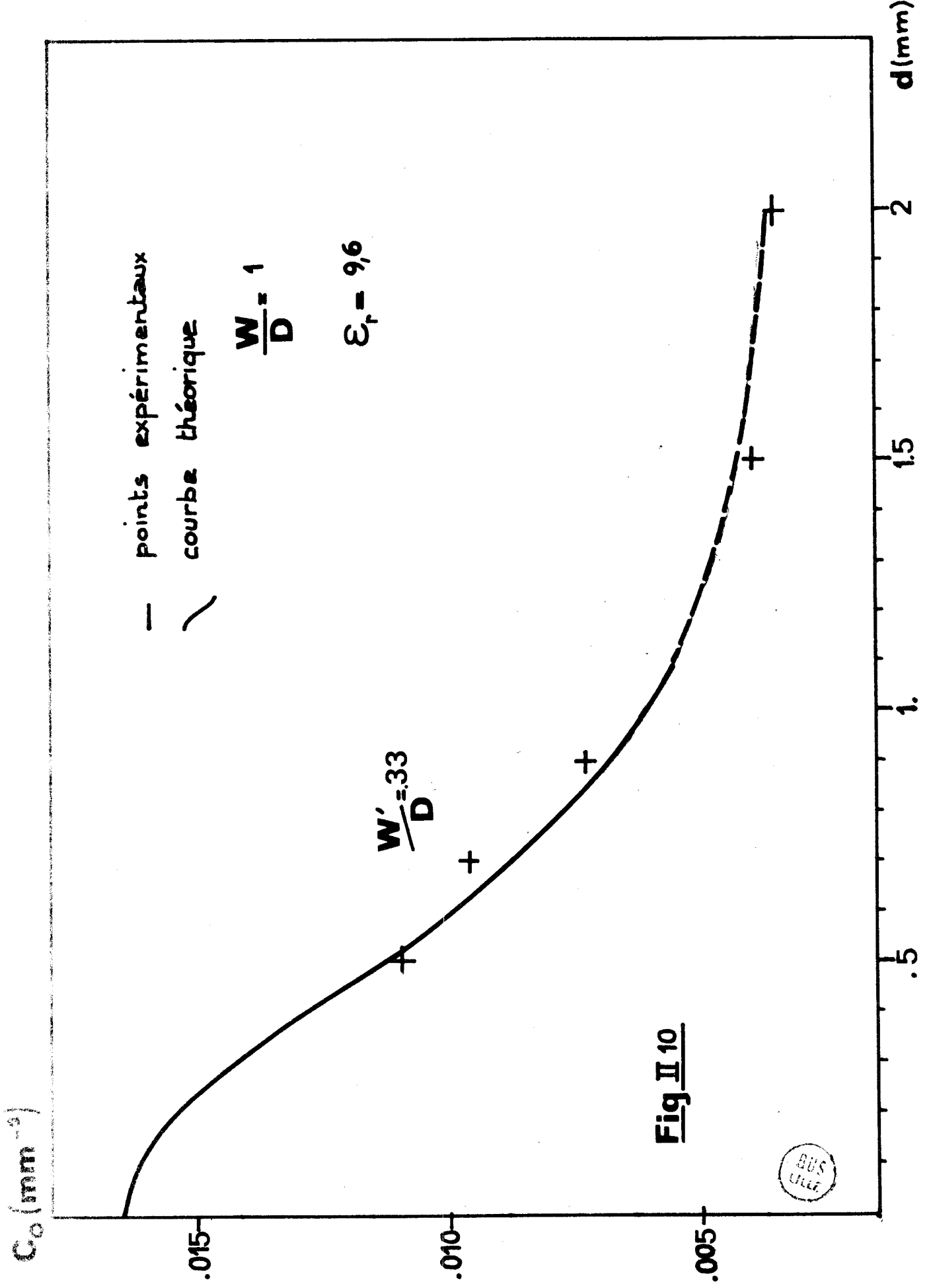


Fig II 9



**Fig II 10**



Nous présentons figure II.9 les variations théoriques du coefficient de couplage en fonction de la distance  $d$  (pour un substrat d'alumine  $\epsilon_r = 9.6$ ). Ces courbes sont paramétrées en  $\frac{W'}{D}$ . Pour rester dans l'hypothèse des faibles perturbations, nous nous limitons à  $\frac{W'}{D} = 0,5$ . Les mesures faites sur les structures parallèles permettent de déterminer la valeur du coefficient de couplage à fréquence fixe. Nous comparons figure II.10 les variations de la courbe théorique pour  $\frac{W}{D} = 0,33$  aux relevés expérimentaux à 6 GHz.

### REALISATION D'UN COUPLEUR A LARGE BANDE DE FREQUENCE

En pratique, les caractéristiques les plus intéressantes pour un coupleur sont :

- a) le taux d'onde stationnaire à l'entrée et ses variations avec la fréquence.
- b) le couplage et ses variations avec la fréquence.  
(les valeurs nominales du couplage sont 3 dB - 10 dB - 20 dB).
- c) La directivité minimale dans la bande.

Les coupleurs les plus difficiles à concevoir sont :

- \* Les coupleurs de haute directivité (réflectomètres)
- \* Les coupleurs à large bande et réponse plate.

