Nº d'ordre: 323

THESE

ésen

L'UNIVERSITE DE LILLE

Pour L'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE
LILLE FLANDRES ARTOIS

Discipline: ELECTRONIQUE

par

Daniel BOURREAU

ANALYSE ET CONCEPTION DE MODULATEURS ELECTROOPTIQUES HYPERFREQUENCES LARGE BANDE, SUR $LiNbO_3$

soutenue le 1 er MARS 1989 devant la commission d'examen

Messieurs	CONSTANT	Président Rapporteur
	MARCOU	Rapporteur
	PIC	' '
	AUBOURG	Examinateur
	BOURBIN	' '
	CARENCO	' '
	DECOSTER	' '
	GARAULT	' '
	GUILLON	' '

A mes parents et toute ma famille qui ont tant fait pour moi.

Etudiant à l'Université de Villeneuve d'Ascq, ce travail a été effectué à l'I.R.C.O.M. de Limoges.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur E. CONSTANT de l'Université de Lille, d'avoir accepté de présider ce Jury. Je le remercie également de m'avoir fait bénéficier d'une bourse MRT, attribuée à l'Université de Lille.

A Monsieur le Professeur P. GUILLON de l'Université de Limoges, qui a suivi de très près mes travaux, j'adresse mes sincères remerciements pour ses compétences, sa disponibilité et du soutien dont il m'a fait bénéficier.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur J. MARCOU de l'Université de Limoges et à Monsieur E. PIC de l'E.N.S.E.R. de Grenoble, qui ont bien voulu accepter d'être rapporteur sur ce travail, et de participer à mon Jury.

Pour leurs conseils et leur participation à mon Jury, je tiens à remercier Monsieur M. AUBOURG chercheur C.N.R.S. à l'I.R.C.O.M. de Limoges et Monsieur A. CARENCO du C.N.E.T. de Bagneux.

Mes remerciements vont également à Monsieur Y. BOURBIN du L.C.R. Thomson d'Orsay, à Monsieur le Professeur D. DECOSTER de l'Université de Lille et à Monsieur le Professeur Y. GARAULT de l'Université de Limoges, pour avoir bien voulu participer à mon Jury.

Je voudrais également adresser mes remerciements à Messieurs B. CASTEIGNAU et H. JALLAGEAS, pour leurs aides à la réalisation des circuits.

Je remercie vivement Marie-Laure PLOY qui a assuré la frappe de ce mémoire, pour sa gentillesse et son efficacité.

Je n'oublierai pas d'associer à ces remerciements tous mes collègues dont je ne peux citer les noms ici, qui dans les nombreuses discussions que nous avons eu, m'ont fait profiter de leurs connaissances.

Mes sincères remerciements iront à mes collègues de bureau, et néanmoins amis.

A cette occasion, je tiens également à adresser mes profonds remerciements à mes amis du Moulin et d'ailleurs, pour leur amitié et leur soutien moral.

** Ce travail a bénéficié du Soutien du C.N.E.T. de Bagneux : contrat C.N.E.T. 86 6B 018.*

SOMMAIRE

INTRODUCTION

****

La recherche sur les systèmes de communication optique a débuté peu après l'invention du LASER (gaz : 1950, semi conducteur : 1960). Le travail fut motivé par le désir de profiter de l'énorme potentiel qu'offraient les ondes optiques, notamment celui lié à leur très grandes bandes passantes de modulation.

Les réalisations déjà effectuées ont permis de valider les atouts majeurs des liaisons par fibres optiques, à savoir, leurs grandes capacités de transmission sur des distances importantes avec un encombrement réduit, auxquelles s'ajoute une immunité aux signaux parasites.

Avec la rapide réduction des pertes dans les fibres de silice vers le début des années 70, le développement de systèmes de modulation en optique intégrée a pu être envisagé, premièrement pour leur compatibilité avec les fibres unimodales (taille de mode), et ensuite dans un souci d'intégration (système de modulation, et laser sur le même support), pour limiter les pertes par connexions. Ceci permet d'aboutir à des sytèmes de transmissions, avec un minimum de répéteurs, principale donnée du coût d'une liaison. Aussi de nombreuses recherches ont-elles été effectuées pour intégrer les répéteurs, et donc de moduler l'onde optique sur Arseniure de Gallium.

A court terme, des solutions hybrides sont principalement développées. Le matériau le plus utilisé comme support de modulation est le Niobate de Lithium. Les caractéristiques optiques de ce matériau sont bien connues et la fabrication des guides optiques éprouvée.

Cette étude a été entreprise avec pour objectif de définir une configuration de modulateur électrooptique à ondes progressives sur LiNb03, susceptible de transmettre des informations sur une large bande passante, tout en gardant une faible tension de commande.

Les principes de base de l'optique intégrée concernent l'étude de la propagation des ondes lumineuses dans des guides d'ondes diélectriques, couplés ou non. Les substrats et les structures de guides utilisés, sont retenus pour leurs propriétés intervenant dans la réalisation de fonctions telles que la modulation, la commutation, le filtrage, etc...

L'effet électrooptique qui se traduit par une variation d'indice sous l'action d'un champ électrique appliqué, est utilisé dans le Niobate de Lithium comme principe de modulation de l'onde optique. Le champ électrique est appliqué de manière simple par une paire d'électrodes disposées au dessus des guides optiques.

Dans le cas d'un modulateur à ondes progressives, les électrodes sont à leur tour considérées comme un guide d'onde, propageant l'onde microonde à moduler, sans fréquence de coupure.

Préalablement à la caractérisation des lignes microélectroniques, nous avons caractérisé le substrat sur lequel elles seront réalisées. Celui-ci étant un diélectrique anisotrope uniaxe, nous avons développé une méthode adaptée à ce type de diélectrique.

Les paramètres caractéristiques des lignes microélectroniques, de type coplanaire, utilisées pour moduler l'onde optique, seront déterminés par la méthode exacte des éléments finis. Elles sont à deux ou trois électrodes, symétriques ou asymétriques, disposées sur un ou plusieurs substrats. Le couplage entre deux lignes de ce type sera déterminé pour l'application particulière à des méandres, qui seront utilisés pour remettre en phase l'onde modulée et l'onde modulante. La désadaptation des vitesses entre les deux ondes sur leurs parcours respectifs, étant la principale limitation de bande passante du modulateur.

Les distances séparant la ligne microélectronique du plan de masse, étant du même ordre de grandeur que l'épaisseur de métallisation, cette dernière n'a pas été négligée comme il est fait dans la plupart des études menées sur ce sujet. L'étude des pertes de propagation de ces lignes, dans leur application présente, sera soulignée du fait de leurs fortes valeurs et de leur effet sur les caractéristiques de modulation.

En pratique, les lignes coplanaires utilisées pour la modulation électrooptique sur Niobate de Lithium, posent en général de nombreux problèmes, liés aux pics de transmission apparaissant dans la bande de modulation. Après avoir déterminé l'origine de ces pics, nous donnons une solution simple pour les éliminer, tout au moins jusqu'à 20 GHz.

Les différentes caractéristiques de propagation des ondes modulées et modulantes, liées par l'intermédiaire de la matrice de transfert et de la propagation relative des deux ondes, seront analysées pour déterminer le comportement hyperfréquence des modulateurs. Différentes structures de modulation, qui prendront en compte le type d'injection de l'onde lumineuse dans les guides optiques de la zone d'intéraction, et la géométrie des lignes microélectroniques (structures alternées, retardées, etc...) seront étudiées. Notons que ces dernières ne seront pas obligatoirement à sections de longueurs identiques.

Osez !

Mot coutumier de François 1er

CHAPITRE I

****

ETUDE DE LA MODULATION

****

I-1 NOTIONS SUR LES MODULATEURS

Dès l'apparition des fibres optiques utilisées pour véhiculer les ondes lumineuses, il fut envisagé de faire transporter par ces dernières des informations. Les différentes bandes de fréquences de communication arrivant à saturation, il parut nécessaire d'utiliser les fibres optiques. Vu les faibles longueurs d'ondes d'utilisation, le potentiel de bande passante est énorme ([1]).

Les diodes électro-luminescentes et les lasers étant alimentés par un courant continu, il parut simple pour les moduler, de superposer à celui-ci, un courant de modulation alternatif ([3]). Sur un ensemble d'émission, outre ses non-linéarités et la fluctuation de son courant de seuil avec la température et l'âge, en appliquant le courant alternatif, nous aurons une variation de puissance de l'onde optique en fonction du signal émis, et donc modulation d'amplitude. Cependant, les performances de ces systèmes de modulations sont limités par l'élargissement de la raie spectrale de l'émetteur de lumière, qui vient de la modification des dimensions de la cavité par effet thermique en basse fréquence, et d'une modification de l'indice de la cavité qui est due à la variation de la densité de porteur en hyperfréquence.

Face aux autres systèmes de communications, la nécessité d'augmenter les débits de transmission des systèmes optiques a conduit à utiliser des éléments externes pour moduler l'onde optique ([2]).

Pour moduler l'onde optique par un élément externe, plusieurs effets physiques sont utilisés ([1] à [4]) :

__Effet acoustooptique (figure I-1a)__

Dans ce cas, une partie de la lumière incidente est diffractée par la variation périodique d'indice produite par l'onde acoustique via l'effet photoélastique. Cet effet n'est valable que pour de faibles variations de fréquences.

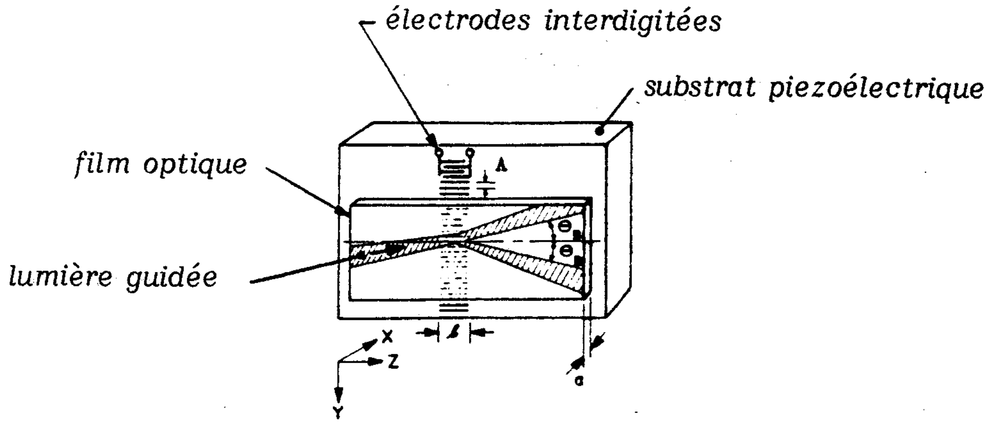
__Effet magnétooptique (figure I-1b)__

Soumis à une forte saturation dans un champ magnétique transversal continu, certains matériaux comme le YIG (Yttrium Iron Garnet), permettent de ne propager qu'une seule polarisation circulaire. En lui superposant un champ longitudinal radio fréquence, la rotation de l'onde optique se propageant est alors proportionnelle à l'aimantation. La polarisation de l'onde optique en sortie du matériau aura alors variée d'un angle ϕ. En ayant à l'entrée du système un polariseur et en sortie un analyseur de polarisation, la lumière issue du système global sera modulée.

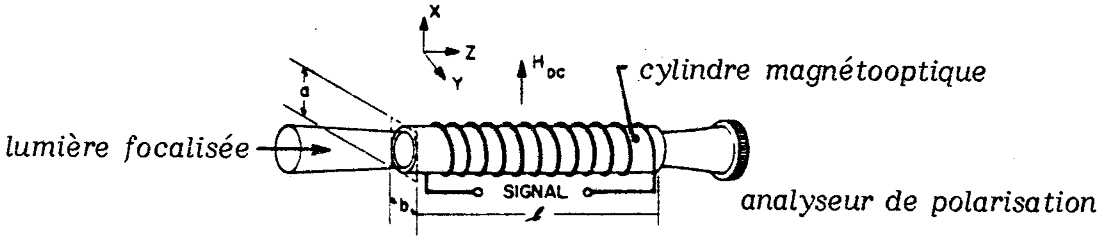
__Effet électrooptique de volume (figure I-1c)__

Comme l'effet précédent, l'effet électrooptique introduit une variation de polarisation ou de phase de l'onde optique. Celui-ci est quant à lui fonction d'un champ électrique créé par une paire d'électrodes de type capacitif, et ne nécessite pas d'être à saturation.

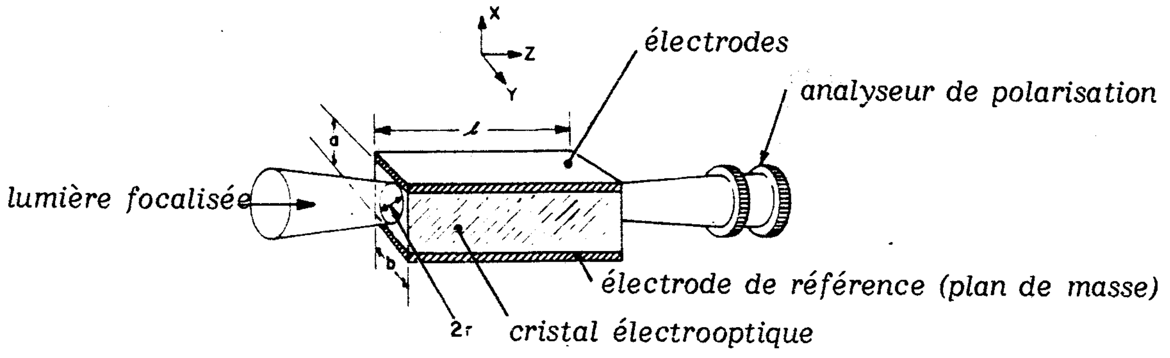
Ces systèmes ont un grand encombrement (lentilles,...), et génèrent des problèmes liés à la diffraction de l'onde optique dans, ou à la surface du substrat.



a) Modulateur Acoustooptique



b) Modulateurs Magnétooptique



c) Modulateur Electrooptique

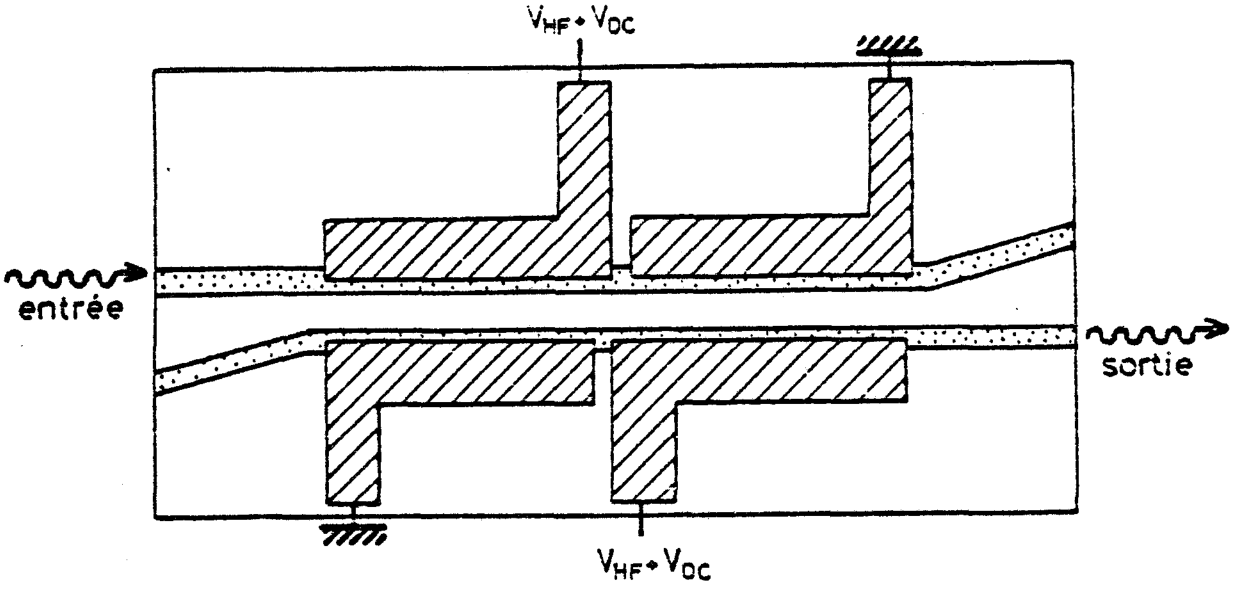
- Figure 1 -

Les différents types de modulateur

Des trois effets cités, l'effet électrooptique est le plus utilisé en optique guidée intégrée. L'énergie lumineuse est alors bien confinée. Outre sa meilleurs intégration, il est possible d'envisager pour celui-ci de grandes bandes passantes ([5]).

Si un des matériaux électrooptique, le plus utilisé à l'heure actuelle est le Niobate de Lithium, de nouvelles générations de composants sur Arséniure de Gallium sont à l'étude pour, d'une part obtenir des systèmes monolithiques et pour, d'autre part, obtenir naturellement l'adaptation des vitesses des ondes optiques et microondes, qui reste la principale limitation en bande passante d'un modulateur à ondes progressives ([8]).

Une première génération de modulateurs électrooptiques intégrés, ont été réalisé sur LiNb03 ; ils utilisaient des électrodes capacitives ([7] - figure I-1d). La bande passante dans ce cas, est limitée par la constante de temps R.C. du circuit modulant ([6]).



- Figure I-1d -

Modulateur Electrooptique intégré, à électrodes capacitives

Dans ce chapitre, après avoir rappelé l'effet électrooptique de 1er ordre (effet POCKELS), nous validerons le choix du matériau, le Niobate de Lithium (LiNb03), utilisé notamment pour minimiser la tension de commande d'un modulateur. Nous donnerons aussi ses caractéristiques optiques et électro-optiques.

Nous présenterons enfin les différents types de lignes microélectroniques susceptibles d'être utilisées, dans la conception d'un modulateur à ondes progressives sur LiNb03.

I-2 L'EFFET ELECTROOPTIQUE

I-2a - Propagation dans les milieux anisotropes

Dans un milieu isotrope, les vecteurs déplacement ($\vec{D}$) et champ ($\vec{E}$) électrique sont colinéaires : le tenseur permittivité se réduit à un scalaire, alors que dans les substrats anisotropes la propagation des ondes, ne peut plus être caractérisée d'une manière aussi simple.

Dans le cas général d'anisotropie d'un milieu, les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{E}$ ne sont plus colinéaires, ce qui nécessite d'introduire la permittivité tensorielle du milieu.

Le tenseur est de rang 2 ; ramené à ses axes principaux il s'écrit :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon x1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon x2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon x3 \end{bmatrix} \qquad (I\text{-}1)$$

Remarque : les axes principaux sont les vecteurs propres du tenseur, et les permittivités suivant chaque axe sont les valeurs propres associées.

En optique classique, on ne parle pas de permittivité mais d'indice du milieu, grandeurs qui sont simplement reliés par :

$$\varepsilon xi = nxi^2 \qquad (I\text{-}2)$$

Considérons la densité d'énergie électrique (We) dans le repère principal du milieu :

$$We = \vec{E} \circ \vec{D} \, / \, 8.\Pi \qquad (I\text{-}3)$$

$$8.\,\Pi.We = \frac{Dx1^2}{nx1^2} + \frac{Dx2^2}{nx2^2} + \frac{Dx3^2}{nx3^2}$$

en utilisant la normalisation

$$Xi = Dxi \, / \, \sqrt{8.\,\Pi.We}$$

l'équation (I-3) s'écrit ([4]) :

$$\boxed{\frac{X1^2}{nx1^2} + \frac{X2^2}{nx2^2} + \frac{X3^2}{nx3^2} = 1} \qquad (I\text{-}4)$$

Cette équation est appelée "ellipsoide des indices". Il est utilisé pour déterminer les directions de polarisation et les indices de propagation correspondant, pour une onde se propageant suivant une direction arbitraire d'un cristal anisotrope.

I-2b - Généralité sur l'effet électrooptique

Définition :

Un matériau électrooptique est un matériau dont la (ou les) constante(s) diélectrique(s) varie(nt) sous l'action d'un champ électrique extérieur.

En fait, un tel effet est dû à une réponse non linéaire aux champs présents à l'intérieur de ce milieu ; la polarisation électrique induite s'écrit ([7]) :

$$\vec{P} = \chi 1.\vec{E} + \chi 2.\vec{E}.\vec{E} + \chi 3.\vec{E}.\vec{E}.\vec{E} + \ldots \qquad \text{(I-5)}$$

où les χi sont les tenseurs susceptibilité de ième ordre.

L'induction électrique $\vec{D}$ définie par :

$$\vec{D} = \varepsilon 0.\vec{E} + \vec{P} \qquad \text{(I-6a)}$$

s'écrit dans le cas général :

$$\vec{D} = [\varepsilon].\vec{E} \qquad \text{(I-6b)}$$

Soit $\vec{E}$ le champ électrique résultant lorsque l'on superpose deux champs électriques émis de sources différentes :

$$\vec{E} = \vec{E}a + \vec{E}o$$

où $\vec{E}o$ est le champ de l'onde optique, et $\vec{E}a$ le champ appliqué, la combinaison à l'intérieur des différents termes du vecteur polarisation, entrainera des termes croisés entre les champs appliqué et optique, d'ordre 1, 2, ...

I-2c - Effet POCKELS

A la différence de l'effet KERR, l'effet POCKELS est un effet linéaire, que l'on rencontre uniquement dans des cristaux dépourvus de centre de symétrie ([1], [10]).

C'est un effet linéaire entre le champ électrique appliqué et le vecteur polarisation (non-linéarité du vecteur polarisation d'ordre 1), lequel s'écrit :

$$\vec{P} = (\chi 1 + \chi 2.\vec{E}a).\vec{E}o \tag{I-7}$$

Ainsi la variation de permittivité est proportionnelle au champ appliqué :

$$\boxed{[\Delta\varepsilon] = [R].\vec{E}a} \tag{I-8}$$

où [R] est le tenseur des coefficients électrooptiques.

Celui-ci est un tenseur de rang 3 (matrice cubique qui a donc 27 composantes), mais le tenseur permittivité étant symétrique (conservation de l'énergie), seules 18 composantes indépendantes sont nécessaires pour caractériser ce tenseur ([4]).

Le milieu étant anisotrope, la description précise de l'état perturbé nécessite l'utilisation de l'ellipsoïde des indices. Suivant les mêmes axes principaux que ceux utilisés dans l'équation (I-4) et en présence d'un champ électrique appliqué, cette équation s'écrit :

$$a11.X1^2 + a22.X2^2 + a33.X3^2 + 2.(a12.X1.X2 + a31.X1.X3 + a23.X2.X3) = 1$$

où les aij (i,j = 1,2,3) sont donnés par :

$$a11 - 1/n1^2 = r11.Ex1 + r12.Ex2 + r13.Ex3 \tag{I-9a}$$

$$a22 - 1/n2^2 = r21.Ex1 + r22.Ex2 + r23.Ex3 \tag{I-9b}$$

$$a33 - 1/n3^2 = r31.Ex1 + r32.Ex2 + r33.Ex3 \tag{I-9c}$$

$$a23 = r41.Ex1 + r42.Ex2 + r43.Ex3 \tag{I-9d}$$

$$a31 = r51.Ex1 + r52.Ex2 + r53.Ex3 \tag{I-9e}$$

$$a12 = r61.Ex1 + r62.Ex2 + r63.Ex3 \tag{I-9f}$$

Les trois premières lignes caractérisent la variation d'indice suivant les axes principaux, tandis que les autres traduisent une modification des axes principaux.

L'expression des coefficients aij se met sous la forme générale :

$$aij = 1/nij^2 + \sum_{k=1}^{3} rmk.Exk \tag{I-10}$$

avec $m=i$ si $i=j$ et $1/nij^2 = 0$ si $i \neq j$

$m=4$ pour $i=2,\ j=3$

$m=5$ pour $i=3,\ j=1$

$m=6$ pour $i=1,\ j=2$

Le tableau [R] possède heureusement des symétries, liées aux éléments de symétries du cristal ; aussi le nombre de coefficients non nuls est-il en pratique assez réduit ([2], [4]).

Afin de déterminer la perturbation du milieu, induite par le champ électrique appliqué, on exprimera que la variation des coefficients $(1/nij^2)$ *est une différencielle totale [4], soit :*

$$\Delta(1/nij^2) = -2\,\frac{\Delta nij}{nij^3} = aij - 1/nij^2$$

donc

$$\boxed{\Delta nij = -\frac{nij^3}{2} \sum_{k=1}^{3} rmk.Exk} \tag{I-11}$$

En conclusion, l'effet électrooptique se définit comme une variation d'indice du milieu, proportionnelle au champ électrique appliqué.

Cette variation d'indice sera directement liée à la propagation de l'onde optique, par la résolution de l'équation d'onde en milieu perturbée.

I-2d - Résolution de l'équation de l'onde perturbée : Notion d'INTEGRALE de RECOUVREMENT

Le milieu est supposé sans charge et sans conducteur dans la zone où l'énergie de l'onde optique est non nulle. A partir des équations de MAXWELL :

$$\vec{Rot}\ \vec{Eo} = -\mu\ \partial \vec{Ho}/\partial t$$

$$\vec{Rot}\ \vec{Ho} = \partial \vec{Do}/\partial t$$

$$div\ \vec{Do} = 0$$

$$\vec{Do} = [\varepsilon].\vec{Eo}$$

$\vec{Eo}$ et $\vec{Ho}$ sont les champs électrique et magnétique de l'onde optique se propageant dans le milieu non perturbé.

Nous aboutissons à l'équation de propagation de l'onde optique :

$$\Delta\ \vec{Eo} - \mu\ .\ \frac{\partial^2 \vec{Do}}{\partial t^2} = 0 \qquad (I\text{-}12)$$

où Δ est le LAPLACIEN.

Lorsqu'aucun champ électrique n'est appliqué, nous avons suivant les axes principaux :

$$\varepsilon ij = 0 \qquad si\ i \neq j$$

$$\varepsilon ij = nij^2 \qquad si\ i = j$$

En supposant que la variation d'indice créée par le champ appliqué est faible devant l'indice lui-même (ce qui sera le cas pour l'effet utilisé), la variation de permittivité peut être approximée par :

$$nii^2 \rightarrow (nii + \Delta nii)^2 \simeq nii^2 + 2.nii.\Delta nii$$

ainsi :

$$\Delta \vec{E}p - \mu.([\varepsilon] + [\Delta\varepsilon])\frac{\partial^2 \vec{E}p}{\partial t^2} = 0 \qquad \text{(I-13)}$$

où $\vec{E}p$ est le champ de l'onde optique perturbée.

On résoud cette équation en écrivant que le champ perturbé est le produit du champ non perturbé et d'un terme perturbateur :

$$\vec{E}p = \vec{E}o.P \quad \text{où } P \text{ est le terme perturbateur}$$

Ceci conduit à :

$$\Delta(\vec{E}o.P) = \vec{E}o.\ \nabla^2 P + P.\ \nabla^2 \vec{E}o + 2.(\vec{grad}P.\vec{grad}).\vec{E}o$$

$$\frac{\partial^2(\vec{E}o.P)}{\partial t^2} = P\frac{\partial^2 \vec{E}o}{\partial t^2} + \vec{E}o\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + 2\frac{\partial P}{\partial t}\ \frac{\partial \vec{E}o}{\partial t}$$

Le terme de perturbation P dépend de la variation de permittivité $[\Delta\varepsilon]$. Celle-ci sera d'origine hyperfréquence, donc, en comparant les pulsations optiques et microondes nous pouvons imposer :

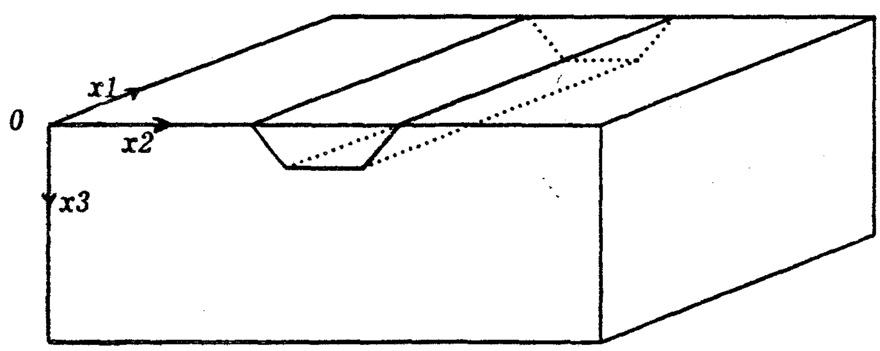
$$|\partial P/\partial t| << |\partial \vec{E}o/\partial t|$$

Compte tenu de l'équation (I-12), l'équation de l'onde perturbée s'écrit :

$$\boxed{\vec{E}o.\ \nabla^2 P + (2\ \vec{grad}(P).\vec{grad}).\vec{E}o - \mu.[\Delta\varepsilon].P\ .\ \frac{\partial^2 \vec{E}o}{\partial t^2} = 0} \qquad \text{(I-14)}$$

Considérons une onde se propageant suivant l'axe $\vec{ox1}$ (figure I-2) avec une constante de propagation β.

$$\vec{Eo} = \vec{Eo}(x2,x3)\ exp(j.(\omega.t - \beta.x1))$$



- Figure I-2 -
Axes de références

L'équation perturbée (I-14) suivant cet axe de propagation satisfait :

$$\vec{Eo}(\partial^2 P/\partial x1^2 - 2j.\beta.\partial P/\partial x1) + \omega^2.\mu.[\Delta\varepsilon].\vec{Eo}.P = 0 \qquad (I-15)$$

En introduisant l'approximation paraxiale des rayons qui suppose que l'amplitude du champ a une variation lente devant la longueur d'onde, soit :

$$\partial^2 P/\partial x1^2 << 2j.\beta.\partial P/\partial x1$$

et en multipliant par le conjugué du champ électrique, nous obtenons après intégration sur toute la surface où les champs sont nuls, la forme finale de l'équation de la perturbation :

$$(\partial P/\partial x1).2j.\beta.\iint |\vec{Eo}|^2\, ds = \omega^2.\mu.P.\iint [\Delta\varepsilon].|\vec{Eo}|^2.ds \qquad (I\text{-}16)$$

A l'aide des relations (I-11), (I-16) et en considérant un champ ($\vec{Ea}$) appliqué quelconque, l'équation générale de la perturbation s'écrit :

$$dP/P = -\, j\, ko.\Delta\, nij.dx1 \qquad (I\text{-}17a)$$

où

$$\Delta nij = \frac{-nij^3}{2}.V.\sum_{k=1}^{3} rjk.\ \Gamma k \qquad (I\text{-}17b)$$

avec

$$\Gamma k = \frac{1}{v}\ \frac{\iint Eak\ |Eok|^2\, ds}{\iint |Eok|^2\, ds} \qquad (I\text{-}17c)$$

pour $k = x1,\ x2,\ x3$

Γ k, est appelée fonction de recouvrement des ondes optiques et du champ appliqué. V est la différence de potentiel appliquée entre les électrodes pour créer le champ électrique appliqué : Ea.

La résolution de l'équation perturbée introduira une modification de la constante de propagation de l'onde optique :

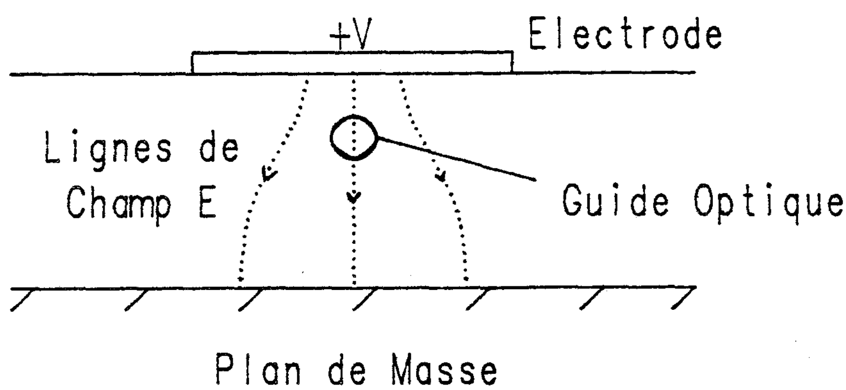
$$P = A.\exp(-j\ ko.\ \Delta\ nij.x1) \qquad (I\text{-}18)$$

Après une longueur L, la phase de l'onde optique aura variée de :

$$\Delta\phi = ko\ .\ \Delta\ nij\ .\ L = \Delta\beta.\ L$$

Nous remarquerons que A=1, car lorsque aucune perturbation n'est appliquée ($\Delta\ nij=0$), nous devons retrouver le champ optique initial non perturbé.

La fonction de recouvrement peut d'ailleurs être explicitée de manière simple puisque pour avoir perturbation du milieu, et donc une variation de la constante de propagation, il faut avoir au même point considéré la présence des 2 ondes (optique, et celle du champ appliqué).



- *Figure I-3* -
Notion d'intégrale de recouvrement

L'onde optique est très confinée dans son support de propagation, par contre, le champ électrique appliqué, en général créé par une différence de potentiel appliqué entre 2 électrodes, le sera beaucoup moins. La fonction de recouvrement sera donc non nulle, uniquement dans la zone où le champ de l'onde optique sera non nul. Elle sera normalisée par rapport au potentiel appliqué.

En conclusion, l'effet électrooptique caractérisé précédemment par une variation de l'indice du milieu, sera donc maintenant quantifié par la variation de la constante de propagation de l'onde optique, sur une longueur L ; nous pourrons définir la variation de phase de cette onde.

I-2e - Paramètres caractéristiques des modulateurs

La variation de phase de l'onde optique sur une longueur L, définie au paragraphe précédent, est mise à profit dans les modulateurs de type Interférométrique (figure I-4).

L'onde optique issue d'un canal unique est divisée en 2 parties de même puissance. Sur les deux canaux supposés non couplés, on agit en opposition sur la phase des deux ondes avec un champ électrique crée par l'intermédiaire d'une paire d'électrodes.

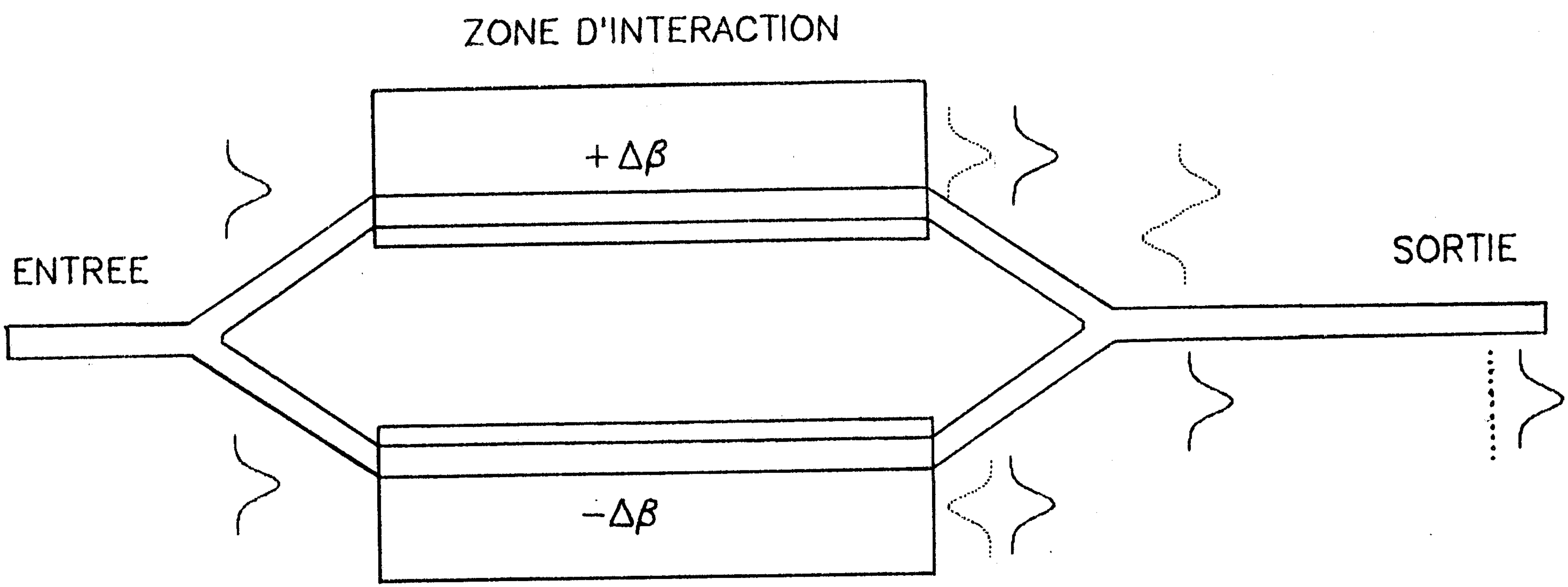
A la recombinaison des deux ondes, nous considèrerons les deux cas suivants :

- si les deux ondes sont en phase, les champs s'ajoutent, et on retrouve l'onde initiale,

- par contre, si les deux ondes sont en opposition, elles exciteront le second mode du guide de sortie du modulateur. Ce guide sera choisi monomode de telle sorte que le second mode excité s'évanouisse, et la puissance recueillie en sortie dans cette configuration sera quasi nulle.

Remarque : en optique intégrée, tous les guides sont monomodes, pour éliminer l'intermodulation entre modes.

En appliquant une tension alternative, il y aura une variation de puissance et donc modulation de l'onde optique. Dans la suite de ce travail, nous parlerons toujours de modulation de puissance, puisque la tension à la sortie d'un détecteur est en général proportionnelle à la puissance de l'onde optique qu'il reçoit.



SCHEMA D'UN INTERFEROMETRE

- FIGURE I-4 -

Un des paramètres important dans la conception de modulateurs est l'amplitude de la tension alternative nécessaire pour obtenir un déphasage de Π entre les ondes :

$$2. \Delta\phi = \frac{2 . \Pi}{\lambda 0} . nij^3 . V . L . \sum_{k=1}^{3} rjk . \Gamma k = \Pi$$

Expression qui permet de définir le produit tension-longueur nécessaire pour obtenir un rendement de 100 %.

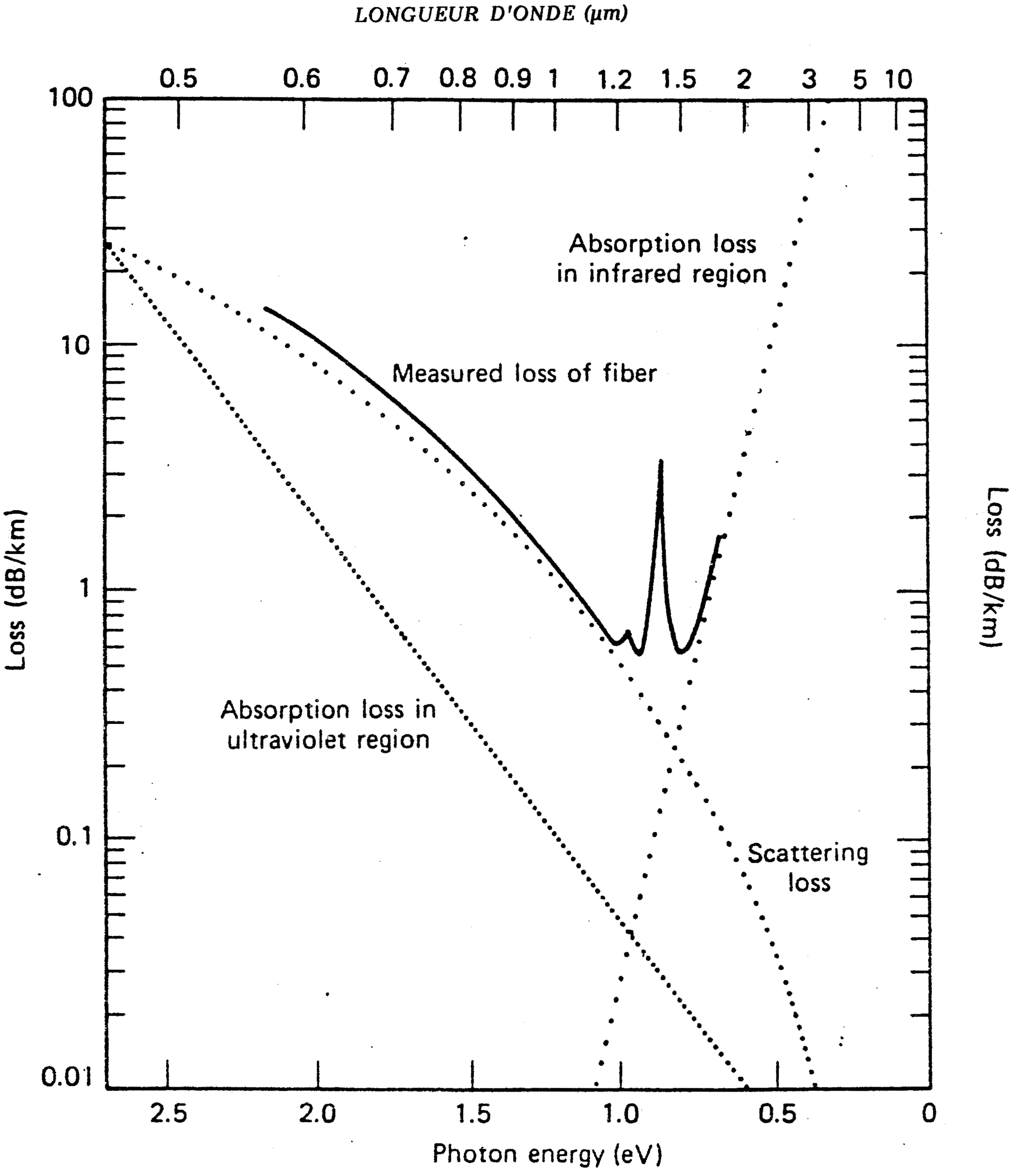
$$\boxed{V . L = \frac{\lambda 0}{(2 . nij^3 . \sum_{k=1}^{3} rjk . \Gamma k)}} \qquad (I\text{-}19)$$

Dans les systèmes de communication longues distances, la longueur d'onde ($\lambda 0$) utilisée est de 1.52 µm ; longueur d'onde pour laquelle l'atténuation dans une fibre de silice monomode est minimale (figure I-5, [11]).

Pour diminuer la tension de commande du modulateur (équation I-19), une solution consiste à augmenter la longueur du circuit ; mais ce serait au détriment de la bande passante. En fait, la bande passante, n'est pas directement liée à la longueur, mais est en première approche, inversement proportionnelle à la différence des vitesses de propagation des deux ondes, et plus exactement à la désadaptation de phase entre ces deux ondes le long du chemin d'interaction. L'analyse concernant ce problème sera développée au chapitre IV de ce manuscrit.

Pour diminuer la tension de commande, sans compromettre la bande passante, il a donc été nécessaire d'utiliser des matériaux ayant un coefficient $nij^3.rjk$ le plus élevé possible.

La fonction de recouvrement Γk étant liée à la structure des électrodes et des guides diélectriques guidant l'onde optique, celle-ci sera optimisée par le choix de géométries adaptées pour les électrodes et les guides optiques.



- *FIGURE I-5* -

Atténuation dans une fibre de Silice ([11])

Nous présentons sur le tableau suivant, les paramètres de différents matériaux :

matériau	$\lambda 0$ (μm)	rij ($10^{-12} m/V$)	Nopt	$Nopt^3.rij$	Nm
$LiNbO_3$	1.52	32	2.2	320	4.2
$LiTaO_3$	.6325	30	2.18	311	4.2
GaAs	1.15	1.4	3.45	57	3.6
InP	1.15	1.4	3.4	55	?

TABLEAU DES PARAMETRES D'INTERACTION

Nopt et Nm sont respectivement les indices de propagation des ondes optiques et microondes.

Il s'avère que $LiNbO_3$ permettra d'obtenir le produit tension-longueur le plus faible (le $LiTaO_3$ n'est en général pas utilisé car il est ferrimagnétique).

Depuis longtemps, le $LiNbO_3$ s'impose comme matériau de base pour les composants électrooptiques. Une faible tension de commande permettant d'avoir une électronique environnante moins encombrante.

Malgré son faible coefficient, le GaAs sera sans nul doute le matériau utilisé dans l'avenir, puisqu'il permet la quasi-adaptation des vitesses de propagation des ondes optique et microonde. Ainsi la longueur ne sera plus une limitation de bande passante, et le bloc d'émission pourra être réalisé en structure monolithique.

Cependant les pertes de propagation des guides optiques sur Arséniure de Gallium sont encore beaucoup trop élevées (1.dB/cm contre .3dB/cm sur LiNb03 à $\lambda 0$ = .632 µm [13]).

I-3 PARAMETRES DU LiNb03

La croissance de ce monocristal se fait par la méthode de CZOCHRALSKI ([12]) :

$$Li_2\,0 + Nb_2\,0_5 \xrightarrow{1253°C} 2\ LiNb03$$

I-3a - Caractéristiques électrooptiques

Nous avons vu au chapitre I-2c que la variation d'indice créée par l'effet POCKELS était proportionnelle au champ électrique appliqué. Le tenseur des coefficients électrooptiques du LiNb03 suivant ses axes principaux se résume à ([16], [17], [19], [54]) :

$$[R] = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} x1 & x2 & x3 \end{array} \\ \begin{bmatrix} 0 & -r22 & r13 \\ 0 & r22 & r13 \\ 0 & 0 & r33 \\ 0 & r42 & 0 \\ r42 & 0 & 0 \\ -r22 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{array} \begin{array}{cc} x1 & x1 \\ x2 & x2 \\ x3 & x3 \\ x2 & x3 \\ x3 & x1 \\ x1 & x2 \end{array}$$

où les coefficients rij prennent pour valeur à 1.52 µm :

$$r13 = 8.6 \quad 10^{-12}\ m/V$$
$$r22 = 3.4 \quad 10^{-12}\ m/V$$
$$r42 = 28.0 \quad 10^{-12}\ m/V$$
$$r33 = 30.8 \quad 10^{-12}\ m/V$$

Pour un cristal taillé suivant ses axes principaux, les variations d'indice s'écrivent donc :

$$\Delta nx1 = -nx1^3.(-r22.Ex2 + r13.Ex3)/2 \qquad \text{(I-20a)}$$

$$\Delta nx2 = -nx2^3.(r22.Ex2 + r13.Ex3)/2 \qquad \text{(I-20b)}$$

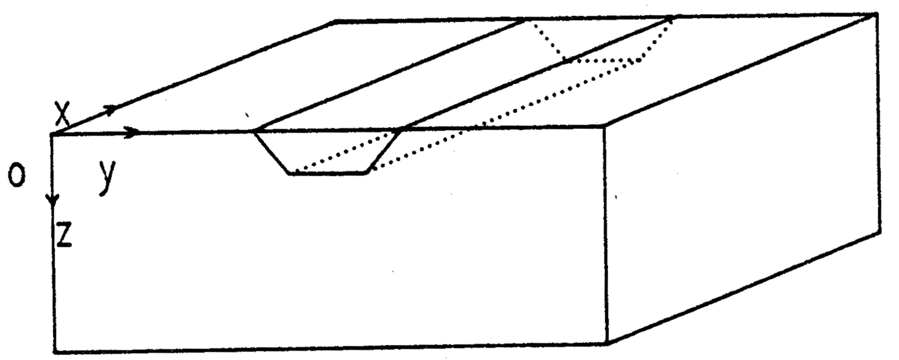
$$\Delta nx3 = -nx3^3.r33.Ex3/2 \qquad \text{(I-20c)}$$

Compte tenu de la forte valeur du coefficient r33, il est facile de remarquer que la variation de l'indice extraordinaire sera la plus élevée, lorsque les champs électriques des deux ondes seront appliqué suivant l'axe $\vec{ox3}$; ceci permettra d'obtenir un maximum de perturbation.

I-3b - Caractéristiques optiques

Le LiNb03 est un matériau anisotrope Uniaxe. Aussi, son tenseur permittivité admet deux valeurs propres dont l'une est une racine double. Les vecteurs propres associés à cette dernière appartiennent donc à un plan perpendiculaire au vecteur propre associé à la racine simple. L'axe de cette dernière est noté dans toute la littérature, axe $\vec{oz}$.

Les notations x1, x2, x3 deviennent donc respectivement x, y et z.



- *Figure I-6* -

Axes de références, substrat : LiNb03

En optique classique, le tenseur permittivité s'écrit suivant ces axes principaux :

$$[n^2] = \begin{bmatrix} no^2 & 0 & 0 \\ 0 & no^2 & 0 \\ 0 & 0 & ne^2 \end{bmatrix}$$

où no est l'indice ordinaire et ne l'indice extraordinaire.

Dans les parties microondes de ce manuscrit, nous parlerons de permittivité transversale et longitudinale.

A la longueur d'onde de 1.52 µm, il a été mesuré ([15], [16]) au CNET (Laboratoire de Bagneux) :

$$no = 2.1225 \pm 2.10^{-4}$$
$$ne = 2.1383 \pm 2.10^{-4}$$

L'axe extraordinaire étant pris suivant la profondeur du substrat, les indices des guides optiques seront invariant dans le plan (xoy). Ainsi, le tenseur permittivité étant invariant pour tout axe de propagation de ce plan, la propagation d'une onde suivant un de ces axe, est isotrope.

La propagation des ondes optiques pour un guide plan, est de type TE ou TM. Les modes TE ont leur champ électrique, et les modes TM leur champ magnétique, parallèle à la surface du substrat, et perpendiculaire à la direction de propagation ($\vec{ox}$) ([21]).

Les modes TE, sont définis par :

$$Ezo = Exo = 0 \quad \text{et} \quad Ey \neq 0$$

Dans ce cas, la perturbation apportée par le champ appliqué n'affectera que l'indice ordinaire. Celle-ci étant faible, nous utiliserons donc l'autre mode susceptible de se propager dans ces guides ; les modes TM définis par :

$$Hzo = Hxo = 0 \quad \text{et} \quad Hy \neq 0$$

A l'aide des équations de MAXWELL, on déduit :

$$Eyo = 0$$
$$Exo = (j/\omega.n^2)\, dHy/dz$$
$$Ezo = (\beta/\omega.n^2)\, Hy$$

Il sera donc beaucoup plus intéressant d'avoir des guides optiques monomodes TM, afin de maximiser la variation de phase de l'onde optique pour une même longueur de circuit.

I-3c - Choix des lignes microélectroniques

Nous rappelons qu'au premier ordre (effet POCKELS), le vecteur polarisation s'écrit :

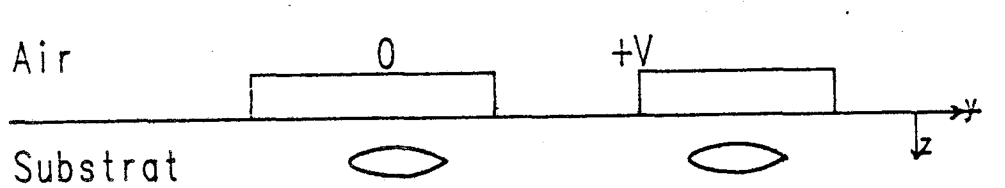
$$\vec{P} = (\chi 1 + \chi 2.\vec{E}a).\vec{E}o$$

Pour avoir intéraction, il est nécessaire que les champs électriques des deux ondes soient colinéaires.

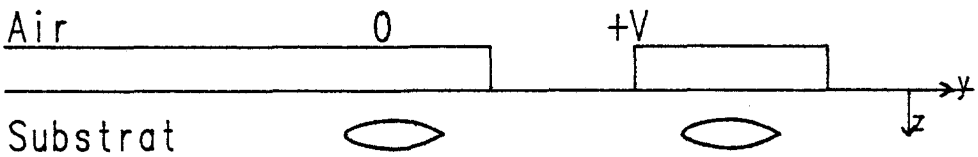
Dans le LiNb03, la variation maximale de l'indice de propagation de l'onde optique est obtenue lorsque les champs électriques des deux ondes sont dirigés suivant l'axe $o\vec{z}$.

Parmi les lignes susceptibles d'être utilisées, nous choisirons des lignes coplanaires pour inverser le champ Ez appliqué sur deux guides optiques.

Pour minimiser les pertes de propagation, un des rubans sera de largeur beaucoup plus grande que l'autre. Elles seront appelées lignes coplanaires asymétriques (figure I-7b).



- Figure I-7a -
Lignes à rubans coplanaires



- *Figure I-7b* -

Ligne coplanaire asymétrique à 2 électrodes

Si leur efficacité d'intéraction est plus élevée, nous verrons au chapitre III que ces lignes ont des pertes de propagation beaucoup plus élevées que celles des lignes microstrip traditionnelles. Les pertes sont inversement proportionnelles à la section transversale de l'électrode, et donc, la bande passante de modulation sera détériorée (chapitre IV).

Pour moduler en puissance, nous devrons intervenir sur la propagation de deux guides optiques. Pour permettre que le champ électrique, et donc la variation de phase sur un guide isolé, change de signe le long de l'axe de propagation, il sera nécessaire d'utiliser des lignes coplanaires asymétriques dont le second plan de masse sera suffisamment éloigné pour ne pas perturber la ligne de propagation.

CHAPITRE II

****

ANALYSE ELECTROMAGNETIQUE DES GUIDES DIELECTRIQUES

****

Les guides optiques sont réalisés par diffusion de rubans de Titane, dans un support en LiNb03.

Les lignes microélectroniques sont réalisées par dépôt de métal sur le même substrat.

Pour faciliter la présentation, on divise ce chapitre en deux parties distinctes suivant le domaine d'étude, optique ou hyperfréquence :

Partie A :

Etude des guides optiques intégrés

Partie B :

Caractérisation des diélectriques anisotropes uniaxes dans le domaine microonde.

C H A P I T R E II - P A R T I E A

****

ETUDE DES GUIDES OPTIQUES INTEGRES EN LiNbO3:Ti

****

II-A1 INTRODUCTION

En optique intégrée, les structures guidantes sont de 2 types (figure II-A1) ([21]) :

- *les guides plans,*
- *les microguides.*

Les guides plans ont une géométrie présentant deux symétries de translation, l'une suivant l'axe de propagation, et l'autre suivant l'axe $\vec{oy}$. Les modes de propagation sont de type TE ou TM. Les microguides ont une forme géométrique ne présentant qu'une seule symétrie de translation, suivant la direction de propagation. Les modes de propagation sont des modes hybrides quasi-TE et quasi-TM.

La principale différence entre ces deux guides est le confinement de l'énergie. Dans les guides plans, le confinement ne s'opère que suivant la direction $\vec{oz}$, alors que dans les microguides, le confinement s'opère suivant les deux directions transversales. Ces derniers permettent donc un meilleur guidage de l'onde optique, et élimine les problèmes de diffraction. Les pertes d'insertion seront ainsi minimisées.

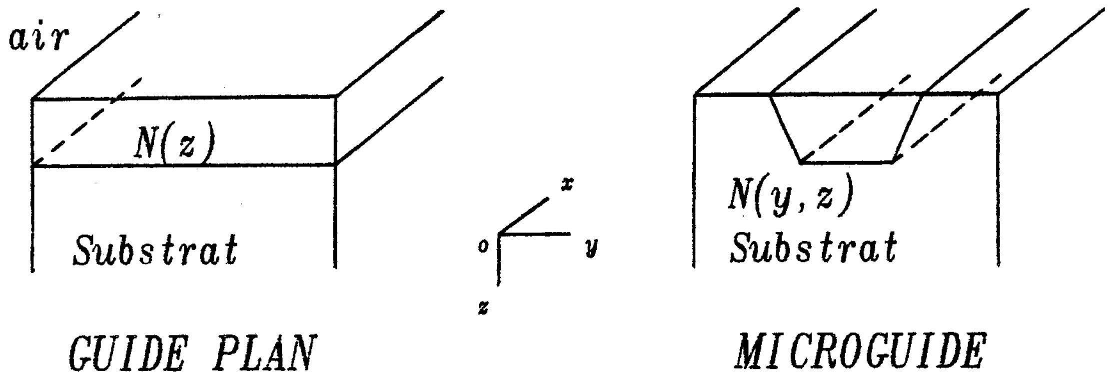


Figure II-A1
GUIDES EN OPTIQUE INTEGREE

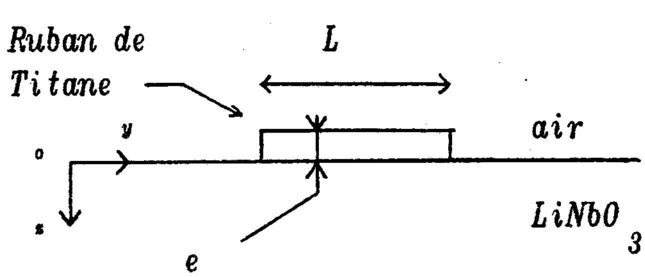


Figure II-A2 : PARAMETRES GEOMETRIQUES DE DIFFUSION

A court terme, le LiNb03 s'impose comme matériau de base pour la réalisation de composants électrooptiques intégrés. Sur ce matériau, le procédé de fabrication des guides d'ondes le plus utilisé est la diffusion d'un ruban de Titane, qui permet d'augmenter localement l'indice. Les guides ainsi réalisés présentent de très faibles pertes de propagation (0.3 dB/cm [13]). Par diffusion de Titane dans le LiNb03, l'augmentation d'indice est de quelque 10^{-2}.

L'étude de la propagation des ondes lumineuses dans les guides diélectriques, nécessite la connaissance du profil d'indice. Après avoir donné le modèle de diffusion, nous étudierons la propagation des modes quasi-TM et le couplage entre deux microguides ainsi créés.