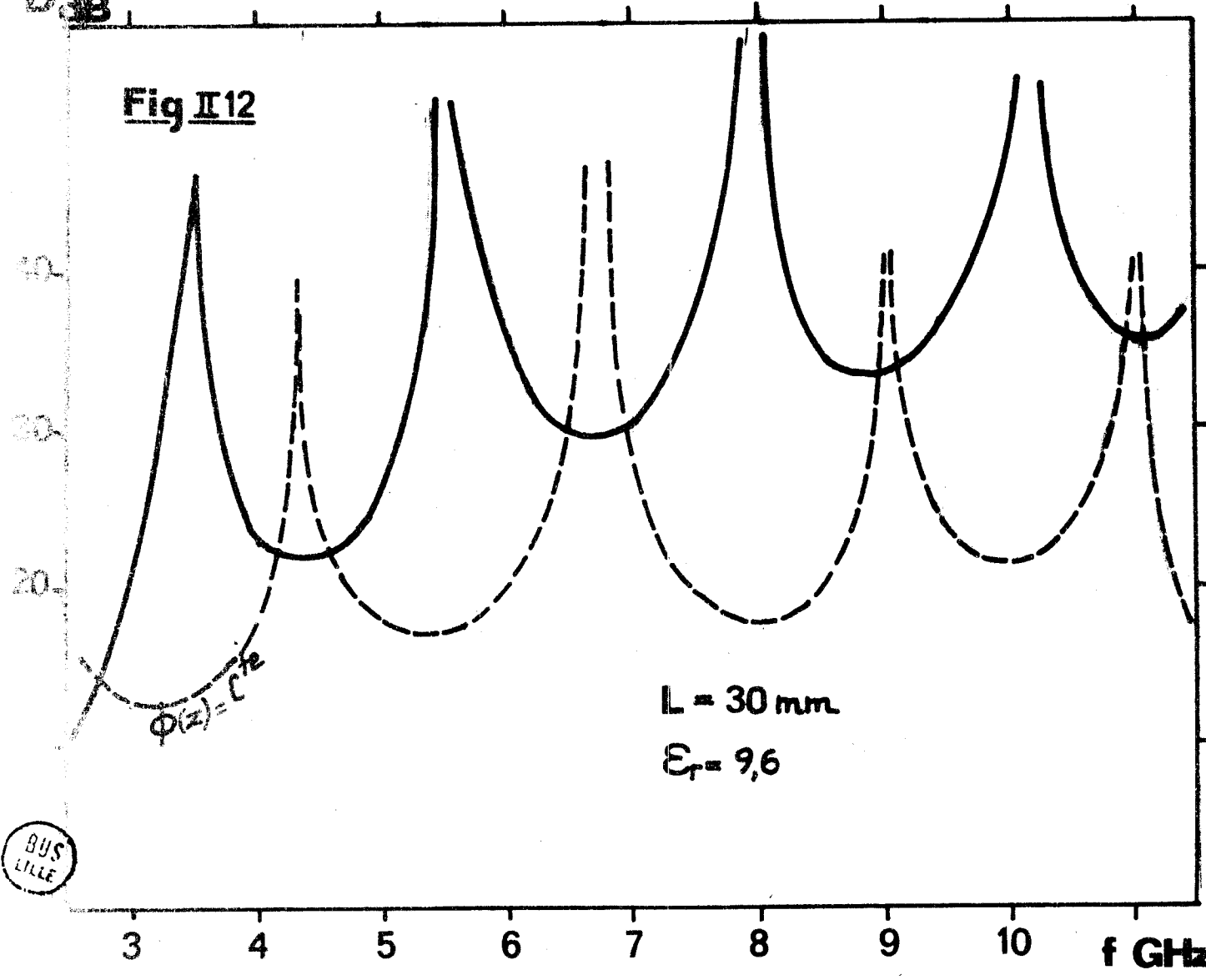
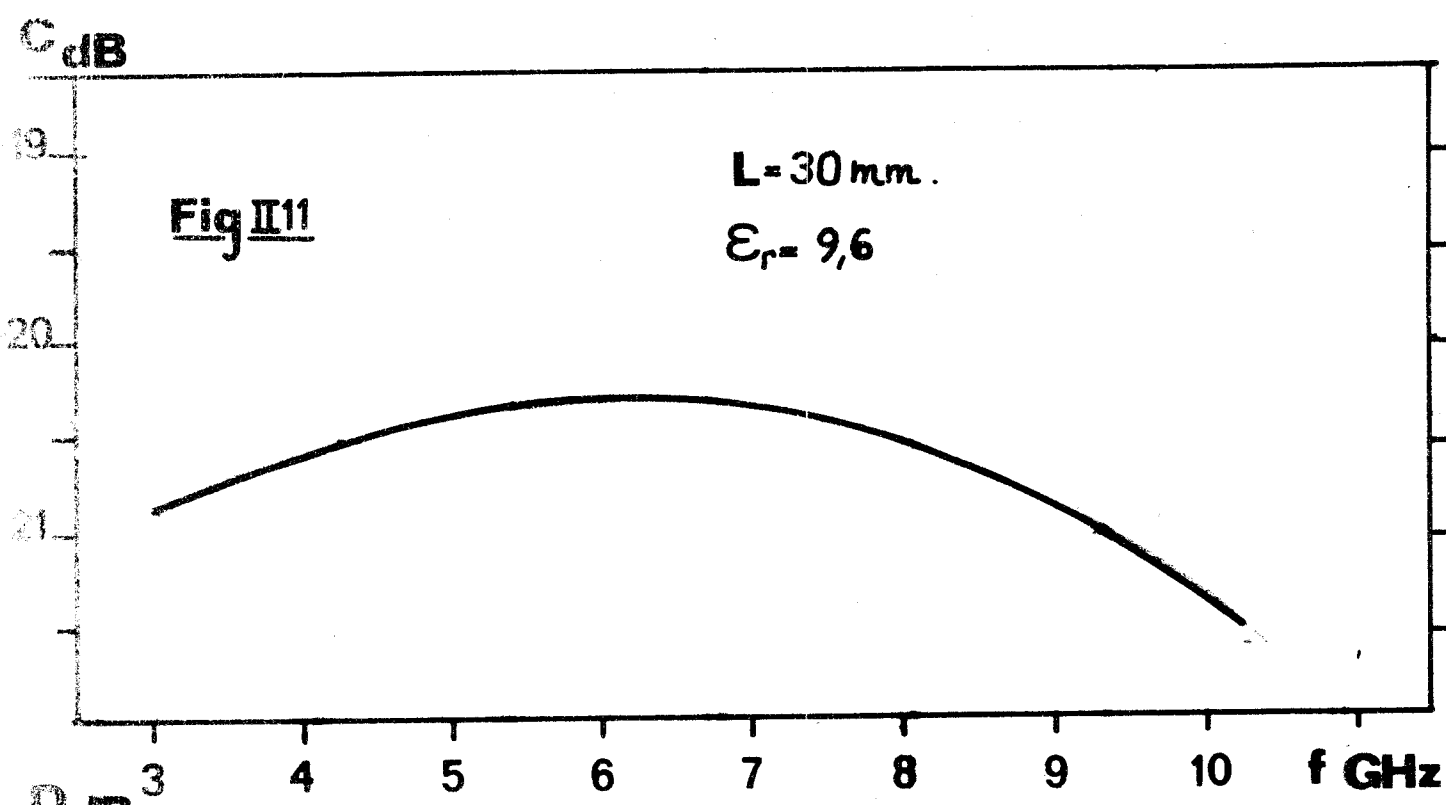
Les lignes microbande et microfente ayant des constantes de propagation différentes, il existe toujours un couplage de type co-directif puisque les modes normaux de la structure ont aussi des constantes de propagation différentes. Les coupleurs réalisés sont du type "à interférence" (9) donc limités en directivité (directivité théorique non infinie).

De ce fait, nous nous sommes attachés à la réalisation d'un coupleur large bande à réponse plate, de couplage nominal 10 dB dans la bande 4 à 10 GHz.

Ces limites nous sont imposées :

- vers les basses fréquences par les dimensions des substrats.
- vers les hautes fréquences par les performances actuelles des transitions utilisées.





BUS  
LILLE

Choix d'un profil de variation

une fonction de couplage étant choisie, nous lui faisons correspondre un profil de variation obtenu par discrétisation de la longueur de couplage (voir II.2)

Le choix de la fonction de couplage  $\phi(Z)$  est déterminé par plusieurs critères :

- a) la directivité minimale dans la bande.
- b) les variations relatives du couplage.
- c) la réalisation technologique de la fonction : nous rejetons toute solution théorique dont la transposition pratique introduit de brusques variations de la direction de propagation de l'une des lignes. Comme nous l'avons remarqué par ailleurs, de telles discontinuités induisent un couplage contra-directionnel qui limite la directivité pratique.

Nous présentons ici l'étude théorique des fonctions de couplage ayant abouti à une réalisation pratique.

Fonctions sinusoïdales

Si nous envisageons une fonction de couplage telle que :

$$\phi(Z) = k_0 \cos \frac{\pi x}{L}$$

les expressions (7) et (8) permettent de calculer les variations du couplage et de la directivité en fonction de la fréquence. Nous trouvons :

$$I_D = C_0 \times L \times \frac{\cos \theta_1}{1 - \left(\frac{2\theta_1}{\pi}\right)^2}$$

$$D = \frac{I_D}{I_F} = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \frac{1 - \left(\frac{2\theta_2}{\pi}\right)^2}{1 - \left(\frac{2\theta_1}{\pi}\right)^2}$$

La figure II.2 présente les variations du couplage et de la directivité pour un coupleur de ce type. La longueur de couplage étant 30 mm.

Afin de mettre en évidence l'intérêt d'une telle fonction de couplage, nous comparons la directivité à celle obtenue pour une structure à couplage constant.

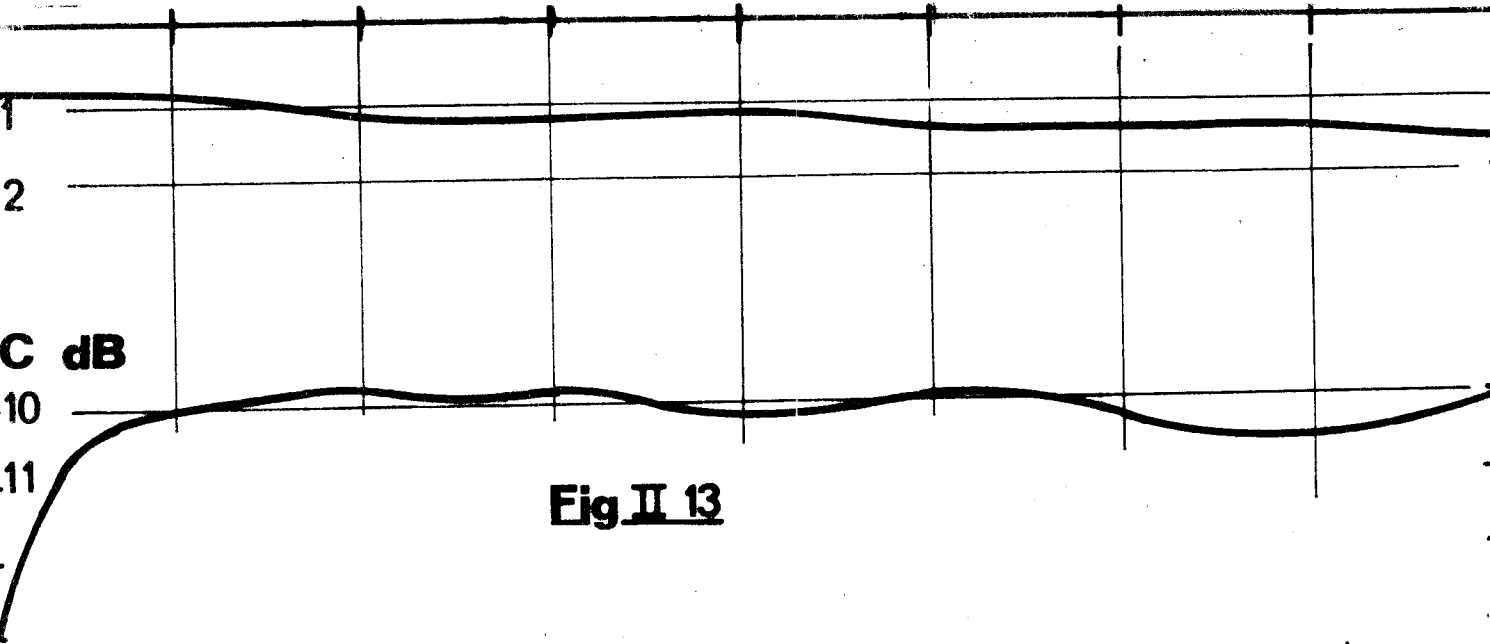
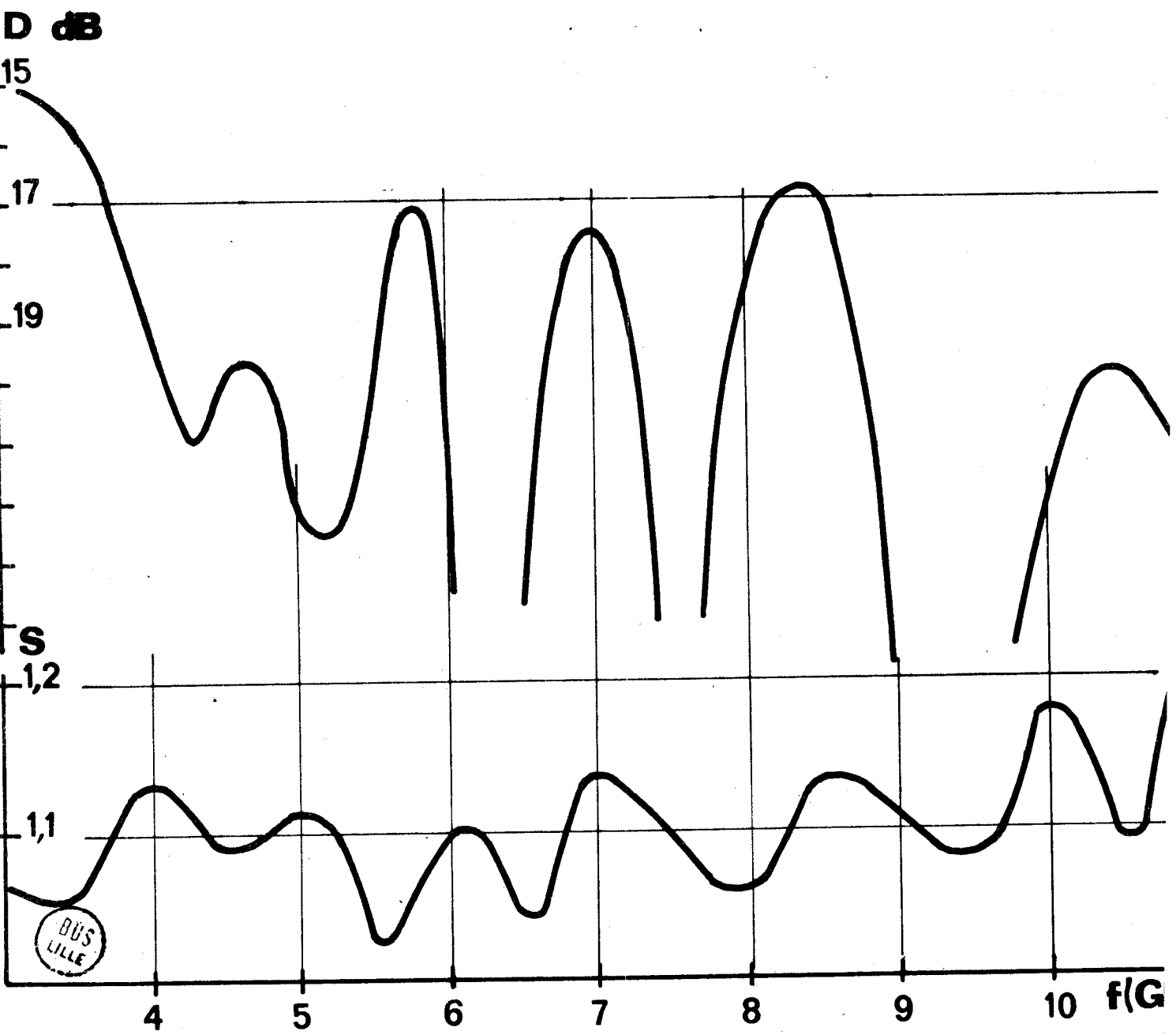


Fig. II 13



DU'S  
LILLE

Les coupleurs réalisés à partir de cette fonction de couplage présentent une grande directivité (supérieure à 20 dB dans toute la bande). Cependant, les valeurs de couplage obtenues sont faibles (de l'ordre de 20 dB). Nous n'avons donc pas retenu cette solution.

Afin de pallier cet inconvénient, nous avons pensé réaliser un coupleur de type asymétrique ( $\phi(Z) = C_0 \cos \frac{2\pi}{L} x$ ) (figure II.13). Les valeurs de couplage obtenues sont plus fortes mais encore insuffisantes (15 dB).

En définitive, nous avons étudié un compromis entre une structure à fonction de couplage constant et une structure à fonction de couplage sinusoïdale (figure II.14).

Afin d'éviter toute discontinuité, ce coupleur est un coupleur 3 portes, la porte isolée étant fermée sur une charge adaptée réalisée directement sur le substrat.

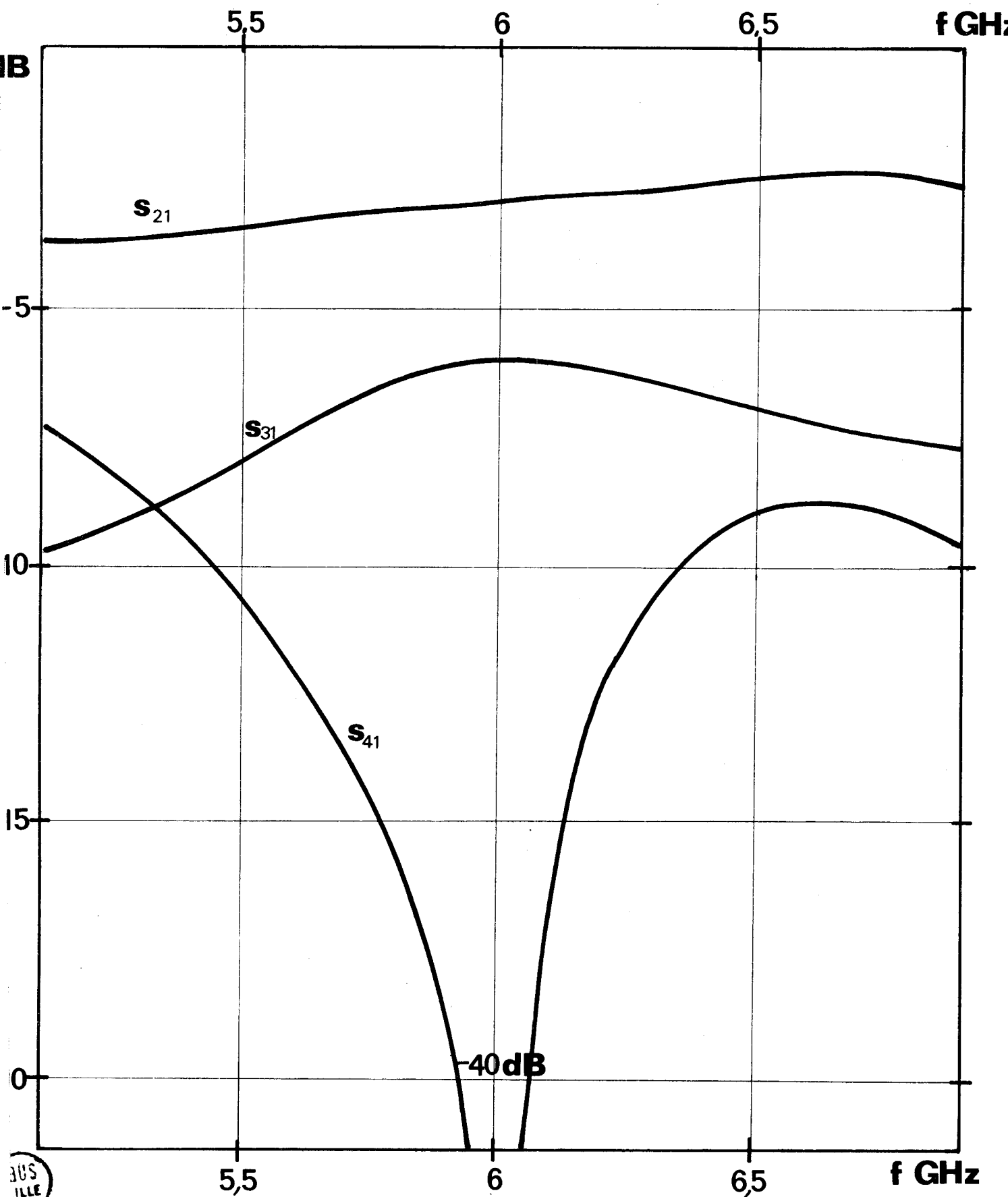
La figure II.12 présente les caractéristiques expérimentales d'un tel coupleur.