II-A2 ETUDE DES GUIDES OPTIQUES DIFFUSES DANS LE LiNb03

II-A2a - Modèle de diffusion

La diffusion de titane dans le Niobate de Lithium augmente localement l'indice. [15] à [19] donnent un modèle théorique (figure II-A2) avec des constantes qui sont optimisées par rapport aux expériences :

$$\begin{cases} z < 0 \quad N^2(y,z) = N2^2 + (N1^2 - N2^2)\, exp(-z^2/Dz^2) \\ \\ z > 0 \quad N^2(y,z) = N0^2 \end{cases} \qquad \text{(II-A1)}$$

où N2 : indice du substrat (indice extraordinaire pour l'étude)
N1 : indice de surface (interface air-guide)
N0 : indice du substrat supérieur (air)

L'indice de surface N1 se calcule à partir des conditions de diffusion :

$$N1^2 = N2^2 + 2.N2.C.e.h(y)/Dz \qquad \text{(II-A2a)}$$

où :

$$h(y) = \frac{1}{2} \{ Erf(\frac{y + L/2}{Dy}) - Erf(\frac{y - L/2}{Dy})\} \qquad \text{(II-A2b)}$$

Erf est la fonction erreur, et Dy,z sont les longueurs de diffusions, définies par :

$$Dy = 2 \sqrt{D1y.t}$$

$$Dz = 2 \sqrt{D1z.t}$$

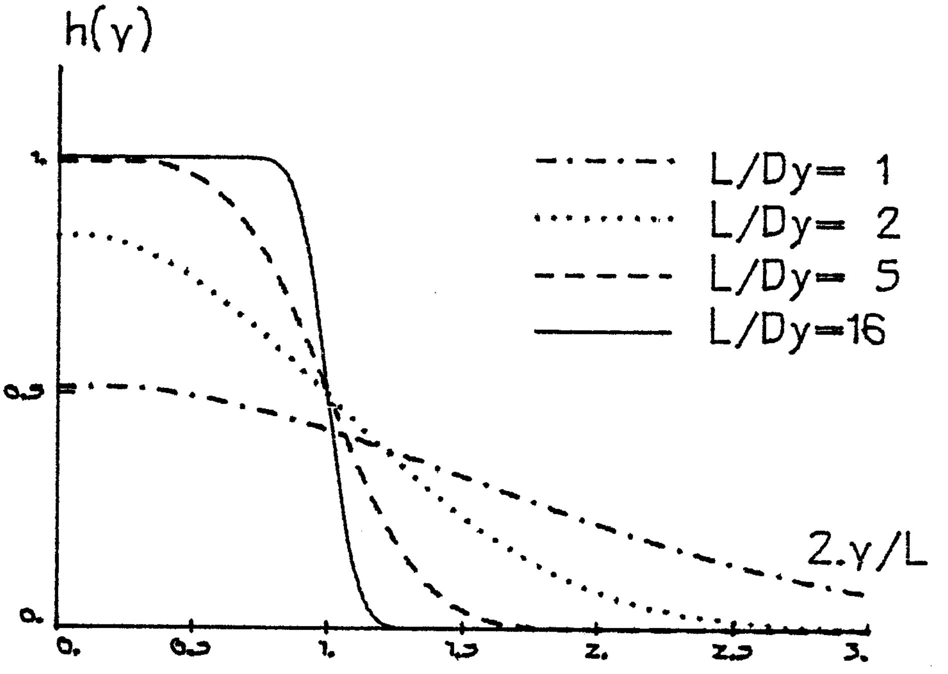
$$D1i = D0i.exp(-Eai/(KB.T))$$

pour $i = y,\ z$ *et,*

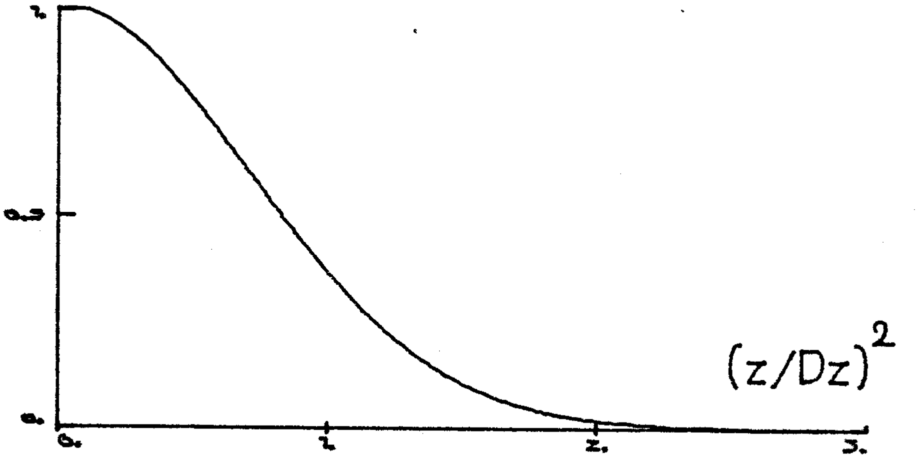
Eai : énergies d'activation,
Doi : coefficients de diffusion,
t : Temps de diffusion,
T : Température de diffusion en degrés KELVIN,
e : épaisseur du ruban de titane,
L : largeur du ruban de titane.

L'étude de [16] donne à 1.52 µm :

$Eay = 2.18$ ev
$Eaz = 2.76$ ev
$Doy = 9.75\ 10^{7}$ µm²/heure
$Doz = 2.30\ 10^{10}$ µm²/heure
$C = 0.77$
$N2 = 2.1383$



Profil Latéral de Diffusion



Profil Gaussien Normalisé

- FIGURE II-A3 -

Profil de Diffusion

Les caractéristiques de diffusions seront : la largeur et l'épaisseur du ruban de Titane, ainsi que la température et le temps de diffusion. Chacun de ces paramètres influant sur les variations de l'indice extraordinaire pour la construction du guide, ils modifieront les caractéristiques de propagation.

Le carré de l'indice, suivant la profondeur z est Gaussien. Sur la figure II-A4 nous donnons la forme de l'indice de surface normalisé (fonction h(y)), en fonction des différents paramètres normalisés. Celle-ci montre l'influence de la largeur de diffusion par rapport à la largeur du ruban de Titane. Suivant ces deux derniers paramètres, nous aurons un guide à gradient ou à saut d'indice (W/Dy > 16), suivant la direction latérale.

II-A2 b - Relation de dispersion des guides isolés

Les modes se propageant dans un microguide sont de deux types :

Pour les modes quasi-TE : le champ $\vec{E}$ est parallèle à la face supérieure du substrat ; soit : Ez = 0

$$Ex = \frac{1}{j\,\beta}\,\frac{\partial Ey}{\partial y} \qquad \text{(II-A3a)}$$

$$Hy = \frac{1}{\beta\,.\omega.\mu o}\,\frac{\partial^2 Ey}{\partial y\,\partial z} \qquad \text{(II-A3b)}$$

$$Hx = \frac{1}{j.\omega.\mu o}\,\frac{\partial Ey}{\partial z} \qquad \text{(II-A3c)}$$

$$Hz = \frac{\beta}{\omega.\mu o}\left(Ey - \frac{1}{\beta^2}\,\frac{\partial^2 Ey}{\partial\,y^2}\right) \qquad \text{(II-A3d)}$$

Pour les modes quasi-TM : le champ $\vec{H}$ est parallèle à la face supérieure du substrat ; soit : $Hz = 0$

$$Hx = \frac{1}{j\ \beta}\ \frac{\partial Hy}{\partial y} \qquad \text{(II-A4a)}$$

$$Ex = \frac{1}{j\omega.\varepsilon o.n^2}\ \frac{\partial Hy}{\partial y\ \partial z} \qquad \text{(II-A4b)}$$

$$Ey = \frac{1}{\beta.\omega.\varepsilon o.n^2}{}_2\frac{\partial^2 Hy}{\partial y\ \partial z} \qquad \text{(II-A4c)}$$

$$Ez = \frac{\beta}{\omega.\varepsilon o.n^2}\ (Hy - \frac{1}{\beta^2}\ \frac{\partial\ Hy^2}{\partial y^2}) \qquad \text{(II-A4d)}$$

Pour les guides étudiés, les indices ordinaires et extraordinaires sont très proches : $ne - no = 0.0158$ soit moins de 1 % entre les 2 valeurs.

De plus, la variation de l'indice extraordinaire créée par diffusion du ruban de titane, entre l'indice de surface et l'indice du substrat est très faible : $N1^2 - N2^2 < 0.02$

Nous approximerons donc : ne à no, c'est-à-dire que nous ne tiendrons pas compte de l'anisotropie du substrat.

De plus, la variation d'indice est très faible ; alors :

$$\frac{1}{N(y,z)} \cdot \frac{\partial\ N(y,z)}{\partial\ y,z} << 1$$

A l'aide de ces approximations, on montre que les équations de propagation à résoudre sont du même type ([21]) :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + (k^2o.n^2(y,z) - \beta^2).\psi = 0 \qquad (II\text{-}A5)$$

où ψ= *Ey pour les modes quasi-TE*

ψ= *Hy pour les modes quasi-TM*

En posant $\psi = F(y).G(z)$, *l'équation de propagation s'écrit :*

$$\frac{1}{G}\ \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + k^2o.n^2(y,z) = -\frac{1}{F}\ \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \beta^2 \qquad (II\text{-}A6)$$

La variable commune étant y, on posera chaque membre égal à $ko^2.Neff^2(Y)$.

Ainsi, on obtient deux équations à résoudre dans l'ordre suivant :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + ko^2.(n^2(y,z) - Neff^2(y)).G = 0 \qquad (II\text{-}A7a)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + ko^2.(Neff^2(y) - Neff^2).F = 0 \qquad (II\text{-}A7b)$$

avec $\beta = ko.Neff$, *où Neff est l'indice effectif du guide global, qui caractérise la vitesse de propagation de l'onde optique.*

Le calcul de l'indice effectif du guide global, sera mené en deux étapes :

1) Calcul de l'indice effectif du guide plan à gradient d'indice (n(y,z)) dissymétrique pour différentes abscisses y, ce qui nous donnera la variation Neff(y),

2) Calcul de l'indice effectif du guide plan symétrique à gradient ou à saut d'indice (Neff(y)) qui nous donnera l'indice effectif du guide global :Neff.

Avec un abus de langage, nous noterons les modes :

TE p ℓ et TM p ℓ

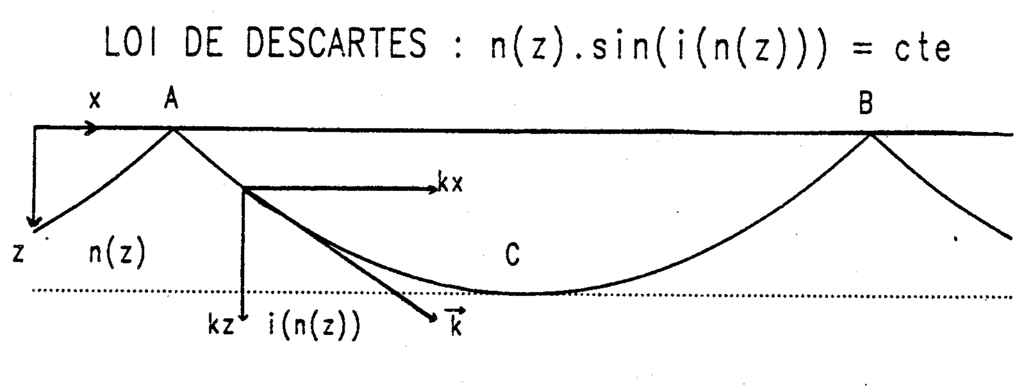
avec p tel qu'il y ait p+1 modes se propageant suivant la profondeur ; et ℓ tel qu'il y ait ℓ+1 modes suivant la largeur.

Les modes notés TEp ou TMp concerneront uniquement les guides plans (N(y,z) est constant, quel que soit l'abscisse y).

II-A2c - Méthode de l'Indice Effectif

L'équation de propagation à deux dimensions, ayant été séparée en deux équations à une dimension, la résolution globale de l'équation de propagation du microguide se fera par deux résolutions successives de guides plan.

Pour un guide plan isolé, à partir de l'équation eïkonale, dans le cas où le milieu est à gradient d'indice, nous aboutissons à la loi générale de DESCARTES (figure II-A5)



- **Figure II-A5** -

En projetant le trajet géométrique de l'onde optique sur une période et suivant l'axe de propagation, on cherche à calculer la différence de phase entre les points A et B, soit :

$$\frac{2\,\Pi}{\lambda 0}\,\{\,proj(A,B)\,\} - 2.\,\varphi 10 - 2.\,\varphi 12 = 2.m.\Pi \qquad \text{(II-A8)}$$

La différence de phase entre les points A et B est imposée à un multiple de 2 Π, pour obtenir des ondes constructives (m est le numéro du mode).

2 .φ 10 et 2. φ 12 sont les avances de phase à la réflexion aux points A et C. i étant la zone guidante, elles s'écrivent :

$$2.\varphi\, ij = 2.arctg\,(u.\sqrt{\frac{neff^2 - Nj^2}{Ni^2 - neff^2}}\,) \qquad \text{(II-A9)}$$

Aux interfaces Zone guidante - Zone non guidante, nous aurons continuité du champ Ey et de sa dérivée suivant toutes les directions (y ou z) pour les modes TE, et du champ Hy et de sa dérivée suivant l'axe y pour les modes TM. Pour ces derniers, suivant l'axe z nous devrons respecter à ces interfaces :

$$Hy(z) = cte$$

$$\frac{1}{n^2(z)}\,\frac{\partial\, Hy(z)}{\partial z} = cte$$

Aussi le terme u de l'équation (II-A9) ne s'écrit-il pas de la même manière suivant les modes, et suivant l'axe étudié.

$u = Ni^2/Nj^2$ *pour l'étude des modes TE suivant la profondeur uniquement*

et $u = 1$ *pour tous les autres cas*

neff est l'indice effectif caractérisant la propagation de l'onde, et Nj : l'indice à l'interface j - i, de la zone non guidante.

A la limite, dans le cas du guide à gradient d'indice, il n'existe pas de réflexion proprement dite, mais un point de rebroussement pour les ondes guidées dans ce guide plan. L'avance de phase en ce point est de $\Pi/2$, et l'indice effectif est l'indice de ce point particulier.

La relation (II-A9), est donc valable pour le cas d'un guide à saut d'indice à l'interface i - j. On retrouve l'avance de phase au point de rebroussement, en effectuant l'analyse par petits sauts d'indice successifs. A la limite, le saut sera nul, et l'on retrouve l'avance de phase de $\Pi/2$ précédemment donnée en ce point particulier.

Travaillant suivant deux guides plans fictifs successifs, nous avons donc séparés notre étude en deux parties :

- *étude suivant la profondeur (1er cas)*
- *étude latérale (2nd et 3ème cas)*

__1er cas : guide à gradient d'indice dissymétrique (suivant la profondeur)__ (figure II-A6a) :

L'équation de propagation s'écrit :

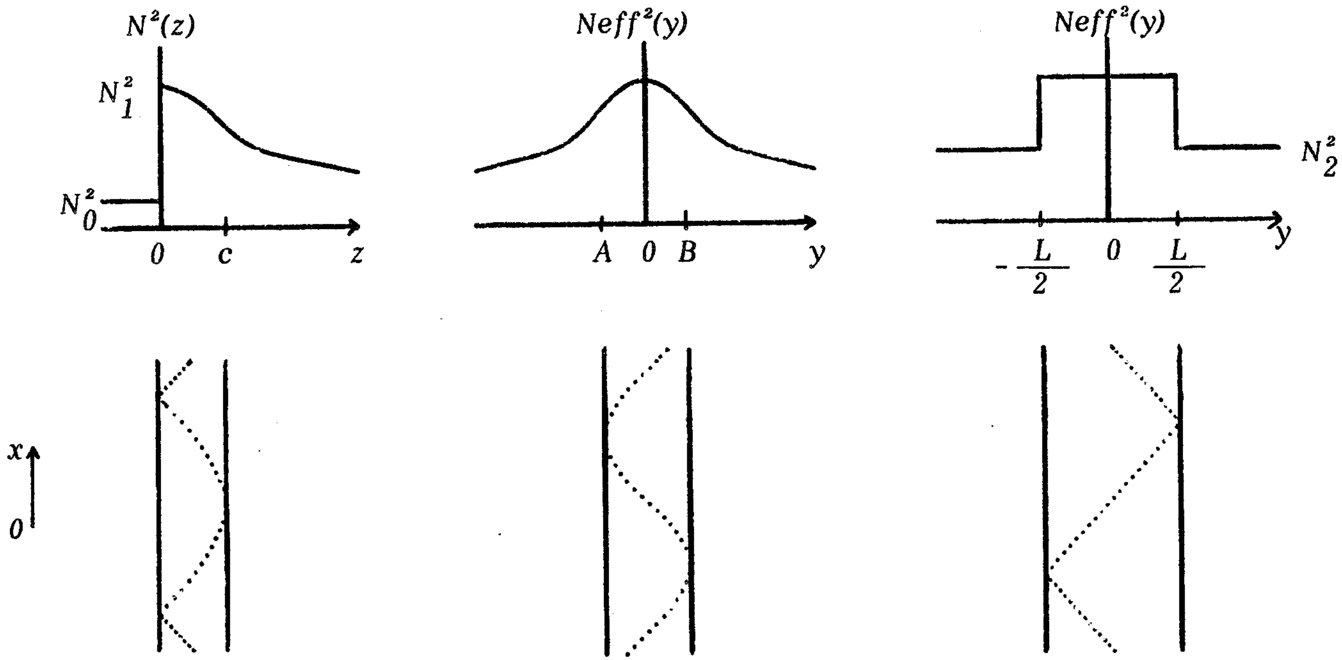
$$ko.\int_0^c \sqrt{n^2(y,z) - Neff^2(y)}\,dz = \varphi\,10 + \varphi\,12 + p.\,\Pi \qquad \text{(II-A10)}$$

avec $\varphi\,12 = \Pi/4$

$$\varphi\,10 = arctg\left(u.\sqrt{\frac{Neff^2(y) - N0^2}{N1^2 - Neff^2(y)}}\right)$$

où : $u = N1^2/N0^2$ *pour les modes TE*

et : $u = 1$ *pour les modes TM*



a) gradient d'indice dyssimétrique

b) gradient d'indice symétrique

c) saut d'indice

- FIGURE II-A6 -

Résolution par guide plan successif

<u>2ème cas : guide à gradient d'indice symétrique (latéralement)</u> *(figure II-A6b) :*

L'équation de propagation s'écrit :

$$ko. \int_A^B \sqrt{Neff(y)^2 - Neff^2}\, dz = \varphi 10 + \varphi\ 12 + \ell\ .\ \Pi \qquad \text{(II-A11a)}$$

avec : $\varphi\ 10 = \varphi 12 = \Pi/4$

<u>3ème cas : guide à saut d'indice symétrique (latéralement)</u> *(figure II-A6c) :*

L'équation de propagation s'écrit :

$$L.ko. \sqrt{Neff(0)^2 - Neff^2} = \varphi\ 10 + \varphi\ 12 + \ell\ .\Pi \qquad \text{(II-A11b)}$$

avec : $\varphi\ 10 = \varphi\ 12 = arctg\left(\sqrt{\frac{Neff^2 - N2^2}{Neff^2(0)-Neff^2}}\right)$

A la limite d'un guide à saut d'indice symétrique suivant la direction latérale (y) (figure II-A6c), l'intégrale se transforme en produit par la largeur du guide, puisque :

$Neff(y) = cste$ *pour* $y < -L/2$ *et* $y > L/2$

$Neff(y) = cste$ *pour* $-L/2 < y < L/2$

La résolution de ces équations intégrales, est en fait la recherche du point de rebroussement de l'onde optique, puisque l'indice effectif est dans ce cas l'indice de ce point particulier. L'indice du guide ayant été modélisé, soit analytiquement (pour l'étude suivant la profondeur), soit point à point (pour l'analyse latérale).

Dans ce dernier cas, la reconstitution du modèle de l'indice effectif Neff(y) se fait par une fonction de lissage (spline) des points calculés.

Pour le cas d'un guide à saut d'indice, nous rechercherons l'indice effectif proprement dit.

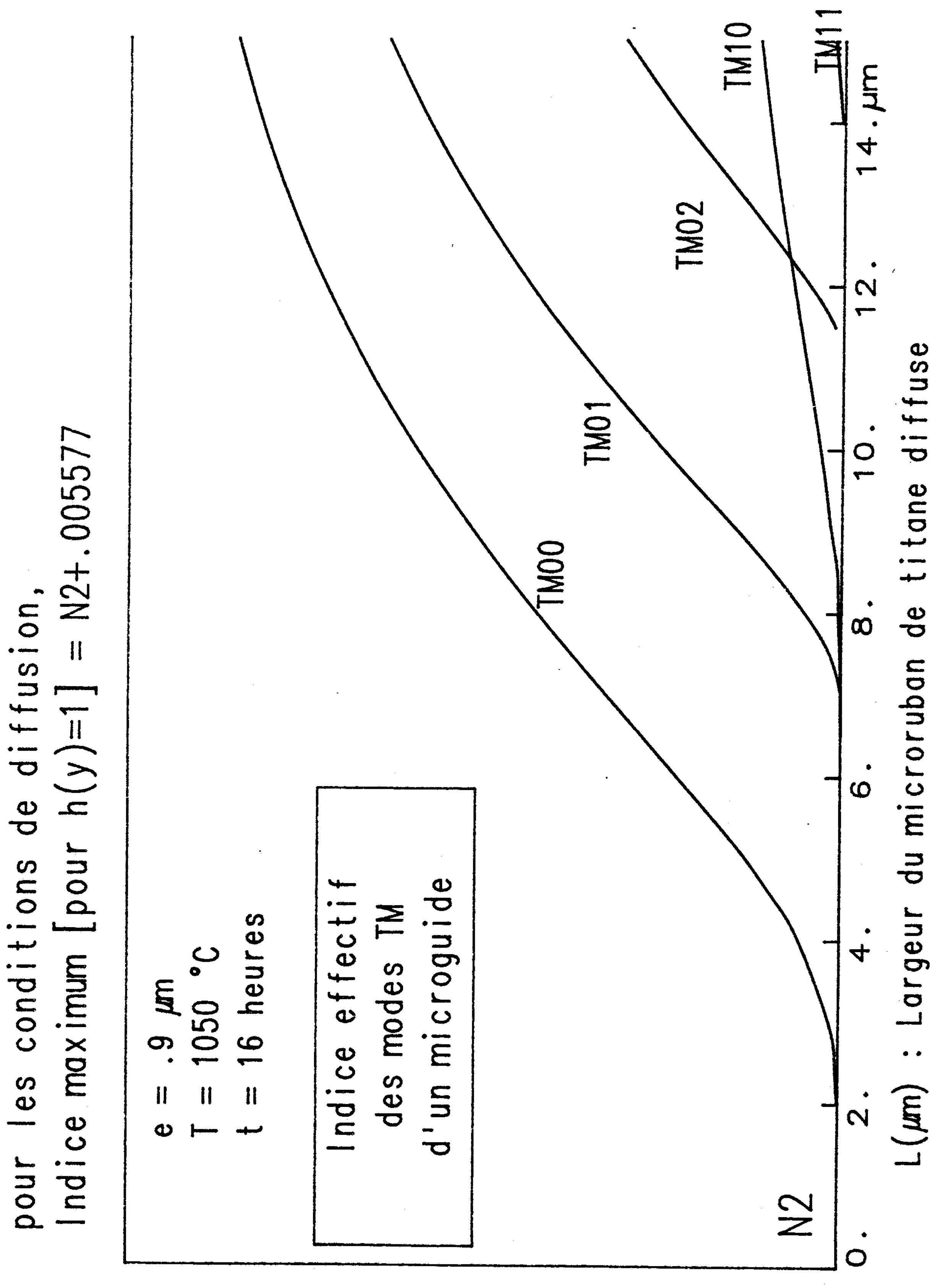
Les modes nous intéressant étant de type TM, sur la figure II-A7, nous donnons la courbe de dispersion de ces modes en fonction de la largeur du ruban de Titane diffusé L. Cette courbe représente la différence entre l'indice effectif du microguide, et celui du substrat, en fonction de la largeur du ruban de Titane L.

On notera que pour les conditions de diffusion énoncées, le guide optique reste monomode pour L < 8 µm. Les modes d'ordre supérieur (p > 0 des modes TMpl) qui apparaissent aux environs d'une largeur de ruban de titane de 10 µm, sont relativement proche de la coupure, ils seront donc fortement atténués.

Ayant déterminé la constante de propagation à l'aide de la méthode de l'indice effectif, le calcul du champ a été effectué à partir de méthodes numériques de résolution d'équations différencielles à une dimension. Nous avons appliqué la méthode de RUNGE-KUTTA ([21]) pour les régions guidantes et la méthode de RICATTI pour les régions où l'onde est évanescente ([20]). Aussi la solution du champ converge t'elle toujours vers 0 pour une position tendant vers l'infini. Notre méthode tient compte du gradient d'indice, dans toutes les zones.

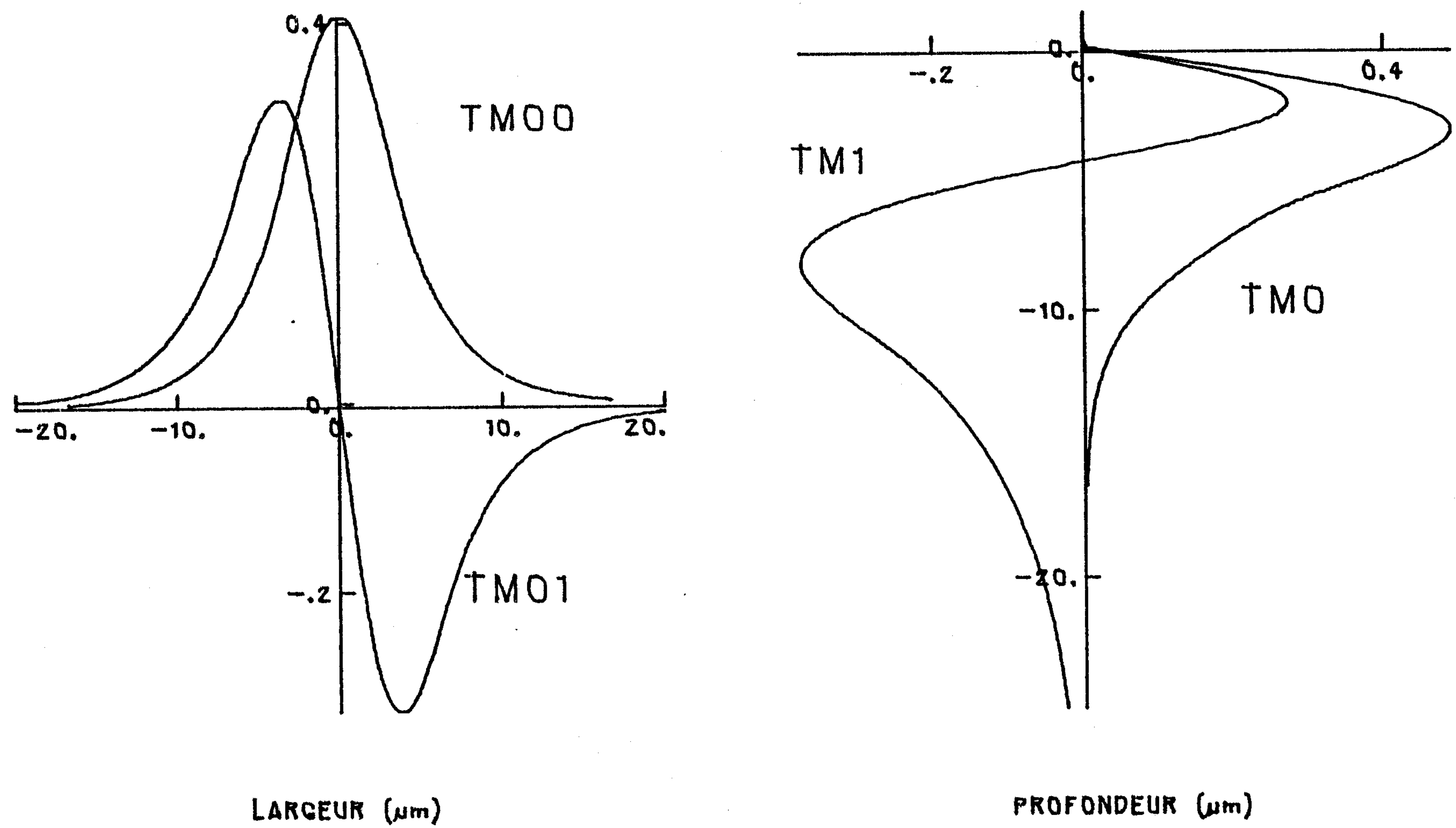
Nous avons choisi de normaliser le champ, de façon à ce que chacune des fonctions introduites par la méthode de séparation des variables, ait son intégrale unitaire, soit :

$$\int F^2(y).dy = 1 \quad \text{et} \quad \int G^2(z).dz = 1$$



- FIGURE II-A7 -

Courbe de dispersion d'un microguide



L=8.0 µm e=.105 µm
t=16. heures T=1050 °C
λ o=1.523 µm
CHAMPS Hy DES MODES TM D'UN MICROGUIDE

- *FIGURE II-A8* -

ainsi :

$$\iint |Hy(y,z)|^2.dy.dz = 1 \qquad \text{(II-A12)}$$

Pour des conditions de diffusions données, les champs Hy normalisés des modes se propageant dans un guide plan (profondeur pour y=0), et dans le microguide (largeur) déduit de l'étude des guides plan aux différentes abscisses y, sont donnés figure II-A8.

Le second mode suivant la profondeur ne permet pas le guidage transversal. Le premier mode permet de guider deux modes latéralement, mais le second est très proche de la coupure. Il aura des pertes beaucoup plus élevées et sera négligé.

Il est donc important de remarquer que suivant la profondeur, c'est-à-dire pour un guide plan, plusieurs modes TM peuvent se propager. Suivant la largeur du ruban de Titane diffusé, ces modes pourront être ou ne pas être guidés, ou très rapidement négligés s'ils sont proches de la coupure.

II-A3 GUIDES OPTIQUES COUPLES

II-A3a - Profil d'indice, forme des champs

Par rapport à un guide optique isolé, seule la fonction h(y) est modifiée pour la détermination du profil d'indice, puisque nous faisons dans ce cas intervenir deux rubans de Titane :

$$h(y) = \frac{1}{2} \left\{ Erf\left(\frac{y+L+D/2}{Dy} \right) - Erf\left(\frac{Y+D/2}{Dy} \right) + Erf\left(\frac{y-D/2}{Dy} \right) - Erf\left(\frac{y-L-D/2}{Dy} \right) \right\}$$

(II-A13)

D est la distance séparant les deux rubans de titane, L leurs largeurs.

Pour des guides symétriques (N(y)=N(-y)), deux types de modes se propagent : les modes SYMETRIQUE et ANTISYMETRIQUE. Ils sont définis par :

Champ(y) = Champ(-y) pour le 1er (court-circuit magnétique en y=0)
et
Champ(y) = -Champ(-y) pour le 2nd (court-circuit électyrique en y=0)

La vitesse de propagation de ces deux modes n'étant pas identique, le champ résultant sera donc périodiquement maximal dans la zone des y positifs, puis dans la zone des y négatifs.

La distance nécessaire pour qu'il y ait échange total d'énergie entre les deux guides, est appelée longueur de couplage (Lc). Après avoir parcouru cette longueur Lc, les deux champs seront déphasés entre eux de Π ; la longueur de couplage est donc définie par :

$$Lc = \frac{\Pi}{|\beta s - \beta a|} \qquad \text{(II-A14)}$$

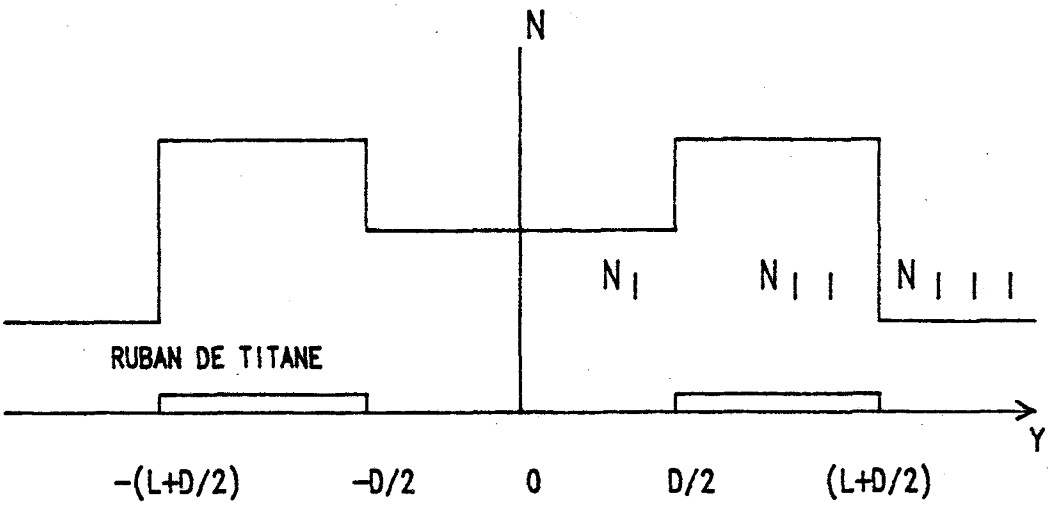
βs et βa sont les constantes de propagation de chacun des deux modes.

II-A3b - <u>Cas des guides à saut d'indice suivant le profil latéral</u>

Nous considèrerons ici des guides symétriques à saut d'indice (figure II-A9) ; et nous ne calculerons l'indice effectif suivant la profondeur qu'aux points :

$$y=0. \quad \text{et} \quad y=(L+D)/2$$

Dans l'étude qui suivra, nous séparerons le domaine d'étude en trois zones notées I, II et III, d'indices respectifs : NI (de 0 à |D/2|), NII (de |D/2| à |L+D/2|) et NIII ailleurs (figure II-A9).



- Figure II-A9 -

Indice effectif lattéral d'un coupleur directif

Dans ce cas, les solutions des champs sont connues. Ce sont des combinaisons de fonctions trigonométriques sinus et cosinus, pour les zones guidantes, et de fonctions exponentielles décroissantes pour les autres zones ([22] à [25]).

Pour qu'il y ait propagation de l'onde suivant $\vec{ox}$, il faut qu'elle soit guidée latéralement dans la zone de plus fort indice (zone II), et évanescente dans la zone de plus faible indice (zone III).

$$F(y) = MII.\cos(K2.y + \xi) \qquad D/2 < y < L+D/2 \qquad \text{(II-A15a)}$$

$$F(y) = MIII.\exp(-K3.y) \qquad y > L+D/2 \qquad \text{(II-A15b)}$$

Dans la zone I, suivant la valeur de l'indice effectif par rapport à NI, nous aurons :

* si l'onde est évanescente dans cette zone, soit $Neff > NI$

$$F(y) = MI.SH(K1.y) \quad \text{pour le mode antisymétrique} \qquad \text{(II-A15c)}$$

$$F(y) = MI.CH(K1.y) \quad \text{pour le mode symétrique} \qquad \text{(II-A15d)}$$

où SH et CH sont les sinus et cosinus hyperboliques, qui expriment la combinaison des ondes évanescentes entre les deux guides.

* si l'onde est guidée dans cette zone, nous aurons : $Neff < NI$. Alors,

$$F(y) = MI.\sin(K1.y + \phi o) \qquad \text{(II-A15e)}$$

où : $\phi o = 0$ pour le mode antisymétrique
et : $\Pi /2$ pour le mode symétrique

Cet angle ϕo définit la parité ou non du mode, de même que les fonctions CH et SH.

Ces conditions dans la zone centrale du guide, imposent en $y=0$, un champ non nul pour le mode symétrique, et un champ nul pour le mode antisymétrique.

Les Ki sont les constantes de propagation latérales des différentes zones :

$$K2^2 = ko^2.(NII^2 - Neff^2) > 0 \qquad \text{(II-A16a)}$$

$$K3^2 = ko^2.(Neff^2 - NIII^2) > 0 \qquad \text{(II-A16b)}$$

et

$$K1^2 = ko^2.(NI^2 - Neff^2) \quad si\ NI > Neff \qquad \text{(II-A16c)}$$

ou

$$K1^2 = ko^2.(Neff^2 - NI^2) \quad si\ NI < Neff \qquad \text{(II-A16d)}$$

Les relations de continuités du champ et de sa dérivée, nous permettent d'aboutir aux équations de dispersions des modes symétrique et antisymétrique, par élimination de la phase ξ soit :

pour le mode symétrique :

$$\boxed{K2.L = atan(K3/K2) + atan\left(\frac{fct(K1.D/2).K1}{K2}\right) + m.\,\Pi} \qquad \text{(II-A17a)}$$

et pour le mode antisymétrique :

$$\boxed{K2.L = atan(K3/K2) - atan\left(\frac{K1}{K2.fct(K1.D/2)}\right) + m.\,\Pi} \qquad \text{(II-A17b)}$$

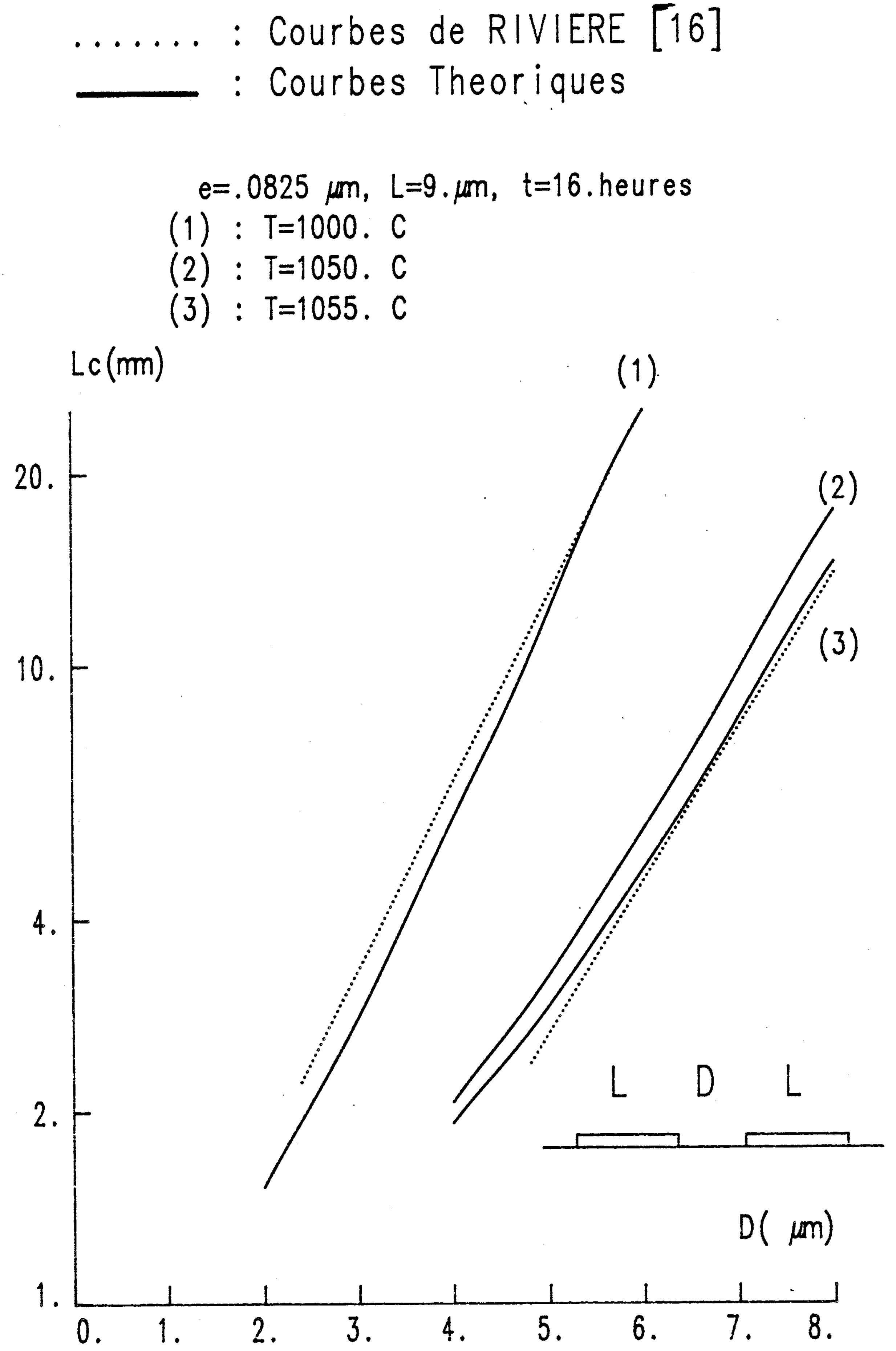
où : $fct(u) = TH(u)$ *si* $Neff < NI$

et : $fct(u) = tg(u)$ *si* $Neff > NI$

TH est la fonction tangente hyperbolique et atan l'inverse de la fonction tangente (tg).

Cette fonction fct(u) est continue sur tout le domaine des valeurs que peut prendre l'indice effectif ; Neff compris entre l'indice du substrat et l'indice maximum (l'indice au point (L+D)/2).

La figure II-A10, nous donne la longueur de couplage en fonction de la distance D séparant les deux rubans de Titane, pour différentes conditions de diffusion. Sur cette même figure, nous avons représenté les courbes théoriques de [16]. Sa méthode nécessitait un grand nombre de pas de discrétisation,



- *FIGURE II-A10* -

LONGUEUR DE COUPLAGE

et donc un temps de calcul élevé. Notre méthode bien qu'approximative nous donne de bons résultats, puisque [16] obtenait une bonne correspondance avec ses résultats expérimentaux.

Les champs Hy des modes symétrique et antisymétrique calculés par la même méthode qu'au £II-A2-3, ainsi que leurs sommes sont donnés figure II-A11a,b, pour deux distances D différentes.

Nous supposerons que l'indice de propagation du champ global est la moyenne des indices des deux modes.

II-A3c - Matrice de transfert

Pour analyser le transfert de l'énergie d'un guide diélectrique vers un second parallèle au premier, en fonction de la position sur l'axe de propagation, on décrit généralement ce phénomène sous une forme matricielle simple.

L'indice des guides couplés est alors décomposé en deux guides isolés (figure II-A12).

* *n est l'indice effectif du guide global calculé suivant la profondeur*
* *n3 est l'indice du substrat*
* *n1 et n2 les indices effectifs des guides isolés calculés suivant la profondeur*

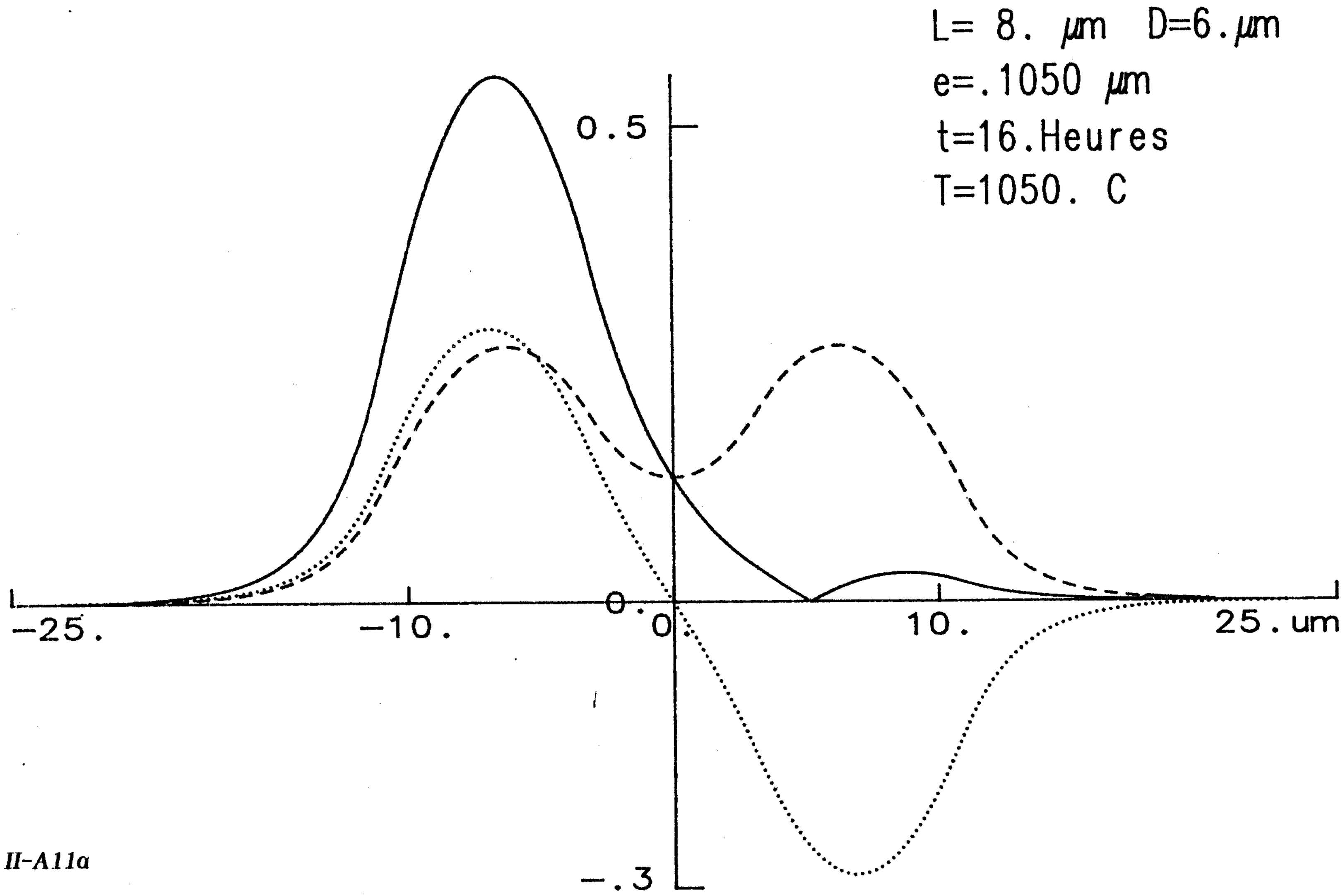


FIGURE II-A11a

CHAMPS DANS UN COUPLEUR DIRECTIF
Modes Symetrique, Antisymetrique
et leur Somme

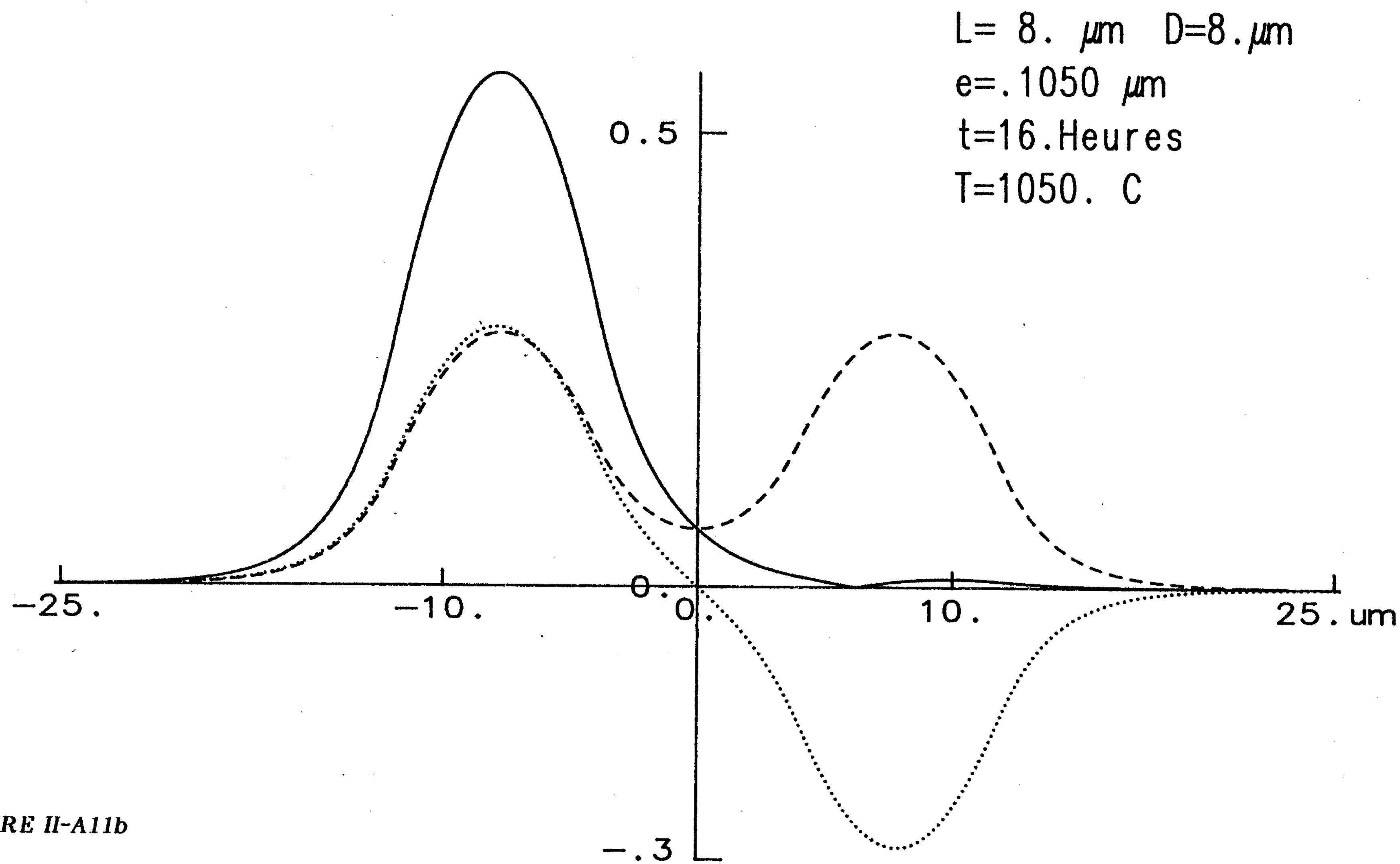
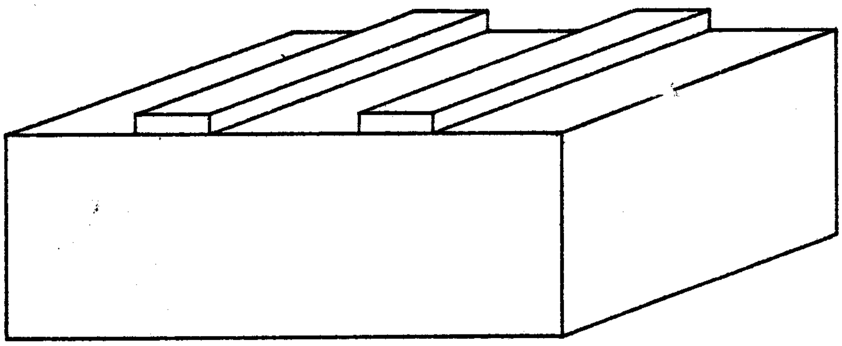
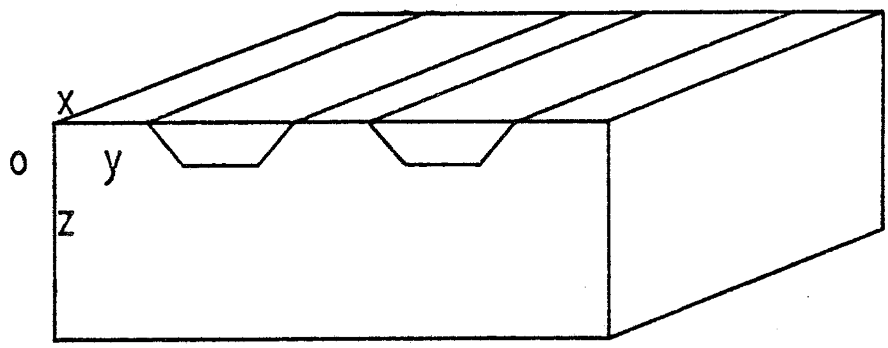


FIGURE II-A11b

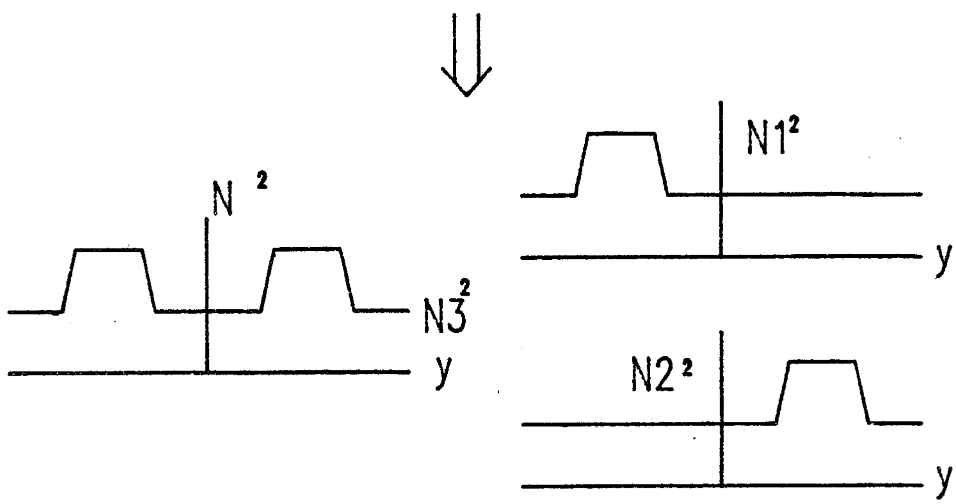
CHAMPS DANS UN COUPLEUR DIRECTIF
Modes Symetrique, Antisymetrique
et leur Somme



FABRICATION DE 2 GUIDES COUPLES PAR
DIFFUSION DE 2 RUBANS DE TITANE



CALCUL DE L'INDICE EFFECTIF
SUIVANT LA PROFONDEUR



- FIGURE II-A12 -

DECOMPOSITION DES INDICES

Une relation simple lie l'indice des guides couplés et ceux des guides isolés ([27]) :

$$n^2 = (n1^2 - n3^2) + (n2^2 - n3^2) + n3^2 \qquad \text{(II-A18)}$$

Les champs de chaque guide isolé satisfont aux équations de MAXWELL, ainsi :

$$\nabla t \wedge \vec{Hi} - j.\beta\ i.\vec{Hi} \wedge \vec{ux} - j\omega.\varepsilon o.ni^2.\vec{Ei} = 0 \qquad \text{(II-A19a)}$$

$$\nabla t \wedge \vec{Ei} - j.\ \beta i.\vec{Ei} \wedge \vec{ux} + j\omega.\mu o.ni^2.\vec{Hi} = 0 \qquad \text{(II-A19b)}$$

avec : $\vec{Ei} = \vec{Ei}\ \exp(j.\omega.t - \beta i.x)$

et : $\vec{Hi} = \vec{Hi}\ \exp(j.\omega.t - \beta\ i.x)$

On écrit ensuite que le champ global s'exprime comme une combinaison linéaire des champs de chaque guide isolé, en fonction de l'abscisse suivant l'axe de propagation :

$$\vec{E} = A1(x).\vec{E1} + A2(x).\vec{E2} \qquad \text{(II-A20a)}$$

$$\vec{H} = A1(x).\vec{H1} + A2(x).\vec{H2} \qquad \text{(II-A20b)}$$

Les champs résultants vérifient aussi les équations de MAXWELL, et en tenant compte de ces équations pour chaque guide isolé (II-A19a,b), nous obtenons les équations couplées suivantes :

$$\frac{\partial A1}{\partial x}(\vec{ux} \wedge \vec{E1}) + \frac{\partial A2}{\partial x}(\vec{ux} \wedge \vec{E2}) = 0 \qquad \text{(II-A21a)}$$

$$\partial \frac{\partial A1}{\partial x}(\vec{ux} \wedge \vec{H1}) + \frac{\partial A2}{\partial x}(\vec{ux} \wedge \vec{H2}) - j\omega.\ \varepsilon o.(n^2-n1^2).A1.\vec{E1} - j\omega.\ \varepsilon o.(n^2-n2^2).A2.\vec{E2} = 0$$

(II-A21b)

En combinant les deux équations précédentes et en intégrant sur toute la section transversale perpendiculaire à l'axe de propagation, nous obtenons pour la première combinaison :

$$\{\vec{E1}\ ^*.\ (II\text{-}A21b) - \vec{H1}\ ^*.\ (II\text{-}A21c)\ \}\,dy$$

Cette expression développée se met sous la forme :

$$\frac{\partial A1}{\partial x}\int \vec{ux}.(\vec{E1}^*\wedge \vec{H1} + \vec{E1}\wedge \vec{H1}^*)\,dy + \frac{\partial A2}{\partial x}\int \vec{ux}.(\vec{E1}^*\wedge \vec{H2} + \vec{E1}\wedge \vec{H2}^*)\,dy -$$

$$j\omega.\ \varepsilon o.A1.\int (n^2\text{-}n1^2).\vec{E1}^*\vec{E1}.dy - j\omega.\ \varepsilon o.A2.\int (n^2\text{-}n2^2).\vec{E1}^*\vec{E2}.dy = 0 \qquad (II\text{-}A22)$$

La seconde combinaison est :

$$\{\ \vec{E2}\ ^*.\ (II\text{-}A21b) - \vec{H2}\ ^*.\ (II\text{-}A21a)\ \}\ dy$$

__Hypothèses simplificatrices__ : [(26)] :

a) les champs du guide sont évanescents dans la zone guidante du guide $j(i \neq j)$, ainsi :

$$\int (\vec{E1}^*\wedge\ \vec{H1} + \vec{E1}\wedge\ \vec{H1}^*)\ dy >> \int (\vec{E1}^*\wedge\ \vec{H2} + \vec{E1}\wedge\ \vec{H2}^*)\ dy$$

En utilisant la décomposition du profil d'indice, nous avons les relations :

$$n^2 - n1^2 = n2^2 - n3^2$$

$$n^2 - n2^2 = n1^2 - n3^2$$

et sachant que : $n^2 - ni^2 = 0$ dans la zone guidante du guide i, on écrit :

$$\int (n^2 - n1^2) \cdot (\vec{E1}^* \vec{E1})\, dy << \int (n^2 - n2^2) \cdot (\vec{E1}^* \vec{E2})\, dy$$

b) On peut également imposer les hypothèses suivantes ; à savoir que les amplitudes A1 et A2 ainsi que leurs dérivées sont du même ordre de grandeurs (hypothèses justifiées lors du couplage entre deux guides symétriques).

Avec ces approximations, l'équation (II-A22) et son homologue s'écrivent donc :

$$\frac{\partial A1}{\partial x} = j.C1.A2 \qquad \text{(II-A23a)}$$

$$\frac{\partial A2}{\partial x} = j.C2.A1 \qquad \text{(II-A23b)}$$

avec les coefficients de couplage qui sont définis par :

$$Ci = \omega.\, \varepsilon o. \frac{\int (ni^2 - n3^2) \cdot (\vec{Ei}^* . \vec{Ej})\, dy}{\int (\vec{Ei}^* \wedge \vec{Hi} + \vec{Ei} \wedge \vec{Hi}^*) dy} \qquad \text{(II-A24)}$$

où : $j = 2$ *pour* $i = 1$ *et vis versa*

La propagation de l'onde étant sous entendue on pose :

$$ai = Ai.\exp(-j.\beta\, i.x)$$

et on obtient alors par le même processus de calcul :

$$\boxed{\frac{\partial ai}{\partial x} = -j.\beta\, i.ai + j.Ci.aj \ (i = 1,2)} \qquad \text{(II-A25)}$$

Les ai sont les amplitudes normalisées des champs pour le guide considéré.