Soient, dans la bande 4 GHz - 10 GHz :

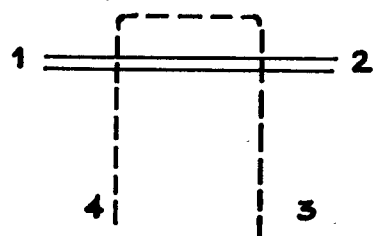
couplage :  $C_{dB} = 10,3 \text{ dB} \pm 0,3 \text{ dB}$   
directivité :  $D_{dB} > 17 \text{ dB}$   
taux d'onde :  $S < 1,2$   
stationnaire

Bien que ces performances soient inférieures en bande passante à celles obtenues par utilisation de lignes non uniformes en technologie triplaque (mode TEM) (1) (17), elles sont tout à fait acceptables compte tenu des limitations théoriques et technologiques rencontrées dans toute tentative de réalisation de coupleur large bande en structure ouverte dissymétrique (microstrip par exemple).

Ce type de structure ne peut conduire qu'à la conception de coupleurs à faible couplage ; l'obtention de couplages forts entre une ligne microbande et une ligne microfente n'est envisageable qu'à partir de structures à lignes croisées.



**Fig III 3**



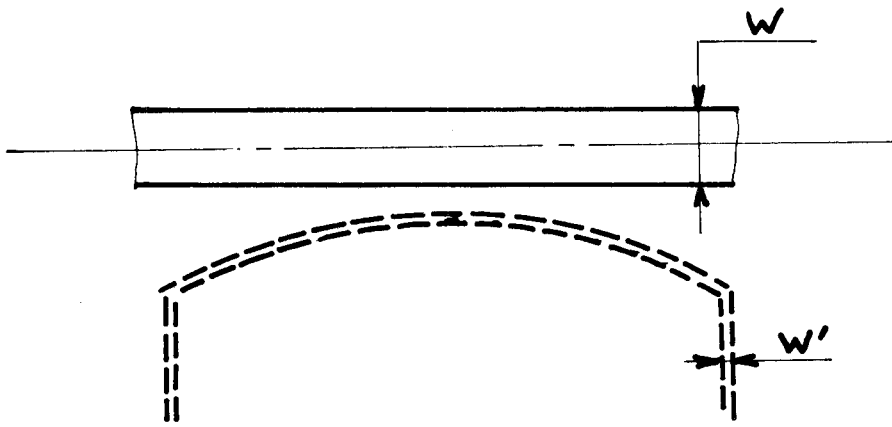


Fig. II 13

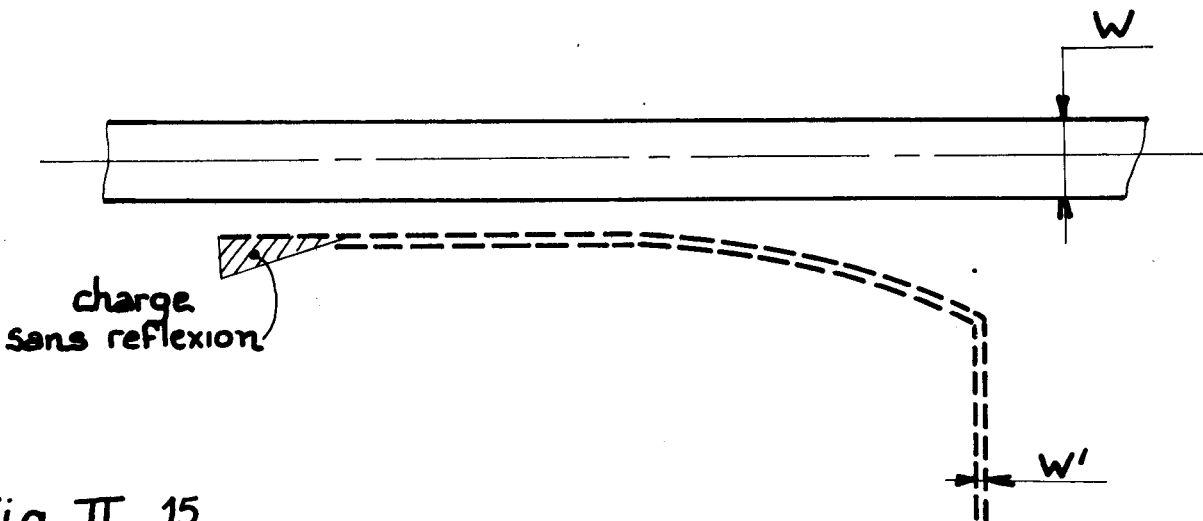
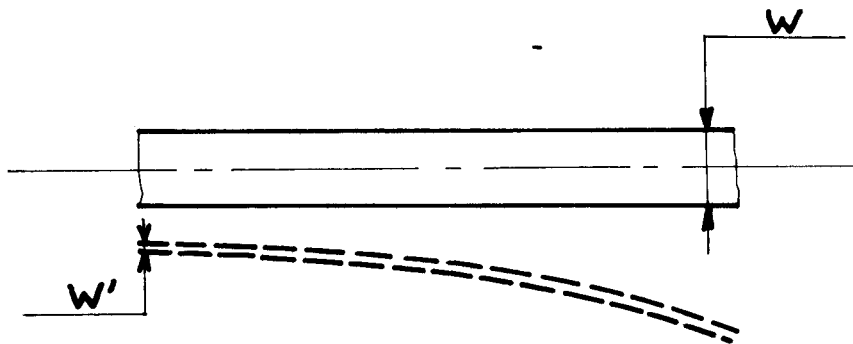


Fig. II 15

Dans le paragraphe suivant, nous présentons une étude préliminaire de ces structures débouchant sur la réalisation d'un coupleur 3 dB. L'étude analytique complète des couplages forts fera l'objet de travaux ultérieurs.

### III - STRUCTURES À LIGNES CROISÉES

#### III.1. STRUCTURES A LIGNES PERPENDICULAIRES.

Lorsqu'une ligne microbande et une ligne microfente sont perpendiculaires (figure III.1), la configuration des champs sur chacune des lignes est telle que le couplage est important. Ainsi, pour une structure réalisée sur alumine d'épaisseur 0,635 mm et telle que  $\frac{W}{D} = 1$  et  $\frac{W'}{D} = 0,31$ , le couplage est de 9 dB à 6 GHz. L'expérience montre de plus que ce couplage est non directif.

A partir de ces données expérimentales, nous avons pensé associer deux cellules de ce type en cascade, les zones de couplage étant séparées d'un quart de longueur d'onde tant sur la ligne microbande que sur la ligne microfente (figure III.2).

Une telle association devait conduire à la réalisation d'un coupleur 3 dB. Nous présentons figure III.3., les caractéristiques expérimentales obtenues. Nous voyons que si effectivement la directivité est importante (40 dB à 6 GHz), les pertes dues à des résonances parasites ne permettent pas l'utilisation d'une telle structure. Ces résonances ont été mises en évidence en faisant une visualisation des champs entre 5 GHz et 7 GHz (utilisation de substances mésomorphes cholestériques).

#### III.2. ETUDE EN FONCTION DE L'ANGLE $\theta$ ENTRE LES DEUX LIGNES

Nous avons alors étudié expérimentalement les variations du couplage et de la directivité en fonction de l'angle " $\theta$ ".

Les résultats les plus intéressants sont obtenus pour les angles les plus faibles. La longueur d'interaction entre les deux lignes étant importante, ces structures présentent une grande directivité. DE RONDE a expliqué ce phénomène de façon qualitative ( ).