Si les deux guides isolés n'ont pas la même constante de propagation on définit alors la constante de propagation moyenne, et la variation moyenne de celle-ci, associée sur chacuns des guides isolés :

$$\beta 1 = \beta + \Delta\beta$$

$$\beta 2 = \beta - \Delta\beta$$

Par transformation de LAPLACE de l'équation (II-A25), on obtient des équations linéaires (annexe 1), qui après manipulation et par transformation inverse, nous donnent deux équations couplées que l'on écrit sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} a1(x) \\ a2(x) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Q1 & -j.P1 \\ -j.P1 & Q2 \end{bmatrix} . \begin{pmatrix} a1(0) \\ a2(0) \end{pmatrix} . \exp(-j\beta x) \qquad \text{(II-A26)}$$

$$Q1 = \cos(T.x) - j.\Delta\beta . \sin(T.x)/T = Q2^{*}$$

$$P1 = K . \sin(T.x)/T$$

où $\qquad T^2 = K^2 + \Delta\beta^2$

avec $\qquad K = C1 = C2^{*} = \Pi/(2.Lc)$ le coefficient de couplage réel

Puisque nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'une propagation sans pertes, le déterminant de cette matrice de transfert est unitaire.

Pour faire varier la puissance de sortie d'une structure, il faudra donc agir sur chacun des guides isolés de manière à maximiser la variation de constante de propagation $\Delta\beta$:

$$\Delta\beta = \frac{\beta 1 - \beta 2}{2}$$

Ainsi la puissance de sortie de la structure sera modifiée, et nous aurons modulation.

Dès à présent, il est important de remarquer que cette matrice de transfert est fonction de deux variables :

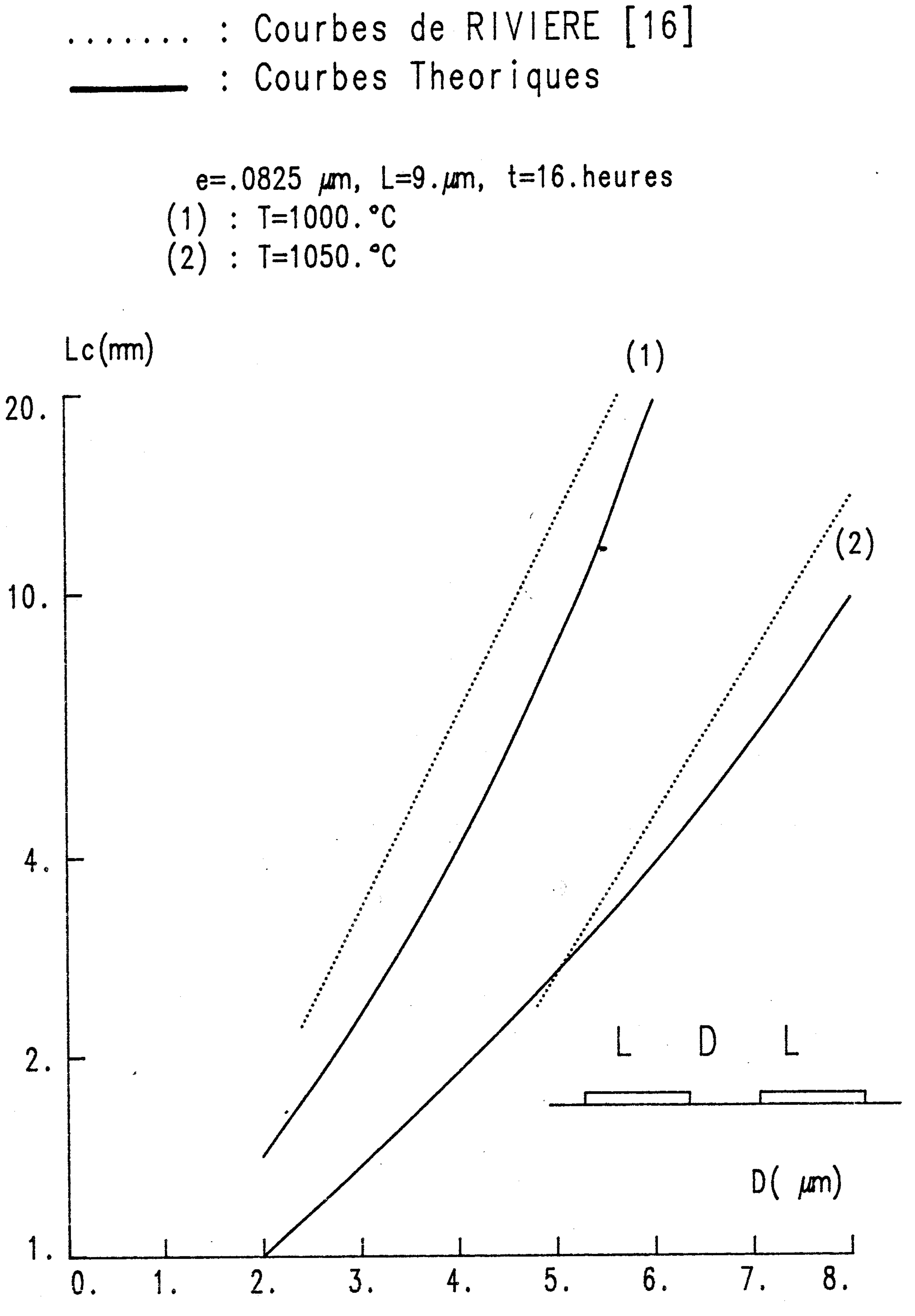
$$\Delta\beta \cdot x \quad \text{et} \quad x/Lc$$

Ceci nous permettra au chapitre IV de tracer les diagrammes de fonctionnement des différentes structures d'électrodes envisagées.

Remarque : *Si le long de l'axe de propagation, le signe du champ électrique change de sens, la matrice de transfert du circuit global est le produit de chacune des matrices de transfert de chaque longueur d'intéraction où le signe du champ électrique est identique (annexe 1).*

A partir de la relation du coefficient de couplage sous forme intégrale (II-A24), nous pouvons calculer la longueur de couplage à partir du calcul des champs des guides isolés à gradient d'indice.

Dans ce cas aussi, les résultats correspondent bien aux résultats de [16], et à ceux des guides à saut d'indice couplés (figure II-A13). Cependant, cette méthode est un peu plus longue que la précédente, puisque le calcul des intégrales de manière numérique nécessite une discrétisation importante, pour obtenir une bonne précision du calcul.



- FIGURE II-A13 -

LONGUEUR DE COUPLAGE

Au laboratoire de LIMOGES, nous ne disposions pas des moyens technologiques de fabrication de guides diffusés monomodes sur Niobate de Lithium. Aussi, n'avons nous pas fait d'expériences.

Toute la partie technologie de fabrication des guides est traitée dans le manuscrit de Monsieur RIVIERE ([16]), ainsi que dans d'autres références ([15], [28]). Nous avons donc repris leurs courbes expérimentales afin de valider nos résultats théoriques.

Les mesures des paramètres optiques ont été réalisés au CNET, Laboratoire de Bagneux.

CHAPITRE II : PARTIE B

****

CARACTERISATION DES DIELECTRIQUES ANISOTROPES UNIAXE DANS LE DOMAINE MICROONDE

****

Avant de déterminer les paramètres caractéristiques des lignes microélectroniques, nous avons caractérisé le substrat pour mieux analyser le comportement hyperfréquence des lignes de propagation, qui seront réalisées sur celui-ci, pour une modulation Large bande.

II-B1 PRINCIPE

Historiquement, une méthode permettant de caractériser les diélectriques isotropes de manière non destructive, fut décrite par HAKKI et COLEMAN [29], puis appliquée par COURTNEY [30] dans le domaine microonde. Elle consiste à étudier la fréquence de résonance d'un mode, (en général du mode TE011), d'un barreau diélectrique à symétrie de révolution, court-circuité à ses deux extrémités, en fonction de ses dimensions et de sa permittivité scalaire.

Dans l'hypothèse d'un matériau sans pertes, les solutions de l'équation de dispersion sont trouvées à partir des solutions exactes, de l'équation de propagation.

Le Niobate de Lithium que nous désirons caractériser n'est pas isotrope, il se présente sous la forme d'un cristal anisotrope uniaxe.

L'analyse électromagnétique de la structure citée précédemment, appliquée à un cristal uniaxe taillé suivant ses axes principaux, dont l'axe extraordinaire est suivant l'axe de propagation, nous a permis d'obtenir les fréquences *de résonance des modes TE, TM et hybrides. ELles sont fonctions des dimensions géométriques et des permittivités transversales (εT) et longitudinales (εL) de l'échantillon. Réciproquement, en mesurant les fréquences de résonances de deux modes, dont l'un au moins est de type TM ou hybride, et en les substituant dans les équations de dispersions de ces deux modes, nous pouvons obtenir εT et εL.*

La caractérisation de la tangente de perte, sera menée en supposant le diélectrique isotrope.

II-B2 ANALYSE ELECTROMAGNETIQUE

II-B2a - Introduction

Rappelons tout d'abord qu'un cristal uniaxe, comme le Niobate de Lithium, admet un plan et un axe principal perpendiculaire à ce plan (Chapitre I).

Dans ce cas, pour que l'étude de la propagation dans ce milieu soit régie par un système d'équations non couplées, il est nécessaire que l'axe de propagation soit perpendiculaire à ce plan principal.

Le diélectrique considéré taillé suivant ses axes principaux, est caractérisé par sa permittivité relative tensorielle :

$$|\varepsilon| = \varepsilon o \begin{vmatrix} \varepsilon T & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon T & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon L \end{vmatrix} \qquad \text{(II-B1)}$$

Correspondance avec les axes cristallins du chapitre I :

- *axe transversal : axe ordinaire*
- *axe longitudinal : axe extraordinaire*

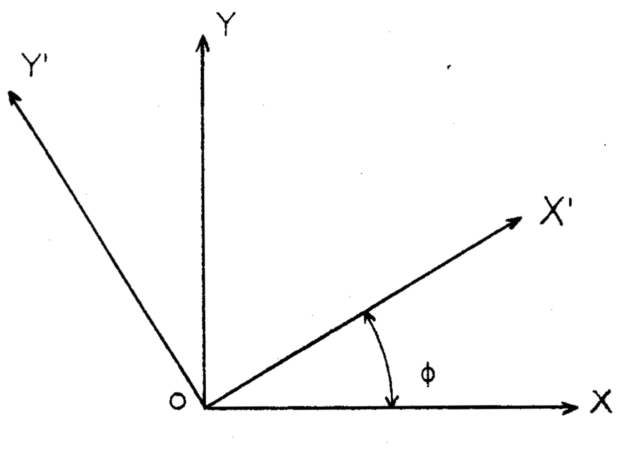
et sa perméabilité :

$$\mu = \mu o$$

le milieu entourant ce cylindre est de l'air,

$$\varepsilon = \varepsilon o \quad \text{et } \mu = \mu o$$

Le plan (r, θ) (resp(x,y)), étant principal, toute direction dans ce plan aura la même permittivité.



- Figure II-B1 -
Rotation dans le plan principal

La matrice représentative de la permittivité après une rotation d'un angle ϕ , autour de l'axe extraordinaire $(\vec{oz})$ (figure II-B1), s'écrit ([42]) :

$$[\varepsilon]_{x'y'z'} = [P\phi][\varepsilon]_{xyz}[P\phi]t$$

avec :

$$[P\phi] = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) & 0 \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$[P\phi]t$ transposé de $[P\phi]$

Les éléments du tenseur dans cette nouvelle base s'écrivent donc :

$$\varepsilon i'z' = \varepsilon iz$$
$$\varepsilon z'i' = \varepsilon zi \qquad i = x,y,z$$

et

$$\varepsilon x'x' = \varepsilon xx \cos^2(\phi) + \varepsilon yy \sin^2(\phi) + \varepsilon xy \sin(2\phi)$$
$$\varepsilon y'y' = \varepsilon yy \cos^2(\phi) + \varepsilon xx \sin^2(\phi) - \varepsilon xy \sin(2\phi)$$
$$\varepsilon x'y' = \varepsilon xy \cos(2\phi) - (\varepsilon xx - \varepsilon yy) \sin(2\phi)/2$$

puisque $\varepsilon xx = \varepsilon yy$ et $\varepsilon xy = 0$, le tenseur permittivité restera diagonal, quel que soit l'angle ϕ considéré.

II-B2b - Propagation dans les milieux anisotropes

Soit $\vec{E}$ et $\vec{H}$ les champs électrique et magnétique, l'étude en régime harmonique de la propagation suivant l'axe $\vec{oz}$, nous conduit à écrire :

$$\vec{E} = \vec{E}(r,\theta) \,.\, e^{(j\omega.t - \beta.z)}$$

$$H = H(r,\theta) \,.\, e^{(j\omega.t - \beta z)} \qquad \text{(II-B2)}$$

Ayant décomposé le diélectrique suivant ses directions transversales et longitudinales, il apparait évident d'en faire de même pour l'étude des champs [31]. Nous écrirons donc :

$$\vec{B} = \mu o\ \vec{HT} + \mu o\ Hz\ \vec{uz} \qquad \text{(II-B5a)}$$

$$\vec{D} = \varepsilon o\ \ \varepsilon T\ \vec{ET} + \varepsilon o\ \ \varepsilon L\ Ez\ \vec{uz} \qquad \text{(II-B5b)}$$

En décomposant les équations de MAXWELL en composantes transversales et longitudinales, et en utilisant leurs identités remarquables, nous obtenons la première équation de propagation :

$$\boxed{\Delta t\ Ez + (\omega^2.\mu o.\ \varepsilon o.\ \varepsilon L - \frac{\varepsilon L}{\varepsilon T}\ \beta^2).Ez = 0} \qquad \text{(II-B8)}$$

En suivant le même processus de calcul, nos obtenons la seconde équation de propagation :

$$\boxed{\Delta t\ Hz + (\omega^2.\mu o.\varepsilon\ o.\ \varepsilon T - \beta^2).Hz = 0} \qquad \text{(II-B9)}$$

Nous rappelons que ces équations concernent la propagation d'ondes suivant l'axe extraordinaire du cristal.

Les équations de propagation dans un milieu isotrope sont identiques avec :

$$\varepsilon L = \varepsilon T \qquad [32], [37], [38]$$

II-B2c - <u>Equation de Dispersion d'une tige diélectrique cylindrique anisotrope</u>

Nous allons résoudre les équations de propagation (II-B8) et (II-B9), par la méthode de séparation des variables soit :

$$\left.\begin{matrix} Ez \\ \\ Hz \end{matrix}\right) = A(r) * B(\theta) \qquad \text{(II-B10)}$$

avec $B(\theta) = e^{(j\,n\,\theta)}$ *qui exprime la périodicité de la variation azimutale des champs (où n est un entier). La propagation suivant l'axe* $\vec{oz}$ *reste sous-entendue.*

Les équations de propagation s'écrivent donc :

$$\left(\frac{1}{r}\right) \cdot \frac{\partial A(r)}{\partial r} + \frac{\partial^2 A(r)}{\partial r^2} + \left(kc^2 - \frac{n^2}{r^2}\right).A(r) = 0 \qquad \text{(II-B11)}$$

où la constante de propagation radiale s'écrit dans le diélectrique :

$$kc^2 = kce^2 = \omega^2.\mu o.\ \varepsilon o.\ \varepsilon T - \beta^2 \qquad \text{pour le champ EZ}$$

$$kc^2 = kcm^2 = \omega^2.\mu o.\ \varepsilon o.\ \varepsilon L - \left(\frac{\varepsilon L}{\varepsilon T}\right)\beta^2 \qquad \text{pour le champ HZ}$$

et dans l'air entourant le diélectrique :

$$kc^2 = kca^2 = = \omega^2.\mu o.\ \varepsilon o - \beta^2 = -hair^2 \qquad \text{pour les deux champs}$$

Les solutions de cette équation différentielle sont des combinaisons des fonctions de BESSEL de première et de deuxième espèce d'ordre n, modifiées ou non.

Il faut noter la relation :

$$kcm^2 = \frac{\varepsilon L}{\varepsilon T}\, kce^2 \qquad \text{(II-B12)}$$

Notre étude étant celle d'une structure ouverte, les solutions physiques des équations de propagation dans une tige diélectrique infinie imposent :

des champs bornés en r = 0
et des champs nuls en r = infini

De la connaissance des champs longitudinaux, nous pouvons déduire les champs transversaux (annexe 2) :

$$\vec{H}_{diel} = \begin{bmatrix} \dfrac{-j.\,\beta.An.J'n(kce.r)}{kce} - \dfrac{n.Bn.\,\omega.\,\varepsilon L.Jn(kcm.r)}{r.kcm^2} \\ \\ \dfrac{n.\,\beta.An.Jn(kce.r)}{r.kce^2} - \dfrac{j.Bn.\omega.\varepsilon\, L.J'n(kcm.r)}{kcm} \\ \\ An.Jn(kce.r) \end{bmatrix} e^{jn.\,\theta}$$

$$\vec{H}_{air} = \begin{bmatrix} \dfrac{j.\beta.Cn.K'n(hair.r)}{hair} + \dfrac{n.\omega.\varepsilon\, o.Dn.Kn(hair.r)}{r.hair^2} \\ \\ \dfrac{-n.\,\beta.Cn.Kn(hair.r)}{r.hair^2} + \dfrac{j.\omega.\varepsilon\, o.Dn.K'n(hair.r)}{hair} \\ \\ Cn.Kn(hair.r) \end{bmatrix} e^{jn.\,\theta}$$

$$\vec{E}_{diel} = \begin{bmatrix} \dfrac{n.An.\,\omega.\mu o.Jn(kce.r)}{r.kce^2} - \dfrac{j.\beta.Bn.J'n(kcm.r)}{kcm} \cdot \dfrac{\varepsilon\, L}{\varepsilon\, T} \\ \\ \dfrac{j.An.\omega.\mu o.J'n(kce.r)}{kce} + \dfrac{n.\,\beta.Bn.Jn(kcm.r)}{r.kce^2} \\ \\ Bn.Jn(kcm.r) \end{bmatrix} e^{jn.\theta}$$

$$\vec{E}_{air} = \begin{bmatrix} \dfrac{n.\,\omega.\mu o.Cn.Kn(hair.r)}{r.hair^2} + \dfrac{j.\beta.Dn.K'n(hair.r)}{hair} \\ \\ \dfrac{-j.Cn.\,\omega.\mu o.K'n(air.r)}{hair} - \dfrac{n.\,\beta.Dn.Kn(hair.r)}{r.hair^2} \\ \\ Dn.Kn(hair.r) \end{bmatrix} e^{jn.\,\theta}$$

An, Bn, Cn et Dn sont des constantes caractérisant les "amplitudes" des champs, et :

Jn : fonction de BESSEL du n'ième ordre
Kn : fonction de BESSEL modifiée de 2nd espèce d'ordre n.

NOTA :

$$Jn'(Y) = -J_{n+1}(Y) + (n \,.\, Jn(Y)/Y) = \frac{\partial\ Jn(Y)}{\partial Y}$$

$$= J_{n-1}(Y) - (n \,.\, Jn(Y)/Y)$$

$$Kn'(X) = -K_{n+1}(X) + (n \,.\, Kn(X)/X) = \frac{\partial\ Kn(X)}{\partial X}$$

$$= -K_{n-1}(X) - (n \,.\, Kn(X)/X) \qquad \text{(II-B14)}$$

En écrivant la continuité des champs à l'interface diélectrique air, nous aboutissons à un système de quatre équations à quatre inconnues (qui sont les constantes An, Bn, Cn et Dn) pour lequel il existe une solution non triviale si et seulement si le déterminant est nul.

Cette relation est la relation de dispersion des différents modes d'un barreau diélectrique uniaxe dont la propagation se fait suivant l'axe extraordinaire $\vec{oz}$. Elle se décompose en trois membres :

$$DTE = \frac{Kn'(X)}{X \,.\, Kn(X)} + \frac{Jn'(Ye)}{Ye \,.\, Jn(Ye)} \qquad \text{(II-B15a)}$$

$$DTM = \frac{Kn'(X)}{X \,.\, Kn(X)} + \frac{\varepsilon L.Jn'(Ye)}{Ye \,.\, Jn(Ye)} \qquad \text{(II-B15b)}$$

$$DH = n^2.\left(\frac{1}{X^2} + \frac{1}{Ye^2}\right).\left(\frac{1}{X^2} + \frac{\varepsilon L}{Ym^2}\right) \qquad \text{(II-B15c)}$$

avec :

$$X = d \,.\, hair/2$$
$$Ye = d \,.\, kce/2$$
$$Ym = d \,.\, kcm/2$$

où d est le diamètre du barreau diélectrique.

Pour connaître les constantes de propagation des différents modes, il faut résoudre suivant le type du mode considéré :

<u>*modes HEM n p*</u> *:* $DTE \,.\, DTM = DH$ *(II-B16a)*

<u>*modes TE o p*</u> *:* $DTE = 0$ *(Ez = 0)* *(II-B16b)*

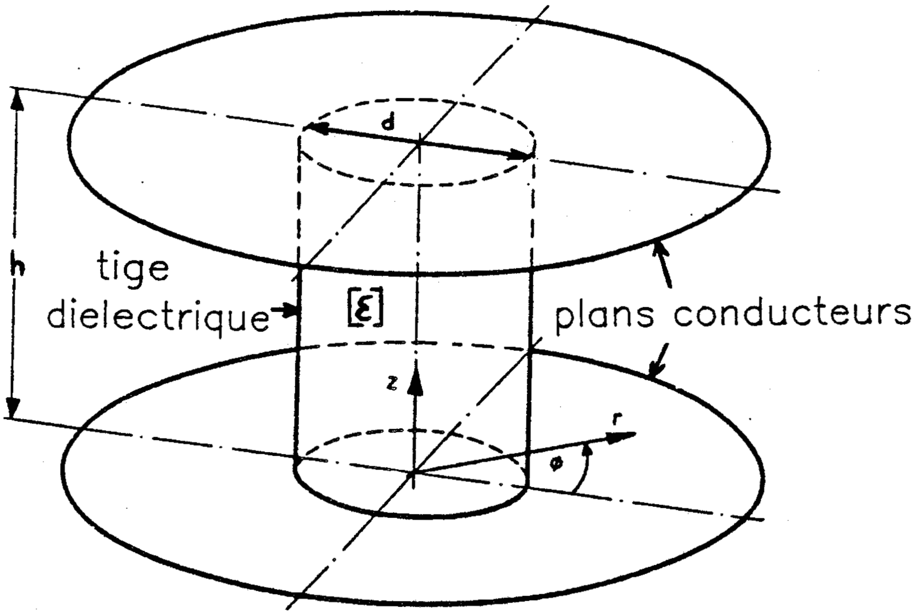
<u>*modes TM o p*</u> *:* $DTM = 0$ *(Hz = 0)* *(II-B16c)*

p indiquant que l'on prend la pième racine de l'équation, n étant le nombre azimutal.

Il faut remarquer qu'à la limite, le diélectrique uniaxe peut être isotrope et donc que ces équations restent valables avec : $\varepsilon L = \varepsilon T$.

II-B2d - <u>Méthode de caractérisation des diélectriques anisotropes uniaxe</u>

La méthode de caractérisation mise au point consiste à étudier les fréquences de résonance d'un barreau diélectrique anisotrope cylindrique pincé entre deux plans métalliques supposés parfaitement conducteurs, et de dimension infinie (figure II-B2).



- Figure II-B2 -
Méthode de caractérisation

Sur ces plans métalliques, les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ doivent satisfaire aux conditions aux limites :

$$\vec{u}z \wedge \vec{E}total = \vec{0} \qquad \text{(II-B17)}$$

et

$$\vec{u}z \cdot \vec{H}total = 0 \qquad \text{(II-B18)}$$

cela nous impose la relation simple :

$$\sin(\beta . h) = 0$$

soit :

$$\beta = \ell . \Pi / h \qquad \text{(II-B19)}$$

où ℓ est un entier.

Nous déterminerons donc les fréquences de résonance de cette structure, en résolvant l'équation de dispersion (II-A16a,b,c), associée à la relation (II-A19).

Ce qui nous donnera les expressions suivantes pour les arguments des fonctions de BESSEL introduitent dans la relation de dispersion :

$$X = \frac{\Pi}{2} \sqrt{\left(\frac{\ell.d}{4} \right)^2 - 4 \left(\frac{f.d}{c} \right)^2} \qquad \text{(II-B20a)}$$

$$Ye = \frac{\Pi}{2} \sqrt{4.\ \varepsilon T \left(\frac{f.d}{c} \right)^2 - \left(\frac{\ell.d}{h} \right)^2} \qquad \text{(II-B20b)}$$

$$Ym = \frac{\Pi}{2} \sqrt{4.\ \varepsilon L \left(\frac{f.d}{c} \right)^2 - \frac{\varepsilon L}{\varepsilon T} \left(\frac{\ell.d}{h} \right)^2} \qquad \text{(II-B20c)}$$

Nous noterons les modes :

<u>HEM n p l</u> : DTE . DTM = DH

<u>TE o p l</u> : DTE = 0 , n = 0 (Ez = 0)

<u>TM o p l</u> : DTM = 0 , n = 0 (Hz = 0)

n, p et l sont des entiers tels que : p indique que l'on prend la $p^{ième}$ *racine de l'équation dans l'ordre croissant de celle-ci, et est le nombre radial, et n et l sont respectivement les nombres azimutaux et axiaux.*

Il est aisé de voir qu'outre le tenseur permittivité, la relation de dispersion est fonction de deux autres variables principales :

$$(d/h)^2 \quad \text{et} \quad (f.d)^2$$

Ainsi, pour ε L et ε T donnés, nous pouvons tracer une carte des modes du résonateur étudié en fonction de ces deux variables principales.

Nous avons tout d'abord vérifié les résultats de cette étude avec ceux des diélectriques isotropes ([30], [37]), soit ε T= ε L. Nous présentons sur la figure II-B3, pour un diélectrique isotrope, de permittivité 10, les variations de $(fd)^2$ en fonction de $(d/h)^2$.

Il est important de remarquer que dans le cas d'un cristal isotrope, le mode HEM111 de la structure étudiée, est toujours le mode fondamental, quelque soit la permittivité du diélectrique et les dimensions du résonateur. Dans le cas d'un cristal uniaxe, ceci n'est pas toujours vérifié puisque l'organisation des modes est modifiée. Cependant, les fréquences de résonance des modes TE ne seront pas affectées par l'anisotropie (permittivité longitudinale) du substrat. Les fréquences de ces modes ne tiennent compte que de la permittivité transversale de l'échantillon.

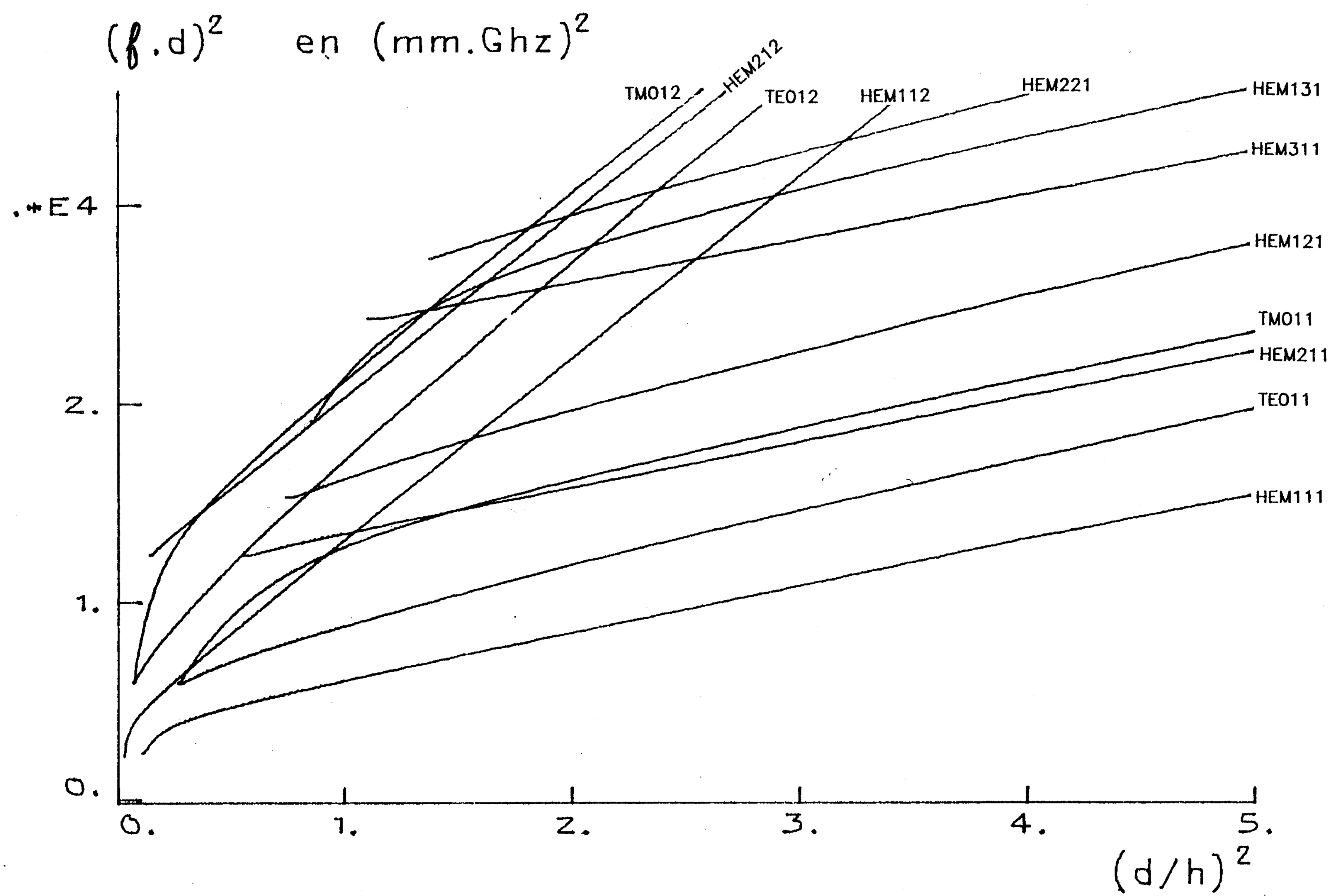
Sur la figure II-B4, nous donnons la carte des modes, pour un échantillon ayant comme permittivités :

$\varepsilon T = 45.$ et $\varepsilon L = 28.$

On voit ici que le mode HEM111 n'est plus toujours le mode fondamental.

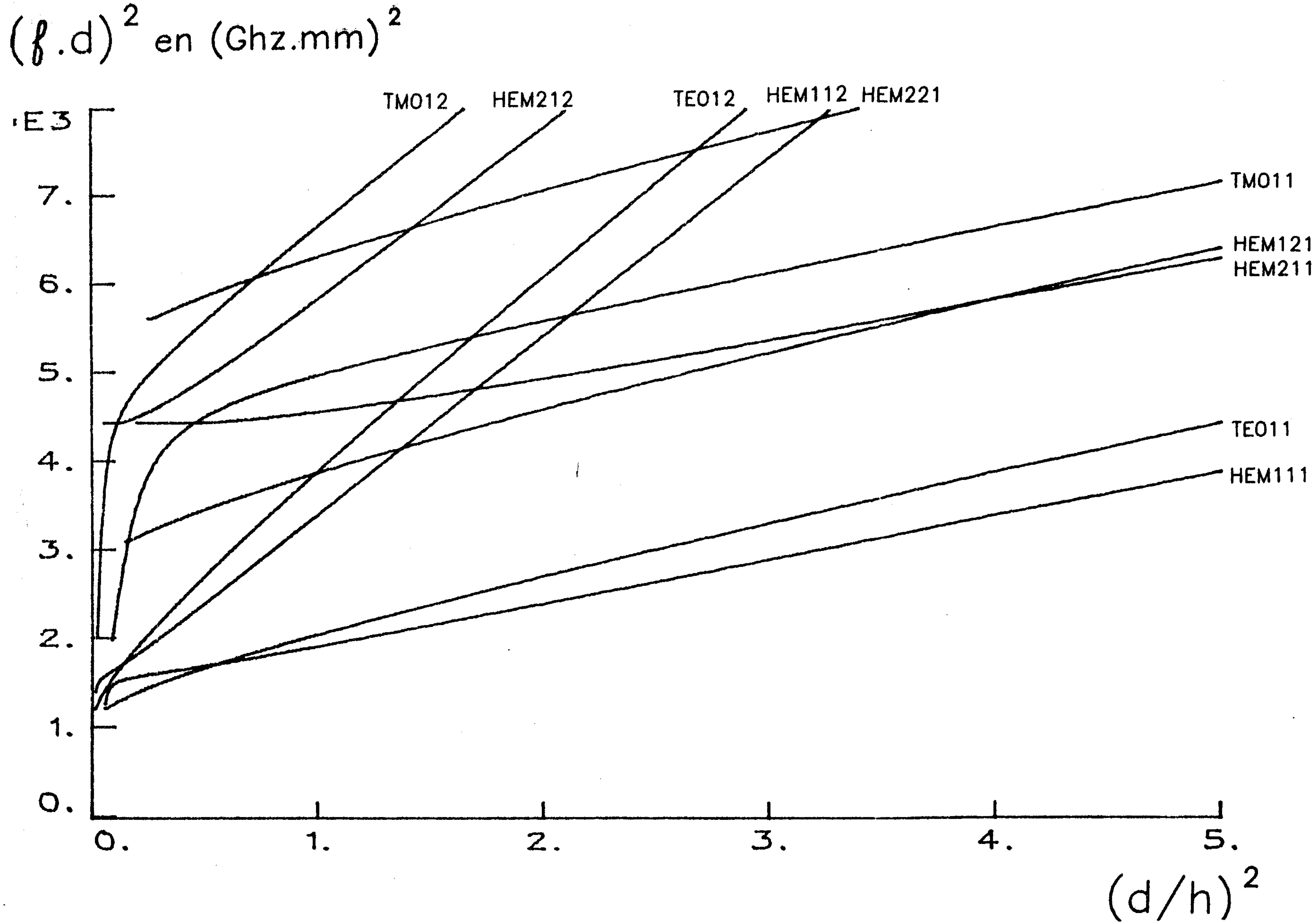
II-B2e - <u>Caractérisation des Matériaux Anisotropes Uniaxe</u>

Il s'agit de définir les deux variables : εT et ε L. Ceci nécessite d'effectuer la caractérisation à partir de la mesure de deux fréquences de résonances et de résoudre un système de deux équations à deux inconnues.



- FIGURE II-B3 -

Carte des modes : εT=10. et εL=10.



- *FIGURE II-B4* -

Carte des modes : εT=45 et εL=28

Remarque : puisque les modes TE ne sont fonction que de la permittivité transversale, sur les deux modes qui nous serviront à la caractérisation uniaxe, l'un d'entre eux au moins devra être de type TM ou hybride.

Expérimentalement, pour reconnaître le type du mode, il faut savoir qu'ils ont une sensibilité différente lorsque l'on éloigne un des plans métallique ; la fréquence des modes TE diminue alors que celle des modes TM augmente ([33], [38]). Quant aux modes hybrides, il suffit d'approcher suffisamment la sonde d'excitation pour les perturber.

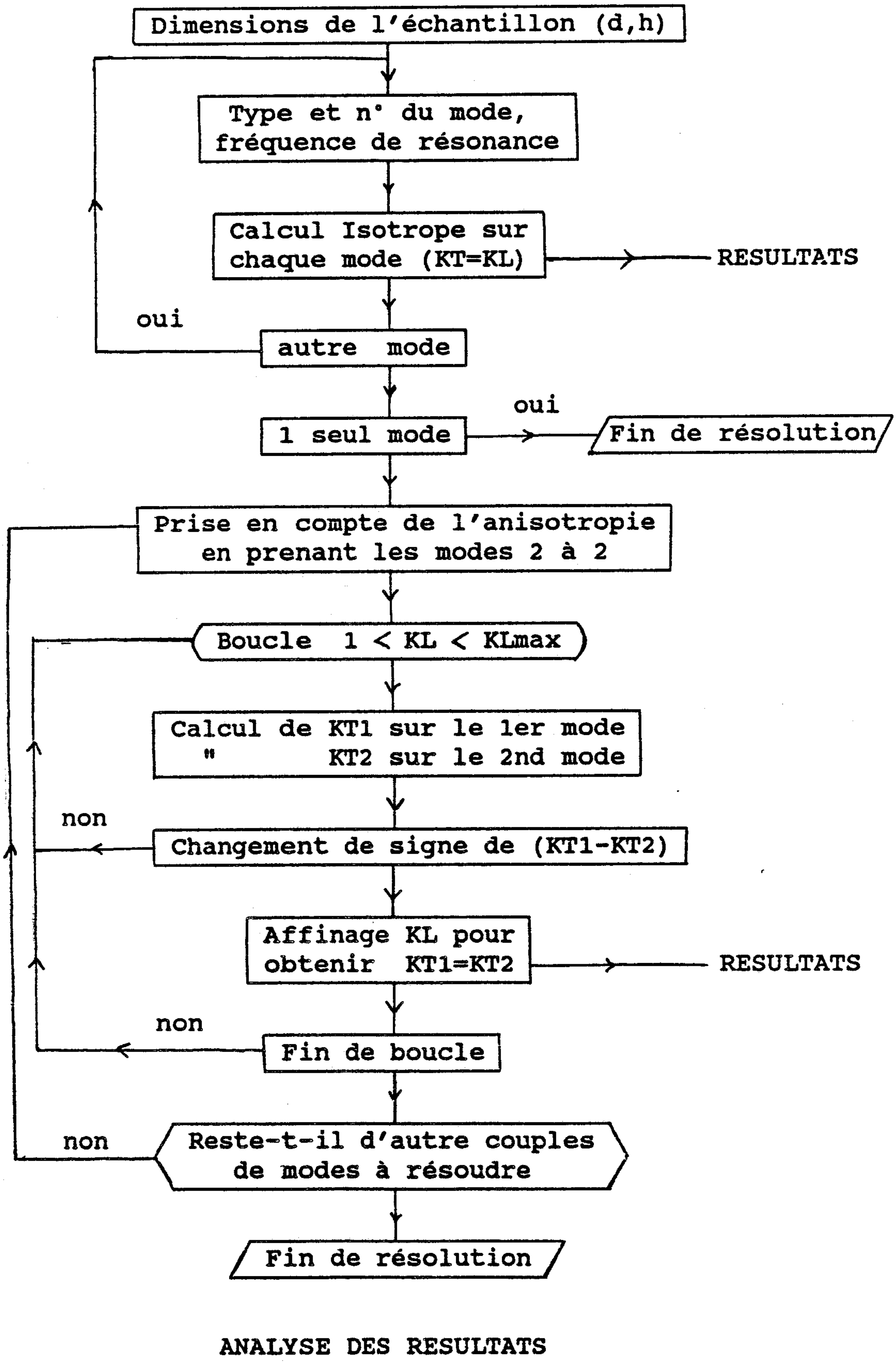
Afin de valider cette étude, nous avons tout d'abord testé des échantillons isotropes.

- *Pour la caractérisation d'un matériau isotrope, nous retrouvons sur les quatre modes mesurés la permittivité donnée par le fabricant qui est de 16, à moins de 4 %, ce qui est une limite acceptable de tolérance.*

- *En utilisant les mêmes modes mesurés et en les injectant dans la caractérisation uniaxe, laquelle nécessite l'utilisation de deux modes, il peut apparaître deux solutions distinctes du couple (εT, εL). La caractérisation en utilisant les combinaisons avec un troisième mode permet alors de lever l'indétermination car seul un couple de valeurs sera commun.*

Du point de vue mathématique, ces deux équations de dispersion à résoudre simultanément, n'admettent pas les mêmes bornes d'existence. Il existe alors un entrelacement des couples solutions (figure II-B7) satisfaisants aux équations de dispersion des deux modes.

Les modes TE et TM, plus faciles à reconnaître de par leur sensibilité à un plan métallique, seront donc plus faciles à utiliser pour la caractérisation des matériaux.



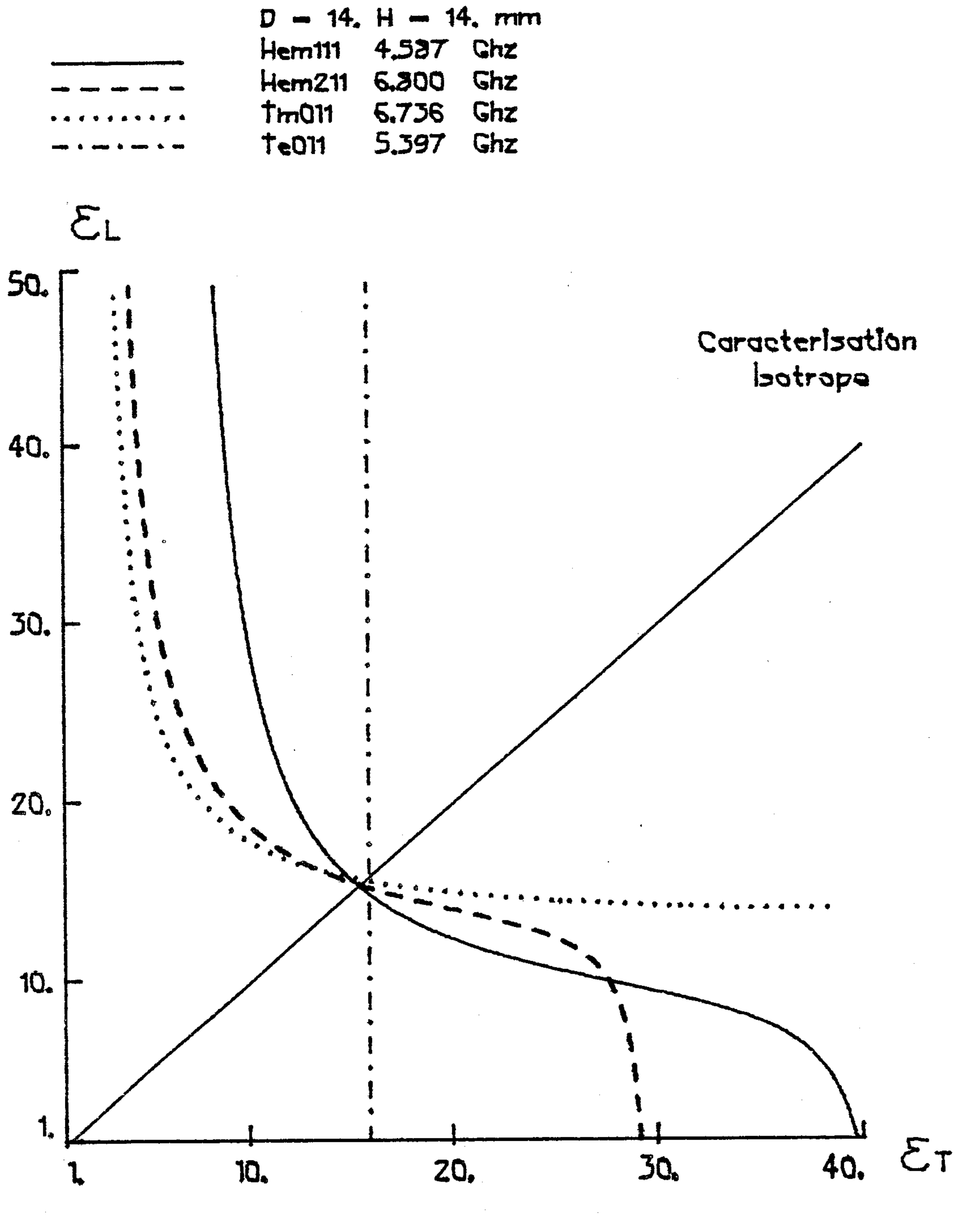
- Figure II-B5 -

Organigramme du calcul du tenseur permittivité

```
diametre=  14.0 millimetres
 hauteur=  14.0 millimetres

*****************************
* CARACTERISATION ISOTROPE *
*****************************
      Mode  TE 0 1 1
      Freq : 5.397 Ghz
      HT=  15.94

        Mode  TM 0 1 1
        Freq : 6.736 Ghz
        HT=  15.75

          Mode HEM 1 1 1
          Freq : 4.587 Ghz
          HT=  15.44

            Mode HEM 2 1 1
            Freq : 6.800 Ghz
            HT=  15.49

**************************************
* CARACTERISATION ANISOTROPE UNIAXE *
* à partir des mesures précédentes. *
**************************************
               TE 0 1 1    +    TM 0 1 1
 1 Solution : HT=  15.94       HL=  15.72

               TE 0 1 1    +   HEM 1 1 1
 1 Solution : HT=  15.94       HL=  14.98

               TE 0 1 1    +   HEM 2 1 1
 1 Solution : HT=  15.94       HL=  15.33

               TM 0 1 1    +   HEM 1 1 1
 1 Solution : HT=  14.95       HL=  15.94

               TM 0 1 1    +   HEM 2 1 1
 1 Solution : HT=  13.51       HL=  16.34

              HEM 1 1 1    +   HEM 2 1 1
2 Solutions : HT=  15.32       HL=  15.55

         et : HT=  27.57       HL=  10.10
```

- FIGURE II-B6 -

Caractérisation ISOTROPE et ANISOTROPE



- *FIGURE II-B7* -

DETERMINATION DU TENSEUR PERMITIVITE
POUR LES DIFFERENTS MODES MESURES

Des valeurs mesurées des modes TE011 et TM011 pour quatre échantillons de Niobate de Lithium, nous pouvons déduire les résultats du Tableau II-B1.

Les tolérances indiquées sont essentiellement dues à la géométrie des échantillons (faces supérieure et inférieure non parallèles et mal polies, cylindre imparfait). Nous avons pris les valeurs minimales et maximales de leurs dimensions, pour déterminer ces tolérances.

Les modes hybrides, beaucoup plus sensibles aux perturbations apportées par une sonde de l'ordre de grandeur des échantillons testés, n'ont pas été répertoriés.

Nous retiendrons les valeurs :

$$\boxed{\begin{array}{l} \varepsilon T = 45. \\ \varepsilon L = 28. \end{array}}$$

pour les caractéristiques diélectriques du LiNb03.

Ces valeurs sont très proches de celles données dans la littérature ([42], [54], [58], [61], [63], [77]) :

$$\varepsilon T = 43 \quad \text{et} \quad \varepsilon L = 28$$

Ces valeurs seront désormais utilisées dans toute la suite de l'étude, en particulier pour la caractérisation des lignes microélectroniques sur LiNb03.

N°	Hauteur (mm)	Diametre (mm)	Frequences de Resonance (Ghz)		VALEURS CALCULEES	
			TE011	TM011	εT	εL
1	3.008	4.726	11.531	16.004	45.4 ±0,2	28.3 ±0,2
2	3.003	4.774	11.531	15.948	45.1 ±0,2	28.5 ±0,2
3	3.008	4.756	11.541	16.213	45.2 ±0,4	27.6 ± 0,3
4	2.987	4.761	11.516	16.178	45.6 ±0,3	27.7 ±0,3

CARACTERISATION DU LiNbO3
RESULTATS EXPERIMENTAUX

- TABLEAU II-B1 -

```
diametre=  4.75 millimetres
 hauteur=  3.0  millimetres

****************************
* CARACTERISATION ISOTROPE *
****************************
      Mode  TE 0 1 1
      Freq : 11.53 Ghz
      HT=  45.36

        Mode  TM 0 1 1
        Freq : 16.15 Ghz
        HT=  31.63

*************************************
* CARACTERISATION ANISOTROPE UNIAXE *
* à partir des mesures précédentes. *
*************************************
                TE 0 1 1   +    TM 0 1 1
1 Solution : HT=  45.36       HL=  27.83
```

- FIGURE II-B8 -

Caractérisation ISOTROPE et ANISOTROPE

II-B3 MESURE DE LA TANGENTE DE PERTE DU MATERIAU

Le coefficient de qualité à vide d'une structure résonante chargé inhomogènement de diélectrique, et comprenant des parois métalliques, est définit par :

$$Q0 = \omega o \frac{WE + WM}{Pd + Pm} \qquad \text{(II-B21)}$$

où :

WE : énergie électrique emmagasinée dans la structure

WM : énergie magnétique emmagasinée dans la structure

Pd : pertes diélectriques

Pm : pertes métalliques (puissance dissipée par effet Joules sur les parois métalliques) *avec les relations :*

$$WE = 1/4 \iiint \varepsilon.\vec{E}.\vec{E}.dv \qquad \text{(II-B22a)}$$

$$WM = 1/4 \iiint \mu.\vec{H}.\vec{H}.dv \qquad \text{(II-B22b)}$$

$$Pd = \frac{\omega o}{2} \iiint \varepsilon''.\vec{E}.\vec{E}.dv \qquad \text{(II-B22c)}$$

On introduit ici la permittivité complexe :

$$\varepsilon = \varepsilon' + j.\ \varepsilon''$$

La tangente de perte du matériau s'exprime par :

$$tg(\delta) = \varepsilon''/\ \varepsilon'$$

$$Pm = \frac{Rs}{2} \iint \vec{H}tangent.\vec{H}tangent.ds \qquad \text{(II-B22d)}$$

où

$Rs = \dfrac{1}{\sigma.\delta}$ *résistance superficielle*

et

$\delta = \sqrt{\dfrac{2}{\mu.\sigma.\omega}}$ *l'épaisseur de peau*

σ est la conductivité du métal.

A la résonance : WE = WM ([33]), et donc :

$$Qo^{-1} = Qd^{-1} + Qm^{-1} \qquad \text{(II-B23)}$$

Qm : facteur de qualité traduisant les pertes diélectriques

Qd : facteur de qualité traduisant les pertes métalliques

Or, pratiquement nous ne savons mesurer que les paramètres suivants :

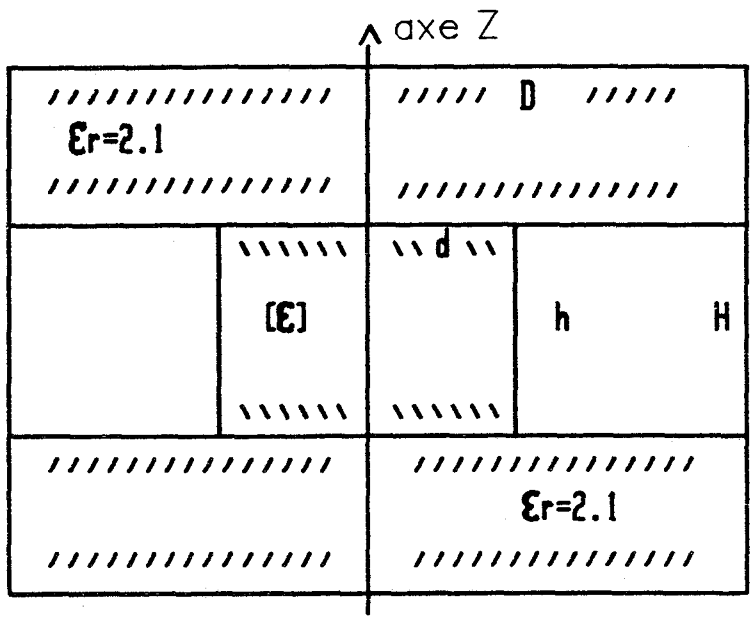
- *fréquence de résonance,*
- *coefficient de qualité en charge,*
- *coefficients de transmission et de réflexion.*

Le coefficient de qualité à vide se détermine à partir de la mesure du coefficient de qualité en charge et du coefficient de transmission (annexe 3) :

$$\boxed{Qo = \frac{QL}{1 - |S12|_{(\omega = \omega o)}}} \qquad \text{(II-B24)}$$

Si théoriquement nous pouvons déterminer les pertes, pour atteindre la valeur de la tangente de perte à l'aide de la structure précédente, il faut connaître précisément la valeur de la conductivité des parois métalliques aux fréquences d'utilisation ([35]).

On peut s'affranchir de ce paramètre en utilisant une autre méthode. [39] a montré que sous certaines conditions (figure II-B9), les pertes métalliques de la structure sont négligeables.



- *Figure II-B9* -

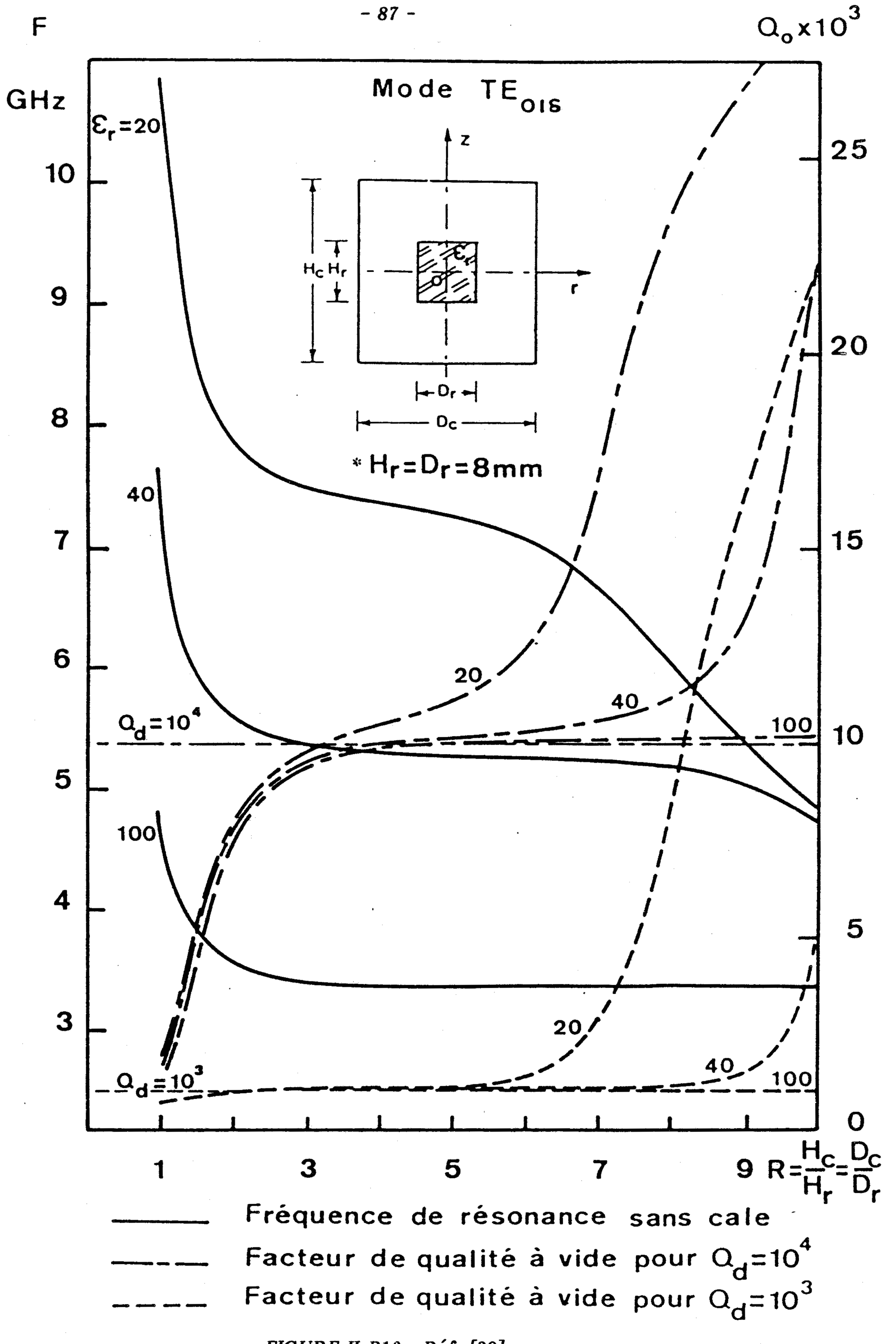
Mesure de la tangente de perte

Pour le cas isotrope $\varepsilon T = \varepsilon L = 40.$, le facteur de qualité à vide du mode TE01δ (Qo) de la structure (figure II-B10) tend vers le facteur de qualité (Qd) lorsque :

H/h = D/d de 2 à 5 pour Qd = 1000
de 4 à 5 pour Qd = 10000

pour h = d = 8.mm

Les pertes métalliques pour ces dimensions de la cavité deviennent donc négligeables, et la conductivité des parois métalliques n'intervient plus dans le calcul du coefficient de qualité à vide.



- FIGURE II-B10 : Réf. [39] -

Nous allons donc utiliser cette méthode pour mesurer la partie imaginaire des constantes diélectriques du substrat, en supposant celui-ci isotrope.

Nous avons tout d'abord évalué la fréquence de résonance et le facteur de qualité de cette dernière structure fonctionnant sur le mode TE01δ, à partir des dimensions de nos échantillons. Elle nous donne pour un diélectrique isotrope de permittivité 45, une fréquence de résonance de 9 à 9.4 GHz, pour $3 < D/d = H/h < 5$*, et un coefficient de qualité à vide tendant vers le coefficient de qualité traduisant les pertes diélectriques, pour* $1000 < Qd < 10000$.

Nous nous sommes placés dans un rapport de 4 et avons mesuré par l'intermédiaire de la relation (II-B24) :

$$\boxed{Tg(\delta) = 4.3\ 10^{-4}}$$

à une fréquence de résonance de 9.1 GHz environ, pour tout les échantillons testés.

Le substrat utilisé a donc un produit :

$$\boxed{f.Q = 21000}$$

ce qui correspond à un diélectrique de moyenne qualité.

CHAPITRE III

****

CARACTERISATION DES LIGNES MICROELECTRONIQUES POUR L'OPTOELECTRONIQUE SUR LiNb03

****

Les lignes utilisées dans les circuits optoélectroniques sont de type coplanaire. La ligne et le plan de masse sont dans ce cas, sur la même face du substrat.

L'analyse des lignes microélectroniques, est faite en utilisant la méthode numérique des éléments finis. Celle-ci est une méthode avec une formulation exacte, qui de plus permet de tenir compte de l'anisotropie du substrat. Cette méthode discrétisant l'espace étudié, l'épaisseur de métallisation pourra ne pas être négligée comme dans la plupart des résultats publiés dans la littérature. De plus, elle permet l'évaluation des pertes de propagation, dans le cas où la section transversale de l'électrode est non nulle.

Par cette même méthode, nous analyserons aussi les lignes couplées, et donnerons le temps de propagation de groupe d'un méandre, à partir du calcul des paramètres [S], de structures couplées.

Nous présenterons enfin quelques réalisations de lignes coplanaires sur LiNb03. L'analyse expérimentale permettra de noter que des pics de transmission indésirables apparaissent ; ils se retrouveront dans la bande de modulation.

Ceux-ci correspondent en fait aux fréquences de résonance du substrat sur lequel repose la ligne de propagation testée ; cette dernière excitant les modes susceptibles de résonner. En approximant les parois de la cavité parallélipipédique, par des murs magnétiques (permittivité >> 1) ou électriques (faces métallisées), nous donnons une équation simple permettant de prévoir ces pics de transmission, sur des substrats de forte permittivité.

Une idée très simple nous a alors permis de les éliminer dans la bande de fréquence que nous désirions moduler.

III-1 NOTATION, EQUATIONS ET RELATIONS CARACTERISTIQUES

Les lignes microélectroniques possèdent au moins deux conducteurs. L'un servant de référence (plan de masse).