Fig. III 1

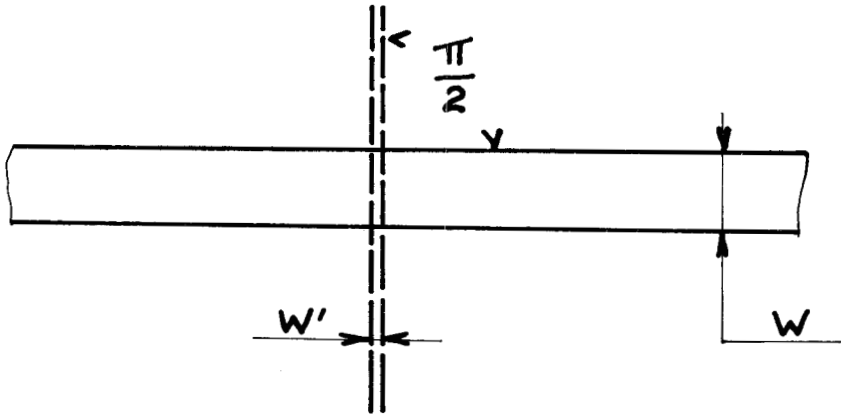


Fig. III 2

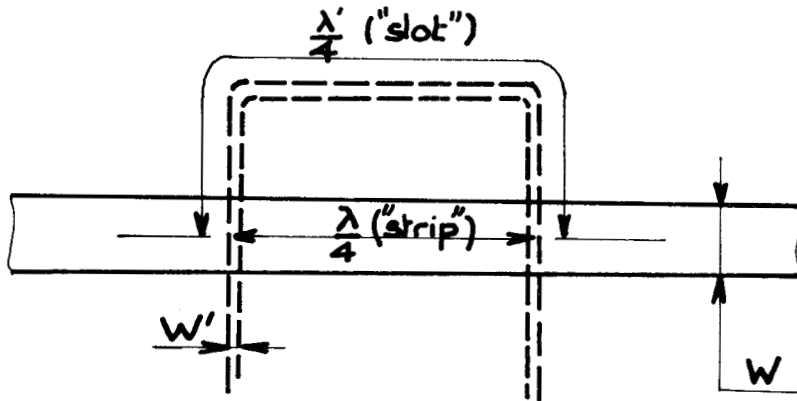
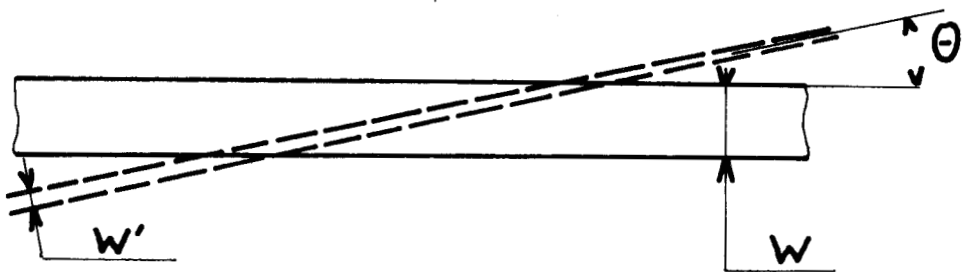
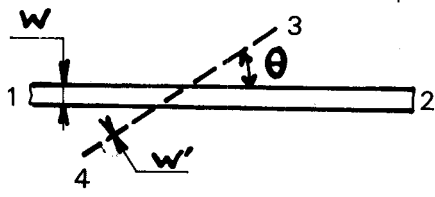
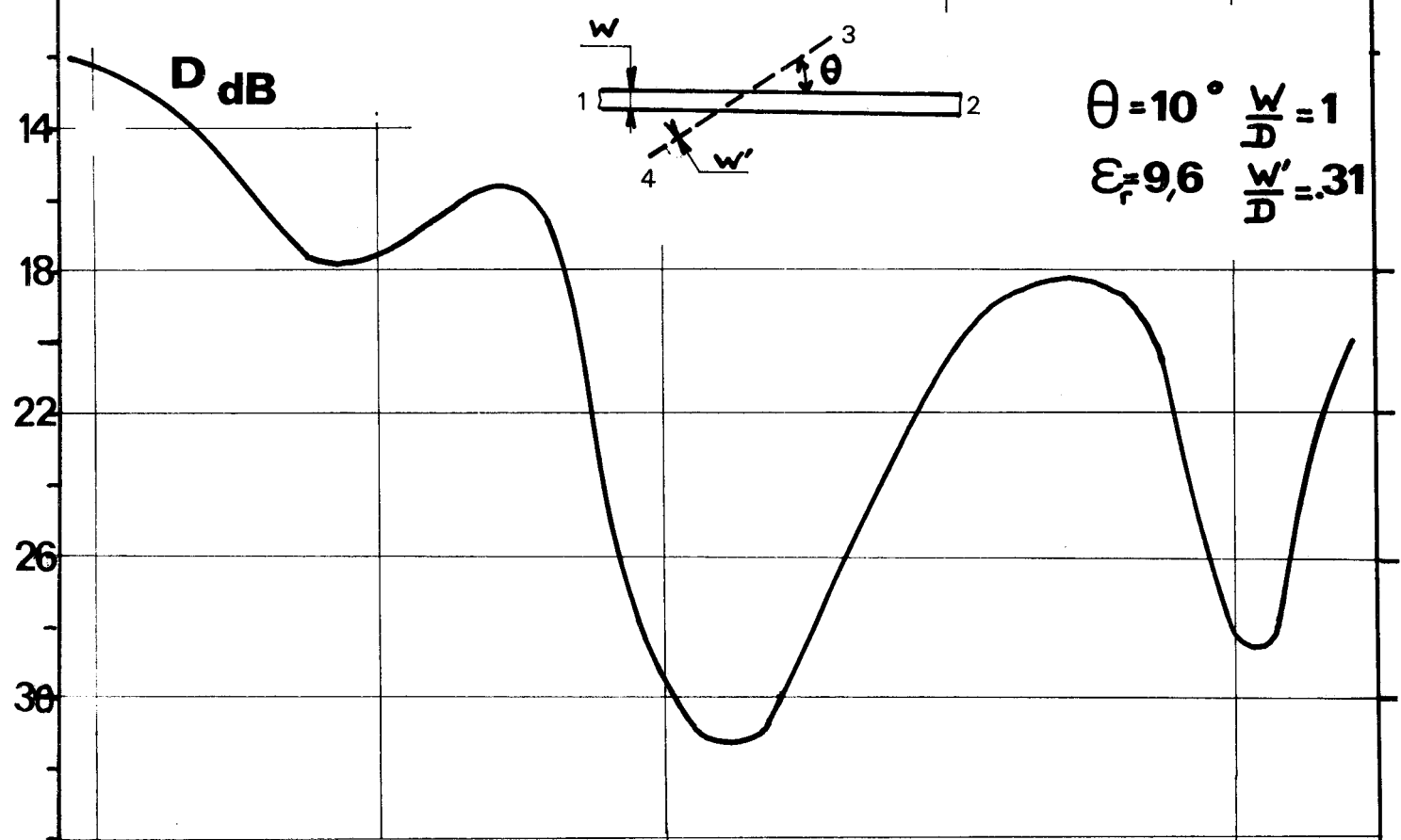
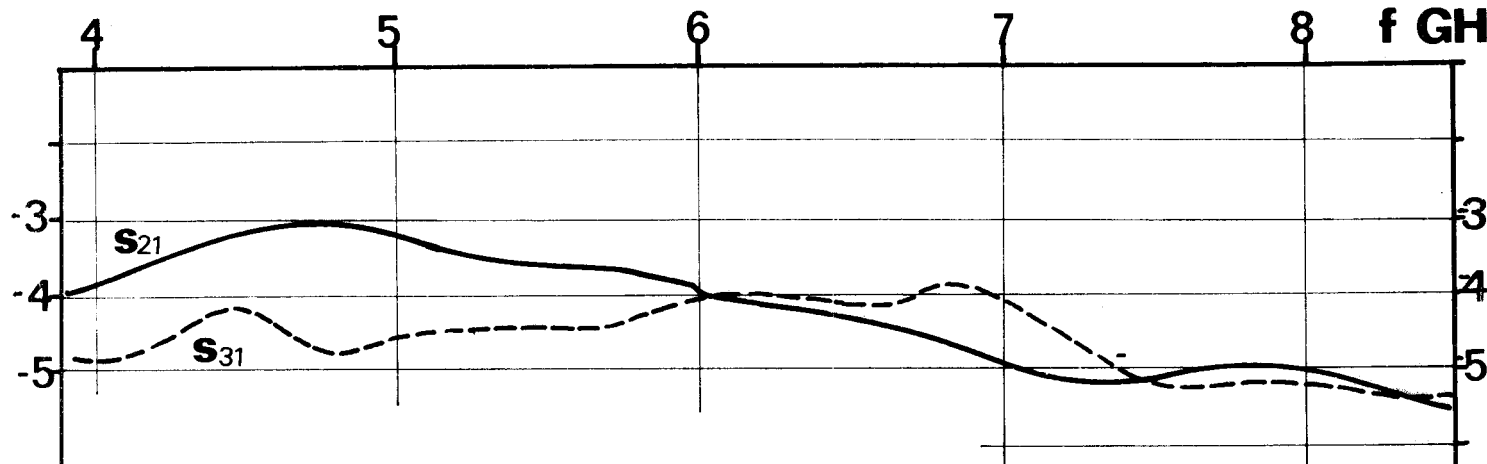


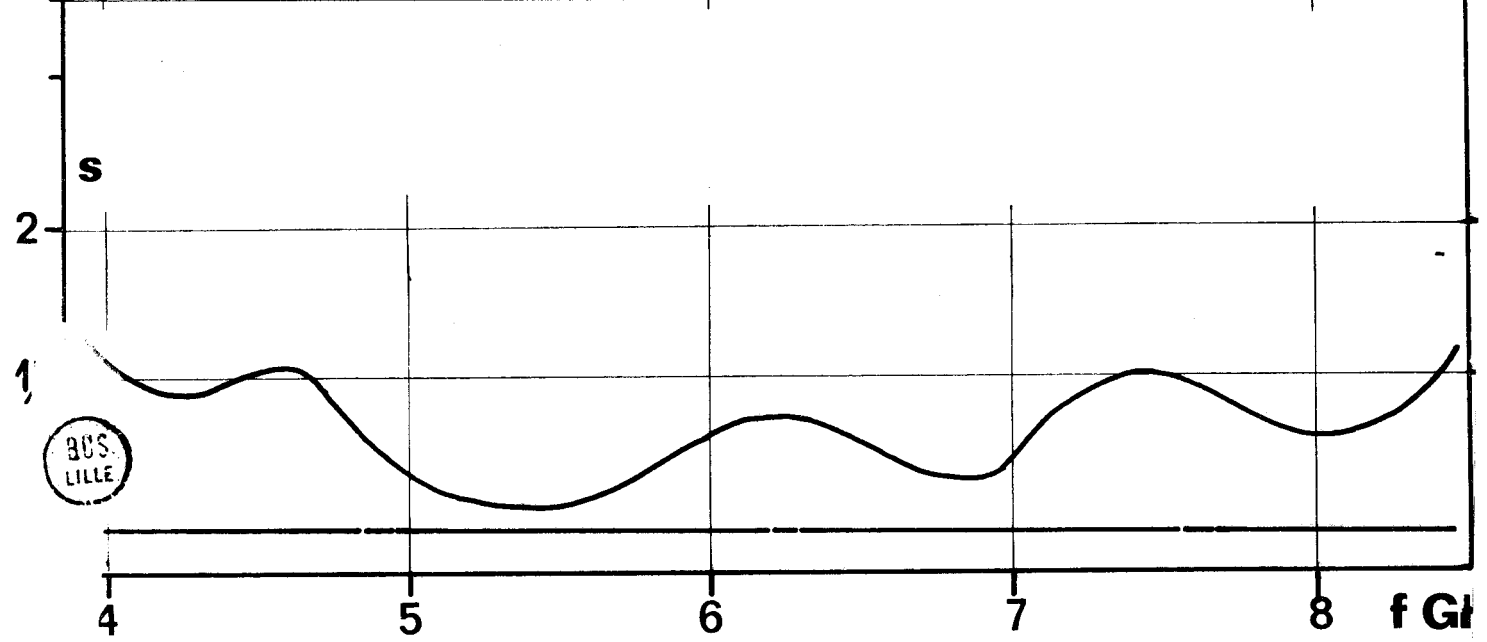
Fig. III 4







$\theta = 10^\circ$   $\frac{w}{L} = 1$   
 $\epsilon_r = 9.6$   $\frac{w'}{L} = .31$



BUS LILLE

Il est alors possible de réaliser des coupleurs à faible ou fort couplage.

- Coupleurs faible couplage

Des coupleurs dont le couplage est inférieur à 10 dB peuvent être réalisés par cette méthode (utilisation de substrats épais et de fentes de très faible largeur).

Pour des angles très faibles, leur étude théorique est possible ; les deux lignes se croisant, le coefficient de couplage varie tout au long de la zone de couplage et l'on peut introduire une fonction de couplage équivalente  $\phi'(Z)$ , on est alors ramené à l'étude précédente.

A notre sens, une telle technique est beaucoup plus intéressante pour réaliser des coupleurs à fort couplage et ce, d'une manière beaucoup plus simple que par association de lignes microbandes (6) (15) (17).

Nous présentons figure III.5 les caractéristiques expérimentales d'un coupleur 3 dB.

La structure est réalisée sur alumine d'épaisseur 0.635 mm.  $\frac{W}{D} = 1$  ;  $\frac{W'}{D} = 0.31$   
 $\theta = 10^\circ$ .

Par une étude théorique de ces structures, ces résultats sont perceptibles.

A notre connaissance, l'étude des couplages forts entre deux structures de propagation différentes n'a été faite que pour des guides fermés parallèles (13) (3).

L'étude expérimentale que nous venons de présenter nous conduit à envisager une extension de cette étude au cas de deux guides ouverts d'axe de propagation différent.

Pour cela, l'axe de propagation d'une structure étant choisi comme référence (OZ), il doit être possible de définir pour l'autre ligne une structure équivalente d'axe OZ dont la constante de phase dépende de l'abscisse Z. On se ramène ainsi aux principes de couplages à large bande connus sous le vocable "normal mode warping" énoncés par FOX et LOUISELL ( ) ( ).

Les équations des modes couplés dans le cas d'un couplage directif s'écriront alors :

$$\frac{dE_1(Z)}{dZ} = -j \beta_1 E_1(Z) + k_{12}(Z) E_2(Z)$$

$$\frac{dE_2(Z)}{dZ} = +k_{21}(Z) E_1(Z) - j \beta_2(Z) E_2(Z)$$

où  $\beta_1$  est la constante de phase de la ligne de référence.

$\beta_2(Z)$  est la constante de phase de la ligne équivalente.

$k_{12}(Z)$  et  $k_{21}(Z)$  traduisent les effets du mécanisme de couplage d'une structure à l'autre.

Afin d'intégrer un tel système, nous pensons utiliser des méthodes analogiques qui, dans ce cas précis, permettront une confrontation plus rapide entre théorie et expérience.

Une telle étude permettra l'optimisation sur une large bande de fréquence de transitions microbande-microfente et de coupleurs à fort couplage.

## CONCLUSION

Nous avons présenté un modèle permettant d'étudier de façon analytique la propagation des ondes électromagnétiques sur les structures microfentes. Nous en avons déduit les caractéristiques de dispersion des modes fondamentaux. Nos résultats sont corroborés par ceux de COHN qui a résolu le problème de façon moins générale.

L'étude de la dispersion des modes fondamentaux n'est qu'une étape permettant de tester les limites de validité du modèle. Des travaux sont en cours pour caractériser complètement ces structures (pertes, modes supérieurs).

Pour mener à bien l'étude expérimentale, nous avons mis en place un laboratoire de technologie et nous nous sommes initiés aux diverses méthodes de réalisation des circuits hyperfréquences. La connaissance des diagrammes de dispersion et nos possibilités de réalisation technologiques, nous ont permis d'étudier l'association de lignes de nature différente et en particulier de réaliser, en collaboration avec L.T.T., des coupleurs microbande-microfente et des transitions à large bande de fréquence.

Ces diverses études, tant sur le plan théorique qu'expérimental, nous conduisent à penser que la ligne microfente seule n'apporte rien de plus que d'autres lignes plaquées telle la ligne microbande, sauf peut être pour des applications très spécifiques (composants non réciproques, caractérisation de certains matériaux).

Par contre, les structures hybrides (l'association microbande-microfente n'étant pas la seule envisageable) peuvent dans l'optique d'une montée en fréquence, apporter des solutions originales aux problèmes posés par l'intégration des composants actifs ou la conception de systèmes microondes miniaturisés.

•f•f•f•f•f•f•f•

## BIBLIOGRAPHIE

### de la première partie

- (1) J. CITERNE : Thèse de doctorat (à paraître)
- (2) S.B. COHN : "*Slot line, an alternative transmission medium for integrated circuits*".  
Présenté au G.MTT en mai 1968.
- (3) S.B. COHN : "*Slot line on a dielectric substrate*"  
I.E.E.E. T. MTT, Vol. 17, n°10, pp. 768-778, oct. 1969.
- (4) S.B. COHN : "*Sandwich slot line*"  
I.E.E.E. T. MTT., sept. 71.
- (5) CRISTAL - PODELL - PARKER : "*Microguide*"  
A new microwave integrated transmission line, 1972, I.E.E.E. G.MTT.
- (6) Y. DRUELLE : Thèse de 3e cycle : "*Mesure de la permittivité complexe de matériaux à partir de lignes microfentes*".  
LILLE - 7 décembre 1973.
- (7) J. GALEJS : "*Excitation of slots in a conducting screen above a lossy dielectric half space*".  
I.R.E. Transactions on antennas and propagation. Vol. AP.10, pp. 436-443,  
juillet 1962.
- (8) W.C. HAHN : "*A new method for the calculation of cavity resonators*"  
J. Applied Physics., vol.12, p. 62, 1941.
- (9) ITOH et MITTRA : "*Advances in Microwaves*"  
vol. 8, 1974, pp. 67 à 139.
- (10) ITOH et MITTRA : "*Dispersion characteristic of slot lines*"  
Electronic Letters, vol. 7, n°13, juillet 1971.