La méthode utilisée pour la caractérisation des lignes ne permet pas l'étude en milieu ouvert. Nous limiterons l'analyse à un espace borné par un mur électrique référencié à la masse, et entourant la ligne. Dans ce cas, le guide métallique constitué par le blindage, possède au moins un conducteur interne et n'a donc pas de fréquence de coupure.

III-1a - La position du repère, expressions des champs

Suivant l'axe de propagation $\vec{ox}$, les vecteurs champs électrique et magnétique s'écrivent dans ce guide supposé sans pertes :

$$\vec{e}(x,y,z,t) = Re \{ \vec{E}(y,z).e^{(j(\omega.t-\beta.x))} \} \quad \text{(III-1a)}$$

$$\vec{h}(x,y,z,t) = Re \{ \vec{H}(y,z).e^{(j(\omega.t-\beta.x))} \} \quad \text{(III-1b)}$$

avec :

$$\vec{E}(y,z) = \vec{E}T(y,z) + Ex(y,z).\vec{ux} \quad \text{(III-1c)}$$

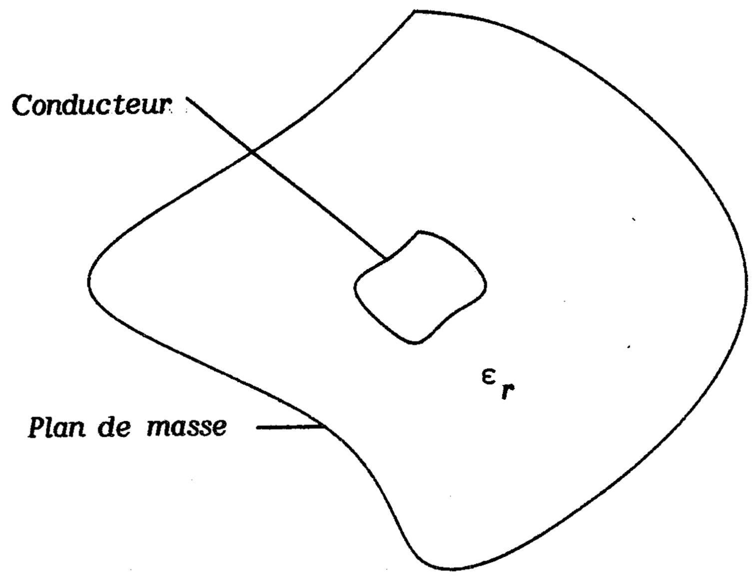
$$\vec{H}(y,z) = \vec{H}T(y,z) + Hx(y,z).\vec{ux} \quad \text{(III-1d)}$$

où $\omega = 2.\pi.f$ est la pulsation, et β la constante de propagation réelle.

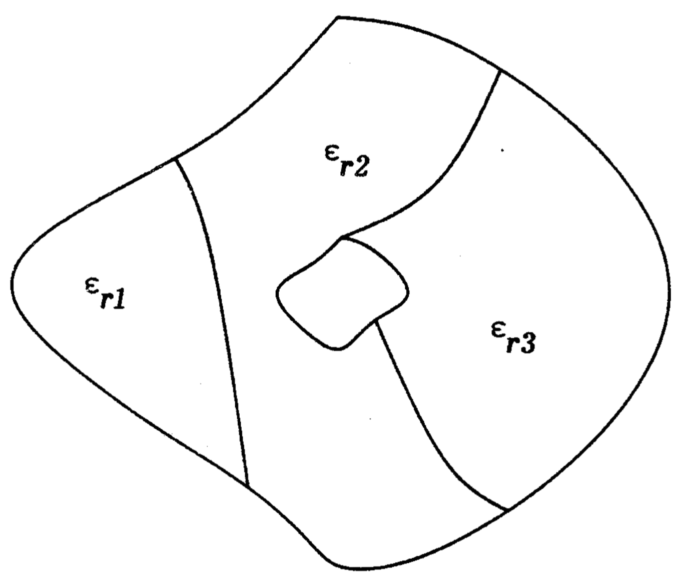
A partir des potentiels scalaire V et vecteur $\vec{A}$, les champs en un point du milieu sans charge et sans courant, s'écrivent :

$$\vec{E}T = -\vec{grad}(V(y,z)) - j.\omega.\vec{A}T(y,z) \quad \text{(III-2a)}$$

$$Ex = j.(\beta.V(y,z) - \omega.Ax(y,z)) \quad \text{(III-2b)}$$



a) Guide Homogène



b) Guide Inhomogène

- Figure III-1 -

Guides à ondes progressives

$$\mu o.\vec{H}T = \vec{grad}(Ax(y,z)) \wedge \vec{ux} + j.\ \beta.\vec{A}T(y,z) \wedge \vec{ux} \qquad \text{(III-2c)}$$

$$\mu o.Hx.\vec{ux} = \vec{rot}(\vec{A}T(y,z)) \qquad \text{(III-2d)}$$

Par la suite, les termes (y,z) seront sous entendus.

III-1b - Relations concernant l'énergie et les vitesses de propagation

On montre ([41], [42]) que la puissance traversant la section du guide dans le sens de propagation, s'écrit :

$$P = 1/2 \iint Re\ \{(\vec{E} \quad \vec{H}^*).\vec{ux}\ \}\ dy.dz = 1/2 \iint (\vec{E}T \quad \vec{H}T^*).\vec{ux}.dy.dz$$

$$P = \frac{\omega}{\beta}(WT - Wx) \qquad \text{(III-3)}$$

où ω/β *représente la vitesse de phase de l'onde, qui sera notée vp.*

WT et Wx sont respectivement les énergies transversale et longitudinale emmagasinée par unité de longueur :

$$\overline{Wx} = 1/4 \iint (\varepsilon o.\ \varepsilon xx.Ex^2 + \mu o.Hx^2)dy.dz$$

$$\overline{WT} = 1/4 \iint (\varepsilon o[\varepsilon r]\vec{E}T.\vec{E}T^* + \mu o.\vec{H}T.\vec{H}T^*)dy.dz$$

l'énergie électromagnétique (Wem) moyenne emmagasinée par unité de longueur s'écrivant :

$$\overline{Wem} = \overline{WT} + \overline{Wx} = \overline{We} + \overline{Wm} \qquad \text{(III-4)}$$

We et Wm sont les énergies électriques et magnétiques emmagasinées par unité de longueur.

Nous avons de plus équipartition de l'énergie ([41], [42]), soit :

$$\overline{We} = \overline{Wm} \qquad (III-5)$$

Soit ve, la vitesse de l'énergie moyenne ; celle-ci est définie par :

$$1/2 \iint (\vec{E}T \wedge \vec{H}T^*).\vec{ux}.dy.dz = ve.\overline{Wem}$$

On montre ([41]) que ve se met sous la forme :

$$ve = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \qquad (III-6)$$

ve est aussi appelée vitesse de groupe.

III-1c - Ondes TEM

Si on considère un guide dont l'espace entre les conducteurs est occupé par un seul diélectrique de permittivité relative εr (figure III-1), on sait ([42], [47]) que le mode fondamental est un mode TEM, définit par :

$$Ex = 0 \quad \text{et} \quad Hx = 0$$

Nous aurons donc entre les champs les relations :

$$\beta.\vec{E}T \wedge \vec{ux} = -\omega.\mu o.\vec{H}T \qquad (III-7a)$$

$$\beta.\vec{H}T \wedge \vec{ux} = \omega.\varepsilon o.\varepsilon r.\vec{E}T \qquad (III-7b)$$

Ils sont transversaux et perpendiculaires à la direction de propagation.

Pour que ces deux dernières relations puissent être résolues simultanément, il faut que :

$$\omega^2.\varepsilon o.\mu o.\ \varepsilon r - \beta^2 = 0$$

soit :

$$vp = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon o.\mu o.\ \varepsilon r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon r}} \qquad \text{(III-8)}$$

et nous obtenons aussi :

$$\left.\begin{array}{l} \Delta V = 0 \\ \Delta Ax = 0 \end{array}\right\} \quad \text{dans l'espace sans charge ni courant} \qquad \text{(III-9)}$$

et $\quad V = vp\ .\ Ax \quad$ *sur les conducteurs*

III-1d - Grandeurs caractéristiques d'une onde TEM

En intégrant par partie la quantité : $\varepsilon o.\ \varepsilon r.\ \Delta V$ *dans tout le guide ; et en appliquant l'identité de GREEN, nous obtenons :*

$$0 = \iint \varepsilon o.\ \varepsilon r.\ \Delta V.dy\ dz$$

$$= - \int_{L1} \varepsilon o.\ \varepsilon\ r.\vec{grad}(V).\vec{n}.d\ell 1 - \int_{L2} \varepsilon o.\ \varepsilon\ r.\vec{grad}(V).\vec{n}.d\ell 2 \qquad \text{(III-10)}$$

où L1 et L2 sont les contours des conducteurs.

On note :

$$Q1 = \frac{\varepsilon o\ .\ \varepsilon r}{V1 - V2} . \int_{L1} \vec{grad}(V).\vec{n}.d\ell 1 \quad \text{(resp Q2)} \qquad \text{(III-11)}$$

Q1 et Q2 sont les charges par unité de longueur, sur les conducteurs 1 et 2. Ayant : Q1 + Q2 = 0, on peut donc définir une capacité par unité de longueur telle que :

$$C = \frac{Q1}{V1 - V2} = \frac{Q2}{V2 - V1} \qquad \text{(III-12)}$$

Calculons

$$V1^*.Q1 + V2^*Q2 = -\iint_{L1+L2} \varepsilon o.\ \varepsilon r.V^*.\vec{grad}(V).\vec{n}.d\ell$$

soit :

$$(V1^* - V2^*)\ .\ Q1 = -\iint \varepsilon o.\ \varepsilon\ r.\vec{grad}(V)^*\ .\ \vec{grad}(V).dy.dz \qquad \text{(III-13)}$$

Du fait de l'équipartition de l'énergie, le second membre représente deux fois la valeur de l'énergie moyenne emmagasinée par unité de longueur, nous avons ainsi :

$$\boxed{C = \frac{2.\overline{Wem}}{|V1 - V2|^2}} \qquad \text{(III-14)}$$

Cette capacité linéique représente la première caractéristique d'une onde TEM.

La seconde caractéristique se détermine à partir des courants surfaciques sur les conducteurs, qui sont ici longitudinaux :

$$\vec{Js} = \vec{ni} \wedge \vec{H}T \qquad \text{(III-15)}$$

$\vec{ni}$: normale au conducteur i.

Soient I1 et I2, les courants sur le blindage et le conducteur interne:

$$I1 = \int_{L1} \vec{Js}.\vec{ux}.d\ell 1 \qquad I2 = \int_{L2} \vec{Js}.\vec{ux}.d\ell 2$$

or :

$$\vec{Js}.\vec{ux} = (\vec{ni} \wedge \vec{H}T).\vec{ux} = (\vec{H}T \wedge \vec{ux}).\vec{ni} = vp.\ \varepsilon o.\ \varepsilon\ r.\vec{E}T.\vec{ni}$$

Nous avons donc : I1 + I2 = 0. On peut définir une impédance caractéristique :

$$Zc = \frac{V1 - V2}{I1} = \frac{V2 - V1}{I2} = \frac{V1 - V2}{vp \cdot Q1} = \boxed{\frac{1}{vp.C1} = Zc} \qquad \text{(III-16)}$$

Physiquement, les grandeurs caractéristiques qui nous intéresserons, seront la vitesse de phase et l'impédance caractéristique de l'onde.

III-1e - Ondes hybrides lorsque $\beta \to 0$. Approximation quasi-TEM

Les guides sont en général chargé inhomogènement de diélectrique.

Nous allons donc faire une analogie entre le guide précédent et celui-ci.

En conservant au flux de puissance une valeur finie, et convenant d'affecter de l'indice 0, les valeurs limites lorsque $\beta \to 0$, nous avons :

$$\lim_{\beta \to 0} P = Po = vpo \cdot (\overline{WTo} - \overline{Wxo}) \qquad \text{(III-17a)}$$

$$= \left(\frac{\partial \omega}{\partial \beta}\right)_{(\beta \to 0)} \cdot (\overline{WTo} + \overline{Wxo}) \qquad \text{(III-17b)}$$

or :

$$vpo = \lim_{\beta \to 0} \left(\frac{\omega}{\beta}\right) = \left(\frac{d\omega}{d\beta}\right)_{(\beta \to 0)} \qquad \text{(III-17c)}$$

d'après la définition de la dérivée au point $\beta = 0$, puisque le guide n'a pas de fréquence de coupure.

Donc, à la limite, les vitesses de l'énergie et de phase sont égales.

On en déduit ainsi :

$$\overline{Wxo} = \lim_{\beta \to 0} (\overline{Wx}) = 0 \qquad \text{(III-17d)}$$

et compte tenu des conditions de continuité des champs longitudinaux Ex et Hx, on peut écrire :

$$\lim_{\beta \to 0} (Ex) = 0 \quad \text{et} \quad \lim_{\beta \to 0} (Hx) = 0 \qquad \text{(III-17e)}$$

A la limite, nous avons des champs statiques, qui ne peuvent plus être décrits en fonction de Hx et Ex. Il est alors intéressant de les exprimer en fonction des potentiels :

$$\lim_{\beta \to 0} (Hx) = 0 \quad \text{entrainant} \quad \lim_{\beta \to 0} (\vec{A}T) = \vec{0}$$

les relations de Maxwell donnent alors :

$$\vec{E}To = -\vec{grad}(Vo) \qquad \text{(III-18a)}$$

et

$$\mu o.\vec{H}To = \vec{grad}(Axo) \wedge \vec{ux} \qquad \text{(III-18b)}$$

De plus la condition Ex = 0 sur les conducteurs entraine :

$$Vo - vpo \,.\, Axo = 0 \qquad \text{(III-18c)}$$

L'examen de toutes les relations montrent aussi que :

$$\left.\begin{array}{l} \Delta Vo = 0 \\ \\ \Delta Axo = 0 \end{array}\right\} \quad \text{dans tout le guide} \qquad \text{(III-18d)}$$

On note immédiatement que le champ HTo (Axo) est défini de la même manière que celui d'une onde TEM se propageant avec une vitesse de phase vpo dans un guide identique à celui que l'on étudie, à cela près que l'espace entre les conducteurs est occupé de manière homogène par un seul diélectrique.

En notant εeff, la permittivité relative effective de ce diélectrique homogène, on a donc :

$$vpo = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon eff}} \qquad (III-19)$$

En notant $\vec{E}T1$ le champ électrique de cette onde, dans le milieu homogène de permittivité εeff, nous aurons :

$$\iint \varepsilon o.\ \varepsilon eff.\vec{E}T1.\vec{E}T1.dy\,dz = \iint \mu o.\vec{H}To.\vec{H}To.dy\,dz$$

qui d'après l'équipartition de l'énergie :

$$\iint \mu o.\vec{H}To.\vec{H}To.dy\,dz = \iint \varepsilon\, o.[\varepsilon\ r].\vec{E}To.\vec{E}To.dy\,dz$$

ou bien encore :

$$\varepsilon eff = \frac{\iint \varepsilon\, o.[\varepsilon r].\vec{E}To.\vec{E}To^{*}dy\,dz}{\iint \varepsilon o.\vec{E}T1.\vec{E}T1^{*}dy\,dz} \qquad (III-20)$$

L'intégrale du numérateur est en fait la somme des intégrales sur chacun des milieux constituant le guide inhomogène.

C'est ce guide homogène rempli de diélectrique de permittivité $\varepsilon\ eff$, qui constitue l'approximation quasi TEM.

Remarque : Il faut noter que l'analogie entre une onde "Quasi TEM" et une onde TEM, n'est pas parfaite. Les champs électriques et magnétiques ne sont pas orthogonaux, et donc, les lignes de champs ne sont pas orthogonales dans une onde "Quasi-TEM".

Dans le guide homogène de permittivité $\varepsilon\ eff$, la capacité par unité de longueur d'une onde TEM s'écrit :

$$C = \frac{1}{|V1 - V2|^2} \iint \varepsilon o.\varepsilon eff.\vec{E}T1.\vec{E}T1^{*}dy\, dz \qquad \text{(III-21a)}$$

De même, par intégration par partie de $\varepsilon\, o.[\varepsilon\, r].\Delta\, V$ dans le guide inhomogène, on montre :

$$Co = \frac{1}{|V1 - V2|^2} \iint \varepsilon o.[\varepsilon r].\vec{E}To.\vec{E}To^{*}dy\, dz \qquad \text{(III-21b)}$$

ce qui par définition de $\varepsilon\, eff$ conduit à : $C = Co$

Sachant que la vitesse de phase est liée à la permittivité effective (III-20), nous pouvons donc déterminer l'impédance caractéristique Zc de la ligne en milieu inhomogène.

La permittivité effective et l'impédance caractéristique s'écrivent en fonction des énergies :

$$\boxed{\varepsilon\, eff = \frac{W0}{W1}} \qquad \text{(III-22a)}$$

et

$$\boxed{Zc = \frac{1}{4\, c\, \sqrt{W0\, W1}}} \qquad \text{(III-22b)}$$

où :

$$W0 = 1/4 \sum \iint \varepsilon\, o.[\varepsilon\, r].\vec{E}To.\vec{E}To^{*}dy\, dz$$

W0 : énergie du guide inhomogène chargé de diélectrique, l'indice 0 indiquant la limite lorsque $\beta \to 0$, et :

$$W1 = 1/4 \sum \iint \varepsilon o.\vec{E}T1.\vec{E}T1^{*}dy\, dz$$

W1 : énergie du guide homogène ; énergie du guide étudié, mais dont tous les milieux sont de l'air.

En caractérisant le guide vide, nous caractérisons l'inductance de la ligne. Connaissant la (ou les) capacité(s) du guide vide, cela nous conduit à la matrice inductance ([48]) :

$$[L] = [C\mathrm{vide}]^{-1} \,.\, 1/c^2$$

III-2 METHODE DES ELEMENTS FINIS

Dans de nombreux cas, la géométrie du guide ne permet pas d'expliciter de solutions analytiques aux problèmes.

La méthode des éléments finis remplace une équation aux dérivées partielles, par un système d'équations algébriques linéaires.

Cette méthode est une méthode exacte qui ne fera intervenir une approximation qu'au niveau de la résolution par une discrétisation de l'espace étudié.

III-2a - Ecriture du problème

Afin d'être traité par la méthode des éléments finis, le problème sera formulé à l'aide des distributions ([42]).

En considérant le potentiel $V(y,z)$ comme une distribution, et en appliquant une fonction test ψ, on aboutit à l'équation suivante :

$$\iint [\varepsilon r].\vec{grad}(V).\vec{grad}(\psi).dy.dz = 0 \qquad \text{(III-23)}$$

où ψ est une fonction test continue dans l'espace étudié.

La méthode des éléments finis fait appel à une discrétisation des fonctions $V(y,z)$ et $\psi(y,z)$.

Soit une fonction $Uex(y,z)$ dont on connait ou dont on sait calculer la valeur exacte en N points, appelés noeuds :

$$(y1,z1),\ (y2,z2),\ \ldots\ldots\ldots\ldots,\ (yN,zN)$$

on cherche une fonction simple $U(y,z,a1,a2,\ldots aN)$ dépendant de N paramètres (ak), tels que la norme $|Uex-U|$ soit petite, et que Uex et U coincident sur chacun des noeuds. Soit :

$$U(yi,zi,a1,a2,\ldots aN) = Uex(yi,zi) \quad \text{pour } 1 < i < N$$

On utilise des fonctions U, linéaires en ak, telles que :

$$U(yi,zi,a1,a2,\ldots aN) = \sum_{k=1}^{N} ak.Pk(yi,zi) \tag{III-24}$$

Les $Pk(yi,zi)$ sont les fonctions de bases de l'approximation, choisies telles qu'elles puissent être facilement intégrées.

Les ak sont choisis comme étant les valeurs aux noeuds Uj, et les fonctions de bases des polynômes d'interpolation, qui sont définis par :

$$U(yi,zi,a1,a2,\ldots,aN) = \sum_{j=1}^{N} Uj.Nj(yi,zi) \tag{III-25}$$

avec

$$Nj(yi,zi) \begin{cases} = 1 & \text{si } i=j \\ = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

et donc :

$$Uj = Uex(yj,zj)$$

III-2b - Elément triangulaire de Lagrange

Nous traiterons le cas où toutes les frontières du guide sont polygonales.

Nous ferons une partition de la coupe transversale du guide à l'aide de triangles, tel que, si un sommet d'un triangle appartient aussi à un autre triangle, c'est aussi un sommet de celui-ci.

Pour simplifier les fonctions d'interpolation, on repère un point (y,z) dans le triangle considéré, par ses coordonnées barycentriques ($\ell 1, \ell 2, \ell 3$). Les coordonnées des sommets étant (yi,zi), nous avons :

$$\begin{cases} \ell 1.y1 + \ell 2.y2 + \ell 3.y3 = y \\ \ell 1.z1 + \ell 2.z2 + \ell 3.z3 = z \\ \ell 1 + \ell 2 + \ell 3 = 1 \end{cases}$$

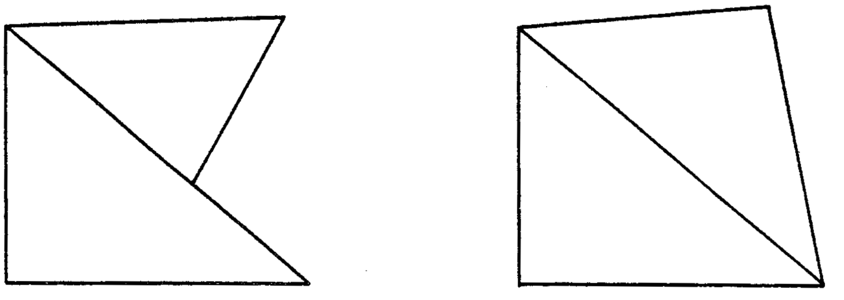
que l'on note sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} = Mk \begin{pmatrix} \ell 1 \\ \ell 2 \\ \ell 3 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad Mk = \begin{bmatrix} y1 & y2 & y3 \\ z1 & z2 & z3 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \qquad \text{(III-26)}$$

Le déterminant de la matrice Mk correspond à deux fois l'aire du triangle k.

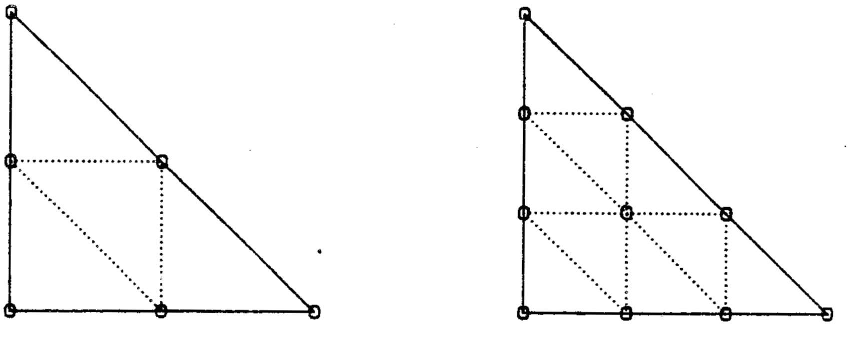
Si celui-ci n'est pas nul, la transformation est bijective, puisque la matrice Mk est inversible, et donc :

$$\begin{pmatrix} \ell 1 \\ \ell 2 \\ \ell 3 \end{pmatrix} = Mk^{-1} \begin{pmatrix} y \\ z \\ 1 \end{pmatrix}$$



NON OUI

- FIGURE III-2 -
Recollement des triangles



Degré 2 Degré 3

- FIGURE III-3 -
Nombre de noeuds sur chaque triangle
en fonction du degré du polynôme

On désire approximer la fonction recherchée à l'aide de polynôme d'interpolation $(Nj(y,z))$ de degré K, en y et z $(K \geqslant 1)$, qui sont une somme de monomes en $y^n.z^m$, avec $0 \leqslant n+m \leqslant K$, sur chacun des triangles.

On définit donc D noeuds dans chaque triangle tels que :

$$D = (K+1).(K+2)/2$$

Un noeud sera représenté par un triplet $L = (L1,L2,L3)$ de nombres entiers, tels que $0 < Li < K$ et $\sum Li < K$. Les coordonnées barycentriques sont alors : $li = Li/K$ $(i = 1,2,3)$.

μ et ν désignant deux triplets de ce genre, $(y\mu,z\mu)$ désignant les coordonnées du point μ, la fonction $U(y,z)$ s'exprime :

$$U(y,z) = \sum_{j=1}^{N} U\mu.N\mu(y,z) \tag{III-27}$$

avec

$N\mu(y\nu,z\nu) = \delta\mu,\nu$ qui est la fonction de DIRAC,

$N\mu(y,z)$ est par définition le polynôme d'interpolation de LAGRANGE associé au noeud μ.

On peut exprimer $N\mu$ en fonction des coordonnées barycentriques li :

$$N\mu(l1,l2,l3) = Q\mu 1(l1) \;.\; Q\mu 2(l2) \;.\; Q\mu 3(l3) \tag{III-28}$$

où :

$$Q\mu i(li) = \begin{cases} 1 & \text{si} \quad \mu i = 0 \\ \dfrac{1}{\mu i} \cdot \displaystyle\prod_{j=0}^{\mu i=1} (K.\ell i-j) & \text{si} \quad \mu i > 0 \end{cases}$$

III-2c - <u>Résolution du système</u>

La fonction (Δ V) étant déterminée ailleurs que sur les conducteurs, nous poserons : V = Vo + u ou Vo est le potentiel appliqué sur les conducteurs (que l'on connait), et u le potentiel à calculer ailleurs.

La relation (III-23) : $\iint [\varepsilon r].\vec{grad}(V).\vec{grad}(\psi).dy.dz = 0$

peut alors s'écrire sous la forme :

$$\boxed{a(u, \psi) = L(\psi)} \qquad \text{(III-29)}$$

avec

$$a(u, \psi) = \iint [\varepsilon r].\vec{grad}(u).\vec{grad}(\psi).dy.dz$$

$$L(\psi) = -\iint [\varepsilon r].\vec{grad}(Vo).\vec{grad}(\psi).dy.dz$$

En notant Uj la solution exacte au point (yj,zj), et Nj le polynôme d'interpolation de la fonction exacte connue aux points j (j=1,...,N), on pose :

$$U(y,z) = \sum_{j=1}^{N} Uj.Nj \qquad \text{avec} \qquad Nj(yi,zi) \begin{cases} = 1 & \text{si } i = j \\ = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

on a ainsi :

$$\sum_{j=1}^{n} a(Ni,Nj).Uj = L(Ni) \qquad \text{(III-30)}$$

pour i,j=1,...,N car la fonction a est symétrique $\{a(Ni,Nj)=a(Nj,Ni)\}$.

On peut donc noter sous forme matricielle, l'ensemble des équations:

$$[A]\,(U) = (b)$$

avec :

$$(U) = \begin{pmatrix} U1 \\ \\ Un \end{pmatrix} \qquad (b) = \begin{pmatrix} L(N1) \\ \\ L(Nn) \end{pmatrix} \qquad [A] = \begin{bmatrix} a(N1,N1)\ldots\ldots & a(N1,Nn) \\ \\ a(Nn,N1)\ldots\ldots & a(Nn,Nn) \end{bmatrix}$$

[A] est une matrice carrée positive ([42]), et est donc inversible, ainsi, le problème approché a une solution unique.

$$\boxed{(U) = [A]^{-1} \cdot (b)} \qquad \text{(III-31)}$$

L'erreur d'interpolation par élément triangulaire, de la fonction calculée, tend vers 0 avec la plus grande des dimensions du triangle, ceci, d'autant plus vite que le degré est élevé, et est inversement proportionnelle au cosinus du demi-angle le plus grand de l'élément ([42]).

Pratiquement, la convergence du calcul s'effectuant sur l'énergie électromagnétique emmagasinée (calcul des paramètres Zc et ε eff), nous devrons avoir des éléments triangulaires non dégénérés (angles optus à éviter), et suffisamment petits, là où le gradient de potentiel est élevé. Ceci permet d'approximer au mieux la répartition de l'énergie (et le champ électrique) élément par élément, et on aboutit ainsi à un calcul précis sans augmenter indéfiniment le degré du polynôme, ou le nombre d'éléments de maillage.

Le type de structure que l'on désire étudier est une ligne de propagation en structure ouverte. Le guide que l'on étudiera ne pouvant théoriquement être infini, les parois métalliques de celui-ci seront suffisamment éloignées pour ne pas perturber les caractéristiques de la ligne supposée être étudiée en milieu ouvert.

III-3 LES LIGNES DE TRANSMISSIONS SUR LiNb03

III-3a - Paramètres caractéristiques des lignes de transmissions

Une ligne de transmission peut être analysée à partir des tensions et courants qui s'y propagent. Cette ligne est décomposée en éléments linéiques (figure III-4) tels que :

La conductance G caractérise les pertes diélectriques, et la résistance R les pertes métalliques. L et C sont les inductances et capacitances par unité de longueur.

En appliquant les lois de KIRCHOFF, nous aboutissons aux équations de propagation :

$$\frac{\partial^2 \begin{cases} v(x,\omega) \\ i(x,\omega) \end{cases}}{\partial x^2} - \Gamma^2(\omega) \begin{cases} v(x,\omega) \\ i(x,\omega) \end{cases} = 0 \qquad \text{(III-32c)}$$

où ω représente la pulsation et $\Gamma(\omega)$ la constante de propagation complexe qui satisfait :

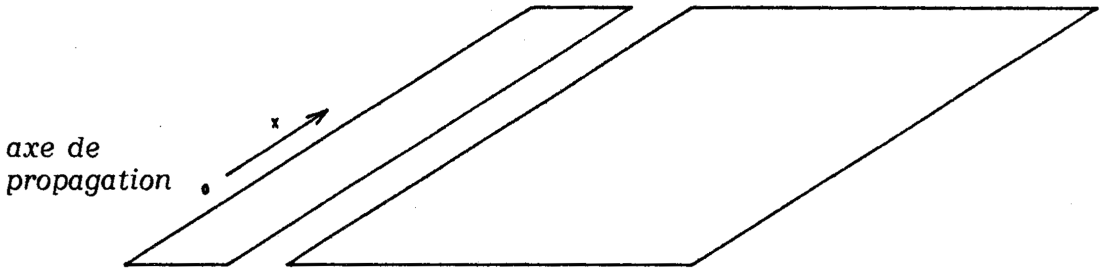
$$\Gamma^2(\omega) = (R+jL\omega)\,(G+jC\omega) = (\alpha + j\beta)^2 \qquad \text{(III-32d)}$$

où α sont les pertes par unité de longueur et β la constante de propagation réelle.

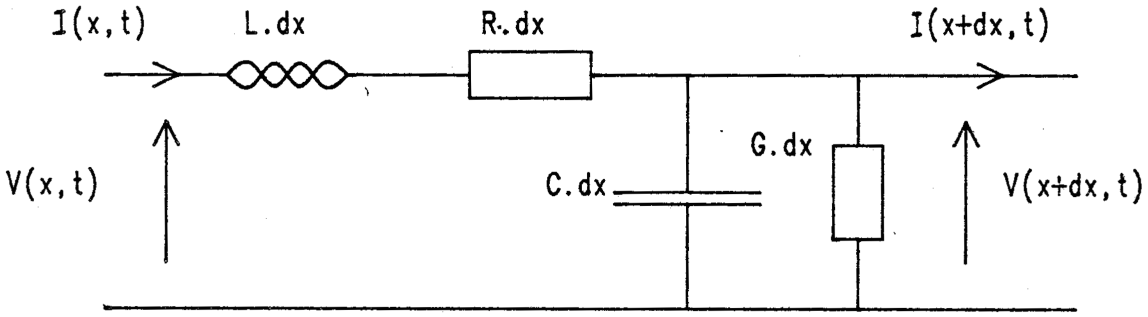
La résolution des équations différentielles nous donnent :

$$v(x,t) = A(\omega).\exp^{(j\omega.t-\Gamma.x)} + B(\omega).\exp^{(j\omega.t+\Gamma.x)} \qquad \text{(III-32e)}$$

$$Zc.i(x,t) = A(\omega).\exp^{(j\omega.t-\Gamma.x)} - B(\omega).\exp^{(j\omega.t+\Gamma.x)} \qquad \text{(III-32f)}$$



LIGNE COPLANAIRE



DECOMPOSITION EN ELEMENTS LINEIQUES

- FIGURE III-4 -

Analyse d'une ligne de transmission

avec :

$$Zc = \sqrt{\frac{R + jL.\omega}{G + jC.\omega}}$$ *qui est l'impédance caractéristique de la ligne*

Les constantes A et B seront déterminées par les conditions aux limites de la ligne, à ses deux accès.

De plus, nous avons la relation :

$$\beta = \frac{\omega}{vp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon eff} \qquad (III\text{-}33)$$

On peut montrer que la conductance linéique s'écrit [41] :

$$G = C.\omega.tg(\delta)$$

et ayant mesuré pour un échantillon de LiNb03, $tg(\delta)=4.10^{-4}$, nous approximerons $(G+jC.\omega)=jC.\omega$.

La résistance par unité de longueur étant quant à elle définie par :

$$R = Rs \frac{\left(\int_{L1} HH^*d\ell + \int_{L2} HH^*d\ell\right)}{\left(\int_{L1} H^*d\ell\right) . \left(\int_{L2} H\, d\ell\right)} \quad \text{en ohms par unité de longueur} \quad (III\text{-}34a)$$

où L1 et L2 sont les contours des conducteurs 1 et 2 correspondants au plan de masse et à la ligne.

Rs est la résistance de surface :

$$Rs = \frac{1}{\sigma\delta}$$ *où δ est l'épaisseur de peau :*

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega.\mu o.\sigma}}$$

La conductance étant supposée négligeable, la constante de propagation et l'impédance peuvent s'écrire :

$$\Gamma = j.\omega.\sqrt{L.C}.\sqrt{1+\frac{R}{j.L.\omega}} \quad \text{et } Zc = \sqrt{\frac{L}{C}}.\sqrt{1+\frac{R}{j.L.\omega}} \qquad \text{(III-34b)}$$

Aux fréquences élevées, $1/\omega$ tend vers 0 et donc :

$$\lim_{\beta \to \infty} \Gamma = j.\beta = j.\omega.\sqrt{L.C} \quad \text{et} \quad \lim_{\beta \to \infty} Zc = \sqrt{L/C} \qquad \text{(III-34c)}$$

et les pertes s'écrivent :

$$\lim_{\beta \to \infty} \alpha = \frac{R}{2.Zc} \qquad \text{(III-34d)}$$

La résistance de surface et donc les pertes métalliques aux fréquences élevées, sont proportionnelles à la racine carrée de la fréquence :

$$\boxed{\alpha = \alpha o.\sqrt{f}} \qquad \text{(III-34e)}$$

Les lignes seront donc caractérisées par leurs éléments discrets par unité de longueur R,L,G et C.

Cependant, du point de vue de la propagation, nous caractériserons les pertes, la constante de propagation (déduite de la vitesse de phase par l'intermédiaire de la permittivité effective), et l'impédance caractéristique.

III-3b - Choix des lignes microélectroniques pour l'optoélectronique, sur LiNb03

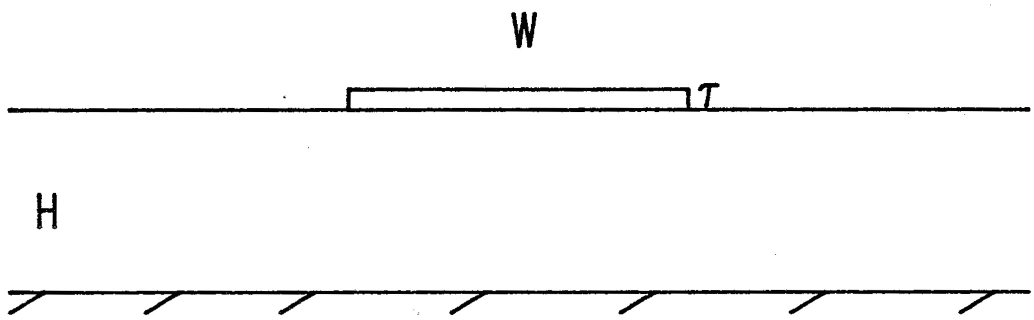
Pour réaliser un modulateur à ondes progressives sur LiNb03, nous avons le choix entre deux types de lignes (figure III-5) :

- *ligne à deux rubans coplanaires,*
- *ligne à deux ou trois électrodes coplanaires, symétriques ou non.*

a) LIGNE a RUBANS COPLANAIRES

b) LIGNE COPLANAIRE a 2 ELECTRODES

c) LIGNE COPLANAIRE a 3 ELECTRODES



d) LIGNE MICROSTRIP

Figure III-5 :
DIFFERENTS TYPES DE LIGNES ETUDIEES

La troisième électrode étant suffisamment éloignée, pour ne pas diminuer l'impédance caractéristique de la ligne.

Pour une ligne coplanaire symétrique à trois électrodes, l'espacement entre la ligne et le plan de masse est le même de chaque côté de l'électrode centrale.

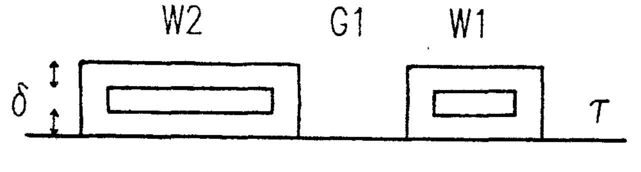
La ligne de propagation devant être du même ordre de largeur que le ruban de titane pour maximiser l'intéraction de l'onde microonde avec l'onde optique, le choix du type d'électrode dépendra de :

- *l'impédance caractéristique,*
- *des pertes de propagation.*

Si l'on considère la section transversale des rubans coplanaires où le courant circule, c'est-à-dire sur une profondeur égale à l'épaisseur de peau (figure III-6), nous obtenons :

$$S1 = (\tau - 2.\delta) . (W1 - 2.\delta)$$

$$S2 = (\tau - 2.\delta) . (W2 - 2.\delta)$$



- Figure III-6 -

Influence de l'épaisseur de peau

Dans une approximation grossière, les résistances linéiques de chaque conducteur ont pour expression :

$$R1 = 1/\sigma.S1 \quad \text{et} \quad R2 = 1/\sigma.S2 \qquad \text{(III-35a,b)}$$

où σ est la conductivité du métal des électrodes. La résistance globale sera la somme des deux expressions précédentes.

Comme nous désirons avoir de faibles pertes de propagation, pour limiter le moins possible la bande passante du modulateur à ondes progressives, une des deux résistances devra être la plus négligeable possible. Un des deux rubans devant garder de petites dimensions pour adapter la ligne à 50. Ohms.

L'ensemble de ces conditions nous a donc amené à considérer le cas des lignes coplanaires asymétriques.

L'expression exacte de la résistance par unité de longueur sur une électrode dépendant de la densité de courant surfacique qui la traverse et donc du champ transversal ($\vec{Js}=\vec{n} \wedge \vec{H}T$), la résistance et donc les pertes dues à l'électrode supposée infinie seront en fait non nulles. Cependant, elles seront plus faibles que pour une ligne à rubans coplanaires symétriques.

Pour une ligne coplanaire asymétrique à deux électrodes, de dimensions typiques pour un modulateur électrooptique à ondes progressives sur LiNb03 :

$W = 10.\mu m$
$G1 = 6$ à $10.\mu m$
$\tau = 0.\mu m$

nous obtenons par la méthode des éléments finis :

$Zc = 27$ à 37 Ohms
$\varepsilon eff = 18.$

Pour obtenir la même impédance caractéristique, la hauteur du substrat équivalente (H), d'une ligne microstrip de même largeur W, est alors de l'ordre de 25.µm sur ce même substrat.

De la relation ([43]) :

$$fmax = \sqrt{\frac{Zc}{H \cdot \sqrt{\varepsilon\, r-1}}} \qquad \text{(III-36)}$$

On peut en déduire que la fréquence maximum de validité de l'approximation Quasi-TEM, fmax, est de 15. GHz environ.

L'approximation utilisée est donc suffisante pour notre étude qui s'est fixée un système de modulation ayant une bande passante d'au moins 10 GHz.

III-3c - <u>Caractéristiques des lignes coplanaires asymétriques à deux et trois électrodes sur LiNb03</u>

Rappelons que l'axe de propagation est choisi suivant $\vec{ox}$, et les électrodes seront plaquées dans le plan (xoy), et invariantes suivant $\vec{ox}$.

Dans l'approximation Quasi-TEM, les champs sont transversaux. Aussi, les permittivités suivant l'axe de propagation ne seront pas prises en compte dans le calcul.

L'épaisseur de métallisation des lignes est choisie telle qu'il y ait propagation de l'onde. En effet, si l'électrode est moins épaisse que deux fois l'épaisseur de peau (δ) (Tableau III-1), on considère en général que l'onde n'est pas guidée ([43], [54], [55]).

		OR	Cuivre	Aluminium
σ 10^7 (S/m)		4.10	5.80	3.54
δ (μm)	1.Ghz	2.48	2.09	2.68
	2.Ghz	1.75	1.48	1.90

Tableau III-1
EPAISSEUR DE PEAU

Bien que sa conductivité soit plus faible que celle du cuivre, l'or a été retenu pour sa granulométrie plus faible que celle du cuivre.

L'aluminium retenu dans certaines publications ([61]) donnera des pertes de propagation encore plus élevées.

Les dimensions géométriques des lignes seront donc :

* *son épaisseur : τ*
* *sa largeur : W,*
* *et la distance séparant la ligne du plan de masse : G1.*

Pour une ligne coplanaire à trois électrodes, nous aurons un deuxième espacement noté G2.

Le choix du premier espacement dépendra de la longueur de couplage ente les guides optiques. Le second sera tel que son influence soit négligeable sur les caractéristiques de la ligne.

L'épaisseur de métallisation retenue sera de 2. à 3 µm.

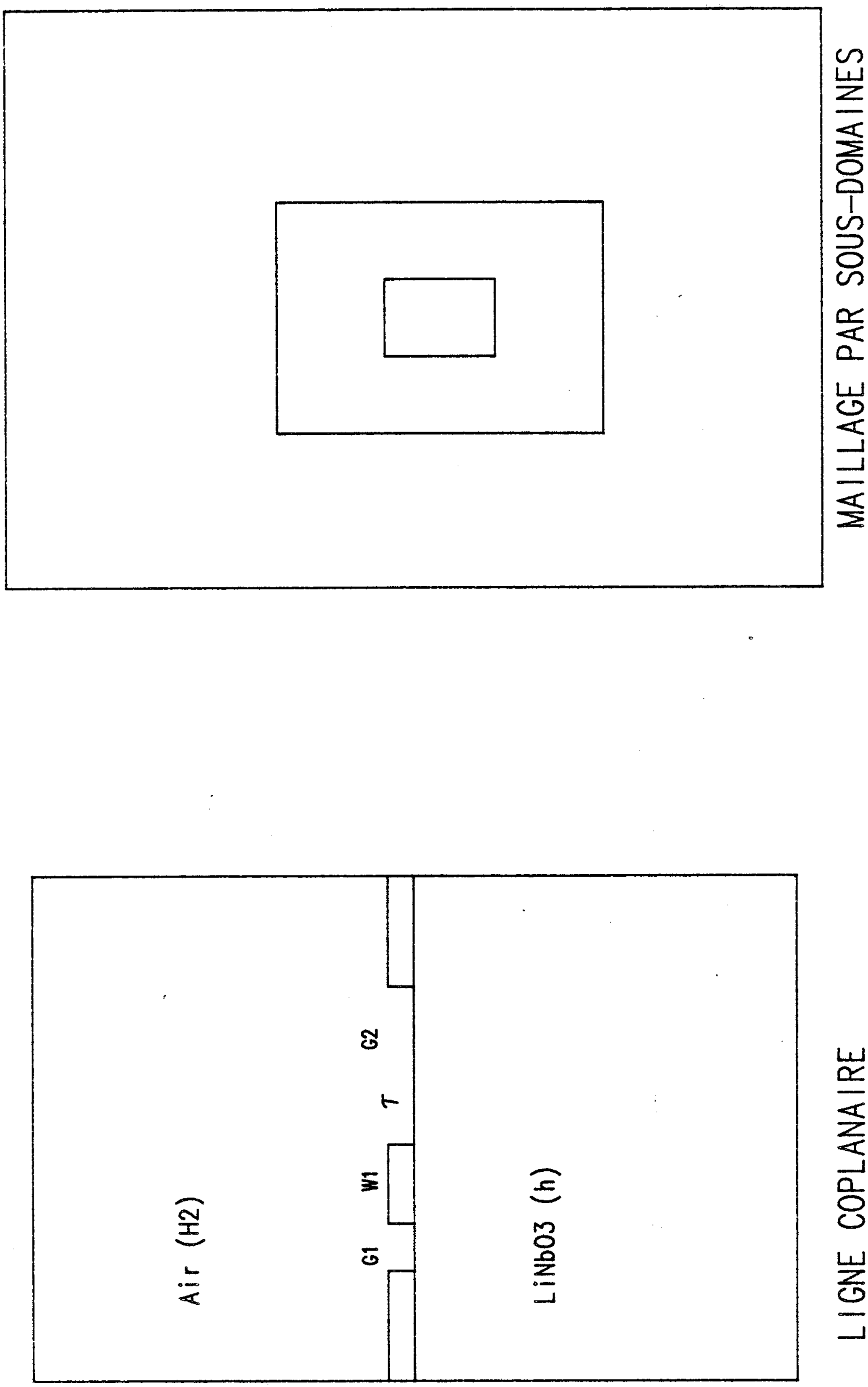
La partition du domaine en triangles, permettant de moduler les dimensions de ceux-ci en fonction de leurs positions, sans pour cela les dégénérer, nous avons effectué un maillage en sous-domaines, s'emboitant les uns dans les autres, à partir des dimensions géométriques de la ligne, et du guide (figure III-7).

Sur la figure III-8, nous donnons l'exemple d'un maillage initial d'une ligne à deux électrodes. Nous avons alors utilisé une subdivision des éléments initiaux, pour améliorer les calculs (figure III-9). Un degré d'affinage pourra être aussi utilisé autour de certains points (figure III-9), en particulier autour des points anguleux des conducteurs.

Nous pouvons alors définir le degré du polynôme de LAGRANGE utilisé sur l'élément de référence. Comme $\vec{E}=-\vec{grad}(V)$*, un polynôme de degré 2 pour le calcul du potentiel, entraine un degré 1 sur chaque élément, pour le calcul du champ électrique. La caractérisation de la ligne dans les deux cas est identique à moins de 2 %. Le second cas entrainera un temps de résolution plus élevé (de l'ordre de 2 à 5 fois).*

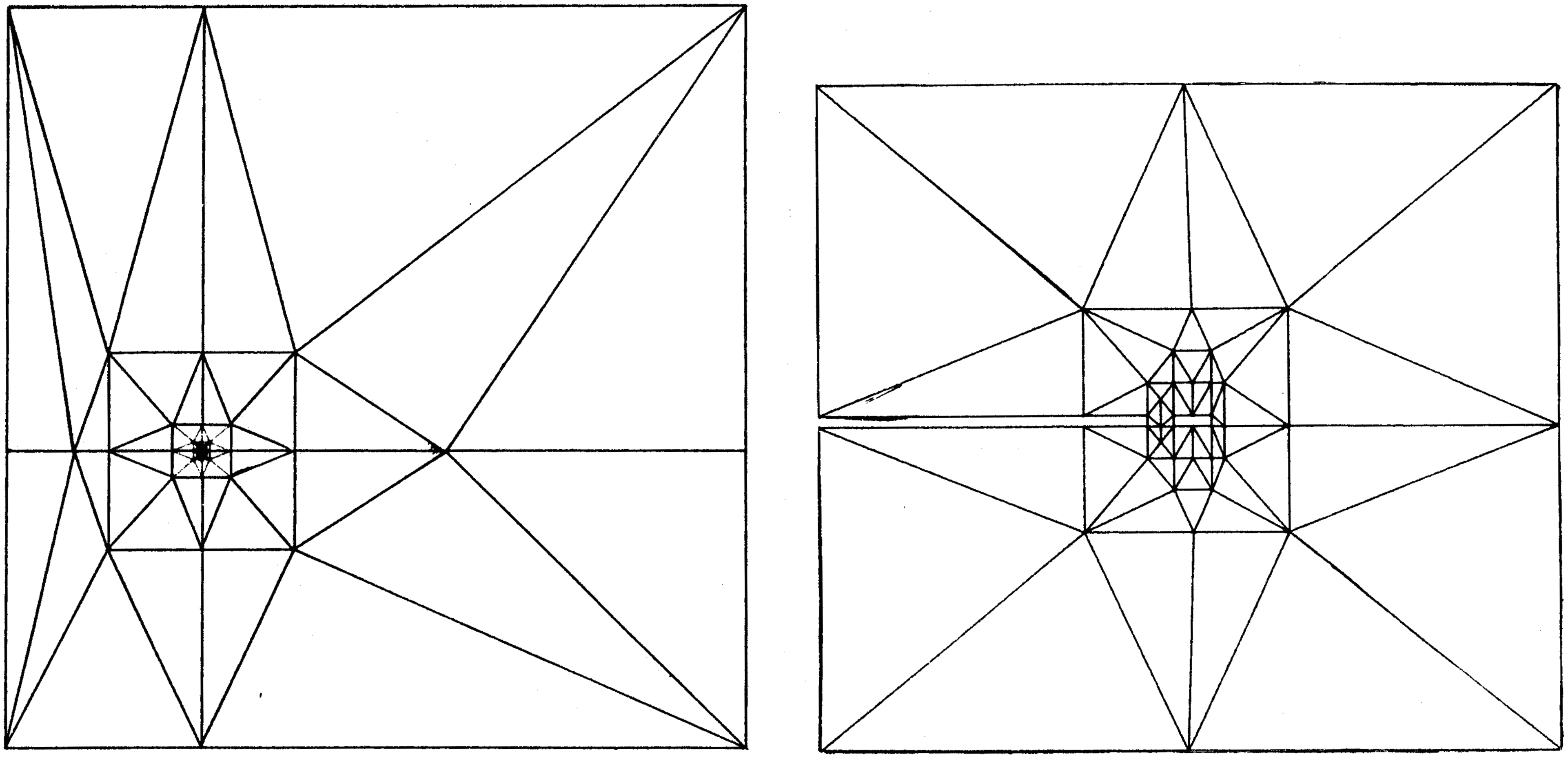
Notre choix du maillage est validé par l'allure des équipotentielles électriques. Nous donnons sur la figure III-10, les courbes d'équipotentielles (V=0 à 1 par pas de 0.1) d'une ligne à deux électrodes. Les potentiels 0 et 1 définissant les contours du conducteur et du plan de masse.

On remarquera que le gradient de potentiel, et donc l'énergie, est concentré principalement entre la ligne et le plan de masse. Le maillage étant bien affiné dans cette région, ceci nous permet d'avoir une bonne précision pour le calcul de l'énergie, ainsi que pour les paramètres de ces lignes.



- FIGURE III-7 -

Division du domaine d'étude



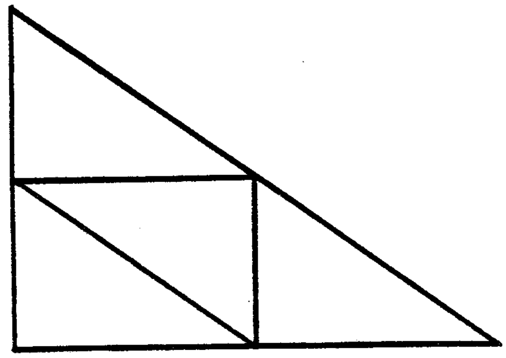
Maillage global (Boîtier)

Maillage autour de la ligne

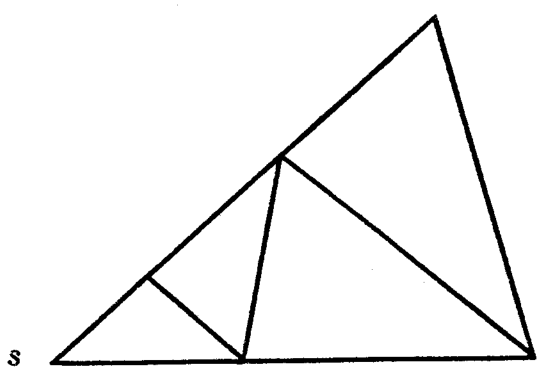
$W = 10.\mu m$
$G1 = 7.\mu m$
$\tau = 3.\mu m$

- FIGURE III-8 -

Maillage initial d'une ligne coplanaire à 2 électrodes



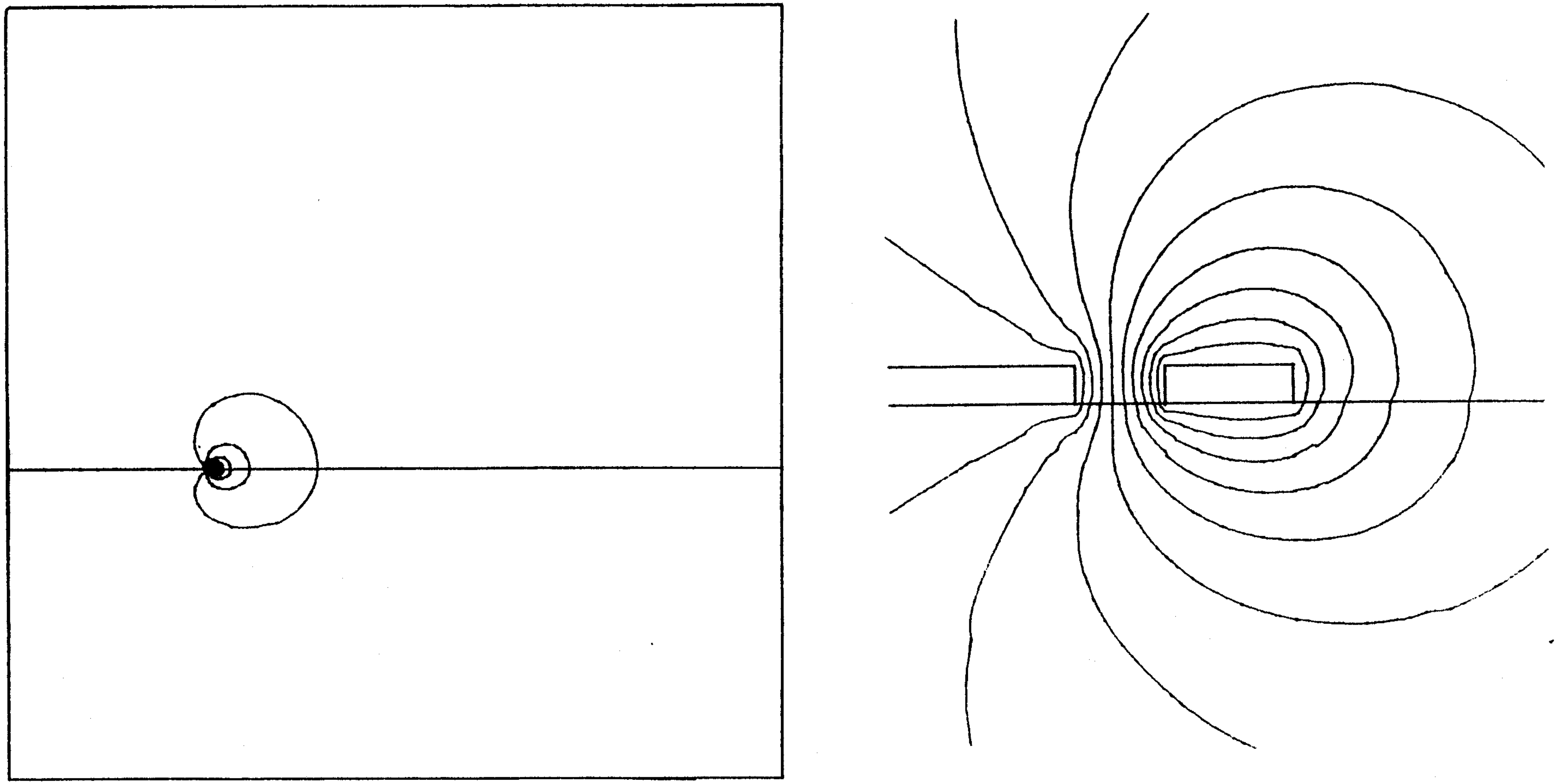
a) Subdivision 2



b) Affinage du sommet "s"

- FIGURE III-9 -

Subdivision du maillage initial



Guide global *Autour de la ligne*

$W = 10.\mu m$ $Zc = 35.16\ \Omega$
$G1 = 7.\mu m$ $\varepsilon eff = 14.91$
$\tau = 3.\mu m$

- FIGURE III-10 -

Equipotentielles électriques d'une ligne coplanaire à 2 électrodes

Bien que les pertes de propagation qui, nous le verrons, ne seront pas négligeables, nous allons caractériser les lignes microélectroniques par leurs permittivités effectives et leurs impédances caractéristiques dans l'approximation Quasi-TEM et sans pertes. Nous avons alors les relations simples (III-34) :

$$Zc = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{et} \quad \varepsilon eff = c^2.L.C$$

Les pertes seront caractérisées à part.

Sur les figures III-11 à 13, nous donnons les caractéristiques d'une ligne coplanaire à deux électrodes.

Un résultat important de cette étude, est l'influence de l'épaisseur de métallisation. L'impédance caractéristique et la permittivité effective diminue quand cette épaisseur augmente. Pour une épaisseur de métallisation non nulle, et un substrat d'épaisseur infinie, l'approximation :

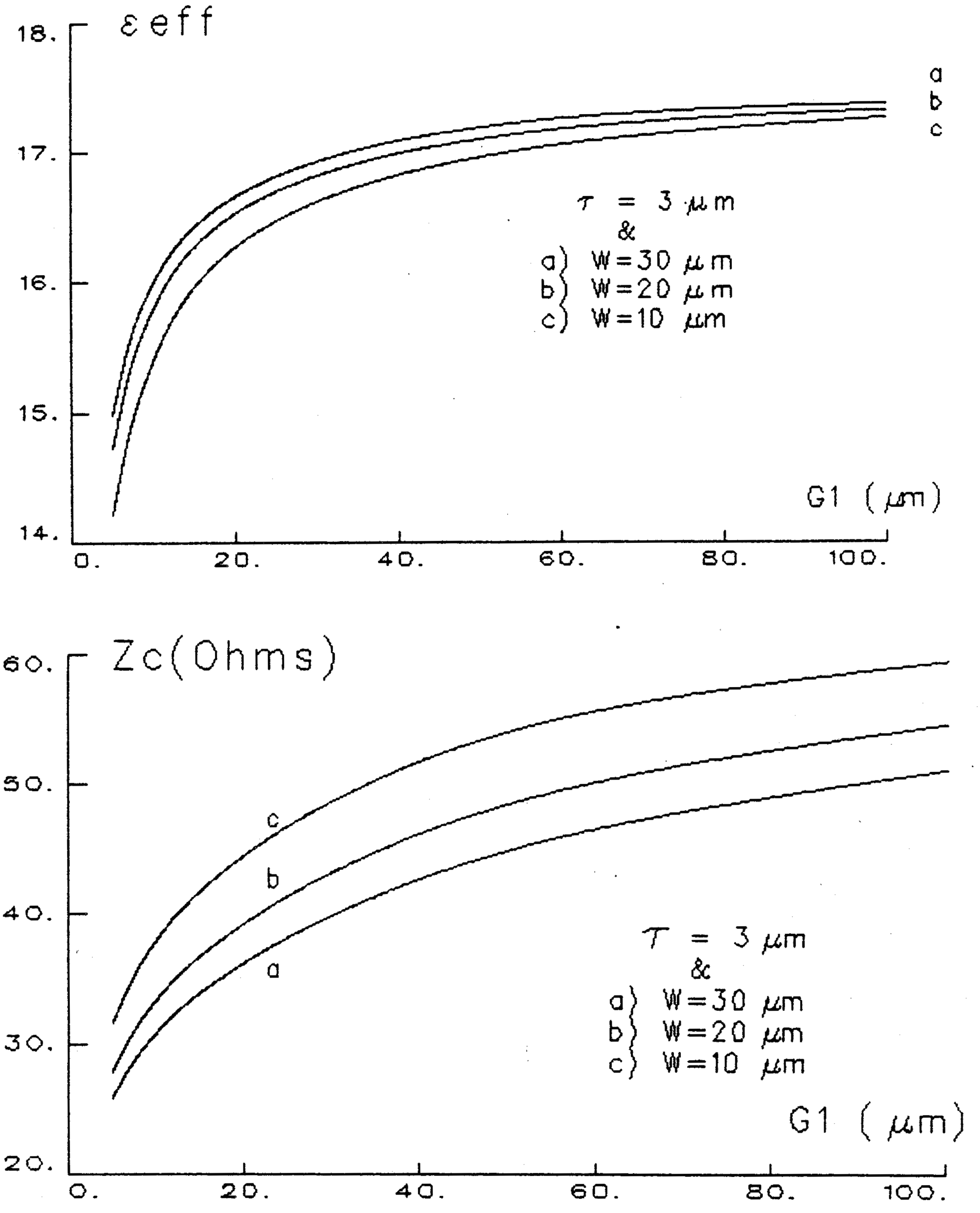
$$\varepsilon eff = \frac{1 + \sqrt{\varepsilon T \cdot \varepsilon L}}{2} \qquad (III-37)$$

utilisée par les méthodes analytiques n'est plus vérifiée.

En fonction de l'espacement, la valeur des paramètres caractéristiques tendent vers une limite asymtotique, qui sont celles d'une ligne microstrip.

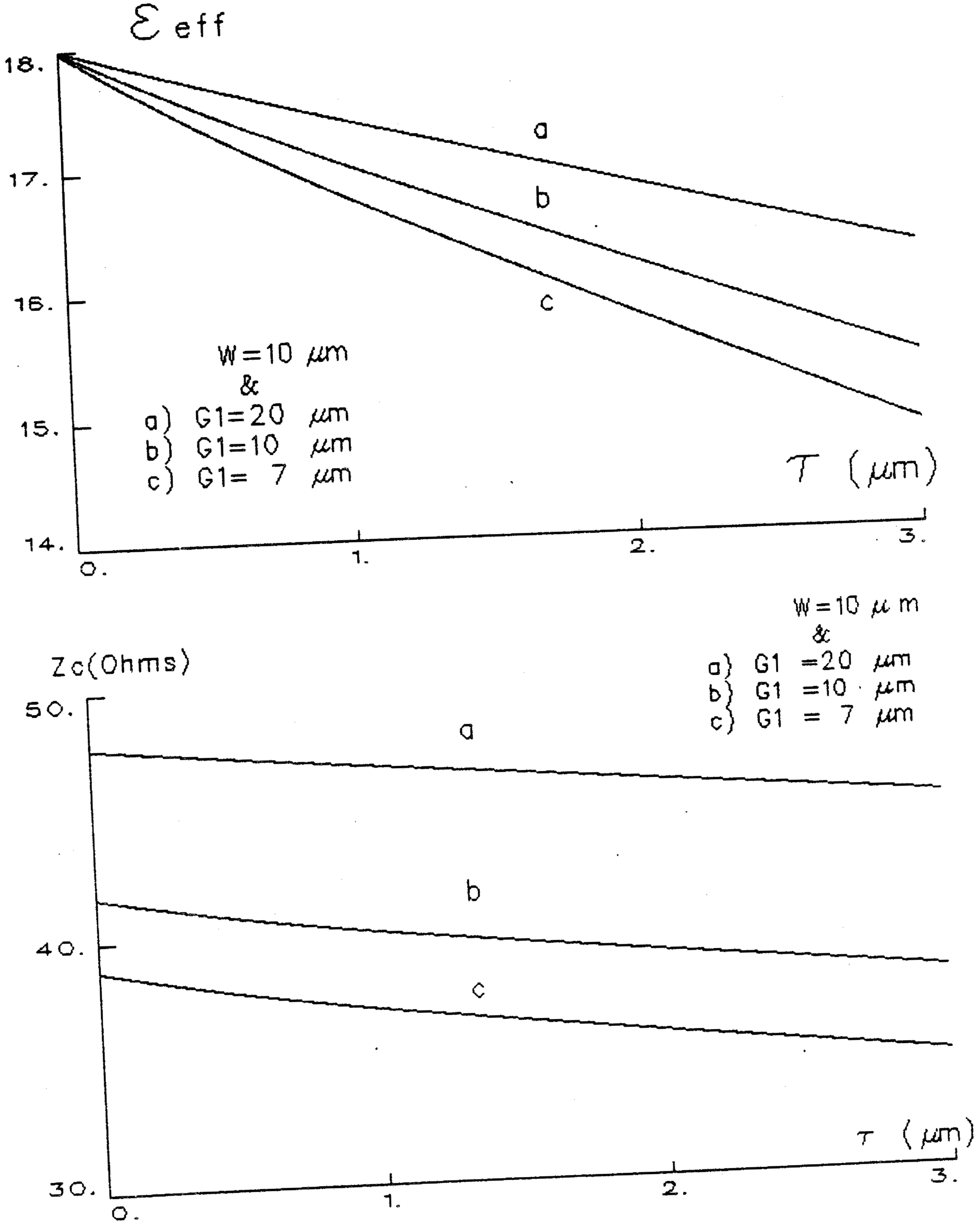
Dans le cas d'une ligne à trois électrodes, la présence du second plan de masse diminuera les valeurs des paramètres ε eff et Zc.

Bien que le second plan de masse perturbe l'allure des équipotentielles d'une ligne à trois électrodes (figure III-14), ses caractéristiques seront



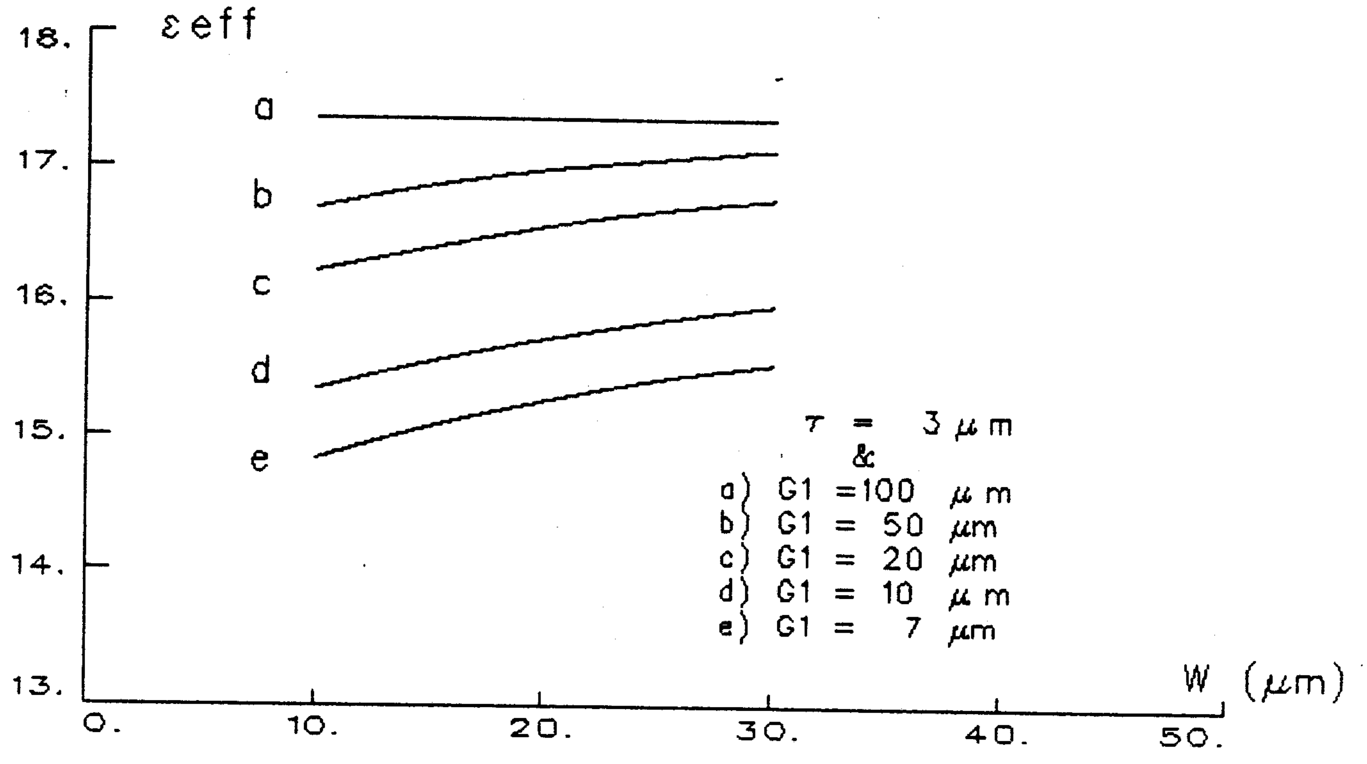
- *FIGURE III-11* -

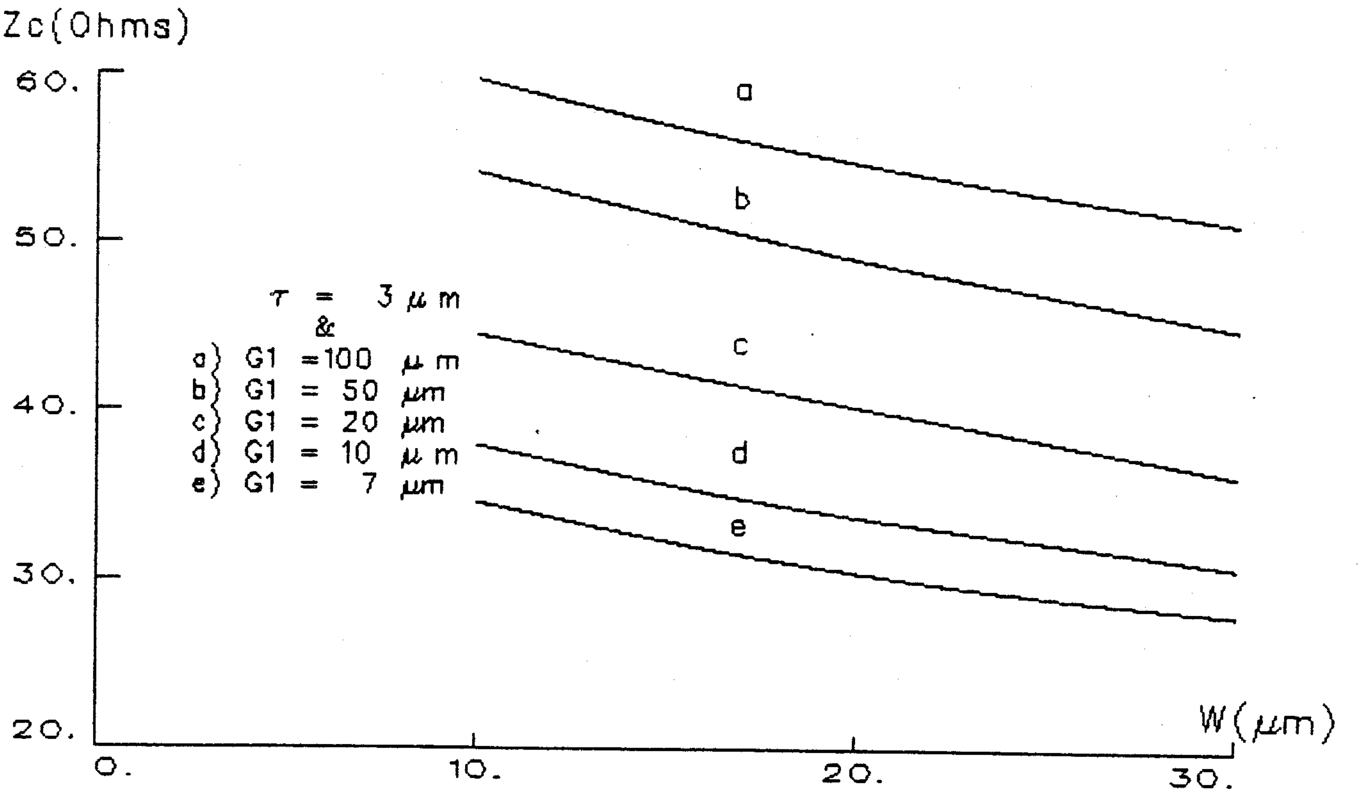
Caractéristiques d'une ligne asymétrique à 2 électrodes



- FIGURE III-12 -

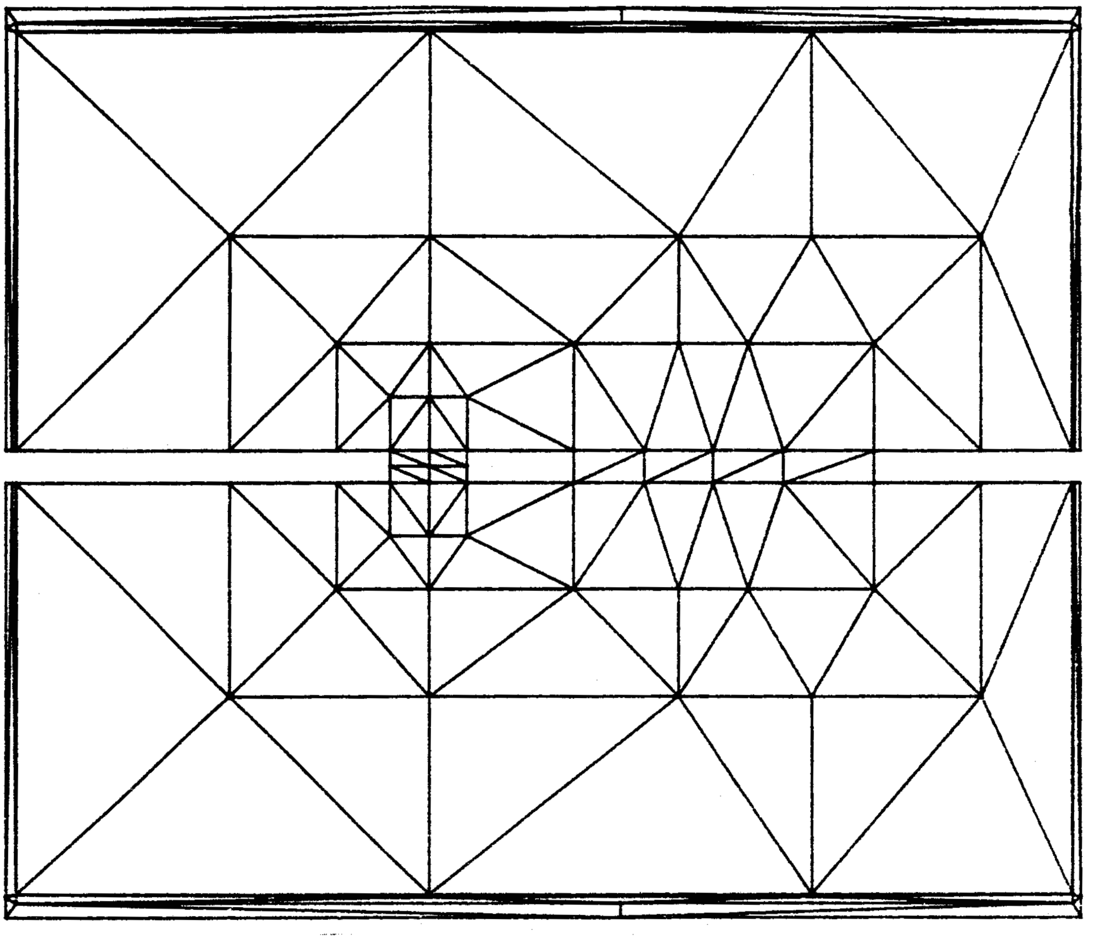
Caractéristiques d'une ligne asymétrique à 2 électrodes

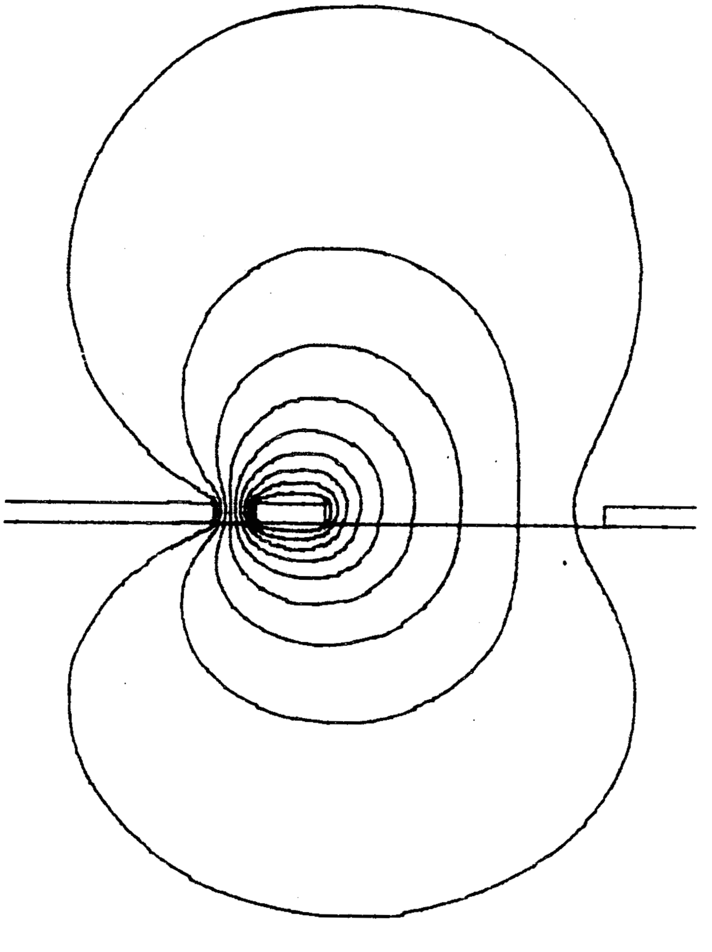




- FIGURE III-13 -

Caractéristiques d'une ligne asymétrique à 2 électrodes





$W = 10.\mu m$
$G1 = 6.\mu m$
$G2 = 40.\mu m$
$\tau = 3.\mu m$

$Zc = 31.68\ \Omega$
$\varepsilon eff = 14.45$

- FIGURE III-14 -

Maillage initial et équipotentielles électriques
d'une ligne coplanaire à 3 électrodes

faiblement modifiées pour un second espacement suffisamment éloigné de l'électrode centrale :

$$G2 > 6 \cdot (G1 + W)$$

Nous montrons sur la figure III-15, l'intensité des champs Ey et Ez, ainsi que le module d'une ligne à trois électrodes. Dans l'exemple, l'influence du second plan de masse n'est pas tout à fait négligeable, puisque l'intensité du champ électrique ne l'est pas non plus.

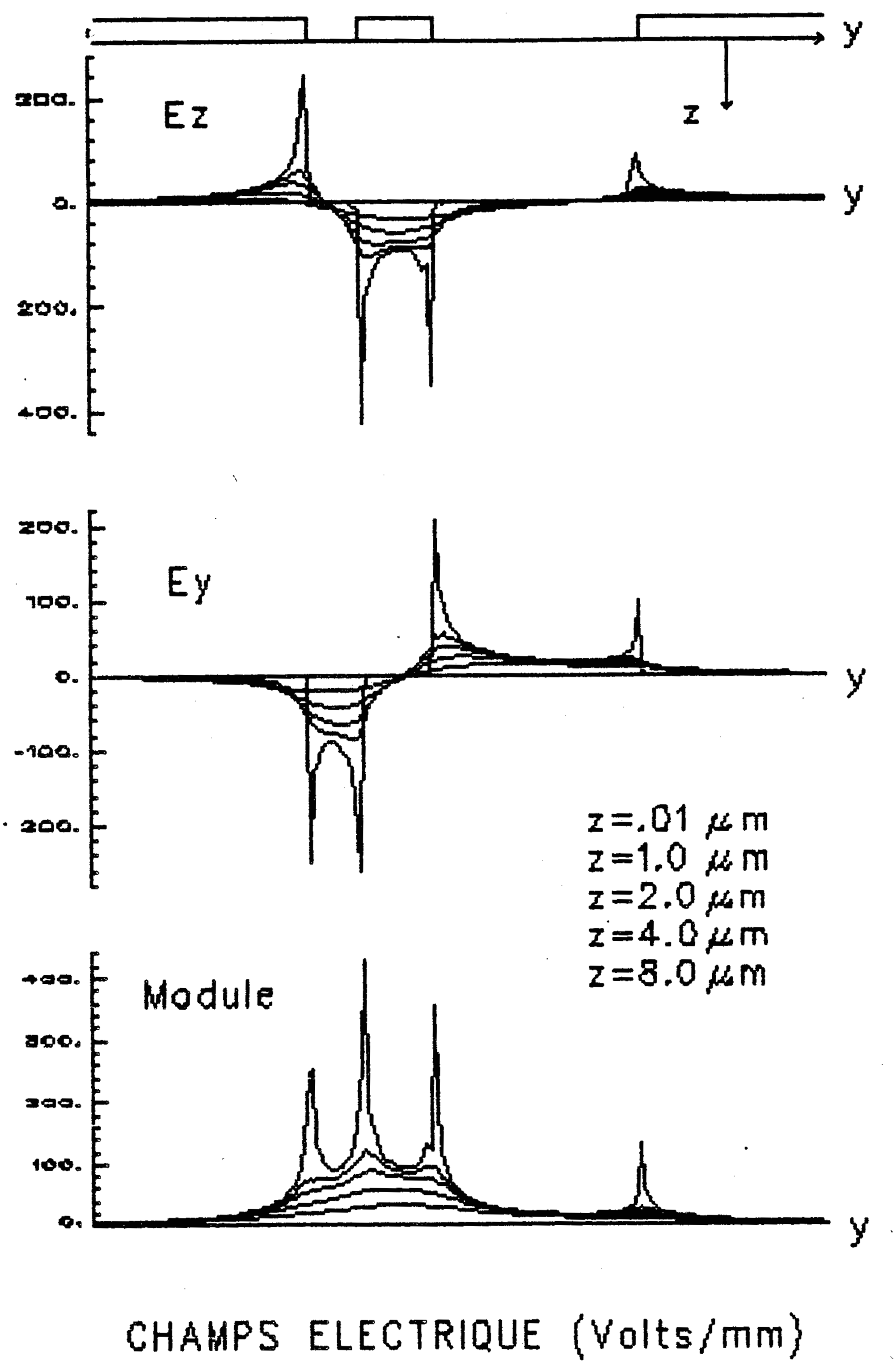
Pour une largeur de ligne et un espacement de l'ordre de 50 µm, la présence du plan de masse sur lequel repose le substrat de 1 mm d'épaisseur influence les caractéristiques de la ligne (figure III-16). Les dimensions des lignes de connexions devront tenir compte de ces effets, puisque la largeur de la ligne sera de 60 µm.

III-3d - Caractéristiques des lignes coplanaires asymétriques à trois électrodes sur une couche tampon

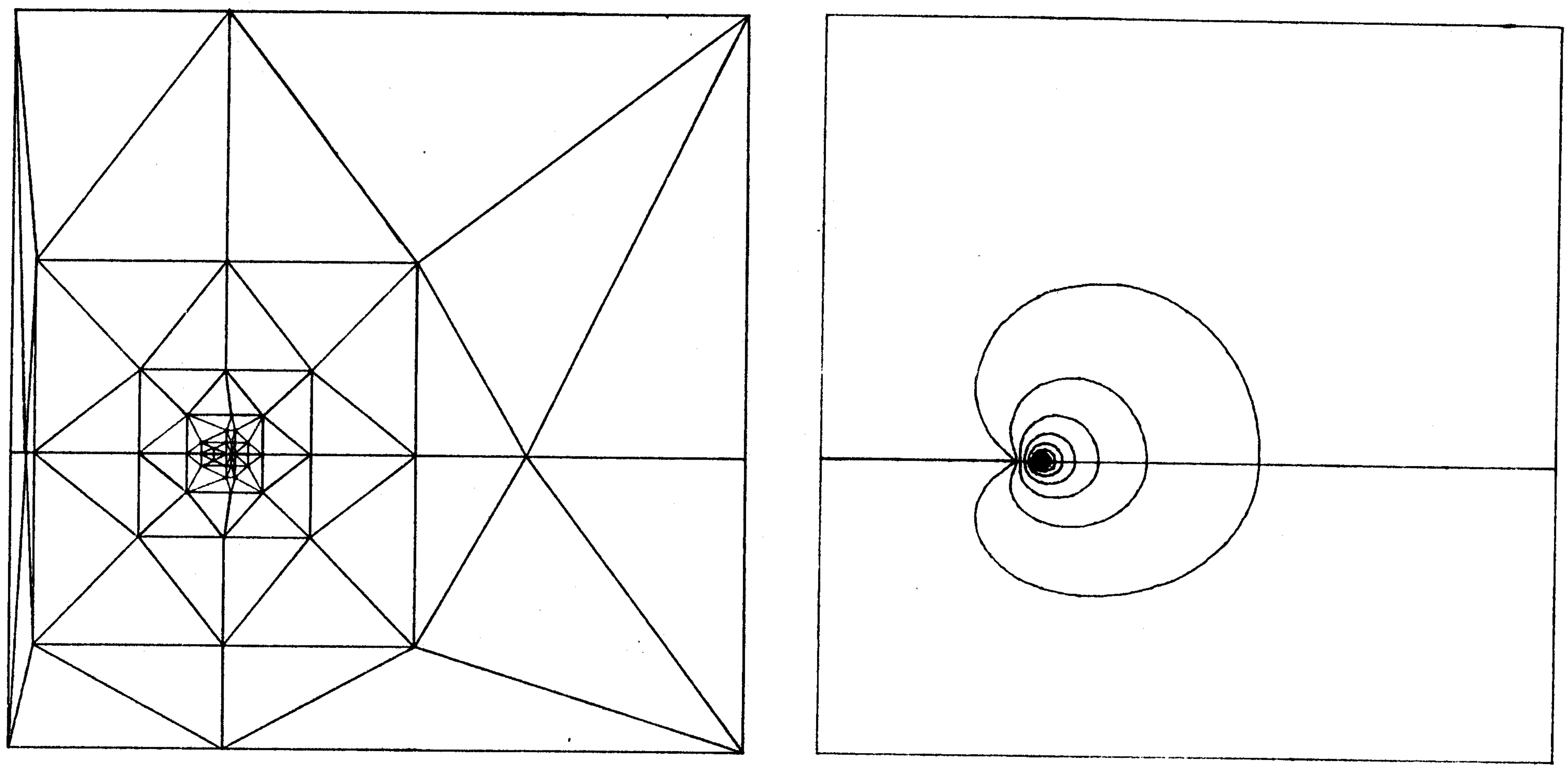
Pour éviter la dégénérescence des ondes optiques se propageant dans les guides diélectriques, par réflexion sur les électrodes métalliques, il est nécessaire d'isoler le champ évanescent de l'onde optique suivant l'axe z, par l'intermédiaire d'une couche diélectrique appelée couche tampon. Celle-ci devra avoir un indice optique inférieur à celui du $LiNbO_3$, et si possible le plus proche de l'air, pour avoir une évanescence rapide de l'onde optique dans cette région.

Il est généralement utilisé de la silice (SiO_2) d'indice optique 1.4 et de permittivité 3.83 aux fréquences microondes.

Cette couche tampon ne perturbe pas la propagation de l'onde optique, car le champ dans cette zone est presque négligeable, et a une décroissance rapide (chapitre II-A).



- FIGURE III-15 -

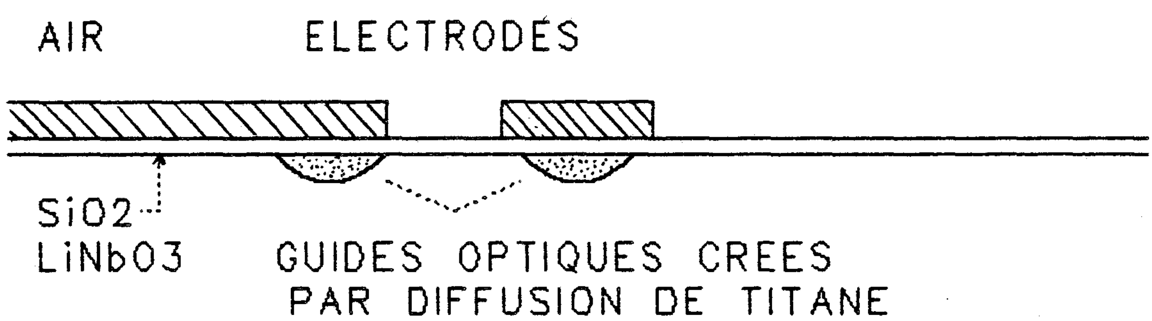


W = 30 microns
$G1$ = 86 microns
τ = 3 microns

- FIGURE III-16 -

Maillage et équipotentielles électriques d'une ligne coplanaire à 2 électrodes

Typiquement, une épaisseur de silice d'environ 0.3 µm entre les guides diélectriques et les lignes microélectroniques, est nécessaire pour que la présence des électrodes ne perturbent pas l'onde optique [54].



- Figure III-17 -

Modulateur électrooptique typique (coupe transversale)

L'énergie électromagnétique d'une ligne microélectronique étant principalement concentrée autour du conducteur, la présence de la couche tampon modifiera la répartition du potentiel et donc les énergies dans les différents milieux.

Les caractéristiques de la ligne, subiront elles aussi une modification.

L'épaisseur de silice étant très faible, la partition du guide en triangles nécessitera un plus grand nombre d'éléments pour éviter les dégénérescences.

L'impédance de la ligne croit et la permittivité effective décroit, en fonction de l'épaisseur de silice (figure III-19). Pour confirmer cette influence, nous avons tracé les équipotentielles électriques pour une ligne asymétrique à trois électrodes sur des couches tampons de différentes permittivités (figure III-20a,b,c,d). On remarque la concentration de ligne équipotentielle électrique dans la couche tampon de faible permittivité. Ainsi, la variation d'énergie due à l'intensité élevée du champ électrique dans cette région, modifiera les valeurs des paramètes caractéristiques.

Lorsque la couche de silice est présente l'énergie est mieux concentrée autour de la ligne, et l'influence du second espacement intervient pour des valeurs plus faibles que dans le cas où nous n'avions pas de couche tampon.

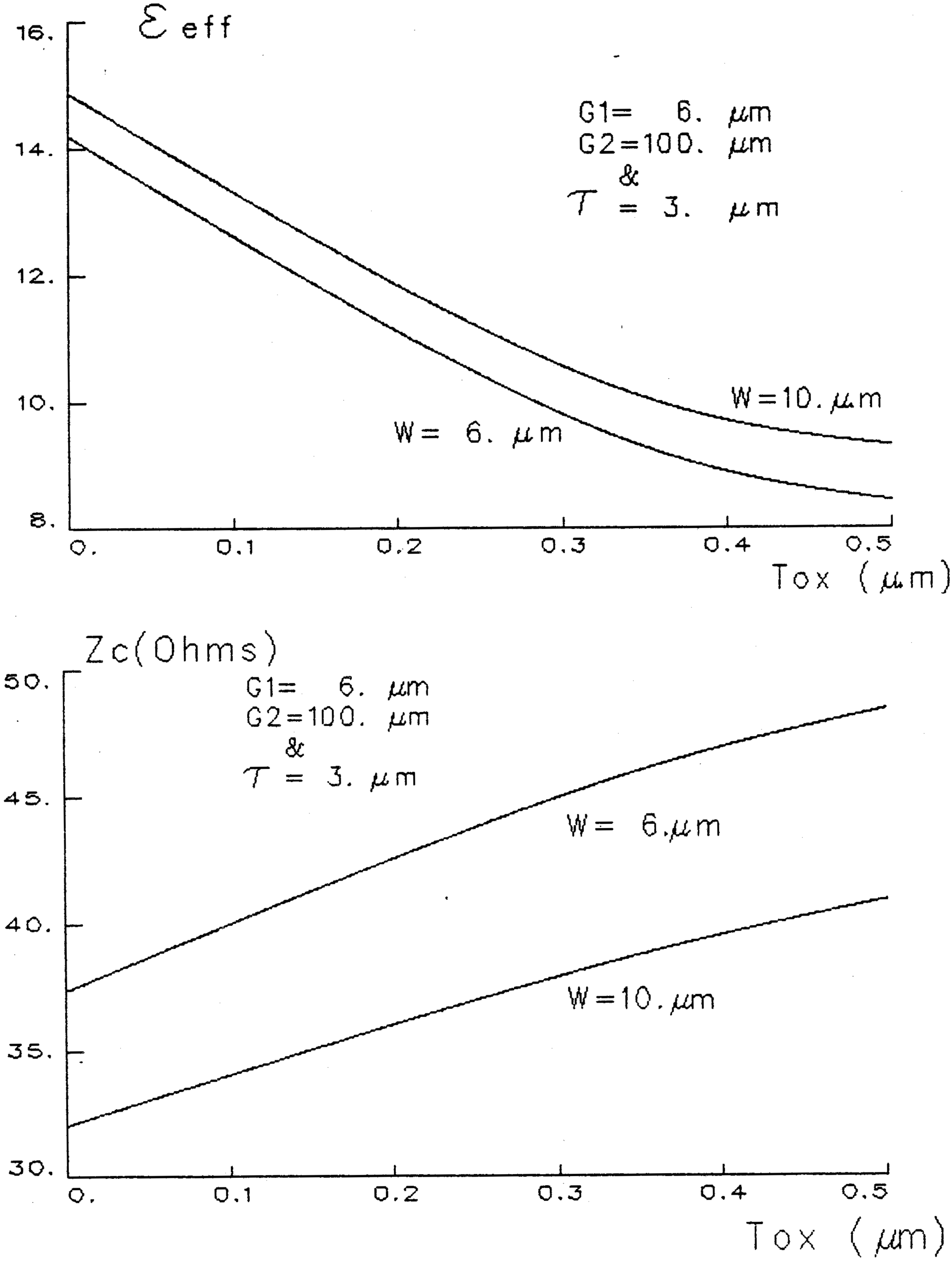
III-3e - Caractéristiques des lignes coplanaires couplées - application aux méandres

Des systèmes utilisant des lignes à méandres dans les systèmes de modulation de lumière, ont été proposé par ALFERNESS ([8], [62]). Les lignes à méandre qu'il proposait étaient périodiques et non couplées.

La principale limitation en bande passante d'un modulateur électro-optique à ondes progressives étant la désadaptation de phase des deux ondes, le long du chemin d'interaction, ces lignes à retard permettent de remettre en phase l'onde modulée et l'onde modulante, après chaque méandre.

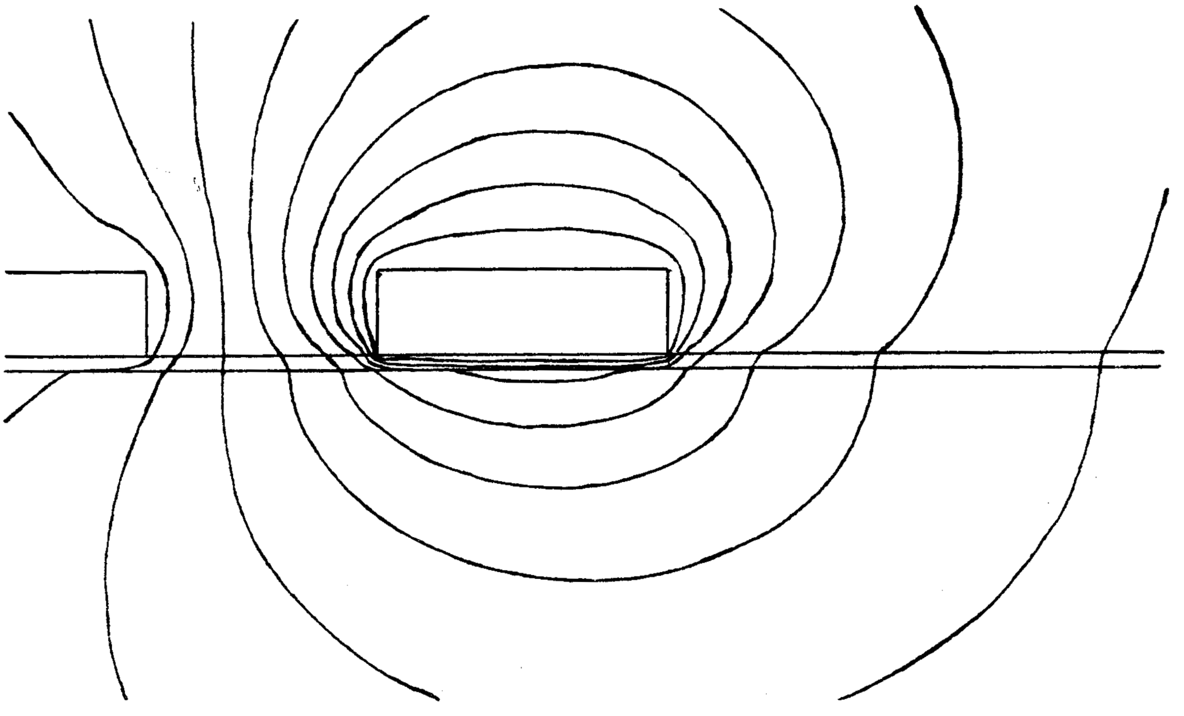
Il faut préciser, que ceci est vrai à une fréquence donnée, car le déphasage introduit par un méandre à lignes non couplées s'écrit :

$$\phi = \omega.t - \beta.L \qquad \text{(III-38)}$$

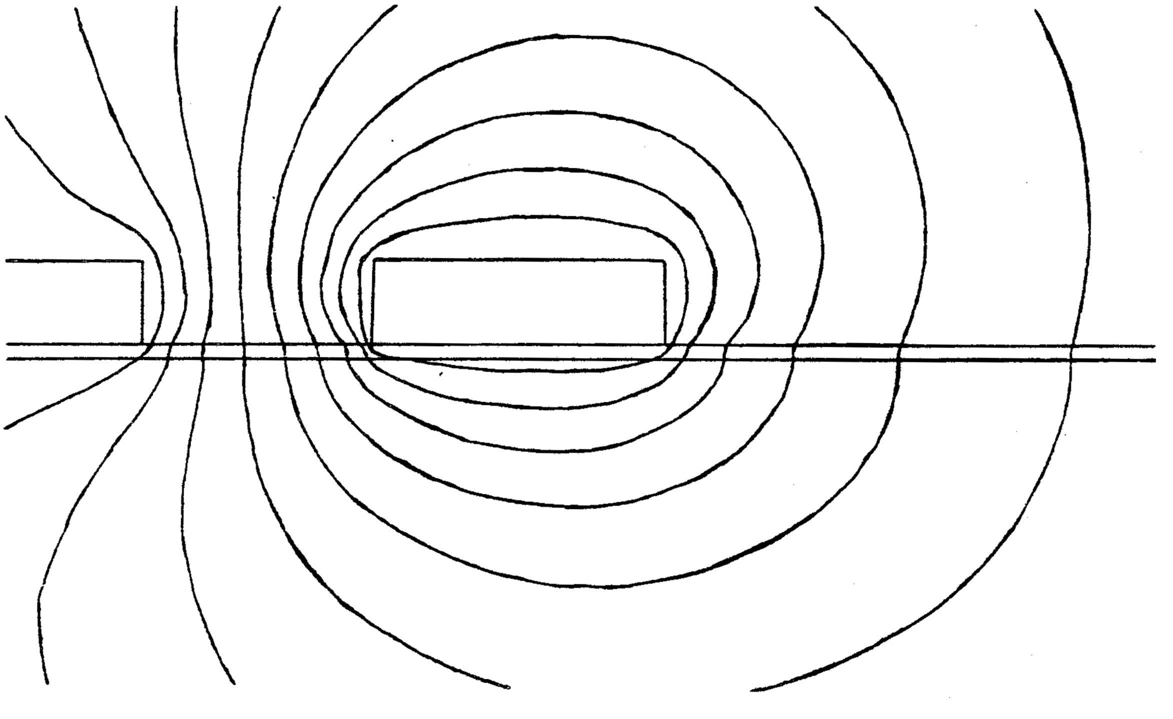


- FIGURE III-19 -

Caractéristiques d'une ligne asymétrique à 3 électrodes sur couche tampon



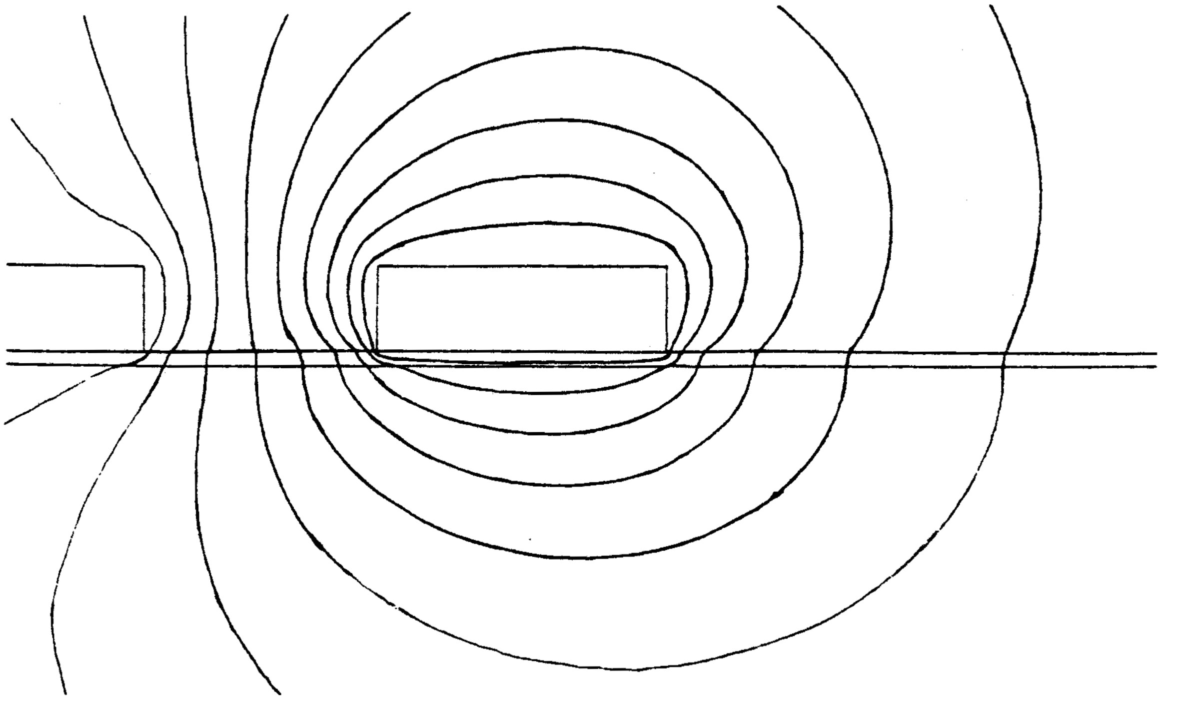
a) couche tampon de silice (ε r = 3.83)



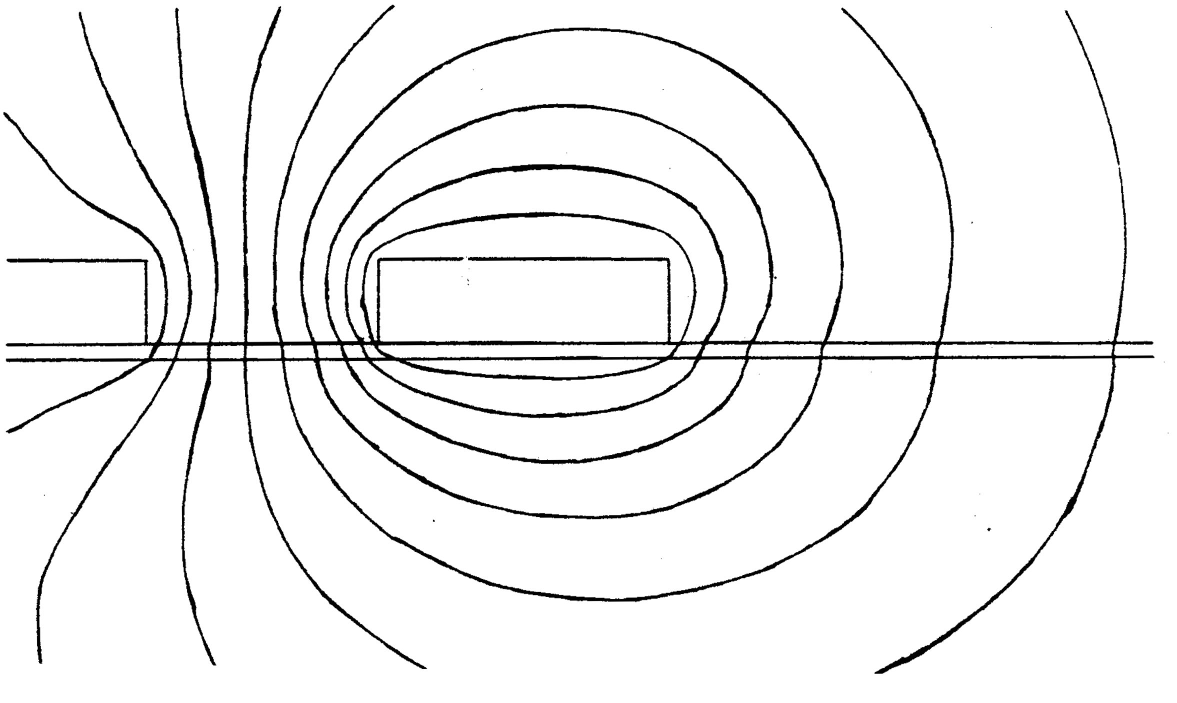
b) couche tampon d'un matériau fictif de permittivité : ε r = 20

- FIGURE III-20 -

Influence de la permittivité de la couche tampon sur les lignes équipotentielles



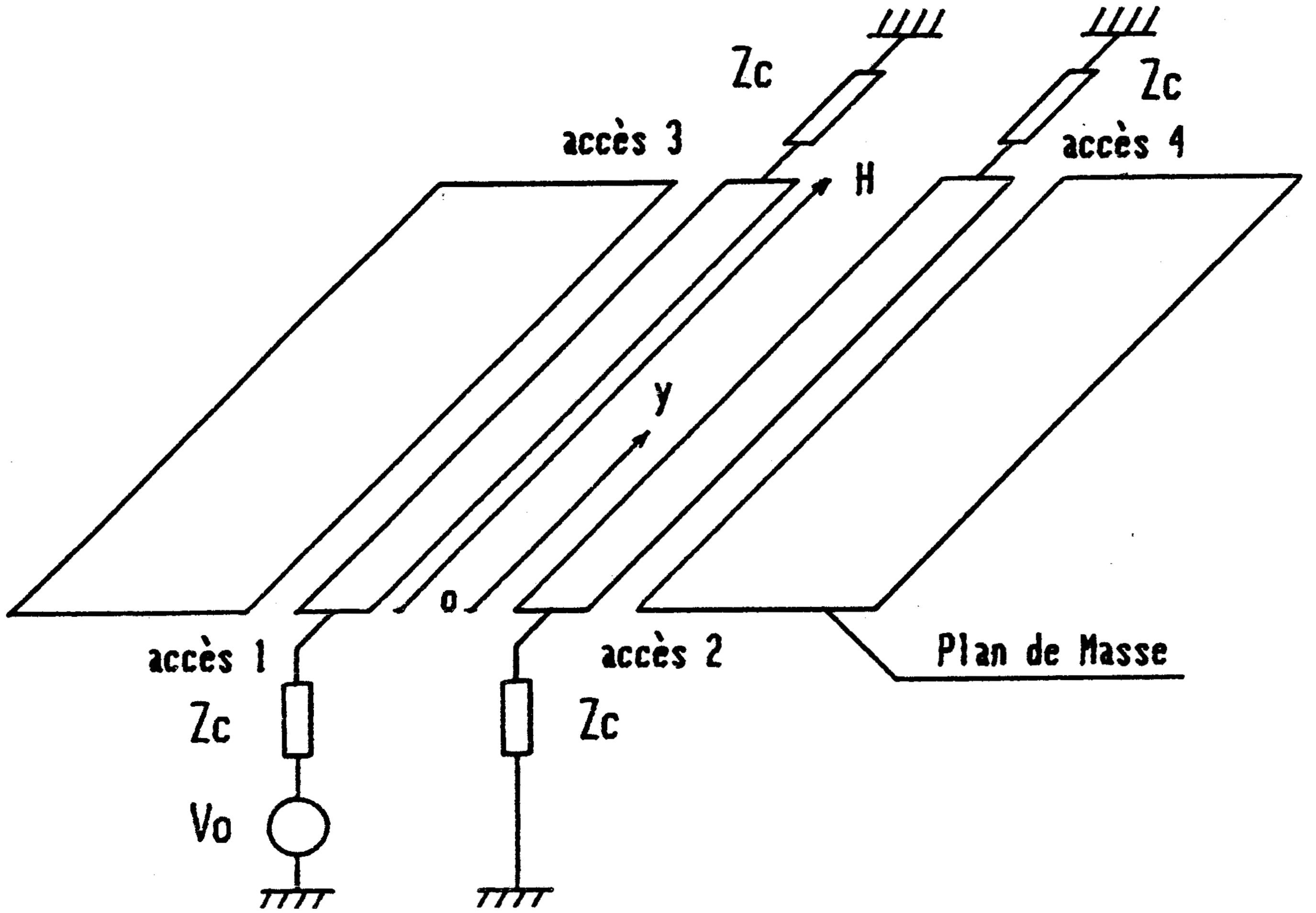
c) couche tampon d'alumine (εr = 9.8)

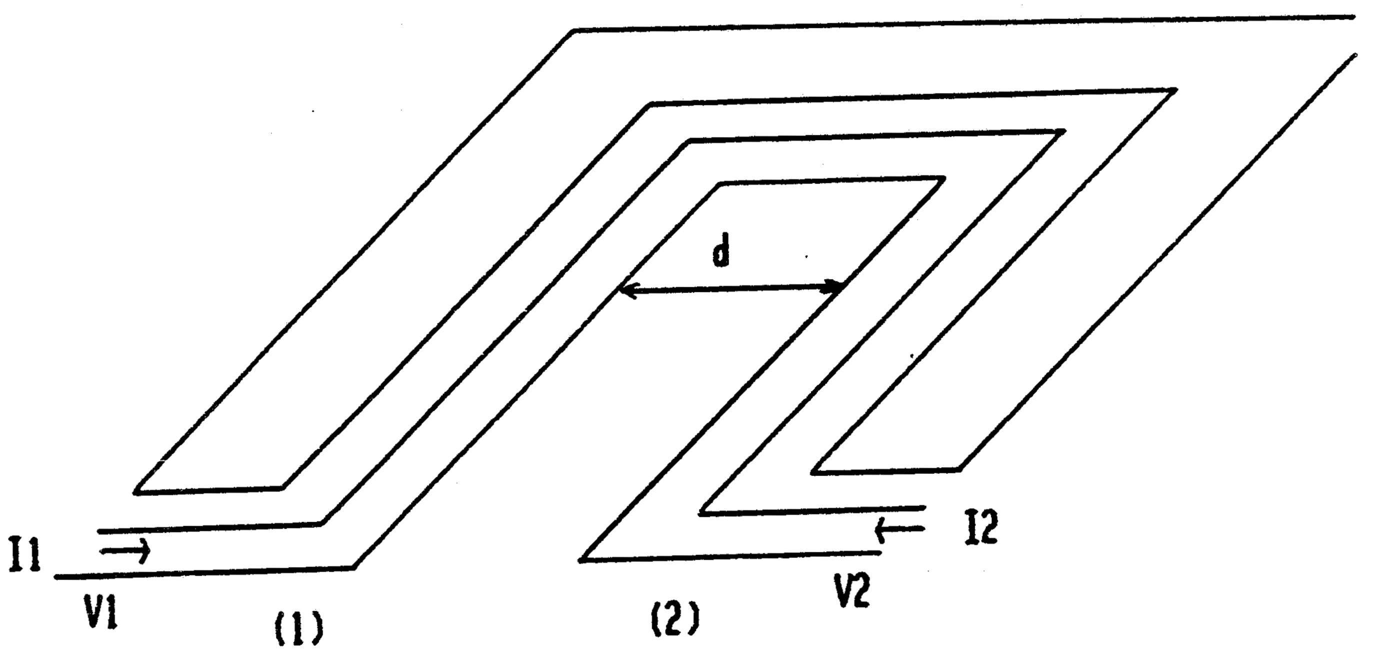


d) couche tampon de Niobate de Lithium

- FIGURE III-20 -

Influence de la permittivité de la couche tampon sur les lignes équipotentielles





- FIGURE III-21 -

Représentation de deux lignes couplées
et d'une méandre en structure coplanaire

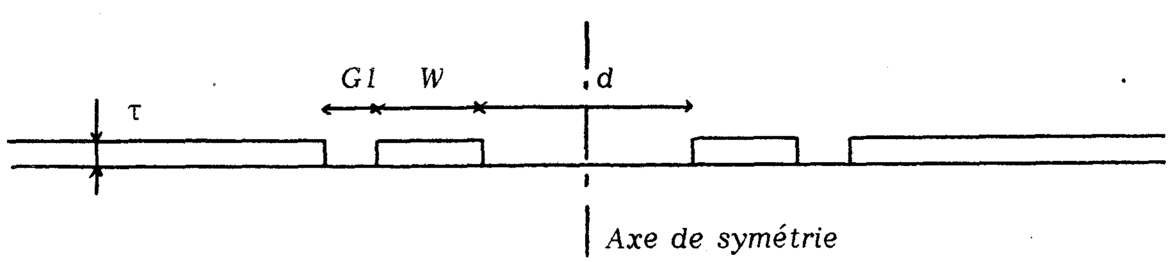
où L est la longueur du chemin parcouru par l'onde microonde.

Définition : un méandre est un système de deux lignes parallèles, raccordé à une de ses extrémités par un tronçon de ligne de longueur égale à la distance séparant les deux lignes (figure III-21).

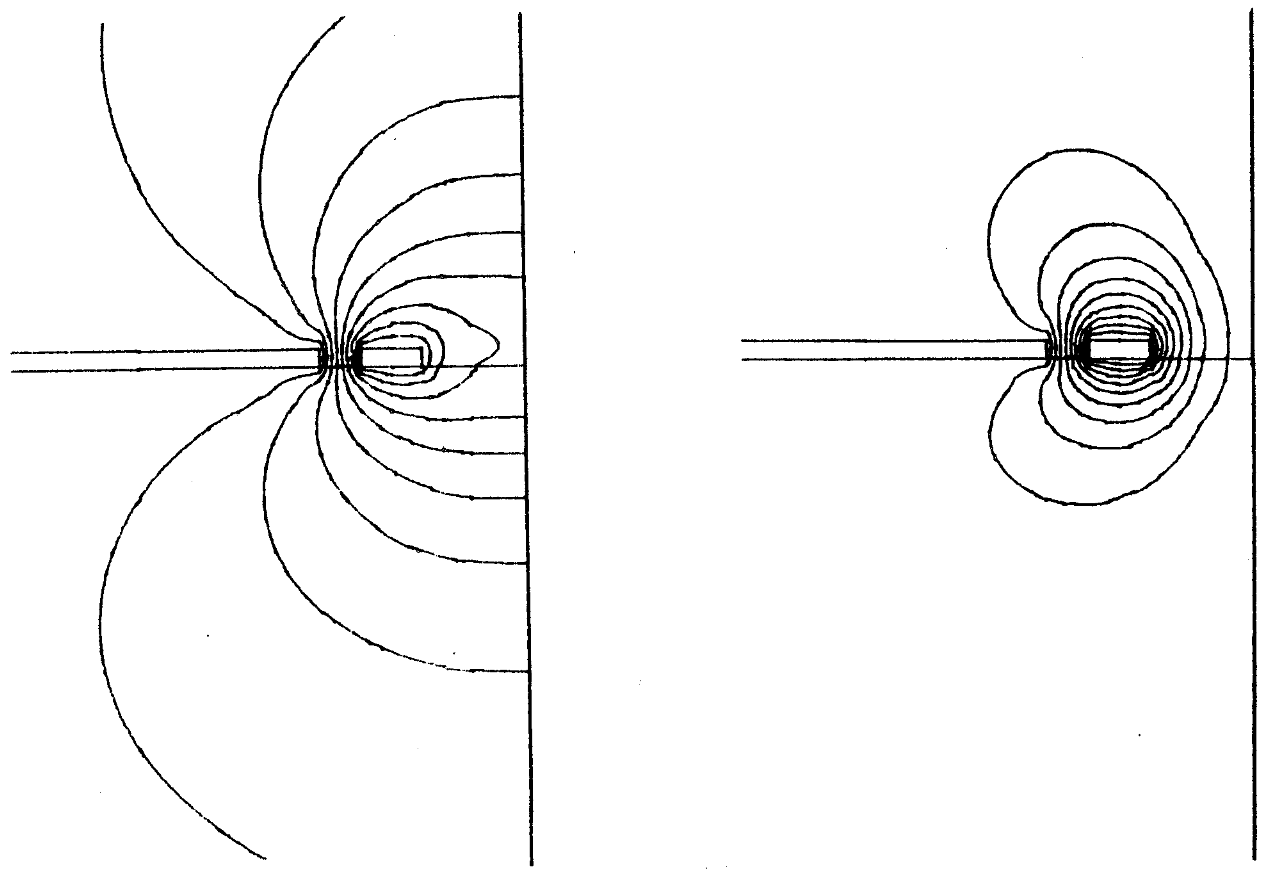
Désirant généraliser ce principe d'adaptation de phase des deux ondes, nous allons déterminer les paramètres [Sij] d'un méandre à deux lignes couplées, et en déduire le temps de propagation de groupe τ , entre les deux accès. La phase de l'onde microonde ayant alors un retard de $\phi = \omega.\tau$ de la sortie par rapport à l'entrée du méandre.