- (11) KITASAWA, FUJIKI, HAYASHI, SUZUKI : *"Slot line with thick metal coating"*.  
I.E.E.E. M.T.T. pp. 580-582, sept. 1973.
- (12) MANGIN : Thèse de 3e cycle - TOULOUSE 1974.
- (13) UNGER - SCHLOSSER *"Advances in Microwaves" "Partially filled waveguides and surface waveguides of rectangular cross section"*.  
Vol. 1, pp. 319 à 385, 1966.
- (14) WEN : *"Coplanar waveguide, a surface strip transmission line suitable for non reciprocal guromagnetic device applications"*.  
G. MTT symposium , may 1968.
- (15) J.R. WHINNERY - H.W. JAMIESON : *"Equivalent circuits for discontinuities in transmission lines"*.  
Proc. of I.R.E., vol. 32, feb. 44, p. 98 à 116.



## BIBLIOGRAPHIE

### de la deuxième partie

- 1) CULLEN : *"Guides diélectriques"* Notes de cours - Ecole d'été d'Electromagnétisme - LANNION 1973.
- 2) E.J. DENLINGER : *"A frequency dependent solution for microstrip transmission lines"*.  
I.E.E.E. M.T.T. 19, pp. 39-39, Janv. 1971.
- 3) DESCHAMPS *"Theoretical aspects of microstrip waveguides - Abstract Transaction"*. I.R.E. M.T.T. April 54, pp. 100-102.
- 4) MAC LAGHLAN : *"Theory and application of Mathieu Functions"*
- 5) A. MONIEM - A EL SHERBINY : *"Cutoff wavelengths of ridged circular and elliptic guides"*.  
I.E.E.E. M.T.T., vol. MTT 21, janv. 1973.
- 6) UNGER - SCHLOSSER : *"Advances in Microwaves"*
- 7) VASSALO : *"Perturbations et modes couplés"*  
Notes de cours Ecole d'été d'électromagnétisme LANNION 1973.
- 8) C. YEH : *"Elliptical Dielectric waveguides"*  
Journal of Applied Physocs, vol. 33, number 11, nov. 1962.

## BIBLIOGRAPHIE

### de la troisième partie

- (1) CHOTEAU D.E.A. LILLE, 1974.
- (2) COURTNEY *Analysis and Evaluation of a Method of Measuring the complex permittivity and permeability of Microwave Insulators.*  
I.E.E.E. MTT, vol. MTT, 18, N°8, aug. 1970
- (3) F.C. DE RONDE "A new class of microstrip directionnal couplers"  
G. MTT symposium Digest, pp. 184 - 189 1970.
- (4) M. DE VECCHIS "MIC radiating elements and arrays"  
European Microwave Conference
- (5) GARAULT - GUILLON - JALLAGEAS "Methode de mesure précise de la constante diélectrique et de la tangente de pertes des substrats pour circuits microondes intégrés".  
Conference "La Mesure électrique de précision" Paris 1975.
- (6) GUILLON *Thèse de 3e cycle Limoges 1973.*
- (7) GROVER *Inductance calculation.* Van Nostrand 1946.
- (8) JENNERS "Slot line investigations MSEE Thesis."  
Naval Postgraduate school. Monterey CALIFORNIA. June 1972.
- (9) KNORR - SAENZ "End effect in a shorted slot."  
I.E.E.E. T.MTT pp. 579-580 sept. 1973.
- (10) KNORR - SAENZ "The effect of surface Metal adhesive on slot line wavelength".  
I.E.E.E. T.MTT oct. 1973
- (11) MARIANI - HEINZMANN - AGRIOS - COHN "slot line characteristics"  
I.E.E.E. T. MTT Vol. MTT 17, n°12, déc. 1969.



- 12) MOSES *"Slot line transitions"*  
M.S.E.E.E. Thesis, Naval Postgraduate School Monterey California 1973.
- 13) NAPOLI HUGUES *"Foreshortening of microstrip open circuits on alumina substrates"*.  
I.E.E.E. MTT 19, pp. 559-561, june 1971.
- 14) PARNEIX  
Thèse 3e cycle Lille, juillet 1975.
- 15) J. PUYHAUBERT *"Visualisation des ondes électromagnétiques hyperfréquences à l'aide de cristaux liquides"*.  
L'onde Electrique, mai 1972, pp. 213-217.
- 16) SILVESTER BENEDEK *"Equivalent capacitances of microstrip open circuits"*  
I.E.E.E. T.MTT 20, pp. 511-516, aug. 1972.
- 17) TROUGHTON *"Measurement Techniques in Microstrip"*  
Electronic Letters, janv. 1969, vol. 5, n°2.
- 18) Annexe TECHNOLOGIE DES CIRCUITS PLAQUES UTILISES EN HYPERFREQUENCES.

**BIBLIOGRAPHIE**  
de la quatrième partie

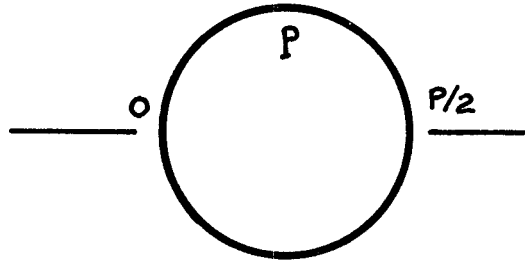
- 1) BESSE *"Etude et réalisation de coupleurs directifs microondes à large bande en technique triplaque"*.  
Thèse de 3e cycle - LIMOGES 1971.
- 2) BETHE *"Theory of diffraction by small holes"*  
Vol. 66, n°7 et 8 oct. 1955. The Physical Review.
- 3) CULLEN - DAVIES *"New Principle of wideband mode coupling"*  
Vol. 5, pp. 90-91. Electronic Letters, march 1969.
- 4) DE RONDE *"A new class of Microstrip directional couplers"*  
G.MTT Symposium Digest, pp. 184-189, 1970.
- 5) DESCHAMPS *"Theoretical aspects of microstrip waveguides"*  
Abstract Transaction IRE MTT, April 54, pp. 100-102
- 6) DUHAMEL - ARMSTRONG *"The Tapered line magic -T-  
Parallel coupled Lines and Directional couplers"*. Leo Young. ARTECH HOUSE  
pp. 199-233.
- 7) FOX *"Wave coupling by warped Normal modes"*  
B.S.T.J. July 1965, pp. 823-852.
- 8) GREEN *"The numerical solution for the analysis of some important  
transmission line problems"*.  
I.E.E.E. Trans. MTT sept. 1965, pp. 676-692.

- 9) LEVY *"Directional couplers."*  
Advances in Microwaves. Vol. 1, 1966, Academic Press, pp. 115-205.
- 10) LOUISELL *"Analysis of the single tapered mode coupler"*  
B.S.T.J. juillet 1955, pp. 853-870.
- 11) MARCUSE *"Light transmission optics"*  
Bell Laboratories Series Chapter 10.
- 12) MILLER *"Coupled wave theory and waveguide applications"*  
B.S.T.J. may 1954., pp. 661-719.
- 13) MILLER *"Periodically coupled waves"*  
B.S.T.J. sept. 69, pp. 2189-2219
- 14) REED - WHEELER *"A method of analysis of symmetrical networks"*  
I.R.E. T. MTT 4, p. 246 oct. 56.
- 15) X TRESSELT *"The design and construction of broadband high directivity. 90 degree couplers using non uniform line techniques"*.  
I.E.E.E. Trans. on M.T.T. - MTT 14, n°12, dec. 1966, pp. 647-656.
- 16) VASSALO *"perturbations et modes couplés"*  
Cours de l'école d'été d'électromagnétisme. Lannion juillet 1973.
- 17) k VILLOTTE *"Etude du couplage entre deux lignes non uniformes. Application à la réalisation de coupleurs à large bande et déphasage nul."*  
Thèse de 3e cycle, LIMOGES 1974.

## ANNEXE

### I - ETUDE DU RESONATEUR EN ANNEAU

Soit une ligne en anneau de périmètre  $p$ .