Les dimensions des lignes seront symétriques. Nous aurons deux calculs à effectuer par géométrie (mode pair et impair). Puisque l'on dispose d'un plan de symétrie, nous n'étudierons qu'une moitié du domaine (figure III-22) :

- mode impair : le plan de symétrie est un mur magnétique,
- mode pair : le plan de symétrie est un mur électrique.



- Figure III-22 -
Lignes coplanaires couplées : cotes



a) Mode pair (even mode)

b) Mode impair (odd mode)

- FIGURE III-23 -

Equipotentielles électriques des 2 modes se propageant sur 2lignes symétriques couplées

Nous donnons les équipotentielles des deux modes, pour $W1 = 10.\mu m$, $G1 = 7.\mu m$, $\tau = 3.\mu m$ et $d = 25.\mu m$:

figure III-23a : mode pair
figure III-23b : mode impair

Pour une ligne coplanaire seule (d infinie) :

$Zc = 35.16$ *ohms*
$\varepsilon eff = 14.91$

Sur la figure III-24, nous donnons les résultats obtenus pour des dimensions typiques d'une ligne microélectronique applicable à la modulation électrooptique. Nous retrouvons les caractéristiques d'une ligne coplanaire seule pour une distance entre les deux lignes d'au moins $300.\mu m$.

Le couplage définit par ([49]) :

$$k = \frac{Zoe - Zoo}{Zoe + Zoo} \qquad \text{(III-39)}$$

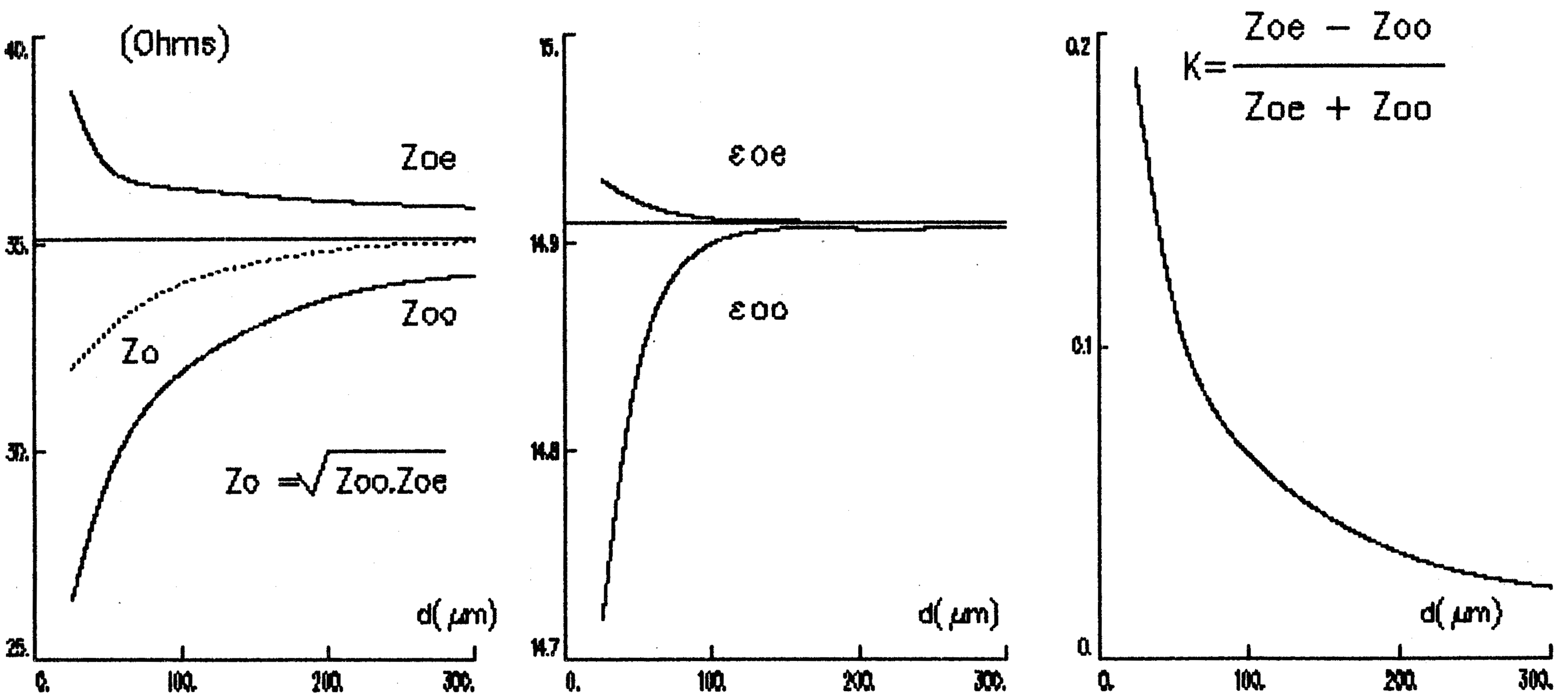
évolue peu en fonction de la distance de séparation des deux lignes ; cela s'explique facilement, puisqu'une grande partie de l'énergie est concentrée dans l'espacement le plus faible.

Zoe, Zoo, impédances des modes pair et impair, εoo et εoe, leurs permittivités effectives.

Si l'espacement G1 augmente, le coefficient de couplage augmente quelque peu (.189, .215) et l'on peut adapter l'impédance caractéristique du méandre (impédance des lignes couplées : $\sqrt{Zoo.Zoe}$ à celle des lignes d'accès.

CALCUL DES CARACTERISTIQUES DES LIGNES COUPLEES
PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

$W=10.\,\mu m \quad G1=7.\,\mu m \quad \tau=3.\,\mu m$



- FIGURE III-24 -

Par exemple :

$W1 = 10.\mu m$	$Zoo = 27.51$ ohms	
$G1 = 10.\mu m$	$\varepsilon oo = 15.30$	$\sqrt{Zoo.Zoe} = 34.21$ ohms
$\tau = 3.\mu m$	$Zoe = 42.55$ ohms	$k = .215$
$d = 25.\mu m$	$\varepsilon oe = 15.62$	

En utilisant la méthode des éléments finis, nous avons montré que pour une structure coplanaire couplée, symétrique, les constantes de propagation des modes pairs et impairs qui se propagent sont égales avec une erreur inférieure à 2 %. De plus, en jouant sur les dimensions, le système pourra être adapté.

Les paramètres [Sij] d'un méandre se déduisent du calcul des tensions et courants se propageant sur deux lignes couplées raccordées à une des extrémités par un tronçon de ligne, caractérisé par la matrice chaîne de longueur d, entre les accès (3) et (4) des deux lignes couplées (figure III-21) ([49], [50]) :

$$\begin{pmatrix} V3 \\ I3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\beta.d) & j.Zc.\sin(\beta.d) \\ j.\sin(\beta.d)/Zc & \cos(\beta.d) \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} V4 \\ I4 \end{pmatrix} \qquad (III\text{-}40)$$

Nous avons les relations simples :

$$\begin{cases} V0 = V1 + Zc.I1 \\ 0 = V2 + Zc.I2 \end{cases} \qquad (III\text{-}41)$$

avec :

$V1 = v1(y=0) \quad V2 = v2(y=0) \quad V3 = v1(y=H) \quad V4 = v2(y=H)$

$I1 = i1(y=0) \quad I2 = i2(y=0) \quad I3 = i1(y=H) \quad I4 = i2(y=H)$

Nous obtenons ainsi des solutions particulières des courants et des tensions, à partir de la théorie des modes propres ([48]). La structure est symétrique, et les modes qui s'y propagent sont les modes pair et impair.

Les paramètres [Sij] sont définis comme :

$$\begin{aligned} b1 &= S11.a1 + S12.a2 \\ b2 &= S21.a1 + S22.a2 \end{aligned} \qquad \text{(III-42)}$$

avec : $$ak = \frac{Vk + Zc \, . \, Ik}{\sqrt{Zc}}$$

et : $$bk = \frac{Vk - Zc \, . \, Ik}{\sqrt{Zc}} \qquad \text{pour } k = 1,2$$

Avec les hypothèses suivantes :

$$v2 + Zc \, . \, I2 = 0 \Longrightarrow a2 = 0 \quad \text{et} \quad b2 = 2.V2/\sqrt{Zc}$$

et $$V1 + Zc \, . \, I1 = V0 \Longrightarrow a1 = V0/\sqrt{Zc} \quad \text{et} \quad b1 = (2.V1-V0)/\sqrt{Zc}$$

Nous déduisons :

$$\boxed{S11 = 2(V1/V0) - 1} \qquad \text{(III-43a)}$$

et : $$\boxed{S21 = 2(V2/V0)} \qquad \text{(III-43b)}$$

En posant : $F = \cos(\beta.d) + j.\sin(\beta.d)$, nous déduisons les paramètres [Sij] :

$$S11 = \frac{(F+1)-j.(Zoe/Zc).(F-1).tg(\beta oe.H)}{2+j.[(Zoe/Zc).(1-F)+(Zc/Zoe).(1+F)].tg(\beta oe.H)}$$

$$+ \frac{j.(Zoo/Zc).(F+1).tg(\beta oo.H)+(1-F)}{2+j.[(Zoo/Zc).(1+F)+(Zc/Zoo).(1-F).tg(\beta oo.H)} - 1 \qquad \text{(III-44a)}$$

$$S21 = \frac{(F+1)-j.(Zoe/Zc).(F-1).tg(\beta oe.H)}{2+j.[(Zoe/Zc).(1-F)+(Zc/Zoe).(1+F)].tg(\beta oe.H)}$$

$$- \frac{(1-F).[j.(Zc/Zoo).(F-1)/tg(\beta oo.H)]}{2+j.[(Zoo/Zc).(1+F)+(Zc/Zoo).(1-F)].tg(\beta oo.H)} \qquad \text{(III-44b)}$$

Compte tenu des dimensions des lignes utilisées pour la modulation, (largeur W et espacement G1), en simulant un système à deux lignes couplées par la méthode des éléments finis, nous obtenons :

$$Zc = Zoo = Zoe$$
$$\beta o = \beta oo = \beta oe$$

et donc $|S11| = 0$
$|S21| = 1$

pour des distances séparant les deux lignes supérieures à 300 µm, sur $LiNbO_3$.

Ainsi, il n'y aura couplage entre les lignes que pour de faibles valeurs de d.

<u>1ère simplification</u>

Pour d = .1 mm, nous avons obtenu : k=.065 $\varepsilon eff=15$ et, à f = 10 GHz nous aurons :

$$\cos(\beta.d) = .996$$
$$\sin(\beta.d) = .087$$

Nous pourrons donc approximer F = 1.

2ème simplification

Pour deux lignes couplées sur LiNb03, ayant des dimensions typiques, les vitesses des deux modes qui se propagent sur ces lignes, sont égales à 2 % près. Le calcul des paramètres [Sij] d'un méandre peut donc être mené en supposant le milieu homogène.

soit : $$\beta oo = \beta oe = \beta m$$

Ainsi :

$$S11 = \frac{1-1/(zoo.zoe)}{\left(1 - \frac{1}{zoo.tg(\beta m.H)}\right).\left(1 + \frac{j.tg(\beta m.H)}{zoe}\right)} \qquad \text{(III-45a)}$$

$$S21 = \frac{(1/zoo)+tg(\beta m.H)/zoe}{\left((1/zoo) + \frac{J}{tg(\beta m.H)}\right).\left(1 + \frac{j.tg(\beta m.H)}{zoe}\right)} \qquad \text{(III-45b)}$$

où : $zoo = Zoo/Zc$ *et* $zoe = Zoe/Zc$

sont les impédances normalisées à l'impédance caractéristique des lignes d'accès.

Le temps de propagation de groupe entre les accès (1) et (2) est donné par :

$$\tau = -\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \quad \text{où } \phi = arg(S21) \qquad \text{(III-46)}$$

Soit dans le cas présent :

$$\tau = \left\{ \frac{zoo}{1 + Zoo \, . \, tg(\beta \, m.H)} + \frac{zoe}{zoe + tg(\beta \, m.H)} \right\} . \{ 1+tg(\beta \, m.H) \} \, .\beta \, m.H/\omega$$

Dans le cas de l'adaptation (zoo=1/zoe), et en introduisant le coefficient de couplage k :

$$S11 = 0$$

$$\boxed{\tau = \frac{2.\sqrt{1-k^2}}{1 + k.\cos(2.\,\beta m.H)} \, . \beta \, m.H/\omega} \qquad \text{(III-47)}$$

La connaissance des caractéristiques des deux modes se propageant sur ces deux lignes couplées, pour des dimensions données déterminera théoriquement les paramètres [Sij] d'un méandre et son temps de propagation de groupe (grandeur caractéristique à connaître dans le calcul de la bande passante d'un modulateur utilisant des lignes à méandres).

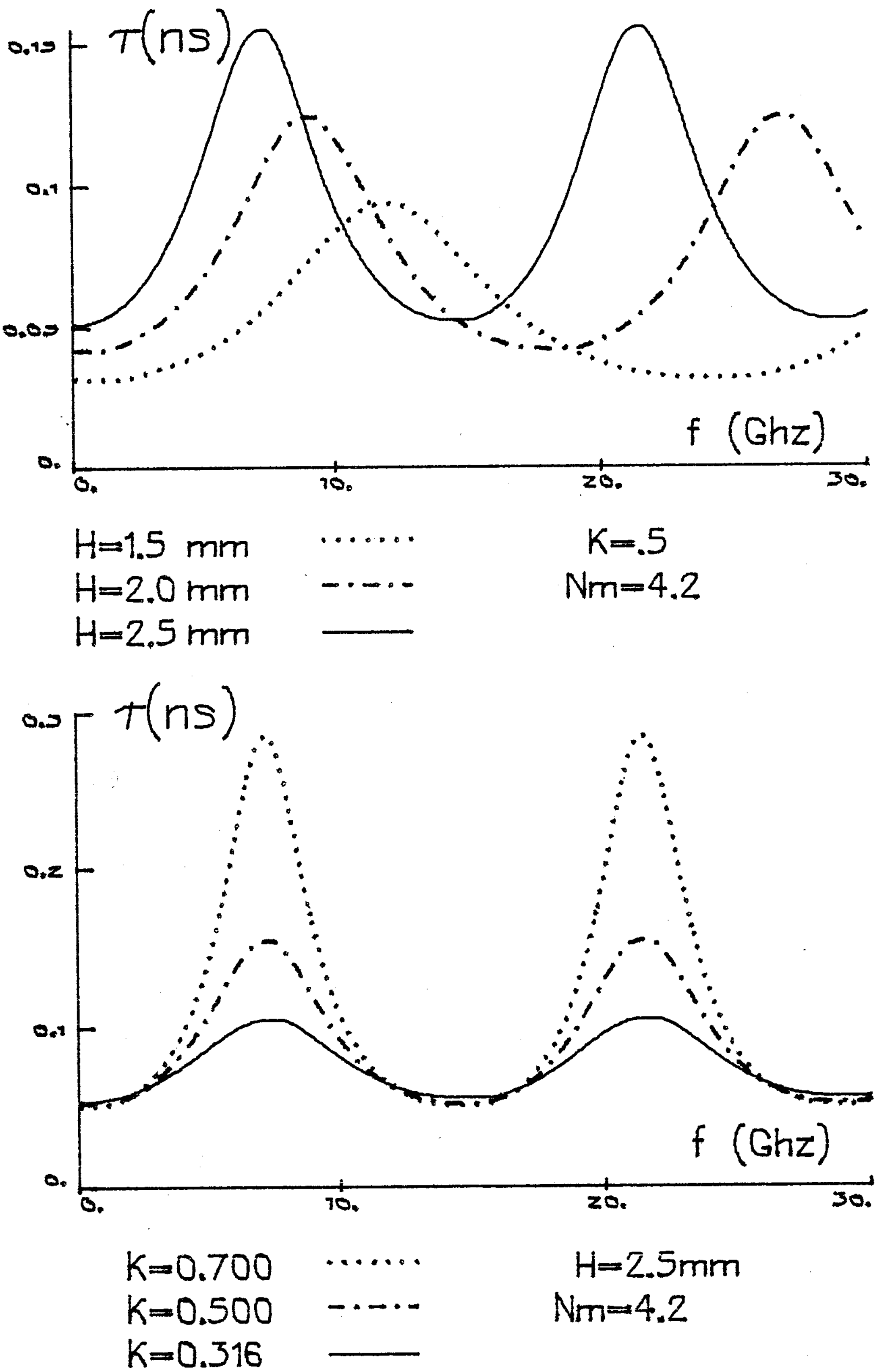
Pour une structure adaptée, la figure III-25 montre la dépendance du temps de propagation de groupe, en fonction de ses différents paramètres, pour un méandre adapté. Nm représente l'indice de propagation de l'onde microonde, et correspond à la racine de la permittivité effective.

Pour une caractéristique donnée, τ est périodique en fonction de la fréquence.

III-4 <u>Influence des caractéristiques des lignes microélectroniques sur la modulation par effet électrooptique</u>

L'effet électrooptique se caractérise par la variation de l'indice de propagation de l'onde optique, lorsqu'un champ électrique est appliqué.

$$\Delta \, nij = -(nij^3/2).V. \sum_{k=1}^{3} rjk \; \Gamma k \qquad \text{(III-48)}$$



- FIGURE III-25 -

Temps de propagation de groupe

où Γk est la fonction de recouvrement des champs électriques des deux ondes :

$$\Gamma k = \frac{1}{V} \frac{\iint Eak \, |Eok|^2 \, ds}{\iint |Eok|^2 \, ds}$$

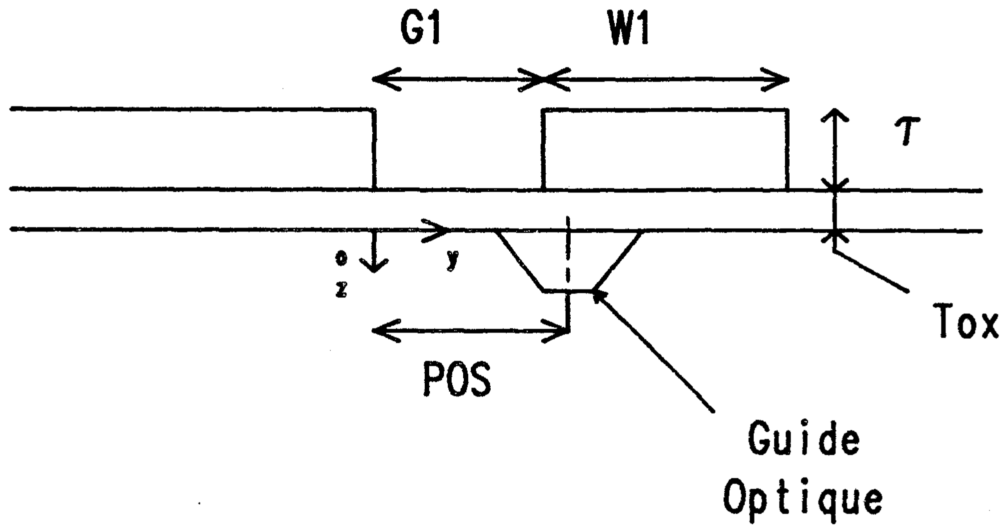
Ea est le champ électrique créé par le potentiel V appliqué entre l'électrode et le plan de masse, et Eo le champ électrique de l'onde optique. k représente l'axe considéré.

La tension appliquée, nécessaire pour avoir une variation de phase de Π après avoir parcouru une longueur L, dans le cas d'un modulateur interférométrique, s'écrit :

$$V = \frac{\Pi}{2.nij^3.L. \sum_{k=1}^{3} rjk.\, \Gamma k}$$

Pour minimiser la tension de commande d'un modulateur électro-optique sur LiNb03, les guides optiques seront choisis monomodes TM. Les trois composantes du champ électrique sont non nulles suivant chaque axe. Cependant, le champ électrique appliqué suivant l'axe de propagation ($\vec{ox}$) est nul dans l'approximation Quasi-TEM. Le coefficient électrooptique suivant l'axe oy, est généralement négligé.

Au chapitre II-A, nous avons calculé les champs des modes TE et TM de l'onde optique, et nous connaissons maintenant celui appliqué par l'intermédiaire du potentiel. En fonction de la position du centre du ruban de titane, par rapport à la ligne microélectronique, la fonction de recouvrement passe par deux extrémas. Ces extrémas n'ayant pas le même signe (suivant le signe du champ électrique), ils permettent d'avoir sur deux guides optiques, une variation de constante de propagation en opposition de signe.



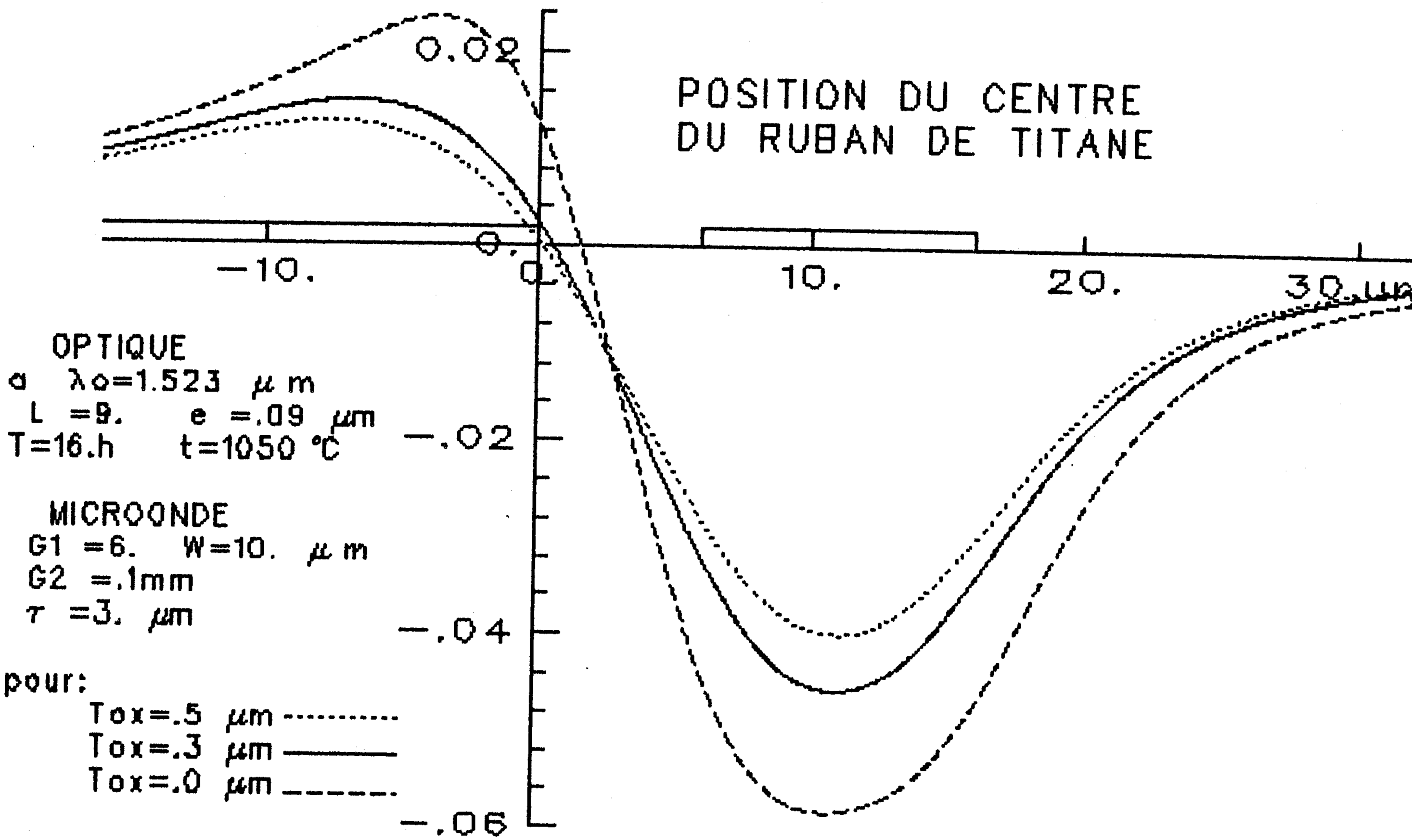
- Figure III-26 -

Définition de la position du guide optique sous la ligne de propagation

Suivant les caractéristiques géométriques de la ligne, cette fonction n'aura pas les mêmes amplitudes.

Suivant la position du centre du guide par rapport au plan de masse le plus proche de la ligne, et pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche de silice (notée tox), nous donnons sur la figure III-27 l'efficacité de modulation Γz. Nous voyons très bien les deux extrémas, et nous remarquons aussi, que cette fonction décroit quand l'épaisseur de la couche tampon croit.

Une forte épaisseur de la coucle nous permettrait d'adapter la ligne 50 Ohms. Cependant, ce serait au détriment de la tension de commande du modulateur, puisqu'alors la fonction de recouvrement diminue.



- *FIGURE III-27* -

INTEGRALE DE RECOUVREMENT FCT(Tox)

Sur la figure III-28a, nous donnons les fonctions Γ y et Γ z, pour différents espacements entre les rubans métalliques de la ligne de transmission. Une propriété remarquable concerne la moyenne des deux extrémas, qui varie peu en fonction de l'espacement entre les électrodes G1 (figure III-28b). De plus, la distance entre les deux extrémas est quasiment linéaire pour Γ z, et quasiment constante pour Γ y, en fonction de l'espacement G1 (figure III-28c).

III-5 Technologie de fabrication, mesures

Nous allons vérifier expérimentalement les caractéristiques de propagation des lignes coplanaires sur LiNbO3.

Après avoir donné la technologie de fabrication utilisée, et le principe de connexion retenu, nous donnerons les différentes mesures effectuées. Nous comparerons ensuite les pertes de propagation calculées, avec les pertes d'insertion des lignes connectées.

Dans la bande de fréquence des paramètres S des lignes mesurées, de nombreux pics de transmissions apparaissent. Après les avoir analysés, nous donnons une méthode simple permettant de les prévoir, puis de les éliminer.

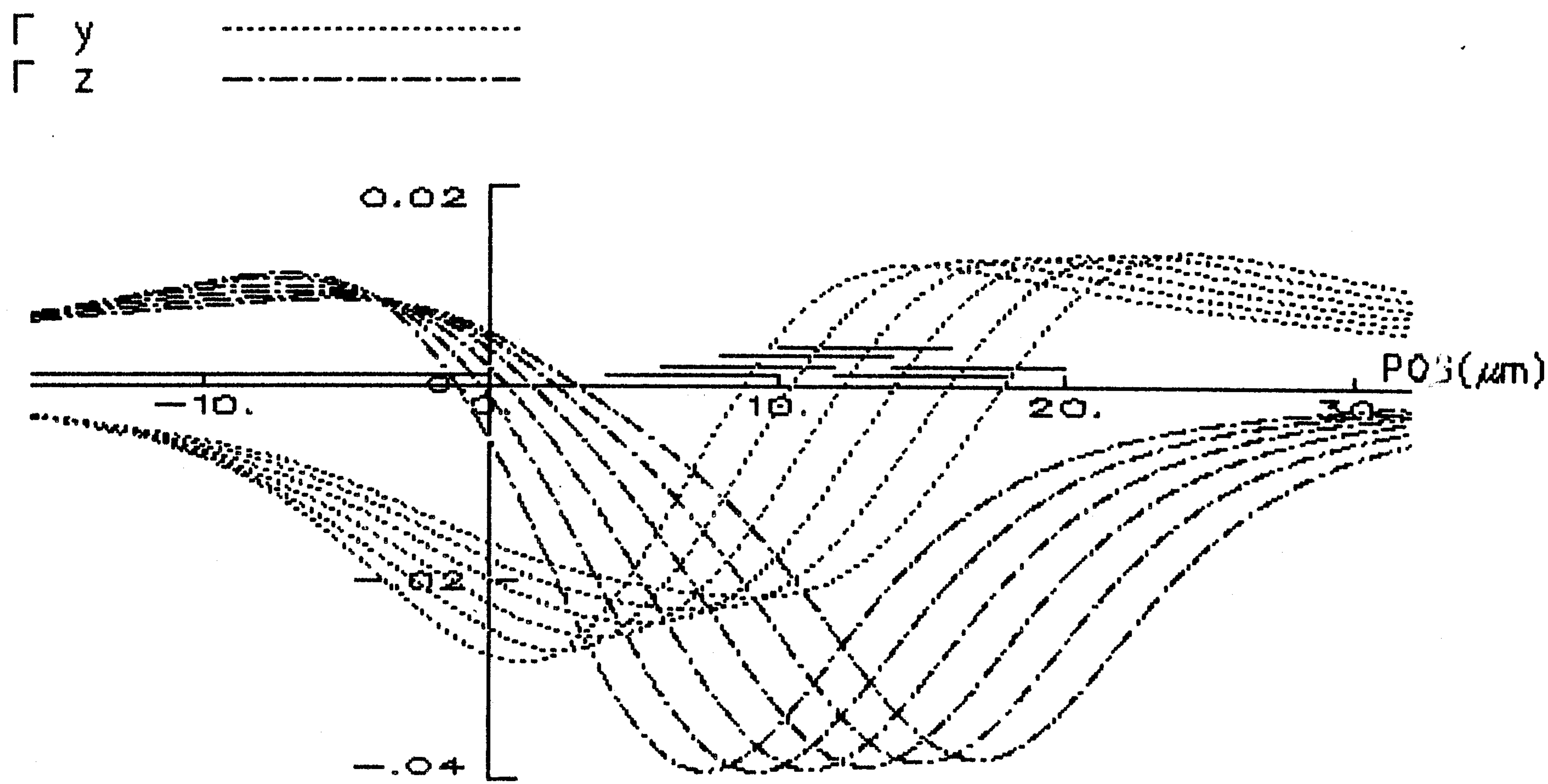
III-5a - Technologie de Fabrication des Lignes

Bien que l'épaisseur de métallisation soit grande par rapport aux largeurs et espacements des lignes à réaliser, nous avons choisi une réalisation directe des électrodes. Les lignes ont donc été réalisées sans recharge par électrolyse, méthode qui nécessiterait un nouveau réalignement du masque.

Pour cela, nous avons donc étalonné les attaques chimiques des différentes métallisations (électrodes en or, puis celle de la sous-couche d'accrochage en titane ou en Nickel-Chrome) pour minimiser la sous-gravure. Celle-ci est en règle générale estimée de l'ordre de l'épaisseur de métallisation sur une

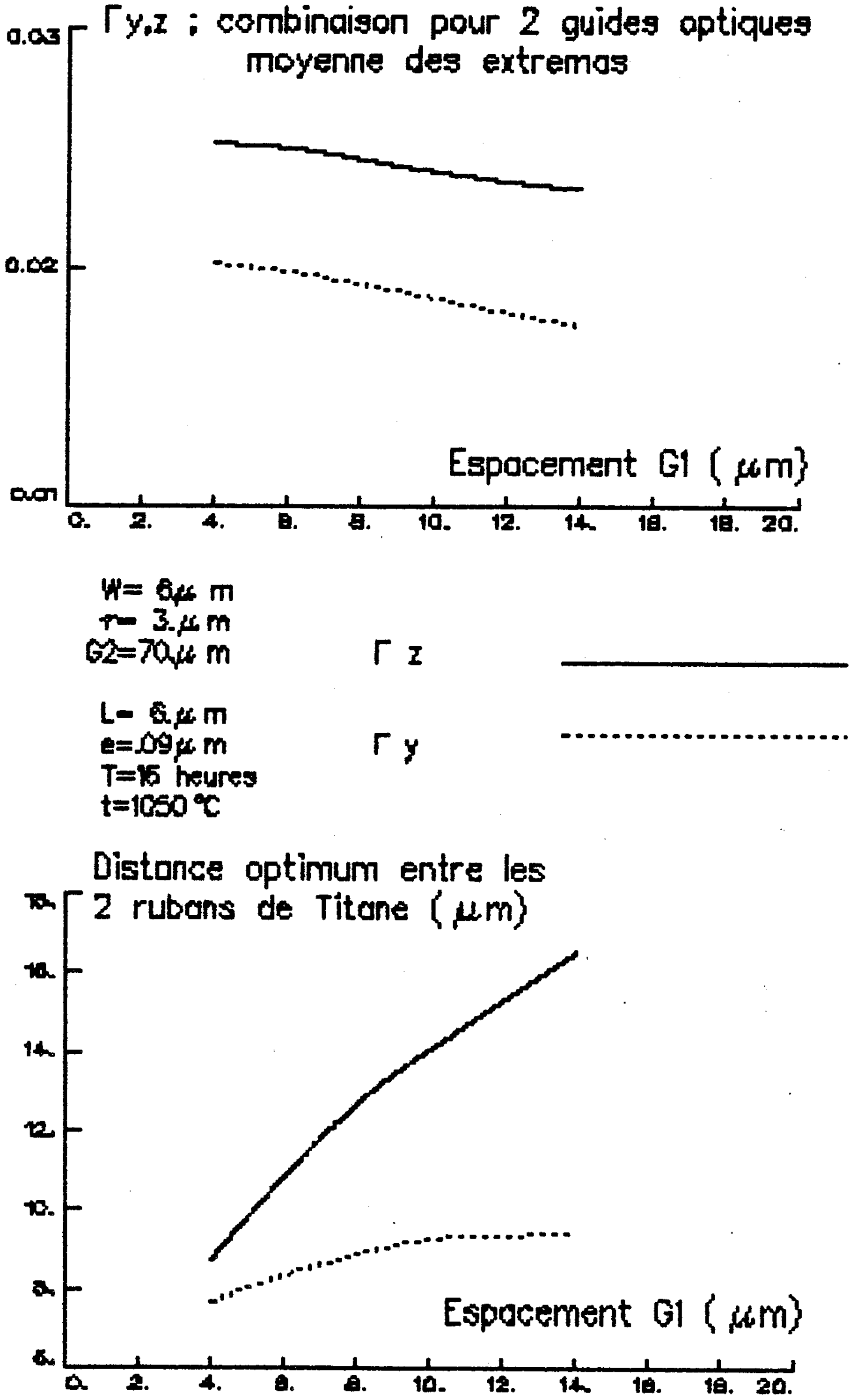
W=6. µm τ=3. µm G2=70.µ m L=6. µm e=.09 µm

G1=4, 6, 8, 10, 12 et 14 µm T=16.heures t=1050 °C



- *FIGURE III-28a* -

INTEGRALE DE RECOUVREMENT Fct (G1)

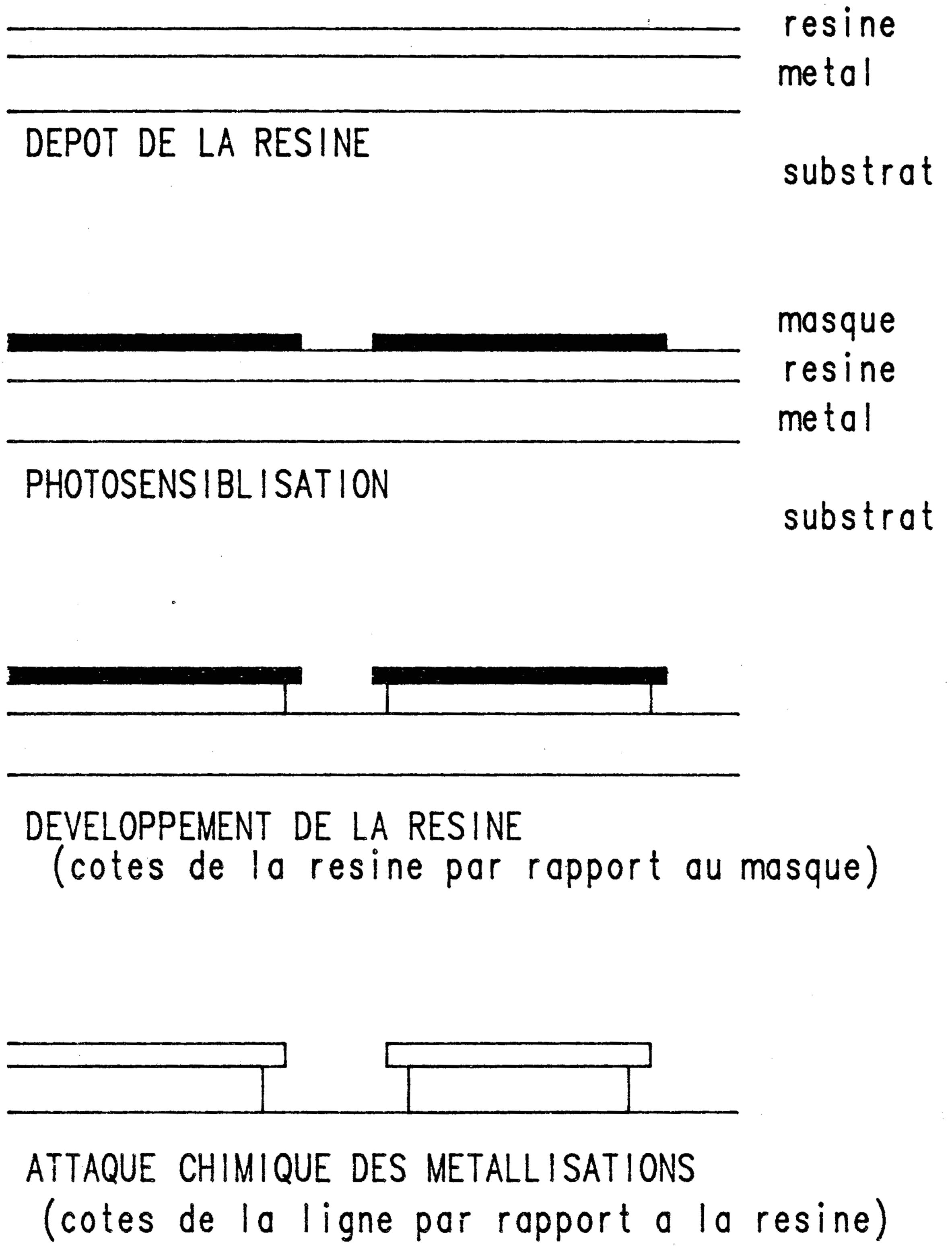


b)

c)

- FIGURE III-28 -

Intégrale de recouvrement



- FIGURE III-29 -

TECHNOLOGIE DE FABRICATION

largeur de ligne ([55]). En fait, nous l'avons minimisée à une fois et demi cette épaisseur de métallisation, sans compromettre la qualité du dépouillement, notamment au niveau de l'espacement le plus faible.

Les différents masques réalisés tiennent compte de la sous-gravure.

III-5b - Réalisations, mesures

L'onde se propageant sur les lignes microélectroniques est de type Quasi-TEM. Nous avons donc retenu une connexion de type classique à l'aide d'un connecteur RIM-SMA, puisque le mode fondamental d'un câble coaxial est un mode TEM.

Au niveau de la connexion, les espacements des lignes coplanaires seront portés, quelle que soit la largeur de la ligne, à une dimension telle que le plan de masse ne coupe pas les lignes de champs en sortie du connecteur.

Nous avons utilisé un connecteur RADIAL R125484, dont le diamètre du diélectrique est de 2.16 mm. Pour connecter ces lignes, nous utiliserons ces connecteurs classiques dont l'âme sera bisotée de telle sorte que sa largeur en bout d'âme soit plus petite que la largeur de la ligne (photo III-1,2). A l'origine, l'âme du connecteur avait pour dimension 250 µm.

Afin de pouvoir coller les fibres amorces du modulateur, nous ne devrons pas obstruer les zones de ces connexions optiques. Aussi, le schéma type des lignes réalisées est-il celui de la figure III-30.

Sur les photos qui suivent, nous donnons la qualité de la réalisation suivant les différentes étapes des réalisations :

* qualité du dépôt et du dépouillement de la résine : Photo III-3
* effet de la sous gravure après l'attaque chimique : Photo III-4
* vérification des attaques au niveau de la ligne de modulation : Photo III-5,6
* définition géométrique des discontinuités et d'un méandre : Photo III-7

Le boitier test est un ensemble de pièces mobiles, permettant une bonne approche de la connexion. Cette dernière est déterminée en mesurant la résistance statique de la ligne connectée. Ceci nous permet d'éviter de détériorer le substrat par des contraintes mécaniques trop élevées.

Sur les figures suivantes, nous présentons la mesure des paramètres [S] de l'ensemble connecté, comprenant le boitier et différentes lignes réalisées avec une épaisseur de métallisation de 2.4 à 3.µm.

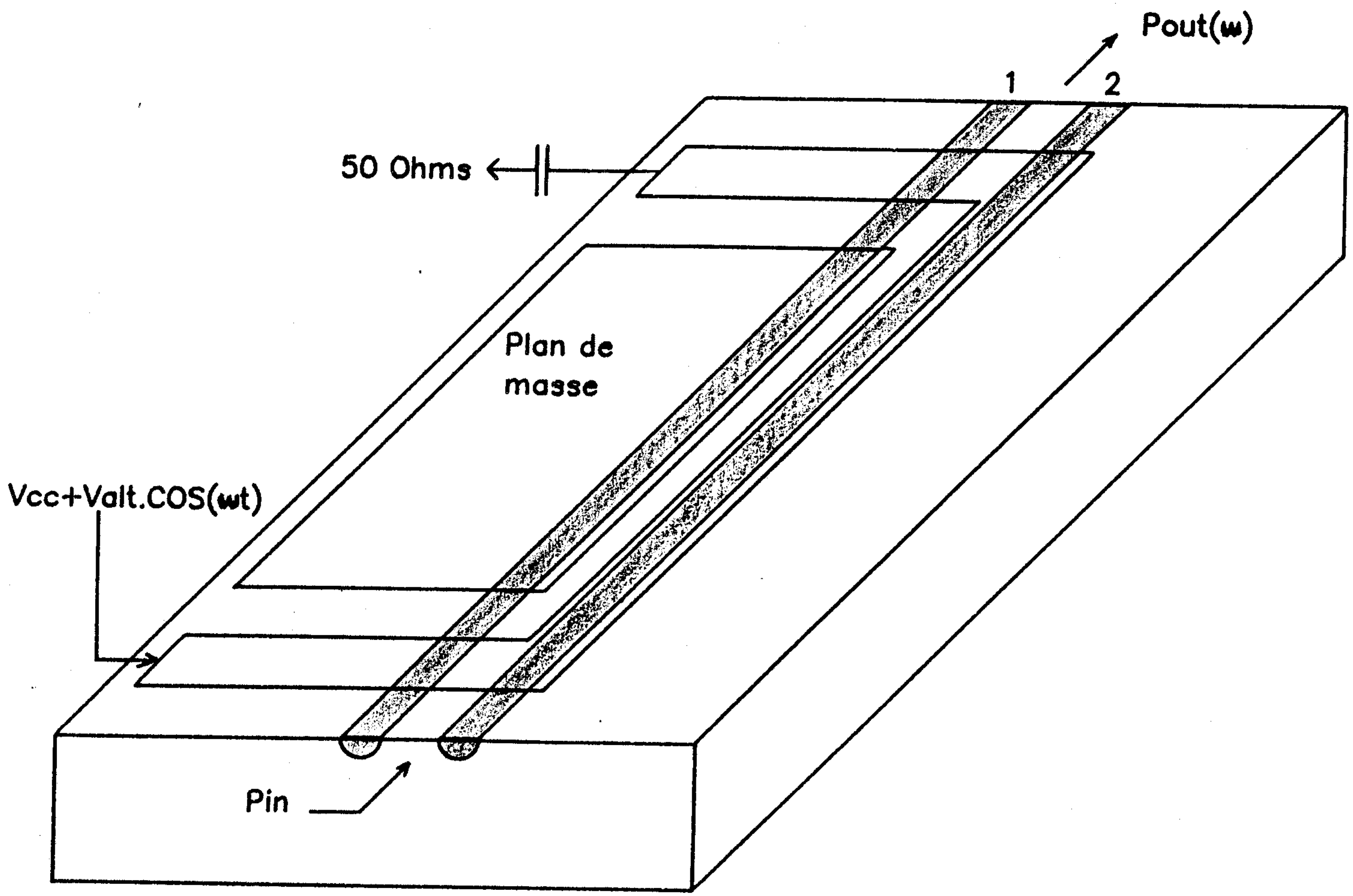
La première ligne présentée est une ligne uniforme à deux électrodes (figure III-32). Elle a une largeur finale de 57.µm et un espacement de 204 µm, sur une longueur de 15 mm.

La seconde ligne (figure III-33) à deux électrodes, a des connexions de même dimension que la ligne précédente, et a pour dimensions :

$$W = 6\ \mu m$$
$$G1 = 10\ \mu m$$

La longueur de la ligne de propagation est alors de 14 mm.

La troisième ligne (figure III-34) avait les mêmes dimensions que la précédente mais comprenant deux méandres non couplés (figure III-31c). La longueur de la ligne est alors de 16 mm.



- FIGURE III-30 -

Schéma typique d'un modulateur à ondes progressives

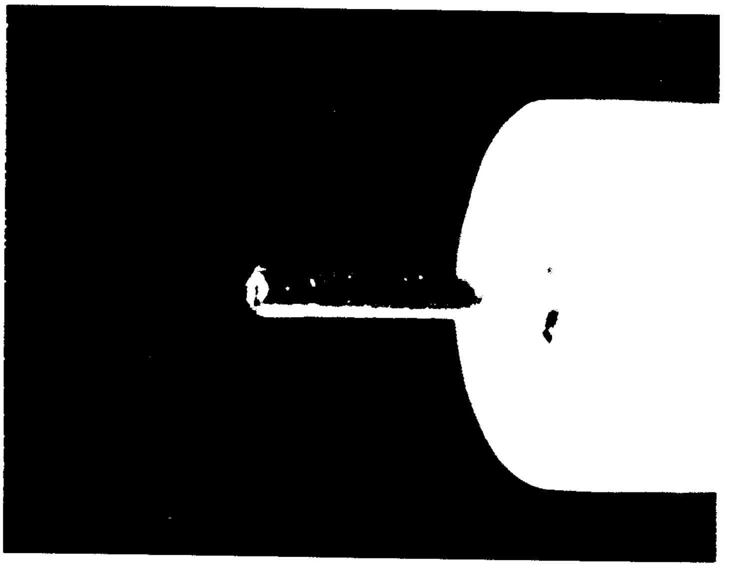


PHOTO III-1
Connecteur Radial R125484

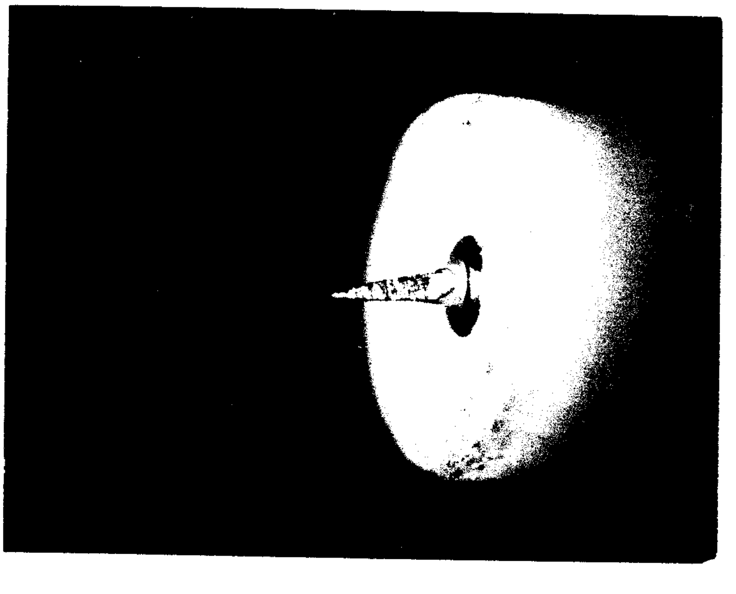


PHOTO III-2
Connecteur Radial R125484 bisoté

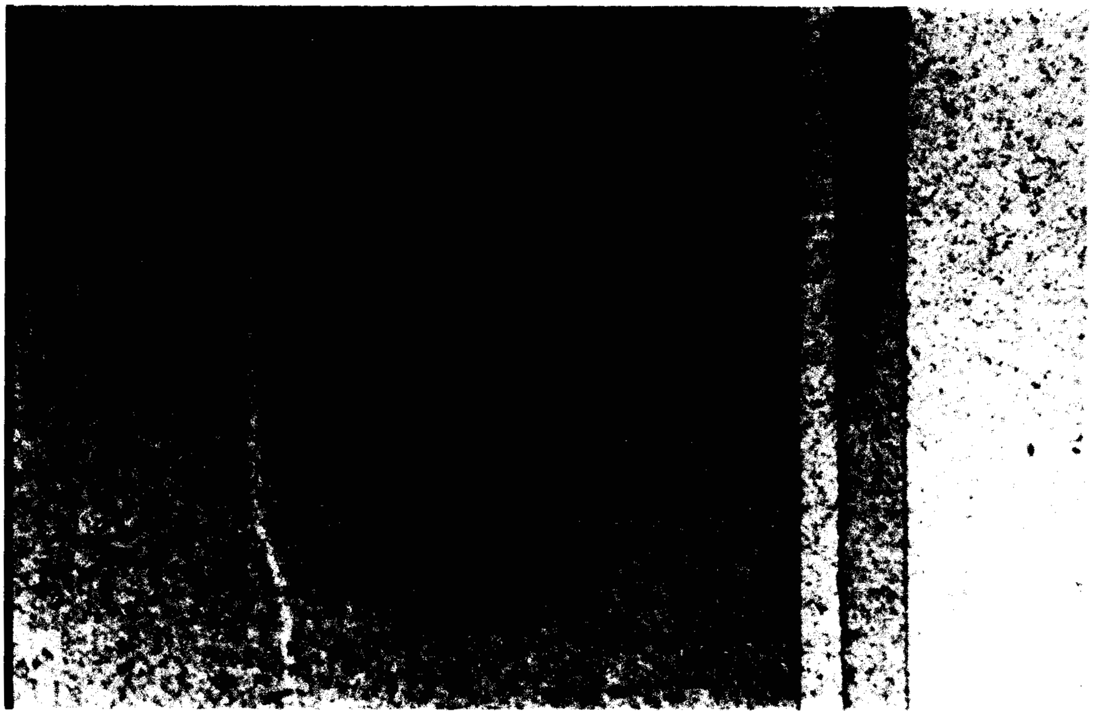


PHOTO III-3

Qualité de la résine (agrandissement : 400)

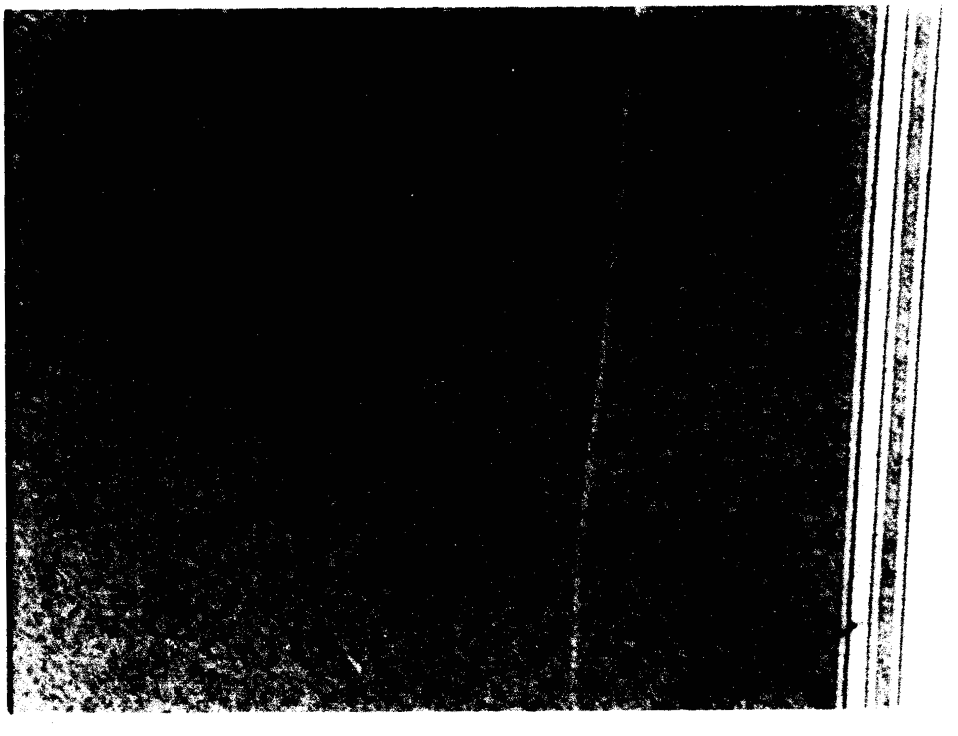


PHOTO III-4

Effet de sous-gravure (agrandissement : 200)

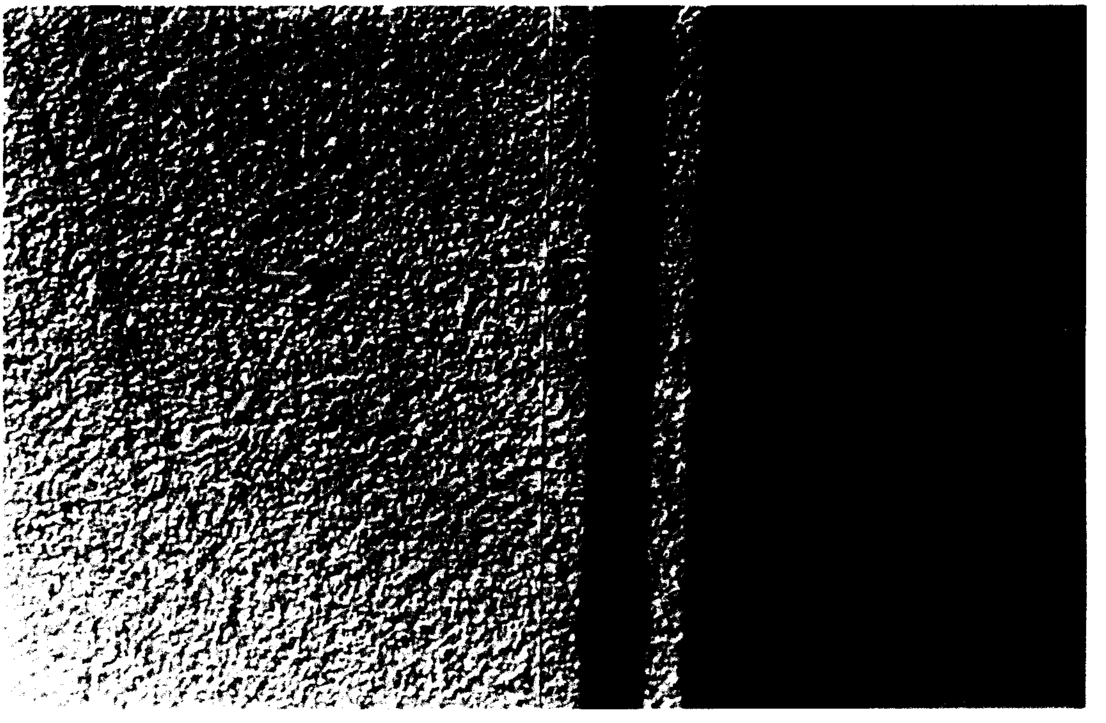


PHOTO III-5

Qualité de l'attaque chimique (agrandissement : 400)

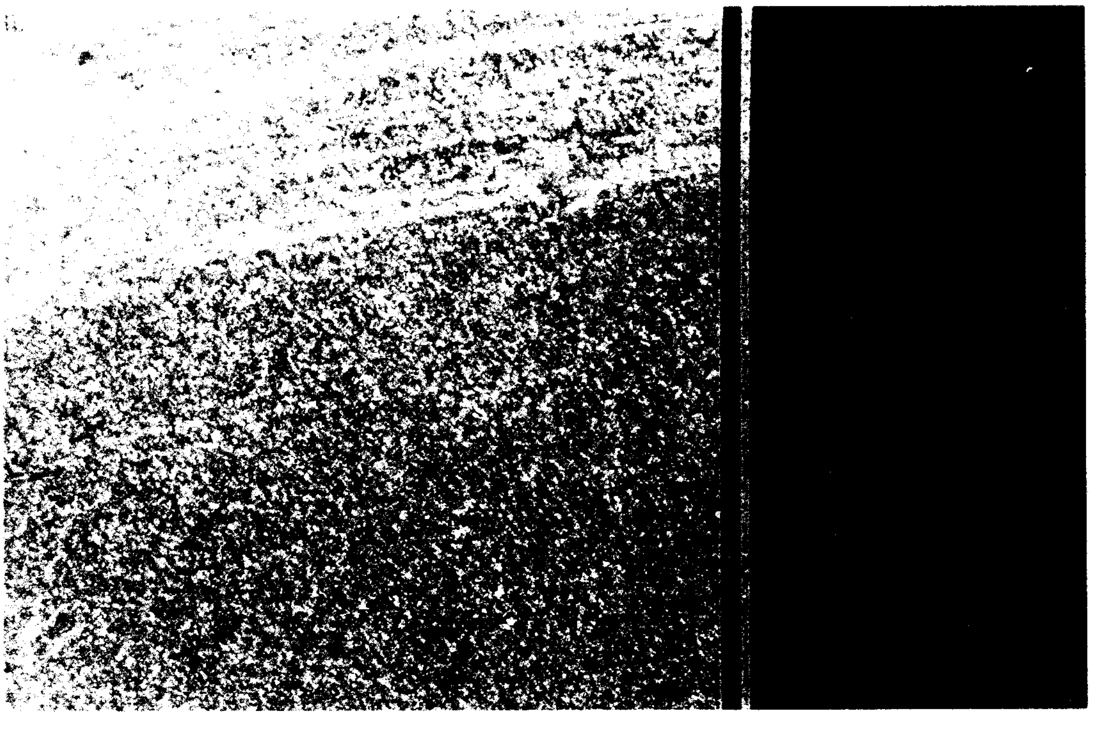


PHOTO III-6

Uniformité de l'attaque chimique (agrandissement : 200)

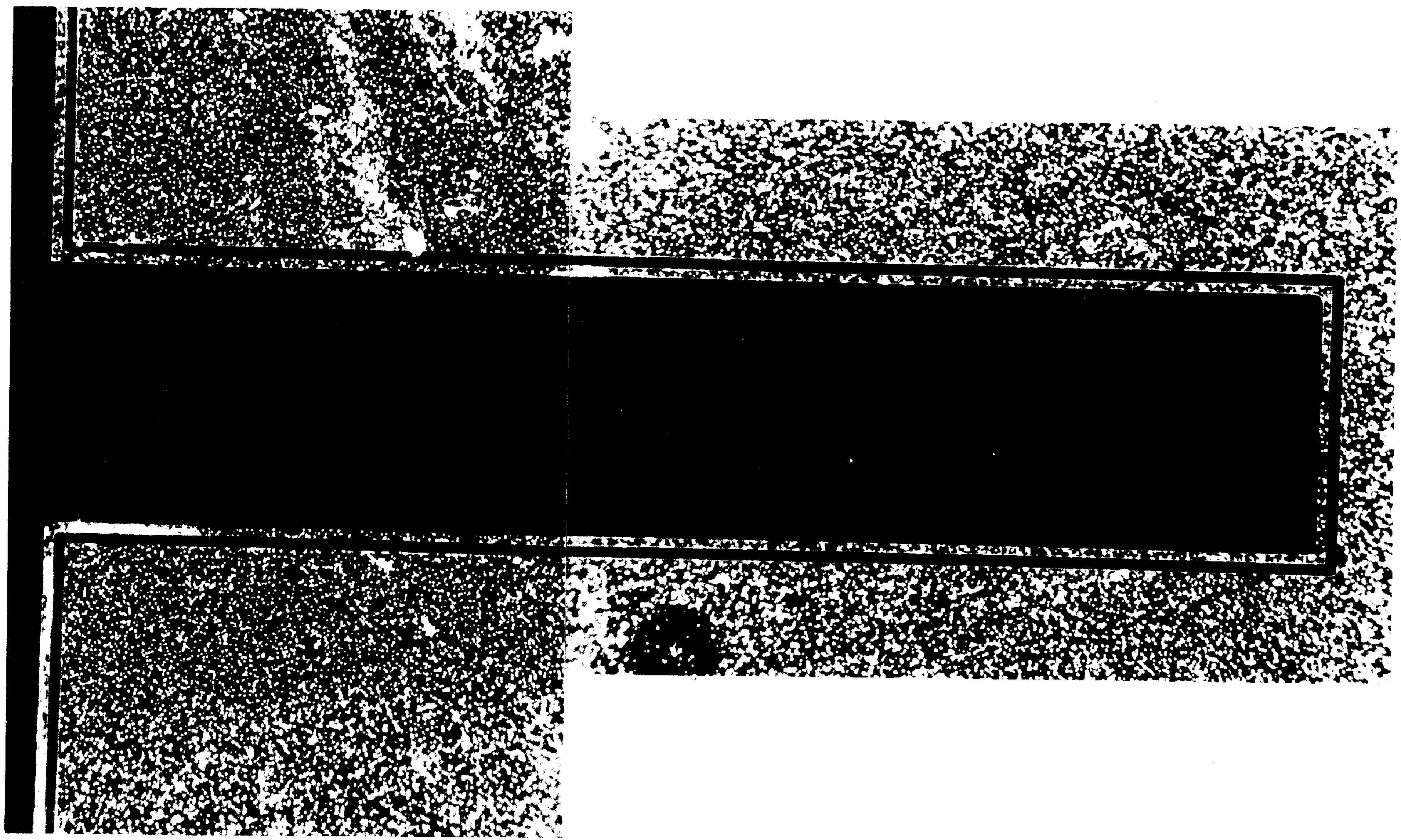
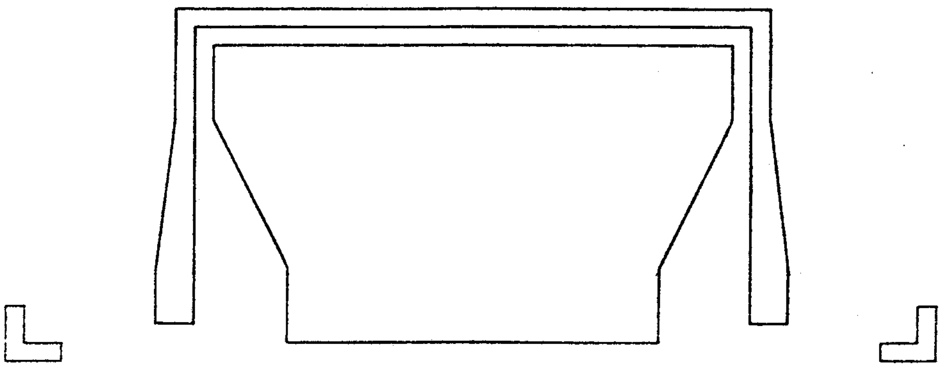


PHOTO III-7

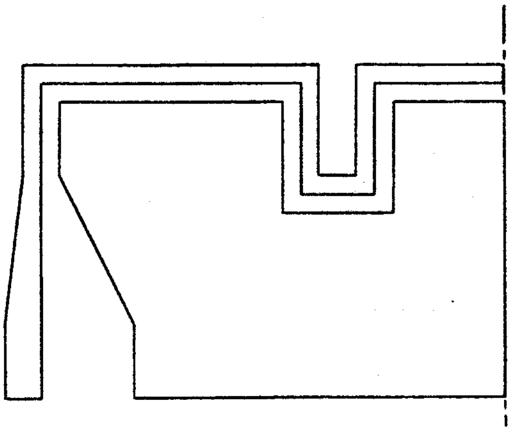
Définition d'un méandre (agrandissement : 200)

- FIGURE III-31 -

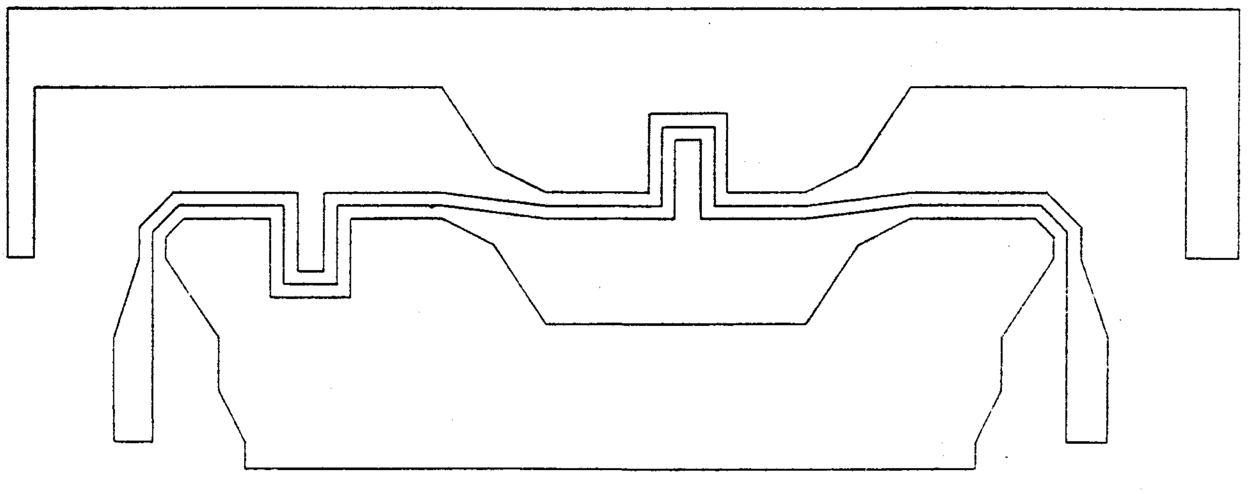
Lignes coplanaires asymétriques réalisées



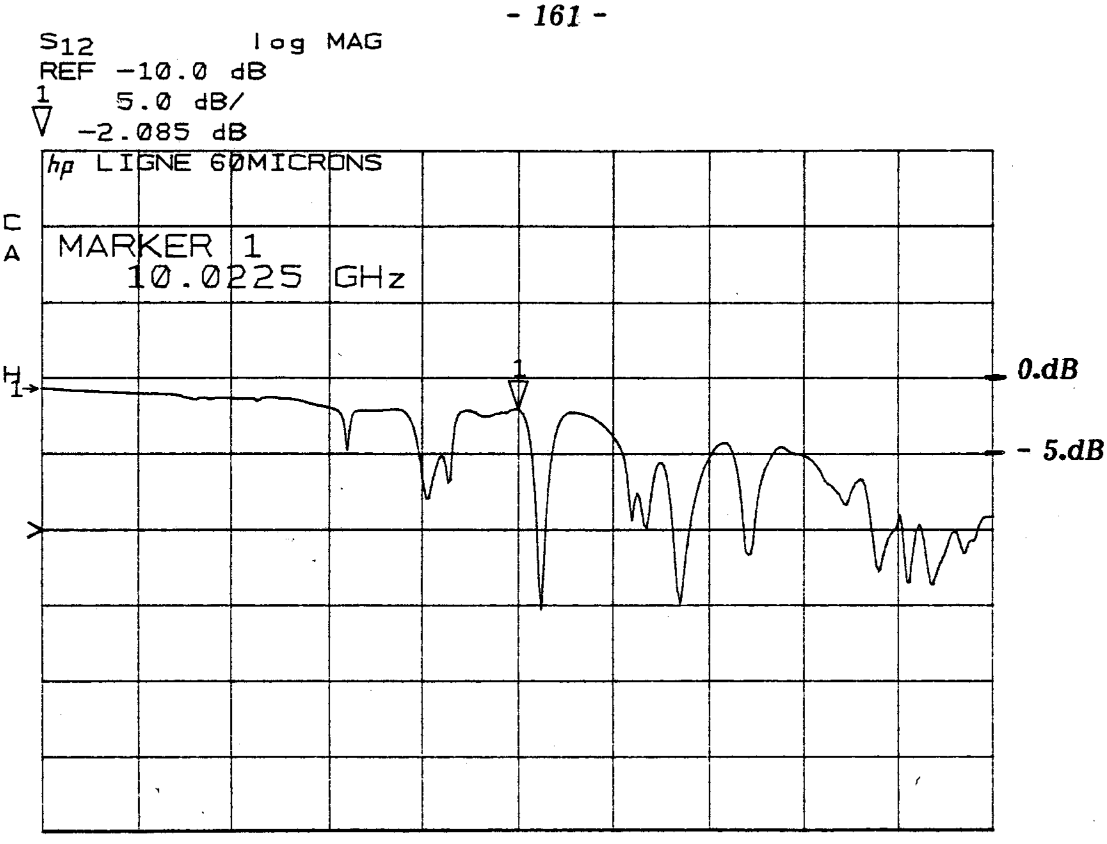
a) ligne uniforme à 2 électrodes

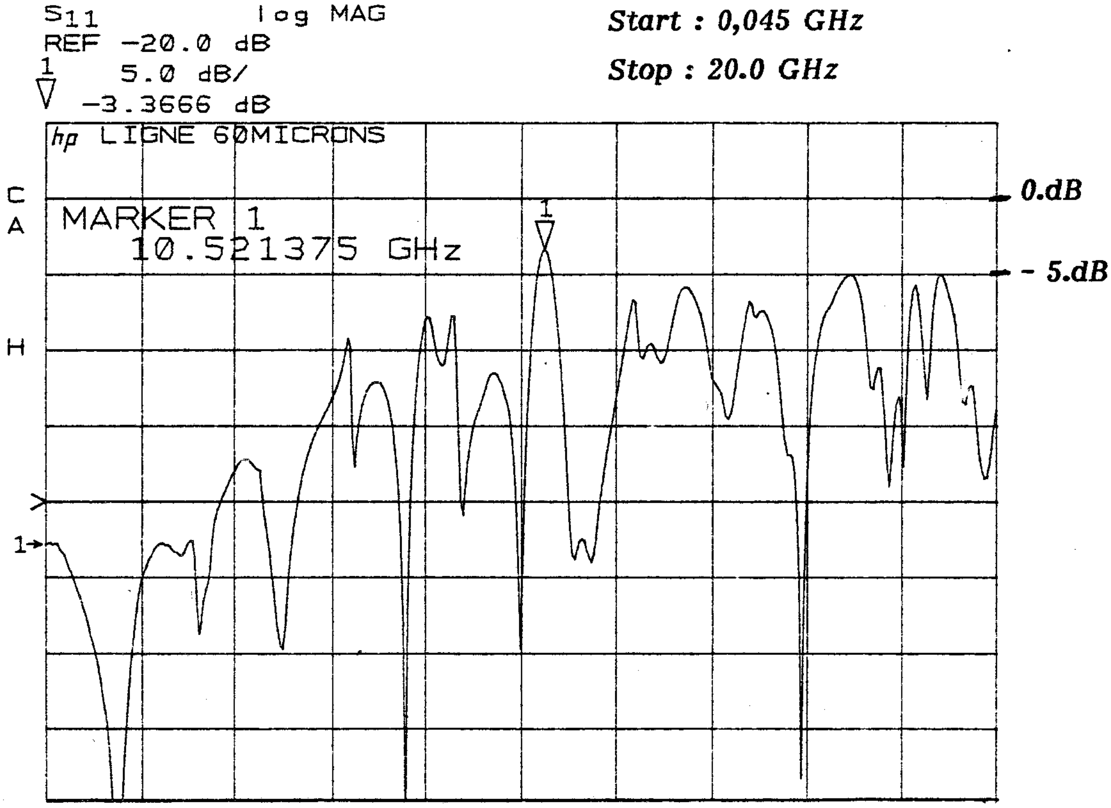


b) ligne à 2 électrodes et 2 méandres



c) ligne à 3 électrodes et 2 méandres





Start : 0,045 GHz

Stop : 20.0 GHz

W = 60.µm

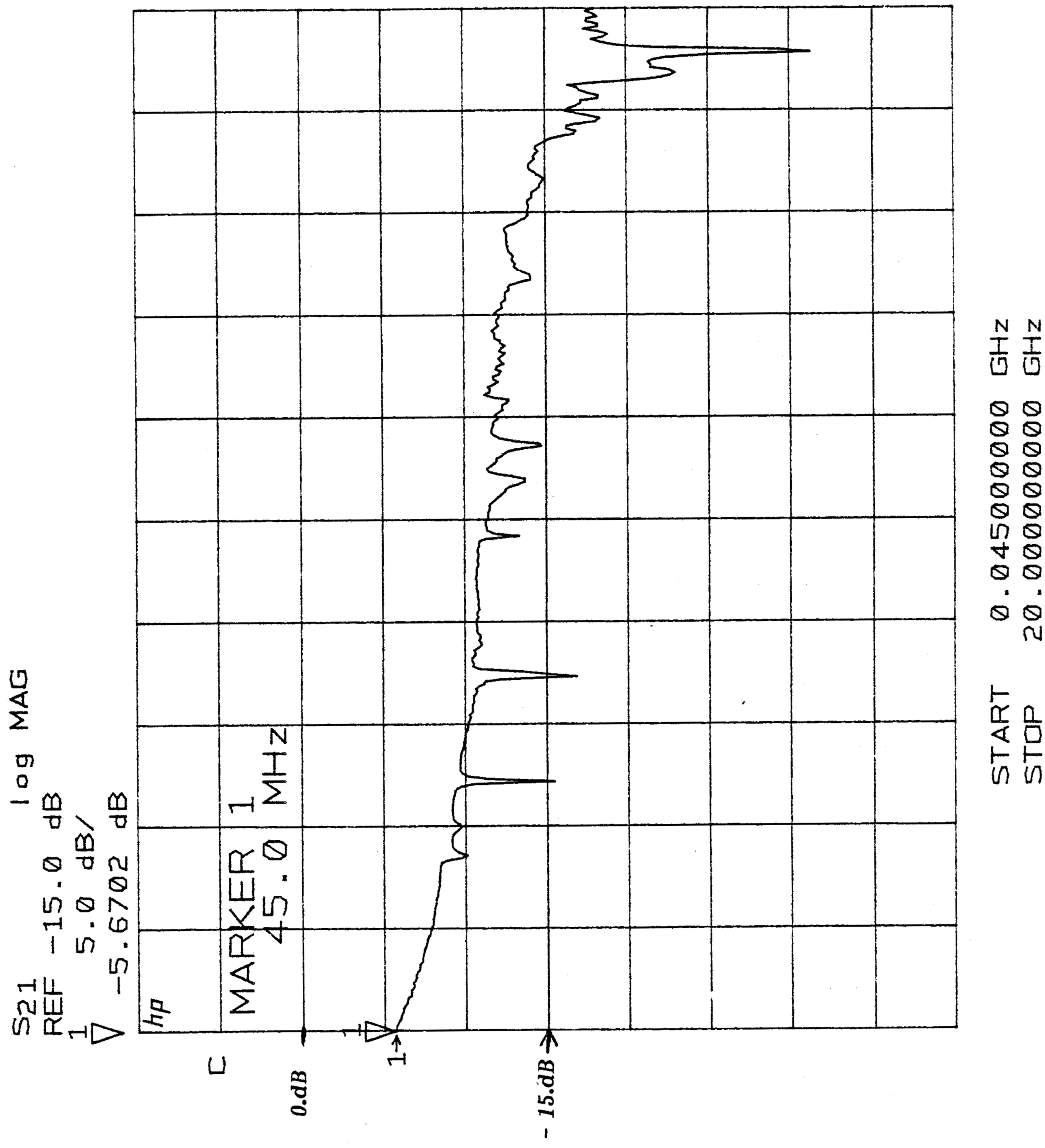
G1 = 200.µm *Lt = 15. mm*

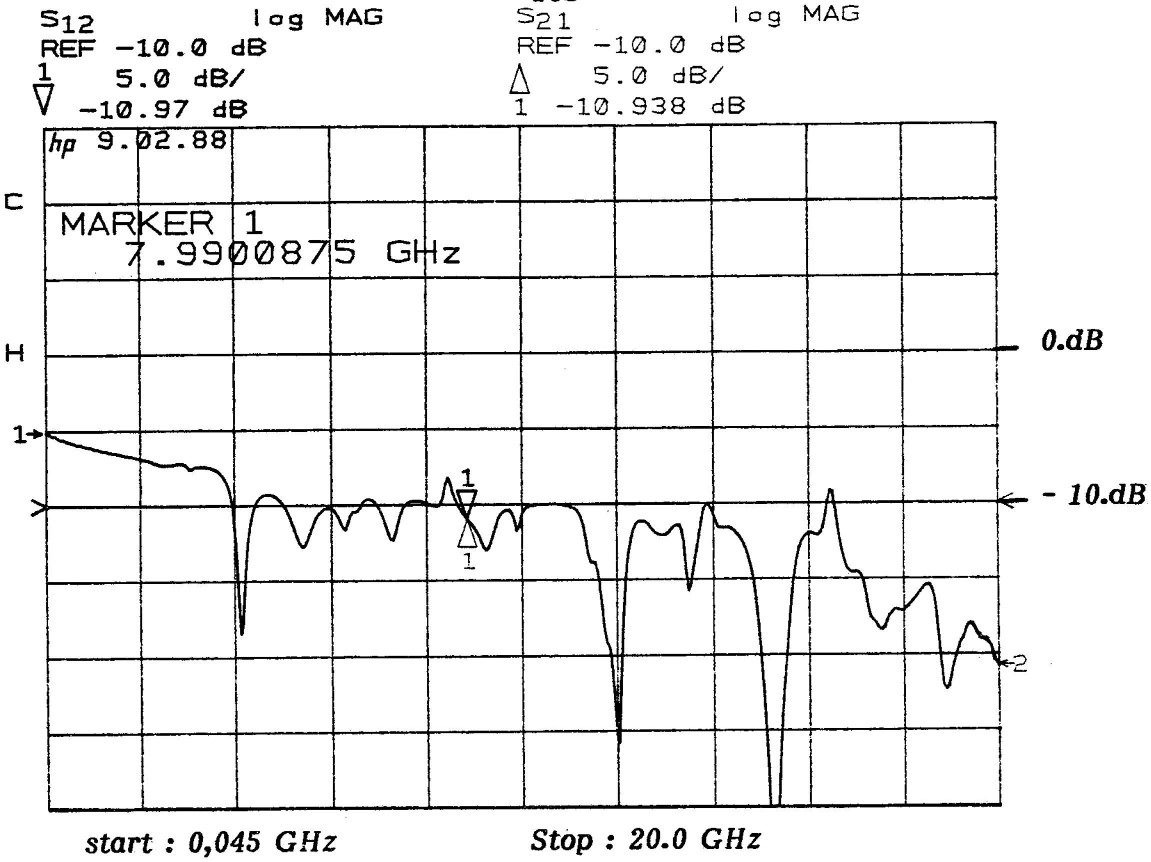
- FIGURE III-32 -

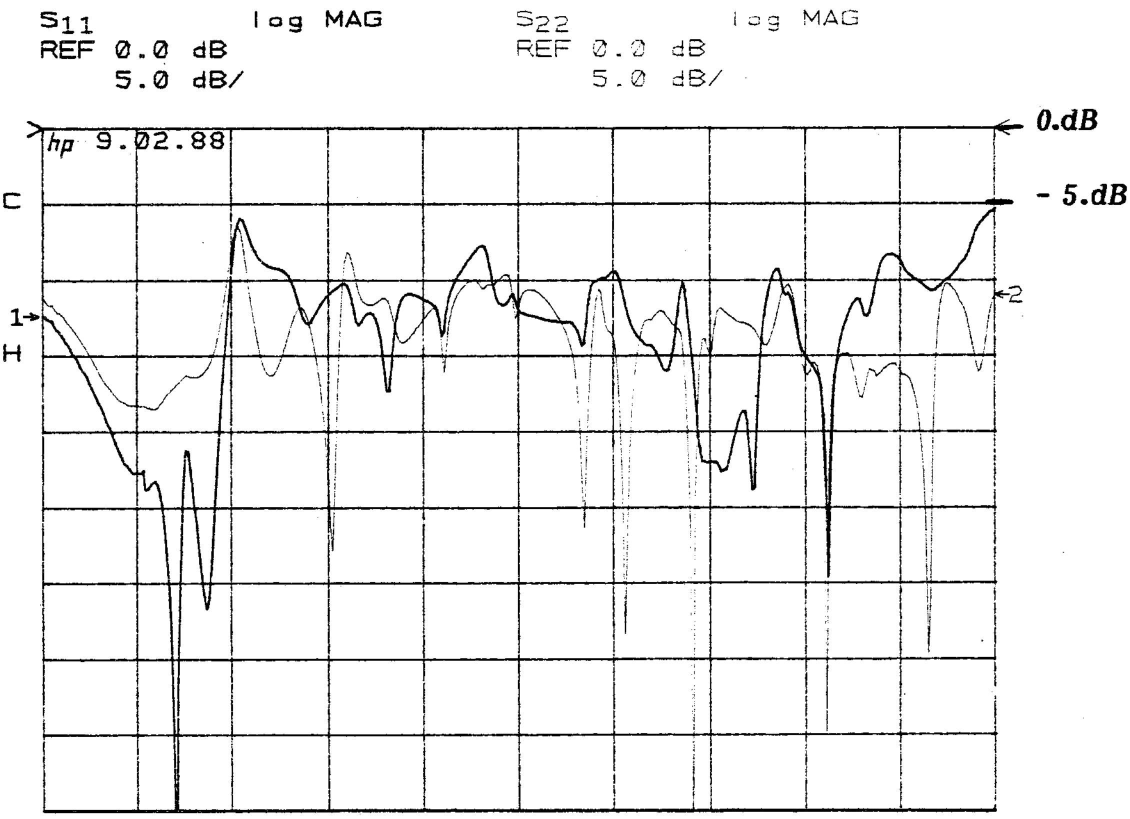
Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire uniforme à 2 électrodes, sur LiNb03

- FIGURE III-33 -
Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire uniforme à 2 électrodes, sur LiNb03

W = 6.µm
G1 = 10.µm　　　　*Lt = 14.mm*







W = 6.µm
G1 = 10.µm
G2 = .1 mm

Lt = 16.mm

- FIGURE III-34a -

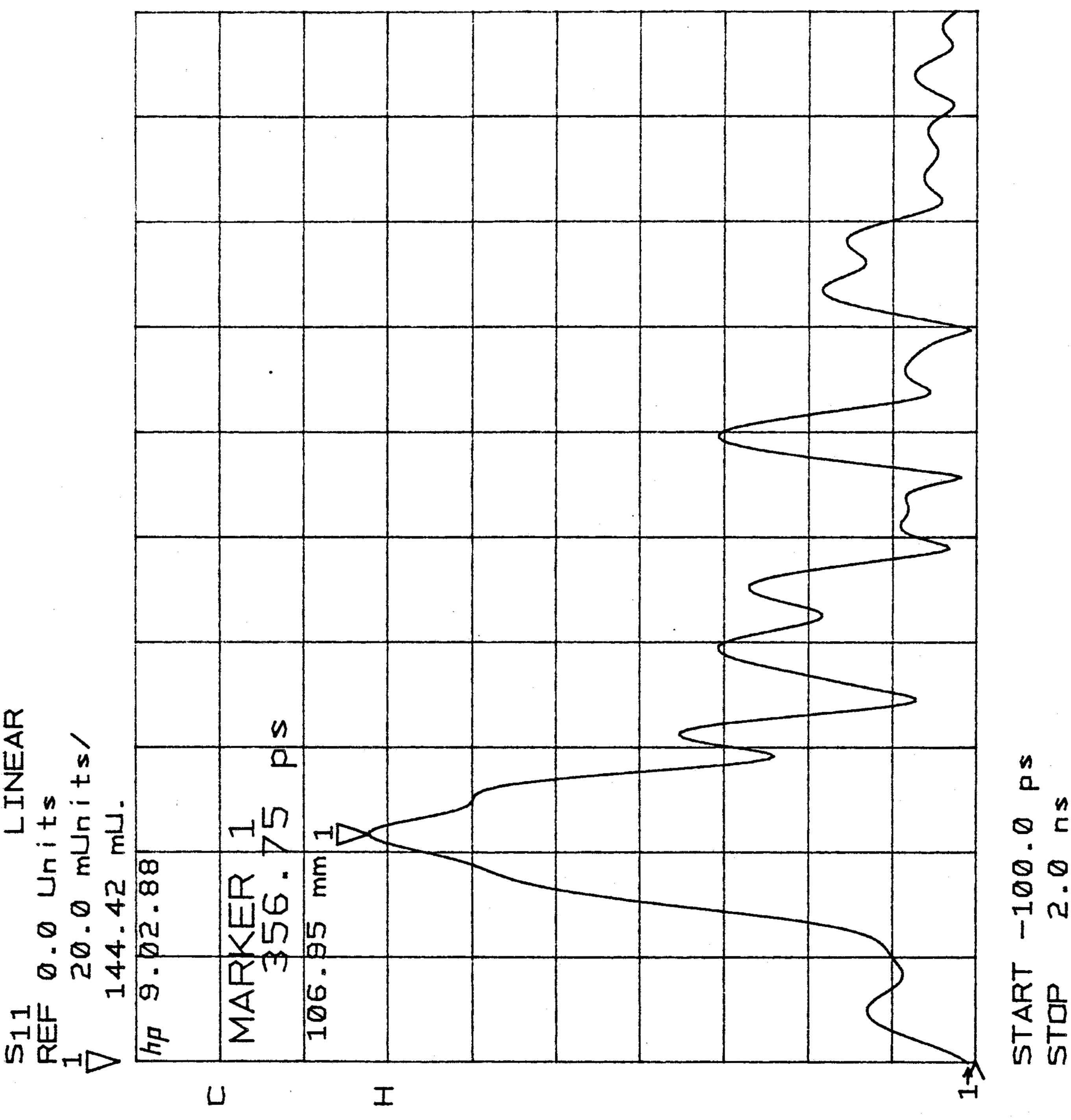
Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire à 3 électrodes avec 2 méandres non couplés, sur LiNb03

- FIGURE III-34b -

Réponse linéaire d'une ligne coplanaire à 3 électrodes avec 2 méandres non couplés, sur LiNb03

W = 6.µm
G1 = 10.µm
G2 = .1 mm

Lt = 16.mm



Enfin la dernière ligne présentée (figure III-35), est une ligne coplanaire symétrique à trois électrodes, avec :

$W = .2$ mm

$G1 = G2 = 1.$ mm

Nous avons répertorié les pertes de transmission (excepté les pics) de la première et de la troisième lignes sur la figure III-36, que nous comparons aux pertes calculées à l'aide de l'expression :

$$\Gamma(\omega) = \sqrt{(R+jL\omega)(G+jC\omega)} = (\alpha + j\beta)$$

ainsi : $\alpha = RE(\Gamma(\omega))$ (III-49)

L, C et G ainsi que R, se déduisent du calcul par les éléments finis.

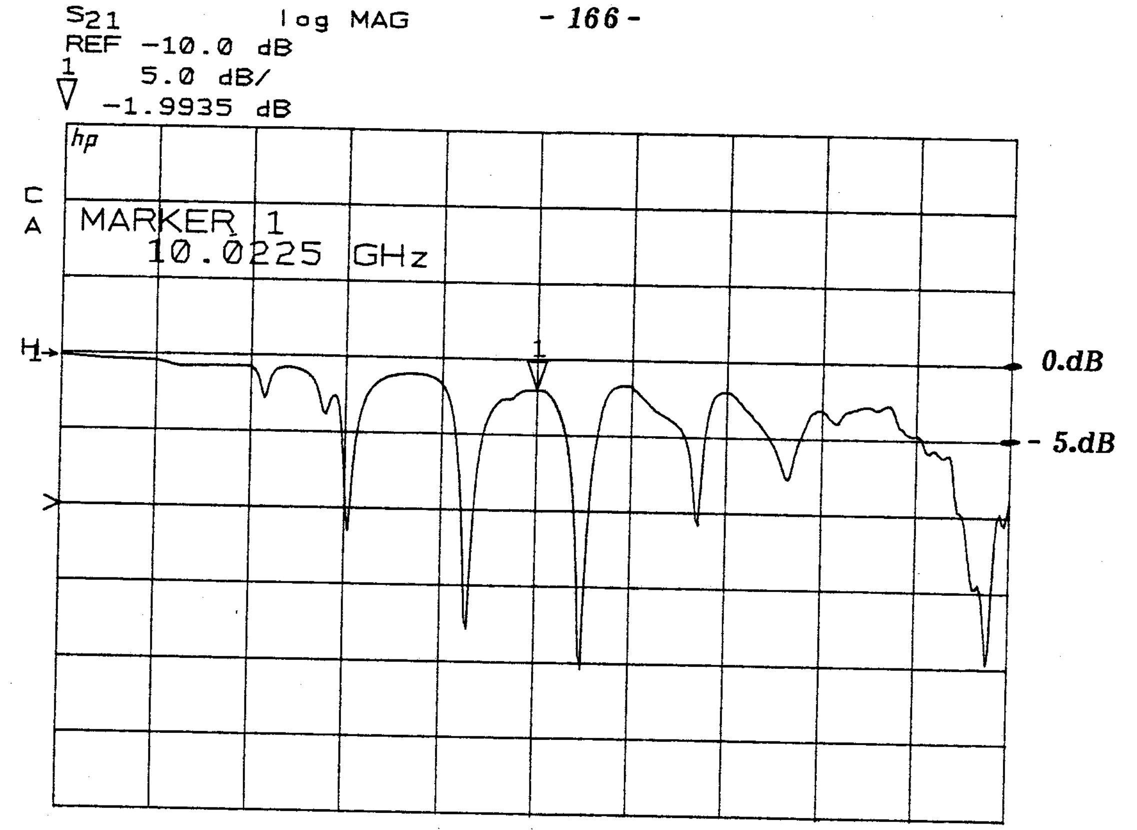
Il faut signaler que nous avons pris R comme étant la valeur maximum entre la résistance de la ligne de propagation calculée par les éléments finis, et la résistance statique calculée à partir des dimensions, soit :

$$Rstat = 1/(\sigma . W. \vartheta) \quad \text{(III-50)}$$

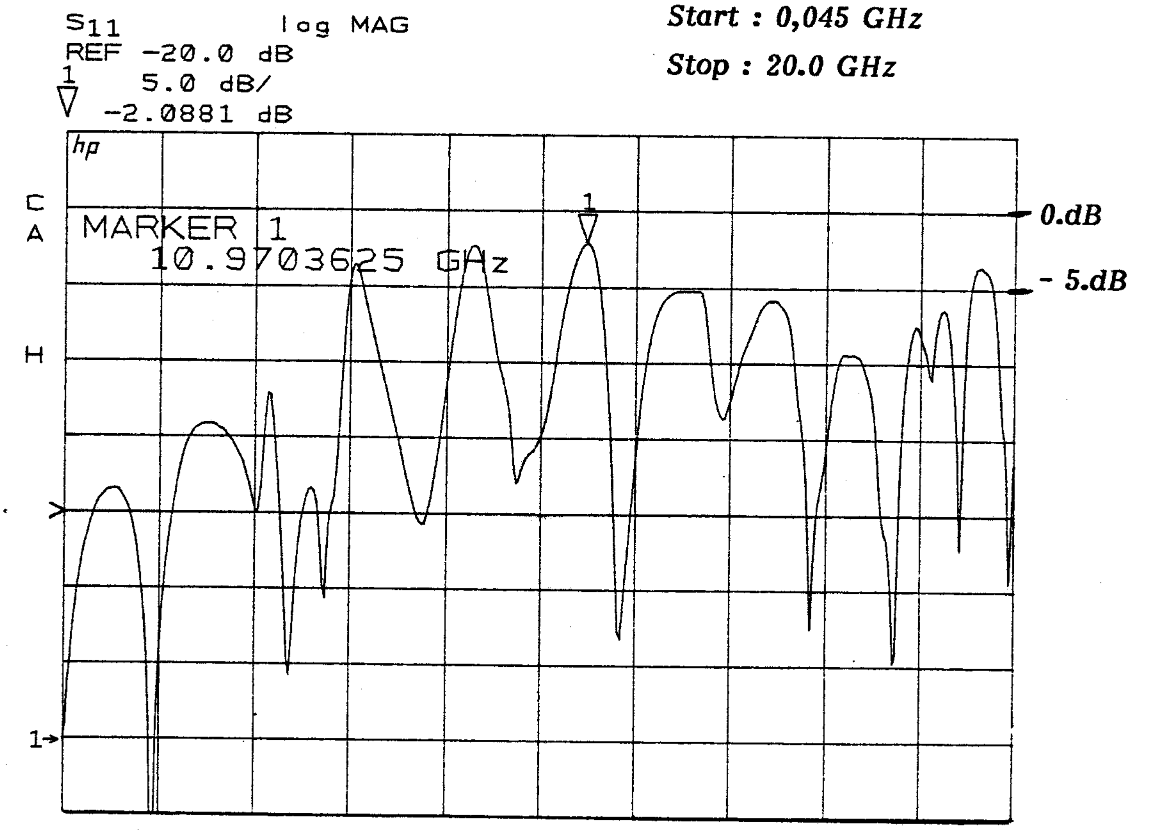
et donc $R = MAX(R, Rstat)$

La conductivité utilisée dans le calcul de la résistance de surface, a été calculée à partir de la résistance statique de la ligne mesurée, qui diffère largement de la valeur donnée dans la littérature (rapport 1.5 à 2).

Nous n'avons représenté sur les courbes que les pertes de transmission valant : $\alpha . L$*, les pertes par réflexion et des connecteurs étant négligées pour simplifier le calcul.*



Start : 0,045 GHz
Stop : 20.0 GHz

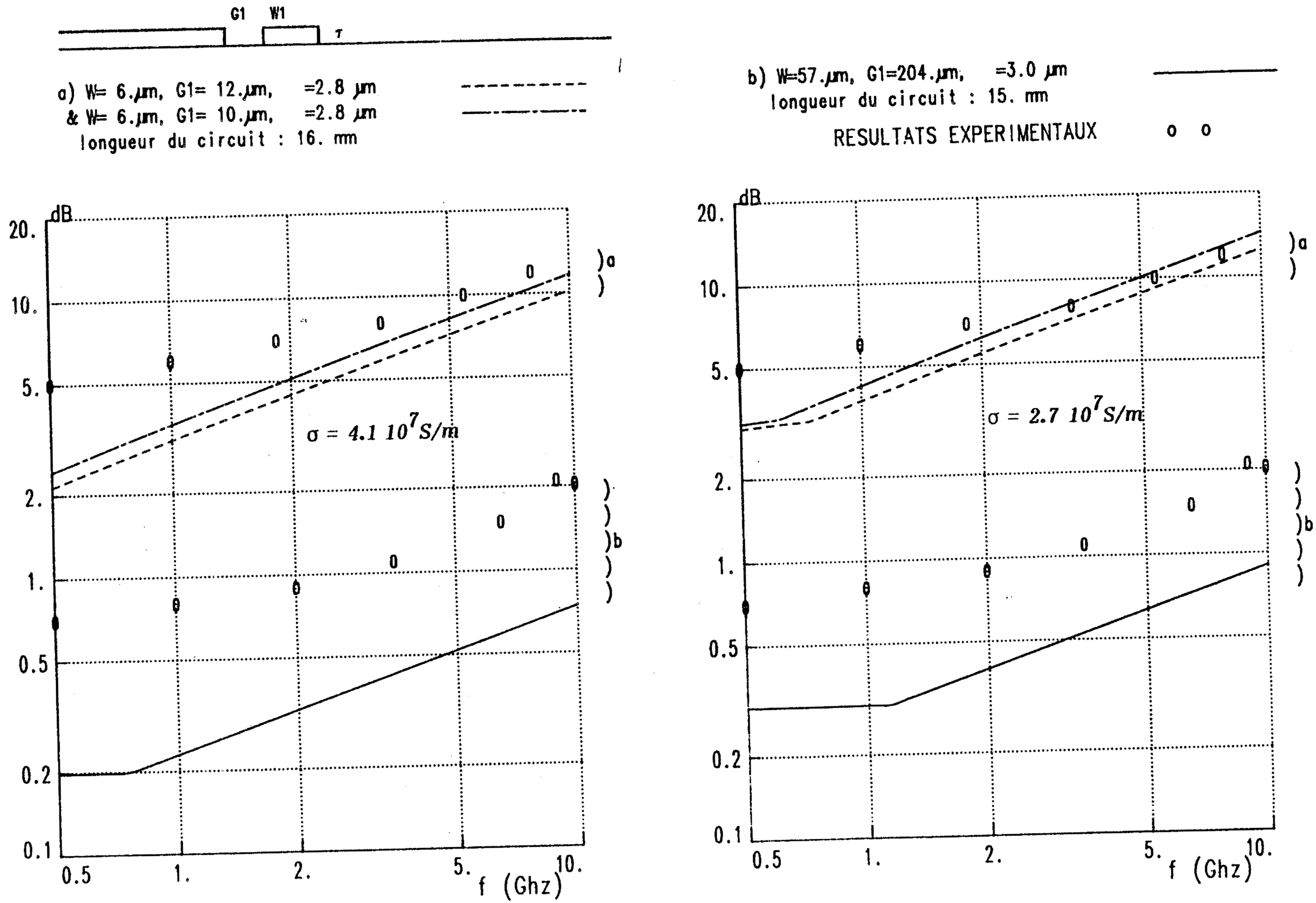


W = 0.2 mm
G1=G2=1.mm

Lt = 13.5 mm

- FIGURE III-35 -

Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire uniforme, symétrique à 3 électrodes sur LiNb03



- *FIGURE III-36* -
Pertes d'insertions

Bien que moins élevé qu'en pratique, le calcul des pertes permet de donner une bonne approche de celles-ci.

Nous avons donc vérifié expérimentalement, que les pertes de propagation d'une ligne à forte pertes, sont proportionnelles à la racine carrée de la fréquence ([61]). De plus, elles sont inversement proportionnelles à l'impédance. La conductivité joue un rôle très important, puisque celle-ci conditionne leur importance pour des dimensions données.

Les fortes valeurs des pertes de ces lignes coplanaires pour la modulation électrooptique, ne nous permettront pas de les négliger dans l'analyse du modulateur, comme il est généralement fait ([61], [62], [63], [69]).

Les coefficients de réflexion sont quant à eux dégradés en des points particuliers, qui correspondent aux pics de transmissions.

III-5c - Détermination et élimination des pics de transmissions

Comme on peut le constater sur les mesures précédentes, il apparaît dans la réponse de transmission du système connecté, de nombreux pics de transmissions qui se retrouveront dans la bande de modulation. Nous avons alors cherché à les identifier.

Pour cela, nous avons déterminé la fréquence de résonance d'une structure parallélipipédique anisotrope de dimension (A.B.C), dont les faces en x=0 et x=C, sont considérées comme des murs magnétiques, et les autres faces des murs électriques. Les champs dans cette cavité, sont une combinaison des fonctions SINUS et COSINUS.

Sur un mur électrique, le champ électrique tangentiel est nul, alors que sur un mur magnétique, le champ électrique normal est nul.

Ceci permet d'écrire :

$$Ex = Lx \, . \, \sin(kx.x) \, . \, \sin(ky.y) \, . \, \sin(kz.z) \qquad \text{(III-51a)}$$

$$Ey = Ly \, . \, \cos(kx.x) \, . \, \cos(ky.y) \, . \, \sin(kz.z) \qquad \text{(III-51b)}$$

$$Ez = Lz \, . \, \cos(kx.x) \, . \, \sin(ky.y) \, . \, \cos(kz.z) \qquad \text{(III-51c)}$$

où kx,y,z sont les constantes de propagation suivant chaque axe, et Lx,y,z sont les amplitudes des champs Ex, Ey, Ez.

En résolvant les équations de MAXWELL, avec une permittivité tensorielle diagonale quelconque :

$$[\varepsilon r] = \varepsilon o . \begin{bmatrix} \varepsilon x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon z \end{bmatrix}$$

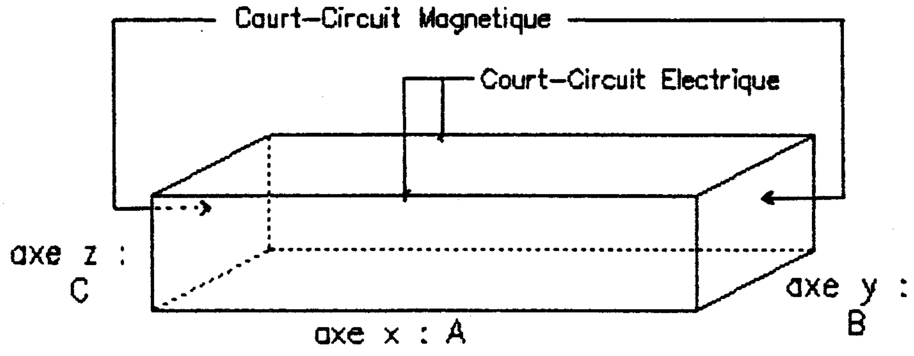
avec : $kx = \dfrac{IC.\Pi}{C} \qquad ky = \dfrac{IB.\Pi}{B} \qquad kz = \dfrac{IA.\Pi}{A}$

où les indices IA, IB, IC, correspondent aux nombres d'ondes suivant les axes A, B et C respectivement. Les fréquences de résonance d'une telle structure seront obtenues par résolution du système :

$$\begin{bmatrix} -[\omega^2.\mu o.\varepsilon o.\varepsilon x-(ky^2+kz^2)] & kx.ky & kx.kz \\ kx.ky & -[\omega^2.\mu o.\varepsilon o.\varepsilon y-(ky^2+kx^2)] & -ky.kz \\ kx.kz & -ky.kz & -[\omega^2.\mu o.\varepsilon o.\varepsilon z-(kx^2+kz^2)] \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} Lx \\ Ly \\ Lz \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Il existe une solution non triviale, si et seulement si le déterminant de la matrice est nul :

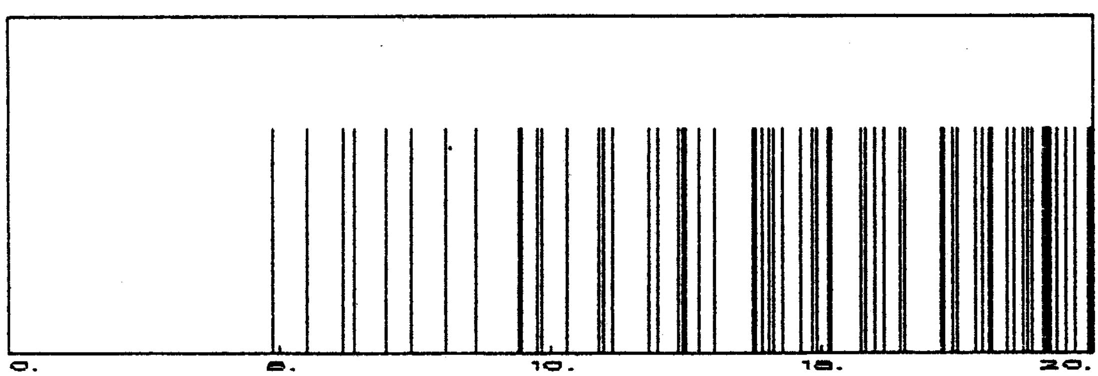
$$\boxed{\det \{ [KK] - ko^2 \, . \, [\varepsilon r] \} = 0} \qquad \text{(III-52)}$$



- FIGURE III-37 -

Résonateur parallélipipèdique

A : 1.00 mm , εa =28.00
B : 4.80 mm , εb =45.00
C : 15.50 mm , εc =45.00



- FIGURE III-38 -

Fréquence de résonance en GHz

où :

$$[KK] = \begin{bmatrix} (ky^2+kz^2) & kx.ky & kx.kz \\ kx.ky & (kx^2+kz^2) & -ky.kz \\ kx.kz & -ky.kz & (kx^2+ky^2) \end{bmatrix}$$

Pour un diélectrique isotrope, nous n'aurons qu'une solution pour chaque triplet (IA,IB,IC), et pour un diélectrique anisotrope, nous aurons deux solutions ([57]).

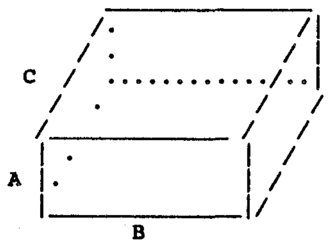
Si les murs magnétiques sont remplacés par des murs électriques, le système à résoudre est le même. Le champ électrique sera alors déphasé de $\pi/2$.

En résolvant ce système, on remarque alors que les fréquences des pics de transmission mesurés sur les lignes réalisées, sont proches des fréquences de résonance du substrat calculées, supportant les lignes. Nous donnons les fréquences de résonance des modes susceptibles d'être excités par la ligne de propagation sur la figure III-38, dans la bande 0-20 GHz.

La différence entre les mesures et le calcul, s'expliquant par l'approximation des murs magnétiques d'une part, et d'autre part, par le fait que les espacements entre nos électrodes ne sont pas des murs électriques. De plus, l'excitation créée par la ligne coplanaire perturbe les fréquences de résonance ([34]).

Pour le cas d'un substrat isotrope ([56]) :

$$freq = \frac{c}{2.\sqrt{\varepsilon r}} \sqrt{\left(\frac{IA}{A}\right)^2 + \left(\frac{IB}{B}\right)^2 + \left(\frac{IC}{C}\right)^2} \qquad \text{(III-53)}$$

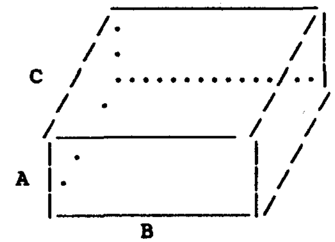


A = 1.00 mm
B = 4.80 mm
C = 15.50 mm

Epsr axe A : 28.00
Epsr axe B : 45.00
Epsr axe C : 45.00

<u>Bande 0. - 12.000 Ghz</u>

MODE	IA	IB	IC	
MODE	0	1	1	freq: 4.88 Ghz
MODE	0	1	1	freq: 6.18 Ghz
MODE	0	1	2	freq: 5.48 Ghz
MODE	0	1	2	freq: 6.95 Ghz
MODE	0	1	3	freq: 6.36 Ghz
MODE	0	1	3	freq: 8.06 Ghz
MODE	0	1	4	freq: 7.42 Ghz
MODE	0	1	4	freq: 9.40 Ghz
MODE	0	1	5	freq: 8.59 Ghz
MODE	0	1	5	freq: 10.89 Ghz
MODE	0	1	6	freq: 9.83 Ghz
MODE	0	1	7	freq: 11.12 Ghz
MODE	0	2	1	freq: 9.43 Ghz
MODE	0	2	1	freq: 11.95 Ghz
MODE	0	2	2	freq: 9.75 Ghz
MODE	0	2	3	freq: 10.27 Ghz
MODE	0	2	4	freq: 10.96 Ghz
MODE	0	2	5	freq: 11.78 Ghz



A = 1.00 mm
B = 4.80 mm
C = 15.50 mm

<u>CAS ISOTROPE DE PERMITTIVITE:</u> 45.00

<u>Bande 0. - 12.000 Ghz</u>

MODE	IA	IB	IC	
MODE	0	1	1	freq = 4.88 Ghz
MODE	0	1	2	freq = 5.48 Ghz
MODE	0	1	3	freq = 6.36 Ghz
MODE	0	1	4	freq = 7.42 Ghz
MODE	0	1	5	freq = 8.59 Ghz
MODE	0	1	6	freq = 9.83 Ghz
MODE	0	1	7	freq = 11.12 Ghz
MODE	0	2	1	freq = 9.43 Ghz
MODE	0	2	2	freq = 9.75 Ghz
MODE	0	2	3	freq = 10.27 Ghz
MODE	0	2	4	freq = 10.96 Ghz
MODE	0	2	5	freq = 11.78 Ghz

- FIGURE III-39 -

Fréquences de résonance et numéros des modes correspondants

Cette dernière permet d'approcher rapidement la valeur des résonances de substrat, en considérant la permittivité maximale du substrat anisotrope utilisé (permittivité du plan (xoy) dans notre cas).

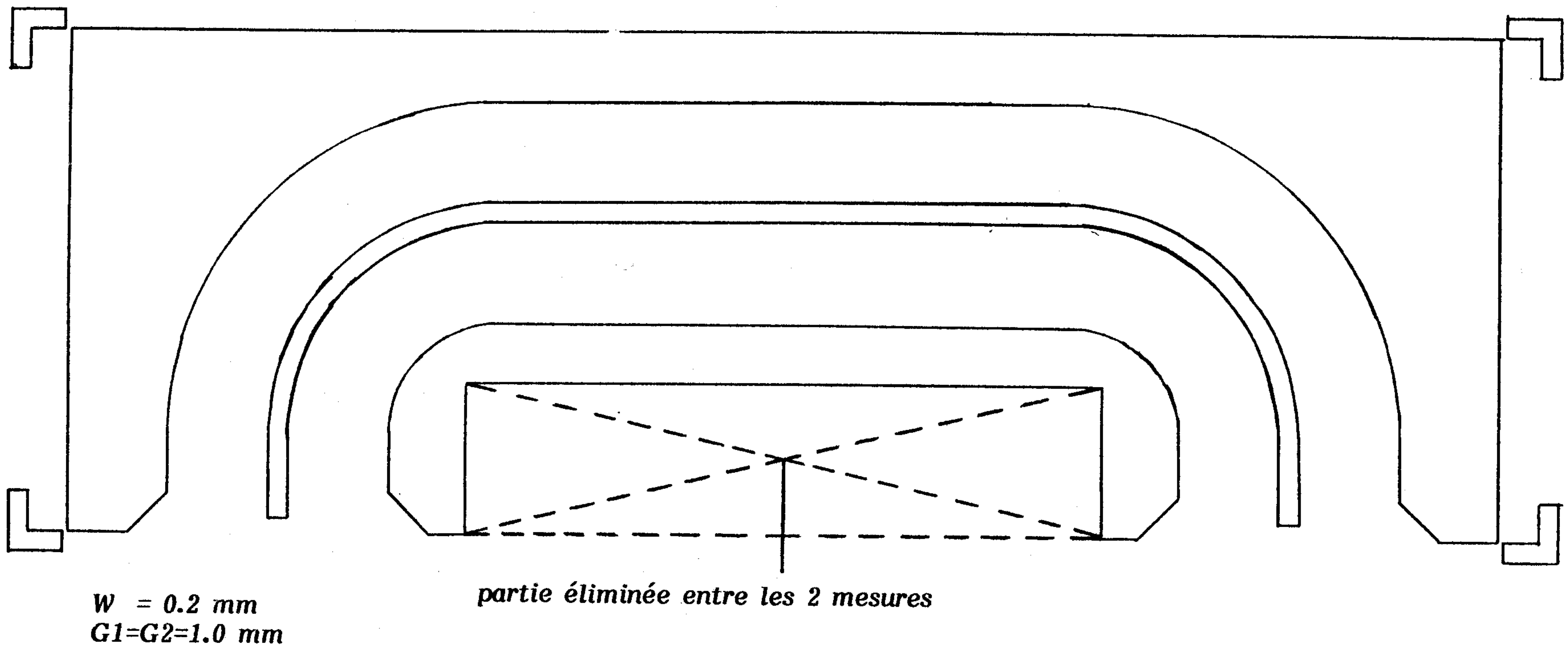
En supposant que notre hypothèse sur la résonance du substrat est vraie, il nous faut donc diminuer soit la largeur, soit la longueur de l'échantillon, soit les deux, pour augmenter les fréquences de résonance parasites. Nous devions réaliser un modulateur sur un substrat de 15x22 millimètres, la longueur d'intéraction devant être de 14 millimètres. Les résonances de substrat seront donc à des fréquences inférieures, ce qui perturbera d'autant plus notre ligne de modulation. Pour tenter d'éliminer ces pics dans la bande de fréquence (0-10 GHz minimum), nous avons entaillé suivant la largeur un échantillon de manière à réaliser deux résonateurs de dimensions inférieures, et donc d'augmenter les fréquences de résonance (figure III-40).

Nous donnons sur la figure III-41, les résultats expérimentaux obtenus, par cette méthode pour une ligne symétrique à trois électrodes (G1=G2=1 mm et W=.2 mm), et pour une ligne à deux électrodes (W=60 µm, et G1=200 µm) (figure III-42).

Avec cette technique, les coefficients de réflexion obtenus sont meilleurs que -10 dB jusqu'à 20 GHz.

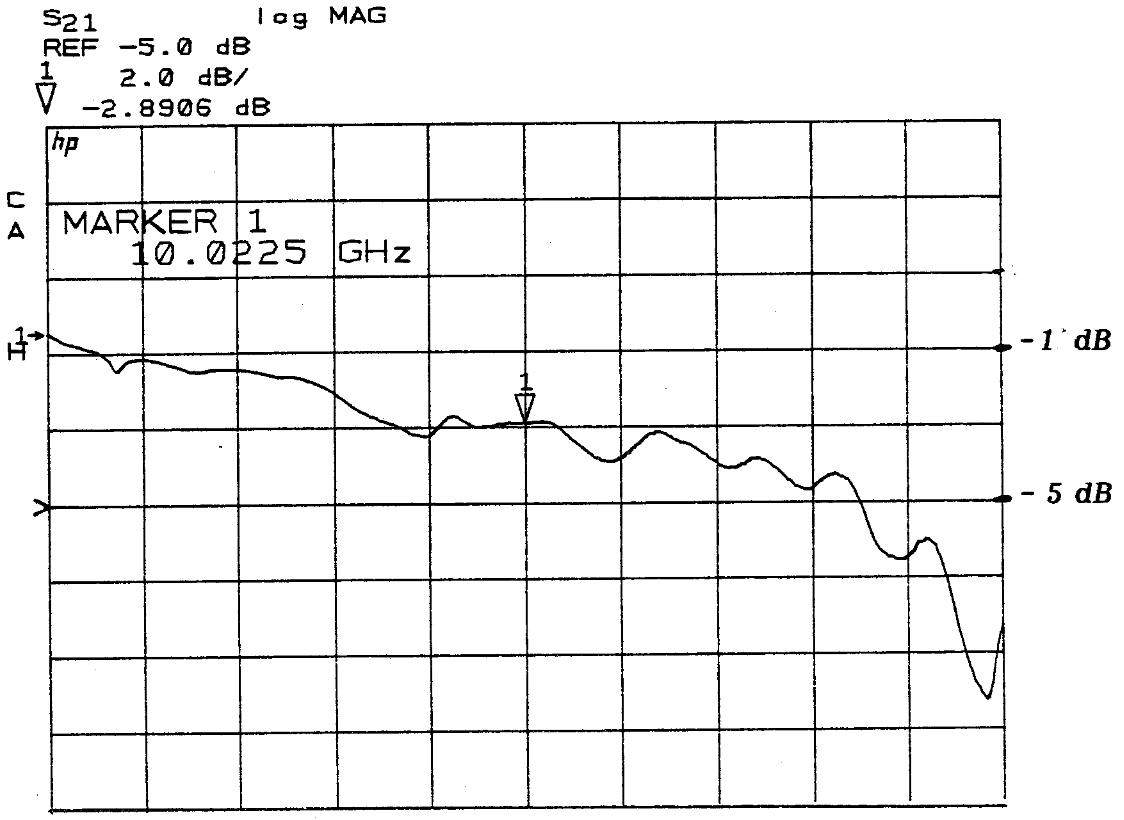
En prenant une ligne de plus petites dimensions, nous aurions pu diminuer la largeur du guide couplant les deux résonateurs et améliorer les résultats. Cependant, la difficulté de tenir les échantillons sans risquer de briser la ligne ou le substrat, nous ont donc fait considérer nos essais sur des lignes assez larges, car la technique proposée est assez "primaire".

Pour une bonne réalisation, il faudra donc prévoir sur le masque les zones à entailler afin de ne pas avoir de métallisation, pour pouvoir ensuite faire la découpe au Laser.