En  $o$  arrive une onde d'amplitude  $V_o$ , elle se sépare en deux parties d'amplitude  $\frac{V_o}{2}$ . A une distance  $x$  de  $o$ , l'état électrique sur la ligne s'écrit :

$$V(x) = \frac{V_o}{2} e^{-\gamma x} + \frac{V_o}{2} e^{-\gamma(p+x)} e^{-\gamma p} + \dots + \frac{V_o}{2} e^{-\gamma x} e^{-\gamma n p} + \\ + \frac{V_o}{2} e^{-\gamma(p-x)} + \frac{V_o}{2} e^{-\gamma(p-x)} e^{-\gamma p} + \dots + \frac{V_o}{2} e^{-\gamma(p-x)} e^{-\gamma n p} + \dots$$

Soit :

$$V(x) = \frac{V_o}{2} e^{-\gamma x} + e^{-\gamma(p-x)} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\gamma p}$$

d'où

$$V(x) = \frac{V_o}{2} \frac{e^{-\gamma x} + e^{\gamma(x-p)}}{1 - e^{-\gamma p}}$$

$$V(x) = \frac{V_o}{2} \frac{e^{-\gamma(x-\frac{p}{2})} + e^{\gamma(x-\frac{p}{2})}}{e^{\frac{\gamma p}{2}} - e^{-\gamma \frac{p}{2}}}$$

$$V(x) = \frac{V_o}{2} \frac{\text{ch } \gamma(x - \frac{p}{2})}{\text{sh } \gamma \frac{p}{2}}$$

Dans le cas où la mesure est faite en transmission, nous avons en  $x = \frac{p}{2}$

$$V(\frac{p}{2}) = \frac{V_o}{2} \frac{1}{\text{sh } \frac{\gamma p}{2}}$$

- Etude des fréquences de résonance

S'il y a résonance,  $V(\frac{p}{2})$  est minimum, il suffit donc pour trouver la condition de résonance d'étudier les variations de  $|\text{sh} \frac{Yp}{2}|$

$$\text{sh} \frac{Yp}{2} = \text{sh} (\alpha + j\beta) \frac{p}{2} = \text{sh} \frac{\alpha p}{2} \cos \beta \frac{p}{2} + j \sin \frac{\beta p}{2} \text{ch} \frac{\alpha p}{2}$$

$$|\text{sh} \frac{Yp}{2}|^2 = \text{sh}^2 \frac{\alpha p}{2} \cos^2 \frac{\beta p}{2} + \sin^2 \frac{\beta p}{2} \text{ch}^2 \frac{\alpha p}{2}$$

Soit en transformant :

$$|\text{sh} \frac{Yp}{2}|^2 = \text{sh}^2 \frac{\alpha p}{2} + \sin^2 \frac{\beta p}{2} (\text{ch}^2 \frac{\alpha p}{2} - \text{sh}^2 \frac{\alpha p}{2})$$

$$|\text{sh} \frac{Yp}{2}|^2 = \text{sh}^2 \frac{\alpha p}{2} + \sin^2 \frac{\beta p}{2}$$

le terme fluctuant est  $\sin^2 \frac{\beta p}{2}$  le module sera minimum quand :

$$\sin \frac{\beta p}{2} = 0$$

soit :

$$\frac{\beta p}{2} = K\pi$$

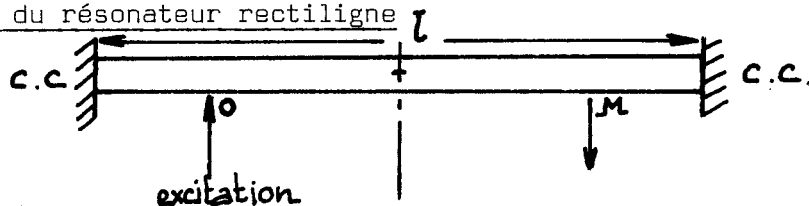
La condition de résonance s'écrit alors :

$$\lambda' = \frac{1}{K} p$$

et :

$$\boxed{\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{1}{K} \frac{p}{\lambda}}$$

- Etude du résonateur rectiligne



L'onde stationnaire est la superposition de plusieurs ondes progressives obtenues par les réflexions multiples.

Nous récupérons l'onde en x, le calcul montre que :

$$V(x) = \frac{V_0}{2} \frac{\text{ch} \gamma(1-x) - 1}{\text{sh} \gamma l}$$

- Etude des fréquences de résonance

Etudions le terme  $A = \frac{2V(x)}{V_0}$

$$A = \frac{\text{ch} \alpha(1-x) \cos \beta(1-x) + j \text{sh} \alpha(1-x) \sin \beta(1-x) - 1}{\text{sh} \alpha l \cos \beta l + j \text{ch} \alpha l \sin \beta l}$$

Pour trouver les fréquences de résonance, il faut résoudre  $\text{Im}(A) = 0$ . Nous supposons  $\alpha l \ll 1$  et utilisons les approximations suivantes

$$\text{ch} \alpha l = 1$$

$$\text{sh} \alpha l = \alpha l$$

$$\text{sh} \alpha(1-x) = \alpha(1-x)$$

$$\text{Im}(A) = \sin \beta l \left\{ 1 - \cos \beta(1-x) \right\} + \alpha^2(1-x) l \sin \beta(1-x) \cos \beta l$$

posons  $a = \alpha^2 l (1-x)$

$$(1) \quad \text{Im}(A) = \sin \beta l \left\{ 1 - \cos \beta(1-x) \right\} + a \sin \beta(1-x) \cos \beta l$$

Nous voyons que si le système possède des pertes, la résonance se produira pour une valeur de  $\beta l$  différente de  $k\pi$  ( $k$  entier positif) et la détermination du diagramme de dispersion sera faussée.

Essayons de calculer  $\delta = l\Delta\beta l$  correspondant à la résonance.

Posons  $\beta l = k\pi + \delta$

alors  $\sin \beta l = (-1)^k \cdot \delta$   
 $\cos \beta l = (-1)^k$

L'équation (1) s'écrit :

$$0 = \sin \beta l \left\{ 1 - (\cos \beta l \cos \beta x + \sin \beta l \sin \beta x) \right\} + a \cos \beta l (\sin \beta l \cos \beta x - \sin \beta x \cos \beta l).$$

$$\sin \beta l \left( 1 - \cos \beta l \cos \beta x (1-a) \right) - \sin \beta x \left( a \cos^2 \beta l + \sin^2 \beta l \right) = 0$$

$$(2) \quad (-1)^k \cdot \delta \left( 1 - (-1)^k \cos \beta x (1-a) \right) - \sin \beta x \left( a + \delta^2 \right) = 0$$

Cette équation est une équation du second degré en  $\delta$

$$A \delta^2 + B \delta + C = 0$$

avec  $A = - \sin \beta x$

$$B = (-1)^k - \cos \beta x (1-a)$$

$$C = - a \sin \beta x$$

$$\Delta = \left( (-1)^k - \cos \beta x (1-a) \right)^2 - 4 a \sin^2 \beta x$$

$$\delta = - \frac{\cos \beta x (1-a) - (-1)^k \pm \sqrt{\Delta}}{2 \sin \beta x}$$

choix de la détermination.

Si  $a = 0 \quad \delta = 0$

$$\delta = \frac{(-1)^k - \cos \beta x (1-a) \pm \left( (-1)^k - \cos \beta x (1-a) \right)}{2 \sin \beta x}$$

pour que la condition soit remplie, il faut prendre la détermination -

alors :

$$\begin{aligned} 2 \sin \beta x \delta &= (-1)^k - \cos \beta x (1-a) - \sqrt{\left( (-1)^k - \cos \beta x (1-a) \right)^2 - 4 a \sin^2 \beta x} \\ &= (-1)^k - \cos \beta x (1-a) - \sqrt{1 - \frac{4 a \sin^2 \beta x}{\left( (-1)^k - \cos \beta x (1-a) \right)^2}} \end{aligned}$$

$$2 \sin \beta x \delta = -(-1)^k - \cos \beta x (1-a) - 1 - \frac{2a \sin^2 \beta x}{\left( (-1)^k - \cos \beta x (1-a) \right)^2}$$

Si  $k$  pair

$$2 \sin \beta x \delta = - \cos \beta x (1-a) - \frac{2a \sin^2 \beta x}{\left( 1 - \cos \beta x (1-a) \right)^2}$$



$$(3) \quad \delta = -\frac{1}{2} \cotg \beta x (1-a) - \frac{a \sin \beta x}{(1 - \cos \beta x (1-a))^2}$$

Si k impair

$$\begin{aligned} 2 \sin \beta x \delta &= -1 - \cos \beta x (1-a) - 1 - \frac{2a \sin^2 \beta x}{1 + \cos \beta x (1-a)^2} \\ &= -2 - \cos \beta x (1-a) - \frac{2a \sin^2 \beta x}{(1 + \cos \beta x (1-a))^2} \end{aligned}$$

$$\delta = -1 - \frac{1-a}{2} \cotg \beta x - \frac{a \sin \beta x}{(1 + \cos \beta x (1-a))^2}$$

Si par contre, nous nous plaçons dans le cas particulier où  $x = 0$   
(excitation et récupération au centre de la cavité)

(1) s'écrit :

$$\sin \beta l (1 - \cos \beta l) + a \sin \beta l \cos \beta l$$

$$\text{Im}(A) = \sin \beta l (1 - \cos \beta l (1 - a))$$

$$\text{Im}(A) = 0$$

$$\sin \beta l = 0 \quad \beta l = k\pi \quad \beta = k \frac{\pi}{l} \quad k \geq 0 \quad k \text{ pair}$$

$$1 - \cos \beta l (1-a) = 0 \quad \beta l (1-a) = k\pi \quad \beta = \frac{k\pi}{l(1-a)}$$

L'excitation est faite de telle façon que k soit impair.

D'où :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = k \frac{\pi}{l}$$

$$\lambda_1 = \frac{2l}{k}$$

Dans le cas où les pertes sont faibles  $\lambda_1 \neq \lambda_2$