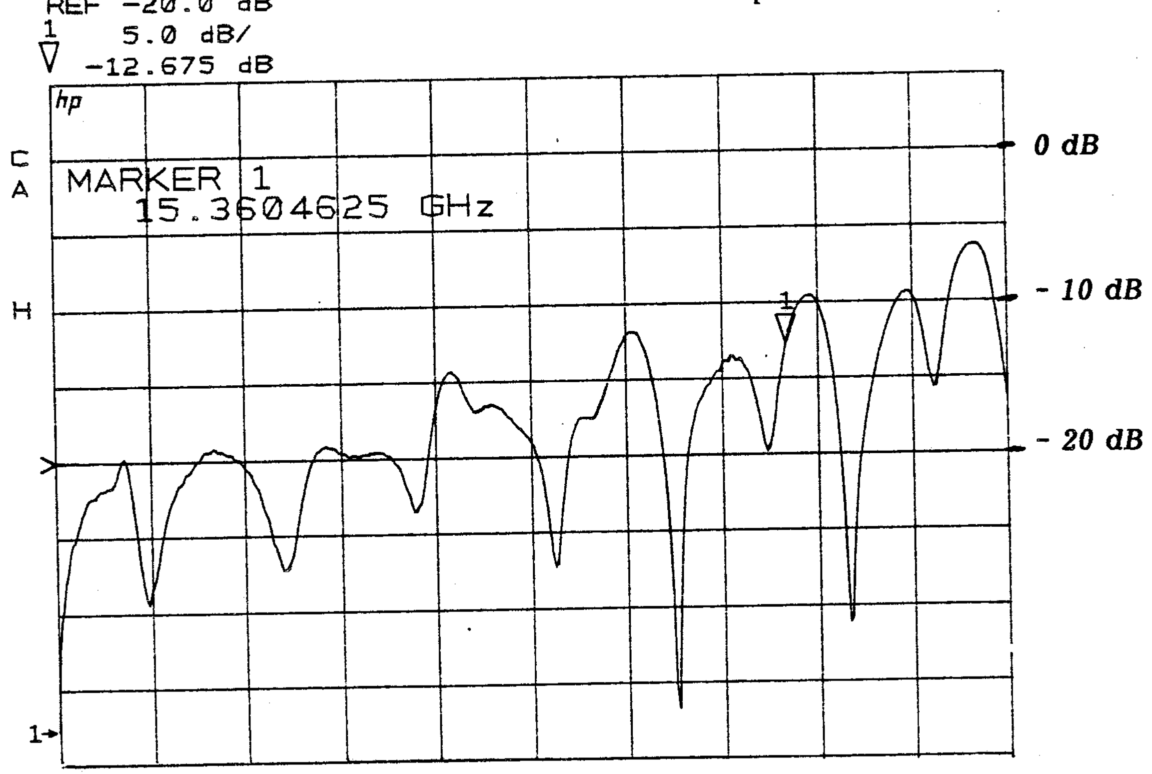


- FIGURE III-40 -

Ligne uniforme symétrique à 3 électrodes



Start : 0,045 GHz
Stop : 20 GHz



W = 0.2 mm
G1=G2=1.0 mm

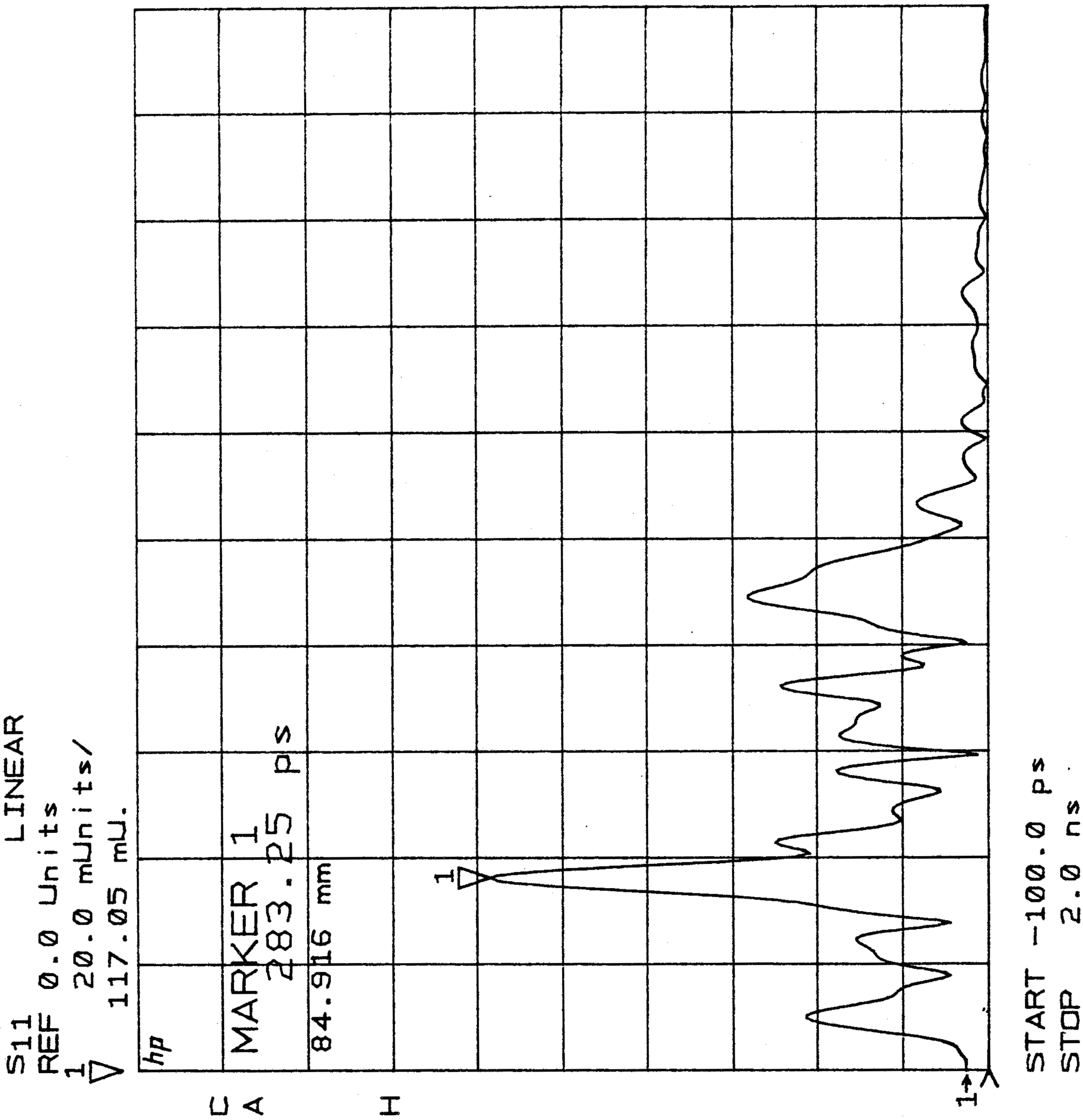
Lt = 13.5 mm

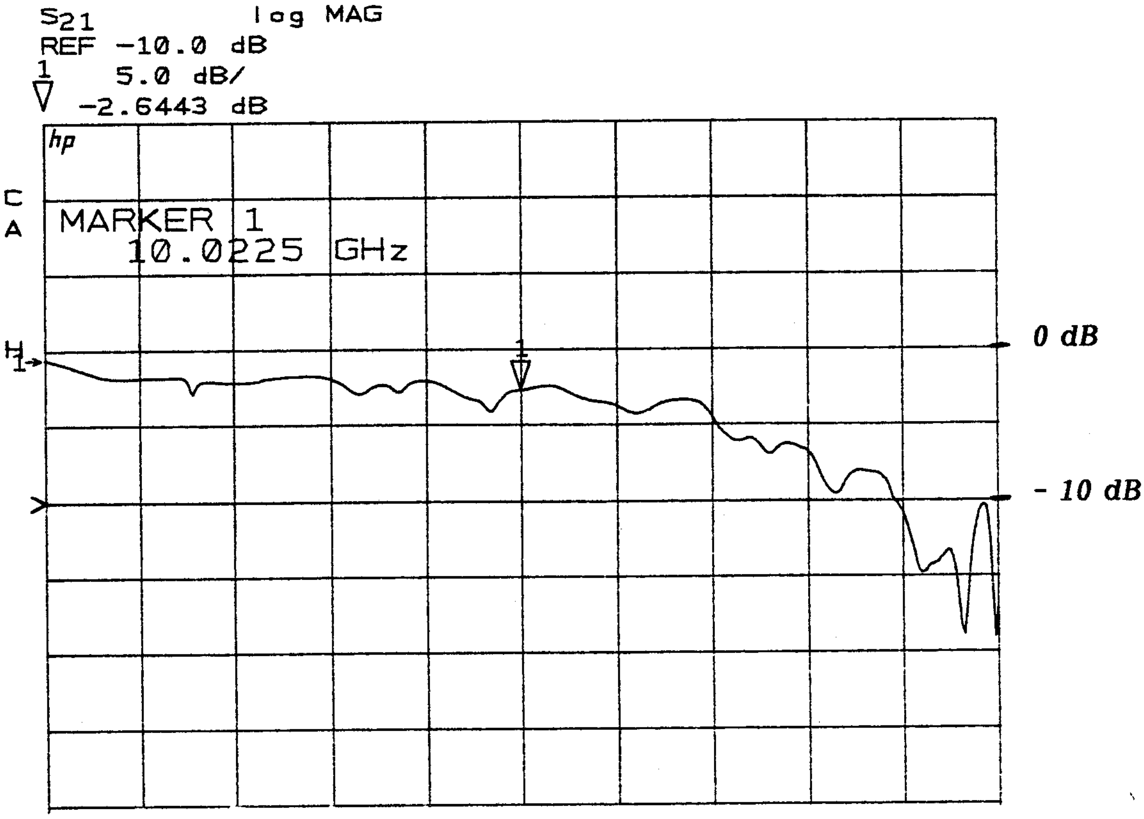
- FIGURE III-41a -

Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire uniforme, symétrique à 3 électrodes sur LiNb03

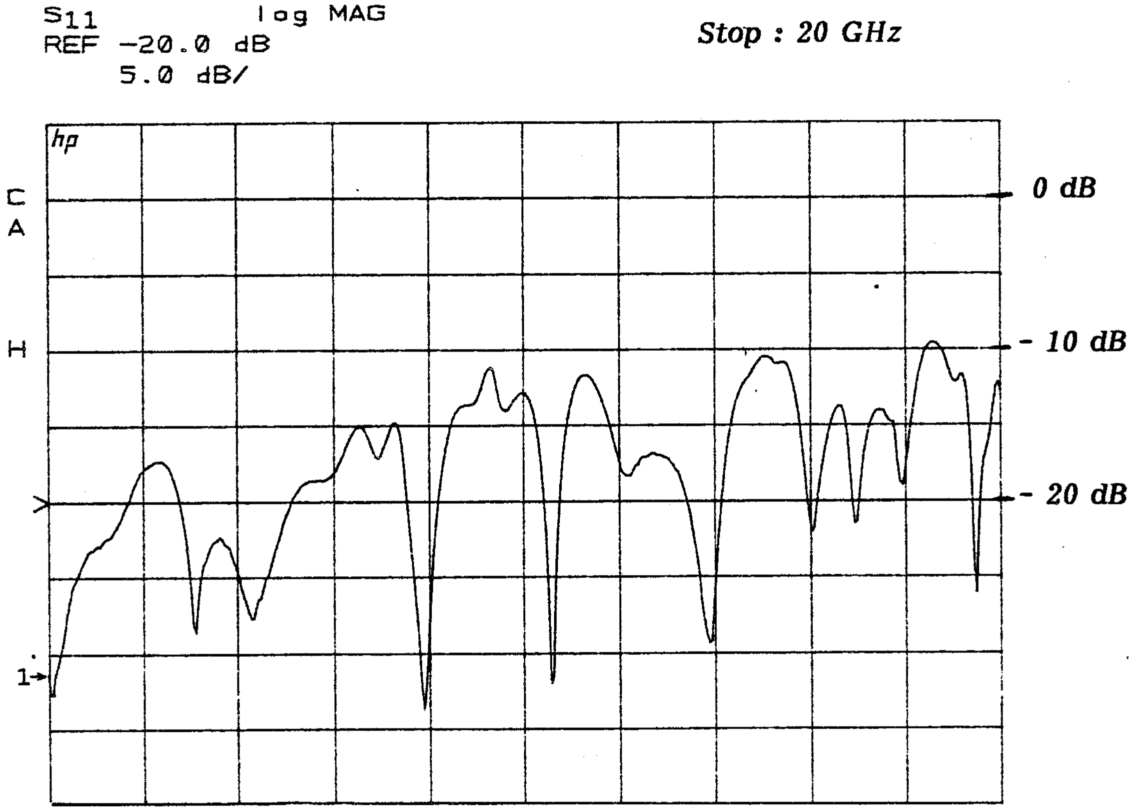
- FIGURE III-41b -
Mesure linéaire d'une ligne coplanaire uniforme,
symétrique à 3 électrodes sur LiNb03

W = 0.2 mm
G1=G2=1.0 mm *Lt = 13.5 mm*





Start : 0,045 GHz
Stop : 20 GHz



W = 60 µm
G1 = 200 µm

Lt = 15 mm

- FIGURE III-42 -

Mesure des paramètres [S] d'une ligne coplanaire uniforme à 2 électrodes sur LiNb03

Une autre technique consisterait à réaliser le modulateur sur un substrat de très faible largeur (structure en "allumette"), et de réaliser les connexions au générateur hyperfréquence, par l'intermédiaire de lignes micro-électroniques sur un substrat d'un autre type.

CHAPITRE IV

****

ANALYSE DE LA MODULATION

****

RAPPELS

Nous avons déterminé séparément chacunes des caractéristiques de propagation des deux ondes modulée et modulante, c'est-à-dire la propagation des ondes optiques dans des guides diélectriques couplés ou non (chapitre II-A), ainsi que la propagation des ondes microondes sur des lignes microélectroniques coplanaires asymétriques (chapitre III).

Au chapitre I, nous avons donné les caractéristiques de l'effet électrooptique utilisé pour la modulation, qui se traduit par une variation de la constante de propagation, en fonction des champs électriques présents. Nous l'avons quantifié par l'intermédiaire de la fonction de recouvrement en considérant le cas des lignes coplanaires, permettant d'appliquer le champ électrique suivant la direction $\vec{oz}$ (chapitre III).

Nous allons donc maintenant lier les caractéristiques des ondes modulantes et modulées. Nous introduirons la matrice de transfert de l'onde optique, pour les différentes structures de modulations envisagées, lesquelles dépendent de la géométrie des électrodes suivant l'axe de propagation. La zone d'intéraction se définira d'après la longueur de couplage entre les guides optiques, de l'impédance caractéristique de la ligne microonde, de l'indice de propagation des deux ondes, et de la fonction de recouvrement caractérisant l'intéraction des deux ondes.

Trois structures de guides diélectriques peuvent être envisagées suivant l'injection et la récupération de la puissance de l'onde optique au niveau de la zone d'intéraction. Ces différentes structures, tout comme les caractéristiques des deux ondes, modifierons les caractéristiques statiques et dynamiques du modulateur.

Pour déterminer la dynamique du modulateur, nous analyserons la propagation relative entre les deux ondes. Celle-ci nous permettra de simuler directement la variation de phase induite sur un guide optique isolé, et par la suite sur des structures de modulation de puissance.

Dans cette étude, nous avons traité le cas de lignes à méandres ([62]), utilisées pour déphaser l'onde microonde, telle qu'elle se remette périodiquement en phase avec l'onde optique après un trajet donné.

IV-A - LES MODULATEURS DE PHASE

Nous ne considèrerons ici que l'intéraction d'une ligne microélectronique sur un guide optique isolé. Cette étude est utile à la conception de modulateurs de type interférométriques, dont les deux guides optiques parallèles ne sont pas couplés entre eux.

IV-A1 - Propagation relative entre les deux ondes

Soit une ligne microélectronique reliée d'une part à un générateur d'impédance Zo, et chargé à son extrémité par une impédance ZL, la tension et le courant se propageant sur cette ligne s'écrivent :

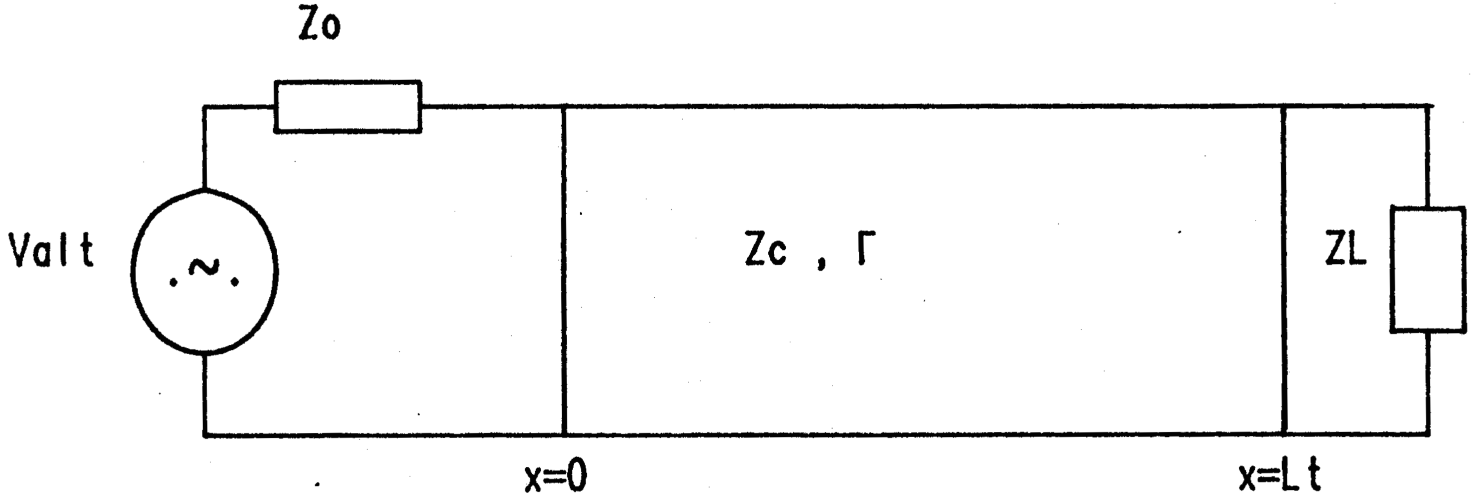
$$V(x,t) = \{ A \,.\, \exp(-\Gamma.x) + B \,.\, \exp(+\Gamma.x) \} \,.\, \exp^{(j.\omega.t)} \qquad (IV\text{-}1a)$$

$$Zc \,.\, I(x,t) = \{ A \,.\, \exp(-\Gamma.x) - B \,.\, \exp(+\Gamma.x) \} \,.\, \exp^{(j.\omega.t)} \qquad (IV\text{-}1b)$$

où $\Gamma = \alpha o.\sqrt{f} + j.\beta$ est la constante de propagation complexe.

Nota : $\beta = 2.\Pi.f.Nm/c$ où $Nm = \sqrt{\varepsilon eff}$ est l'indice de propagation de l'onde microonde.

LIGNE DE TRANSMISSION CHARGEE A SES 2 ACCES :
RESOLUTION DES TENSION ET COURANT
EN REGIME DE PROPAGATION



- *FIGURE IV-1* -

αo. $\sqrt{f}$ caractérise les pertes de propagation de la ligne microélectronique (chapitre III), qui sont en première approximation proportionnelles à la racine carrée de la fréquence.

La résolution des équations nous conduit à :

$$A = \frac{Zc.(ZL+Zc).e^{-\Gamma.Lt}}{(ZL+Zc)\ .\ (Zg+Zc)\ .\ e^{\Gamma.Lt} - (ZL-Zc)\ .\ (Zg-Zc)\ .\ e^{-\Gamma.Lt}} \qquad \text{(IV-2a)}$$

$$B = \frac{Zc.(ZL-Zc).e^{\Gamma.Lt}}{(ZL+Zc)\ .\ (Zg+Zc)\ .\ e^{\Gamma.Lt} - (ZL-Zc)\ .\ (Zg-Zc)\ .\ e^{-\Gamma.Lt}} \qquad \text{(IV-2b)}$$

L'énergie de l'onde optique se propage à une vitesse ç/No, où No est l'indice de propagation de l'onde optique. Le photon transportant cette énergie, entré au temps t=To dans la zone modulante, se déplace à cette vitesse, et aura sa propagation caractérisée par :

$$x = \frac{ç}{No}(t - To) \qquad \text{(IV-3)}$$

En extrayant le temps t de cette dernière équation, et en l'injectant dans la relation IV-1a, nous obtenons la tension alternative vue par le photon entré en t=To dans la zone d'intéraction :

$$\boxed{Vvue(x,To) = \{\ A\ .\ exp(-\Gamma 1.x) + B\ .\ exp(+\Gamma 2.x)\ \}\ .\ exp^{(j.\omega.To)}} \qquad \text{(IV-4)}$$

avec : $\Gamma 1 = \alpha o.\sqrt{f} + j.2.\Pi.f.(Nm-No)/ç$

et : $\Gamma 2 = \alpha o.\sqrt{f} + j.2.\Pi.f.(Nm+No)/ç$

Le photon verra donc une onde modulante incidente se propageant à une vitesse inférieure à celle réfléchie en x=Lt, dans le cas d'ondes codirectionnelles.

Pour une structure adaptée, le terme B est nul.

IV-A2 - Variation de phase sur un guide isolé

La variation de phase induite sur un guide isolé, par une tension alternative se propageant sur la ligne microélectronique, entre les points P et P+dp, d'un photon entré en t=To, s'écrit :

$$\Delta\phi = -(ko.no^3.r33.\ \Gamma\ z/2)\ .\ \int_P^{P+dp} Vvue(x,To)\ .\ dx \qquad (IV\text{-}5)$$

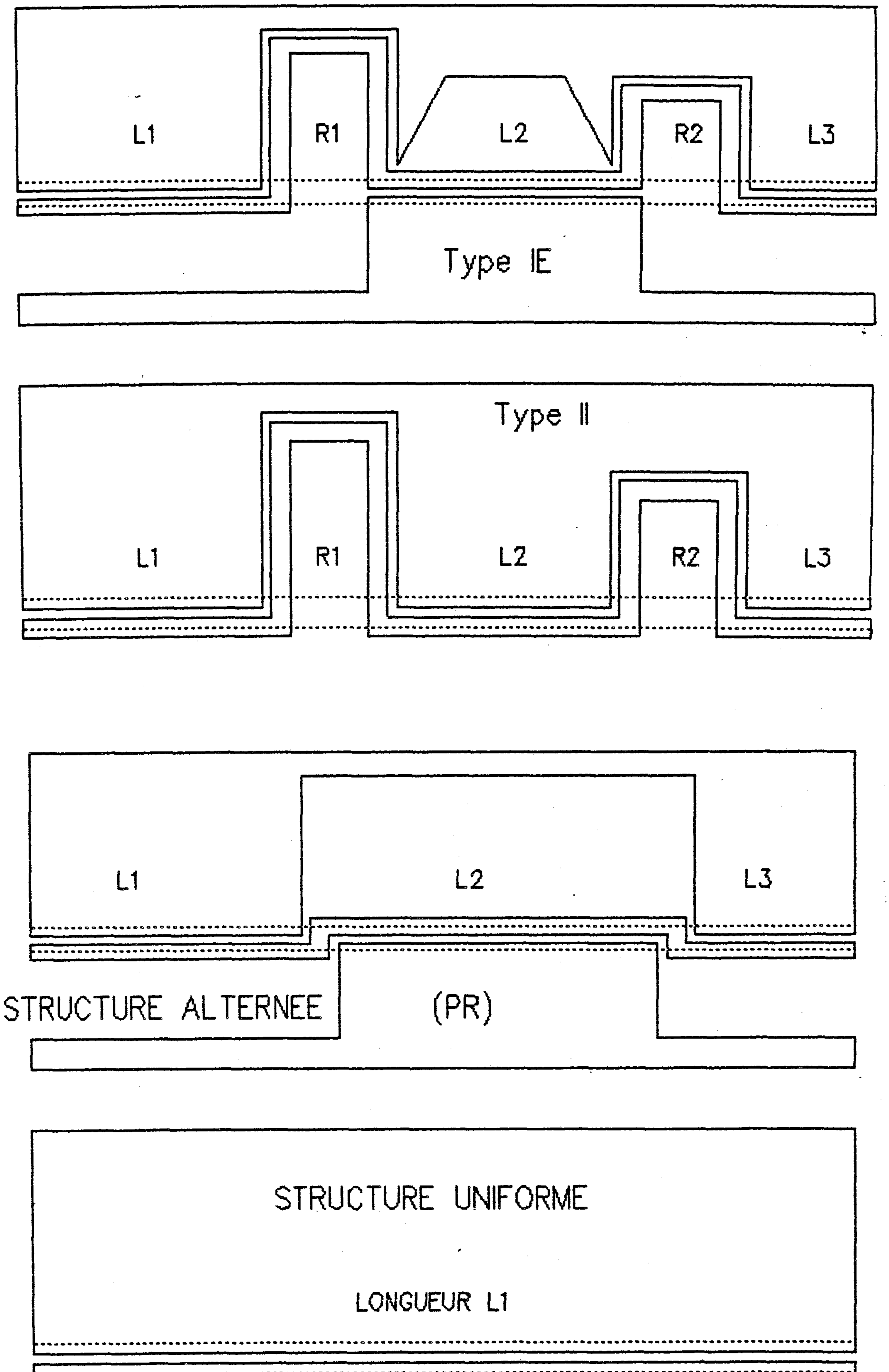
$$\int_P^{P+dp} exp(\ \Gamma\ i.x)\ .\ dx = \frac{e^{\Gamma i.P}}{P}\ .\ (e^{\Gamma i.dp} - 1)$$

La variation de phase associée à une structure alternée, sera la somme sur les différentes longueurs d'intéractions de la variation de phase associée à chacunes, pour un temps To donné ; chacunes des longueurs d'interaction ayant sa variation de constante de propagation, de signe opposé à la précédente.

[62] a proposé différentes structures dites "à méandres", à longueurs d'interaction identiques. Nous regroupons ici, toutes les structures d'électrodes susceptibles de moduler l'onde optique : figure IV-2.

* *STRUCTURE UNIFORME : en quasi statique, le signe de la variation de constante de propagation est le même tout le long du guide optique ;*

* *STRUCRURE ALTERNEE : suivant la position de la ligne et du plan de masse par rapport au guide optique, nous aurons le signe de la variation de constante de propagation $\Delta\beta$, qui sera différent de celui de la longueur d'intéraction précédente ;*



- FIGURE IV-2 -

Structure de modulation

* *STRUCTURE A ACTION INTERMITTENTE (Intermittent Interaction : II) : le signe de $\Delta\beta$ est constant tout le long du chemin d'interaction, mais on retarde le signal alternatif par un ou des méandres ;*

* *STRUCTURE A EFFICACITE ACCRUE (Increase Efficiency : IE) : nous aurons alternance du signe de $\Delta\beta$, et de plus, le signal alternatif, est retardé par des méandres ; c'est la combinaison des deux dernières structures.*

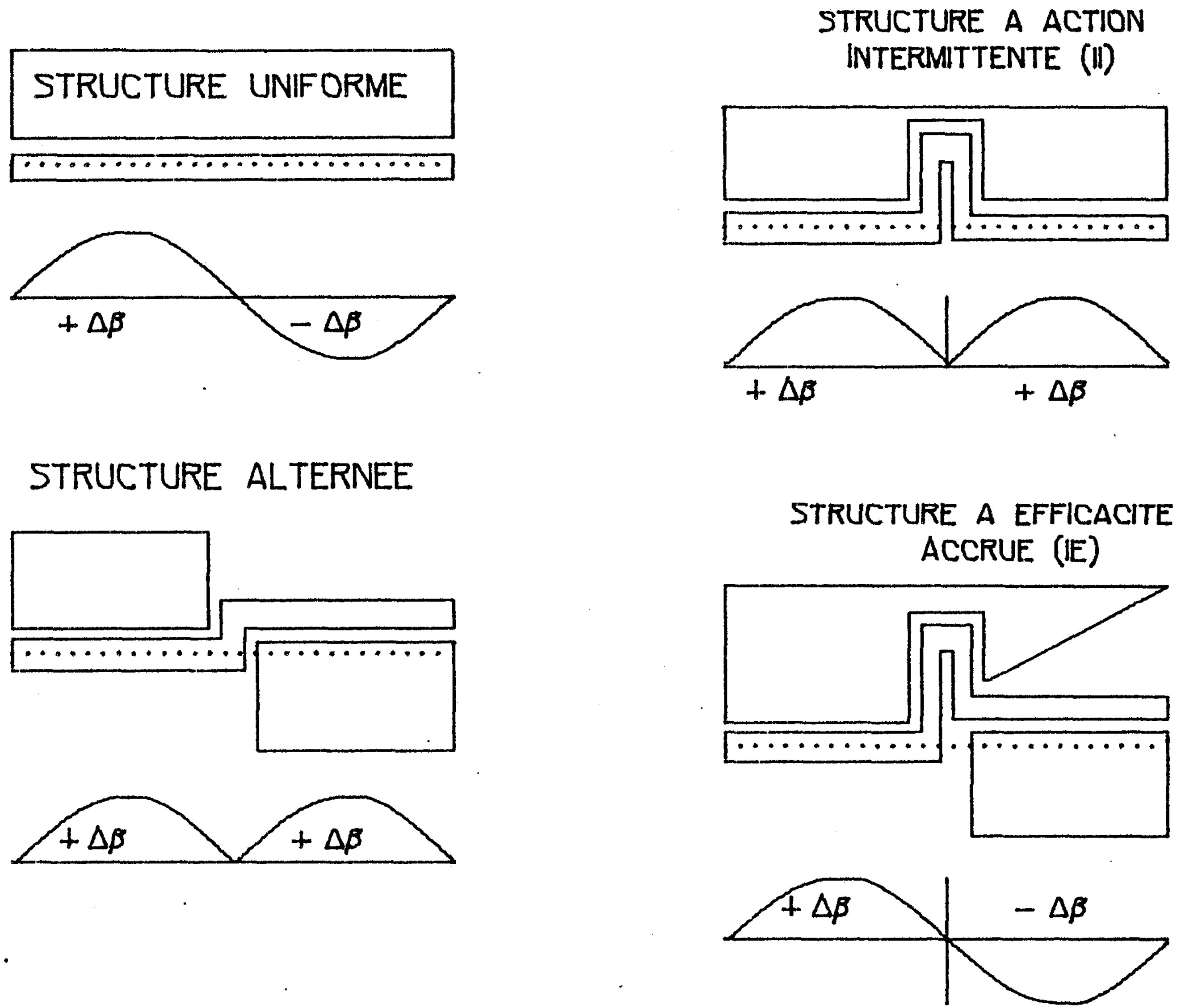
En régime alternatif, le signe de $\Delta\beta$ dépendra de la tension vue par le photon ; nous donnons sur la figure IV-3, les différents types de structures, ainsi que l'onde vue par le photon. La propagation dans un méandre "retardera" l'onde microonde, par rapport à l'onde optique. Ceci permettra de remettre en phase les deux ondes. Les structures que nous proposons n'auront pas obligatoirement leurs longueurs d'interaction identiques. Nous devrons donc tenir compte du retard introduit par un méandre, et du chemin déjà parcouru, pour déterminer la variation de phase introduite par la longueur suivante à un temps To donné.

Ri est le paramètre normalisé d'un méandre ([62]) :

$$Ri = \frac{2 \, . \, Hi}{Li} * \frac{Nm}{Nm - No} \tag{IV-6}$$

Le temps de propagation de groupe d'un méandre a été calculé au chapitre III. Les pertes de propagation dans un méandre seront approximées par 2.Hi.αo, où Hi est la hauteur réelle du méandre.

La tension alternative est réelle, nous rechercherons donc le maximum de la variation de phase réelle (nous prendrons les parties réelles, des fonctions complexes de la tension vue par le photon), en fonction du temps initial To, où le photon est entré dans la zone modulante, à une fréquence donnée.



COMPLEMENTARITE DES STRUCTURES 2 A 2

- FIGURE IV-3 -

Pour comparer la variation de phase relative de ces structures, nous considèrerons la ligne de propagation adaptée et sans pertes, et nous ne prendrons donc en considération que la désadaptation des vitesses de propagation des deux ondes. Sur les figures IV-4 à IV-6, nous remarquerons la complémentarité des structures, que nous appellerons "à NB sections identiques". Tous les méandres d'une même structure doivent être aussi de même hauteur, pour garder cette complémentarité ; ils sont non couplés.

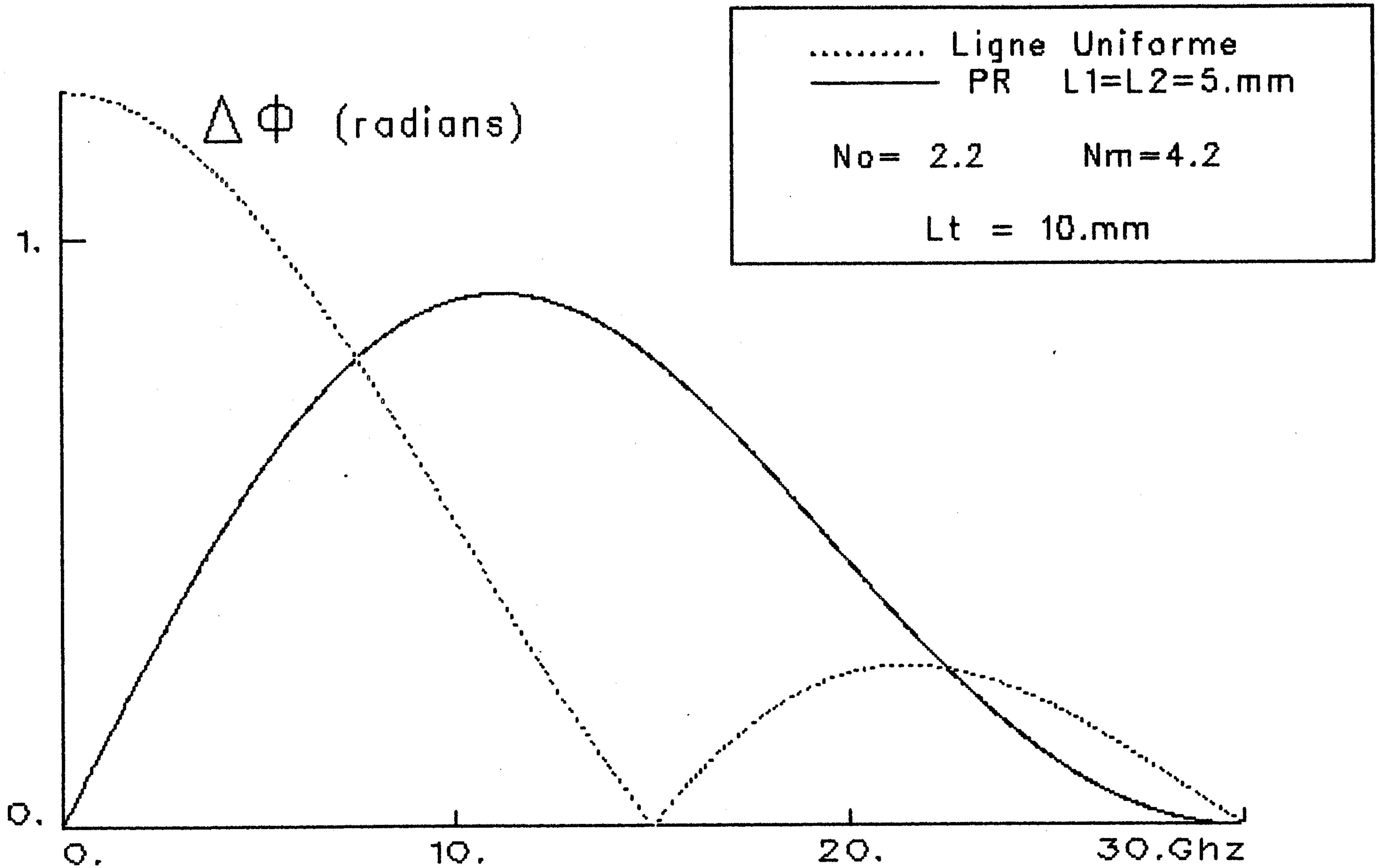
Remarque : Si nous mettons bout à bout deux structures, les courbes ne s'ajoutent qu'en un temps To particulier. Pour obtenir l'addition de ces variations de phase, il faut mettre en série deux modulateurs ayant chacun une des deux structures.

Sur la figure IV-7, nous donnons la variation de phase d'une structure uniforme de 6.mm de long (modulateur de phase de [70]). La structure alternée à sections alternées non identiques, dont la variation de phase relative est tracée sur la même figure, a la même caractéristique en basse fréquence, puisqu'alors, l'intégrale de l'onde vue, devient une somme :

$$(+\ \Delta\beta).L1 + (-\ \Delta\beta).L2 + (+\ \Delta\beta).L3 = (+\ \Delta\beta).6.mm$$

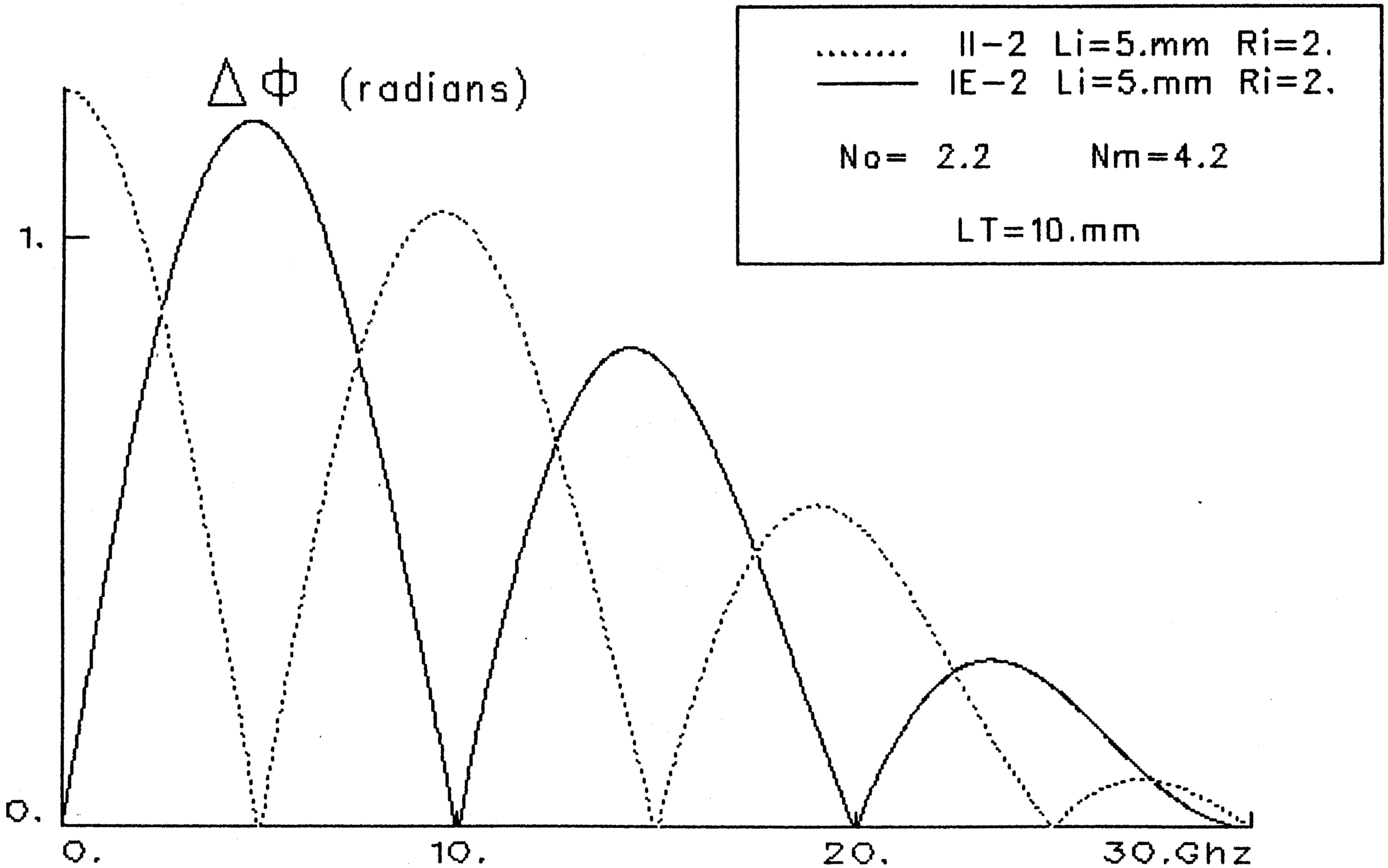
avec : L1=1. L2=3. L3=8.mm

Avec ce type d'électrodes à longueurs d'interaction non identiques, nous pourrons compenser la dégradation de la bande passante, due à la désadaptation des vitesses.



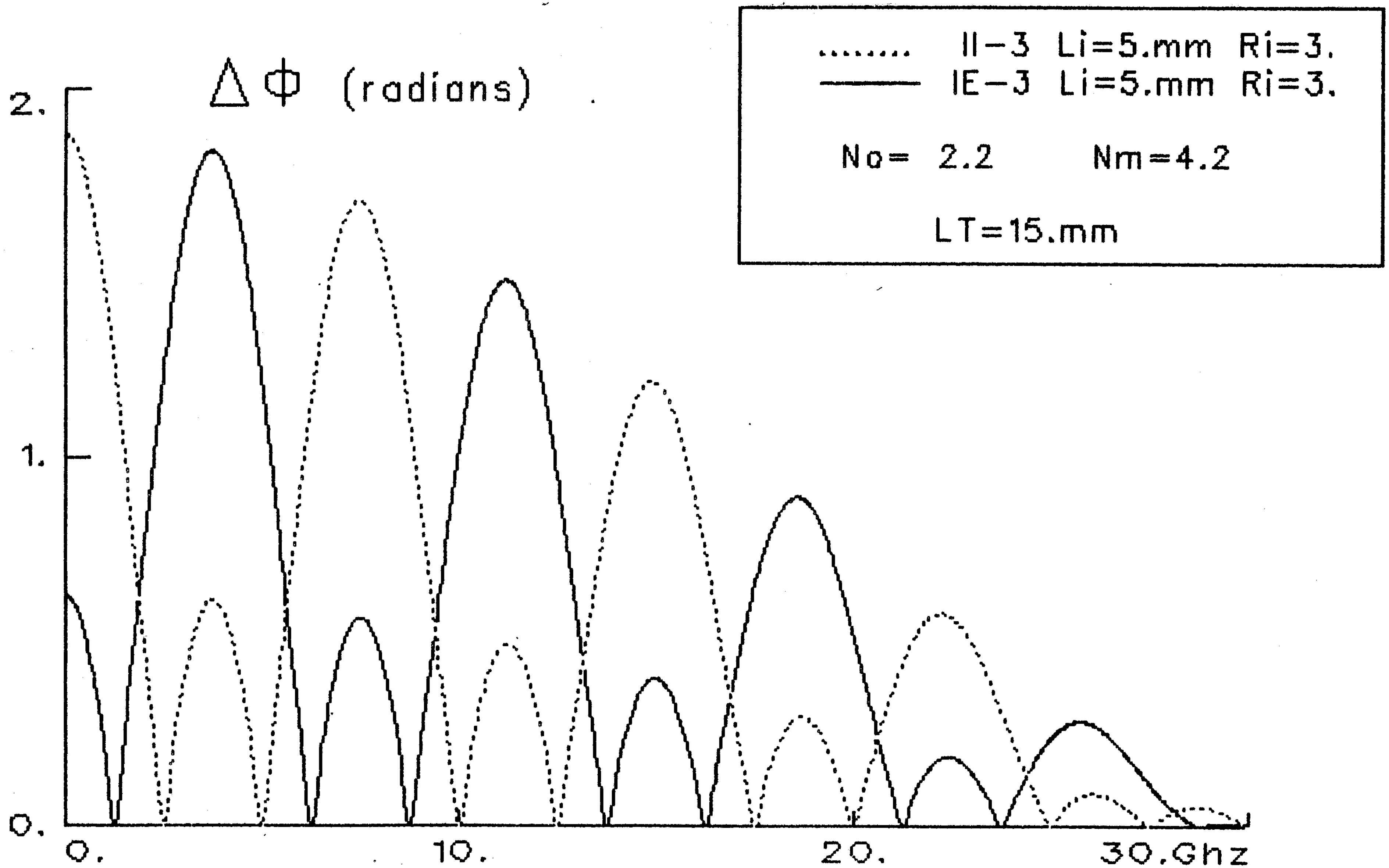
- FIGURE IV-4 -

VARIATION DE PHASE RELATIVE



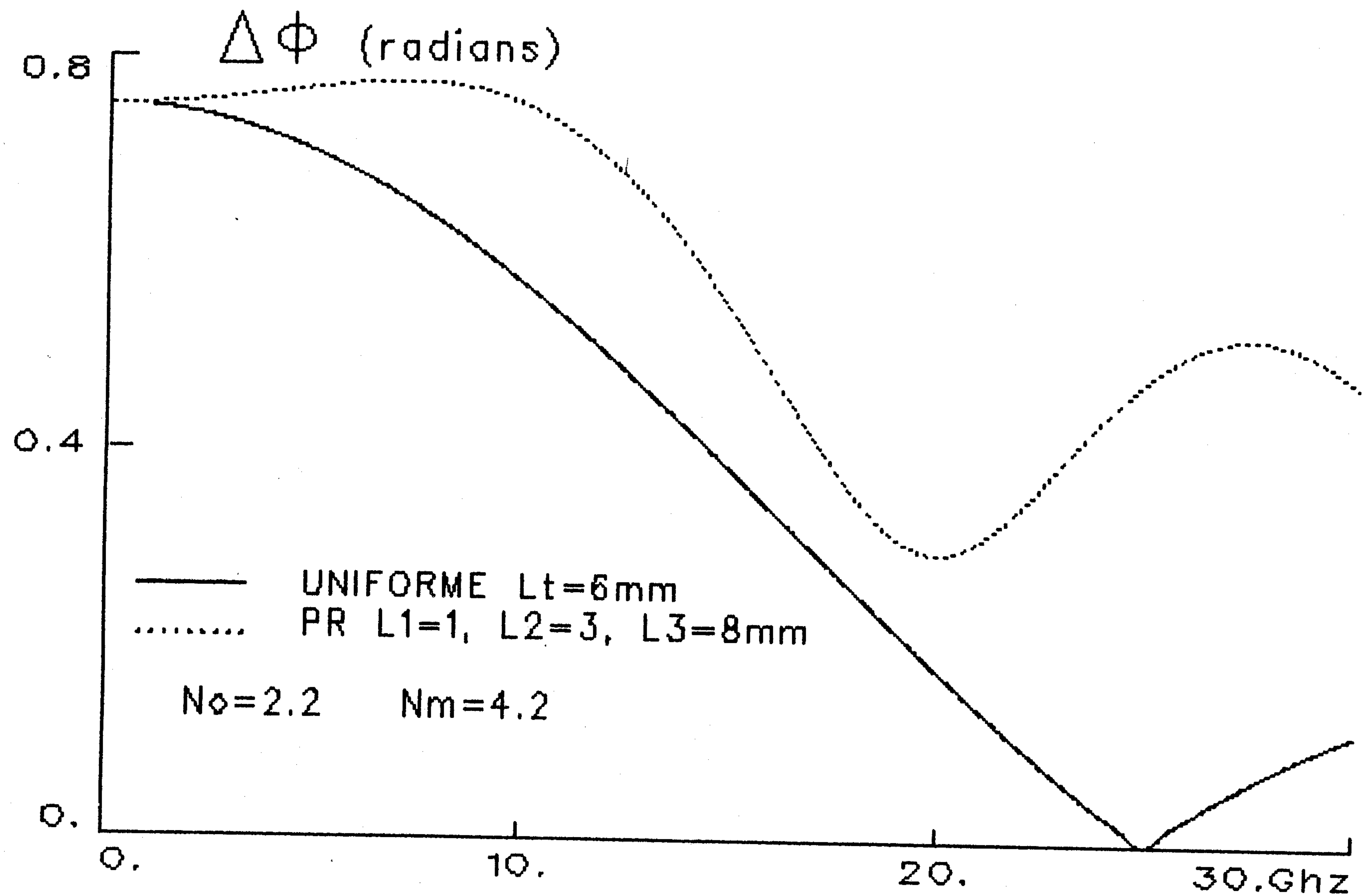
- FIGURE IV-5 -

VARIATION DE PHASE RELATIVE



- FIGURE IV-6 -

VARIATION DE PHASE RELATIVE



- *FIGURE IV-7* -

VARIATION DE PHASE RELATIVE

Sur la figure IV-8, nous donnons la variation de phase relative des structures à méandres non couplés de la figure IV-5, que nous comparons avec le cas où ces méandres sont couplés avec :

$$k = 0.3$$

On remarque alors que les zéros de variation de phase se décalent vers les basses fréquences et que les "Lobes" sont perturbés. La modulation d'amplitude se dégradera de la même manière en fonction du couplage. Nous avons donc abandonné les structures à méandres couplés.

L'étude sur les méandres menée au chapitre III, nous a cependant permis de connaître la distance minimale à réaliser entre les deux lignes du méandre pour que ces lignes ne soient pas couplées.

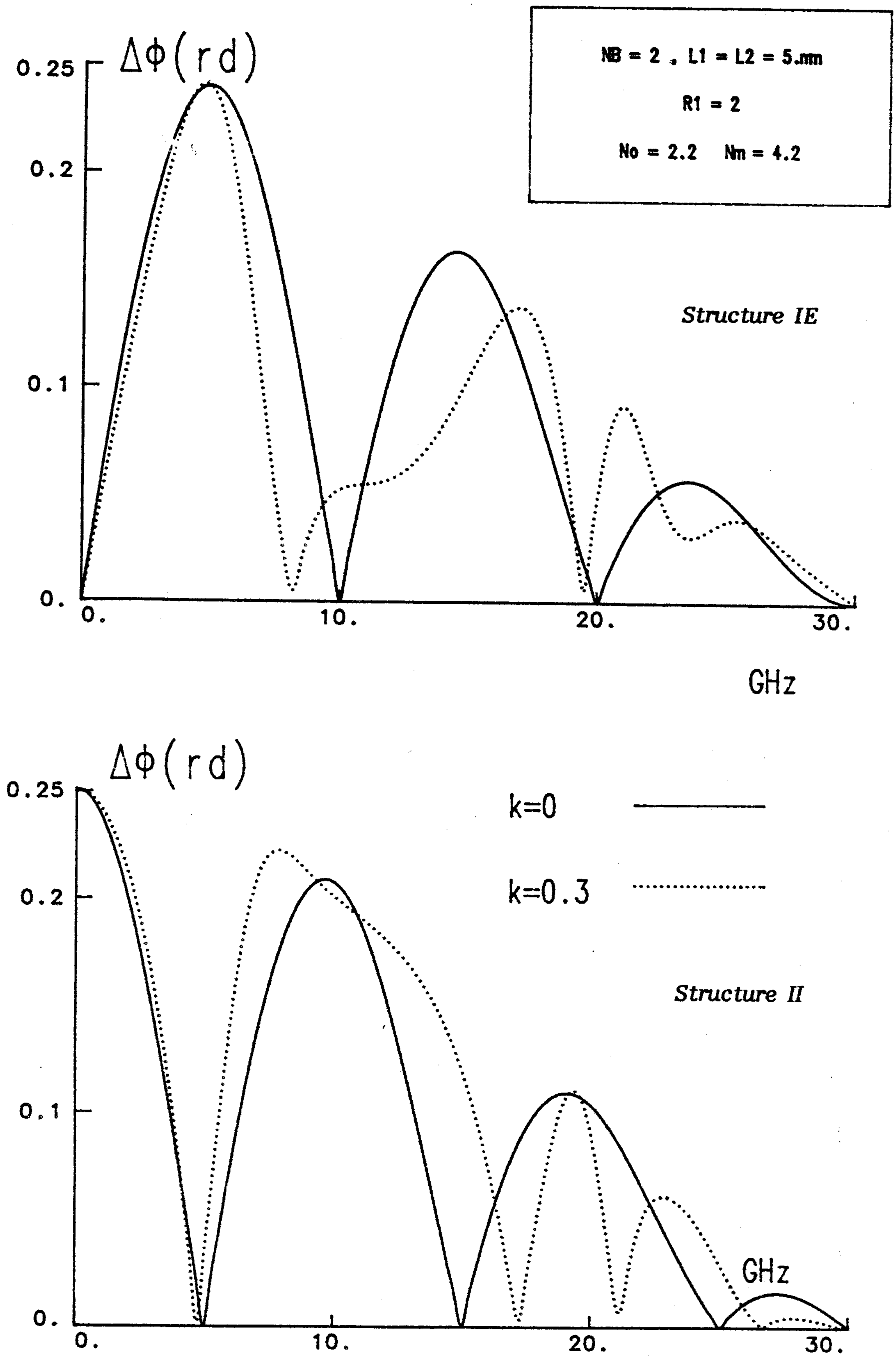
IV-B LES DIFFERENTS TYPES DE MODULATEURS DE PUISSANCE : CARACTERISTIQUES PHYSIQUES ET STATIQUES

IV-B1 - Définitions physiques des modulateurs

L'onde optique est injectée dans le modulateur par l'intermédiaire d'une fibre, collée sur l'embout d'un guide diélectrique ([59],[74]). La récupération se fait de la même façon (figure III-30).

Pour les modulateurs de puissance l'intéraction de la tension alternative doit intervenir sur deux guides optiques parallèles, couplés ou non.

Dans la partie "optique intégrée", l'onde optique peut être injectée dans les deux guides, de deux manières différentes.



- *FIGURE IV-8* -

Variation de phase relative

Tout d'abord, dans les systèmes interférométriques, la puissance de l'onde optique, issue d'un canal unique, est divisée en deux parties égales : c'est la jonction Y (figure IV-9). Elle permet, moyennant un angle d'ouverture faible entre les deux branches, d'obtenir de faibles pertes d'insertion de ce diviseur ([21]).

Un second type d'injection de l'onde optique peut être envisagé pour les coupleurs directifs. Dans ce cas, on injecte totalement l'onde sur un seul des deux guides de modulation, alors que sur l'autre guide, la puissance injectée est théoriquement nulle.

Pour analyser le modulateur, l'injection et la récupération de l'onde optique seront caractérisées par des matrices de transfert, d'entrée et de sortie. Celle-ci associée à la matrice de transfert du chemin d'intéraction, nous donnera la matrice de transfert totale du modulateur.

DEFINITION DES MATRICES DE TRANSFERT D'ENTREE ET DE SORTIE :

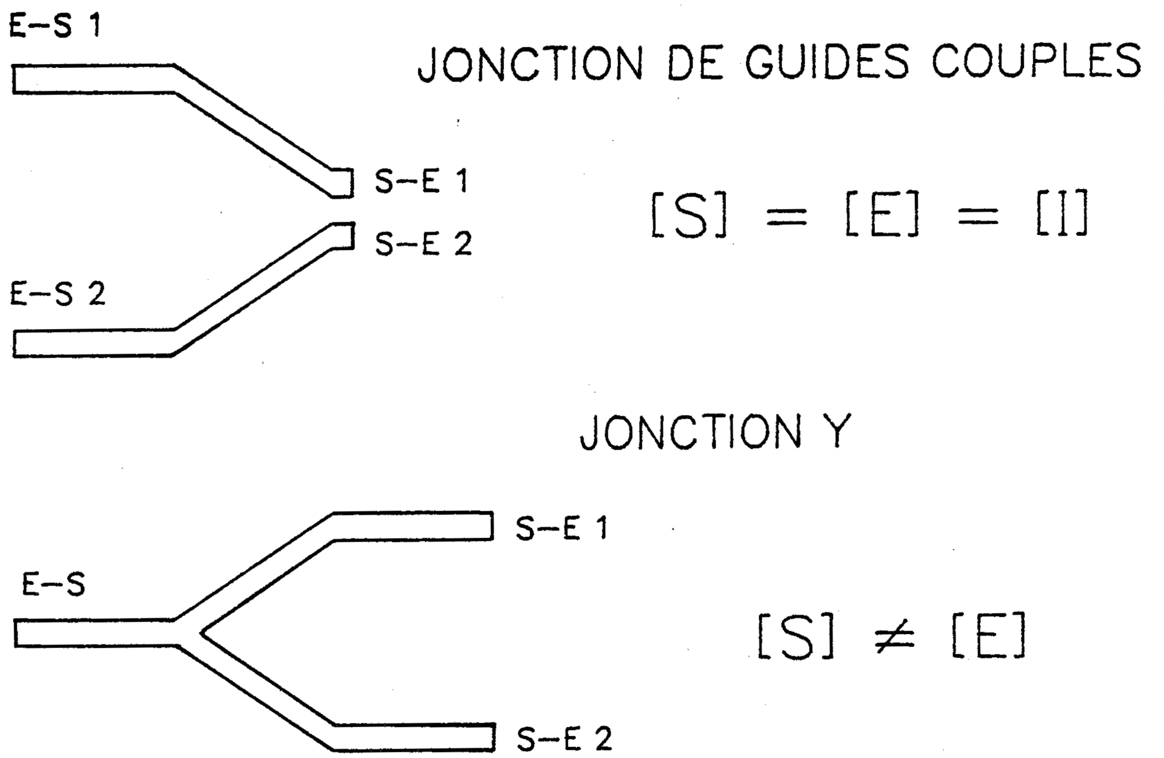
JONCTION COUPLEUR :

$$[E] = [S] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad (IV\text{-}7a)$$

JONCTION Y :

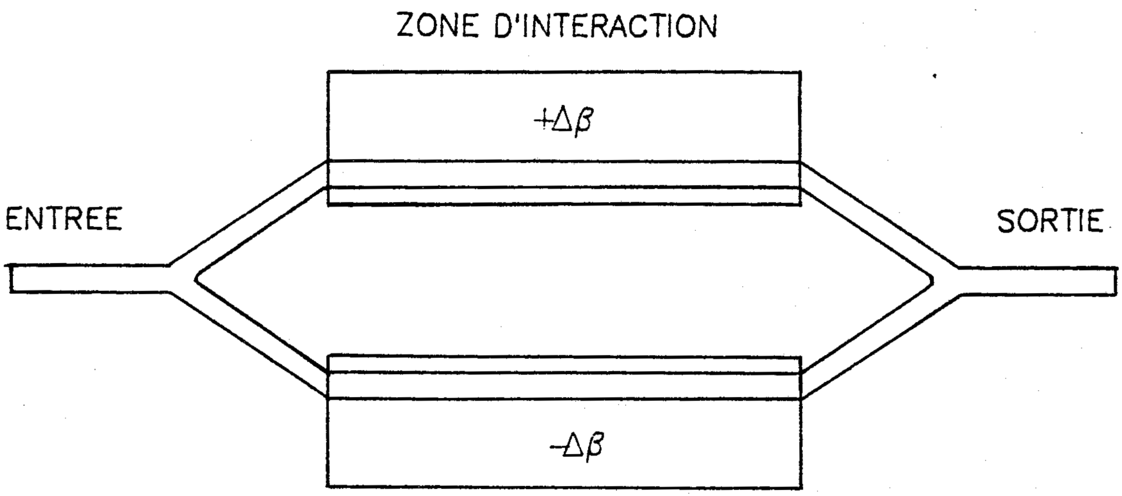
$$[E] = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \qquad [S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \qquad (IV\text{-}7b)$$

La jonction Y est caractérisée par une matrice de transfert ; le second guide (d'entrée ou de sortie) est fictif, et l'onde sur celui-ci sera toujours nulle.



- FIGURE IV-9 -

Injection et récupération de l'onde optique



SCHEMA TYPE D'UN INTERFEROMETRE
A BRANCHE Y

- FIGURE IV-10 -

La jonction COUPLEUR, ne peut être utilisée, qu'avec des guides diélectriques couplés.

Suivant le schéma d'injection et de récupération de l'onde optique sur le chemin d'intéraction, nous pouvons définir différents types de modulateurs :

INTERFEROMETRE A BRANCHE Y (figure IV-10)

COUPLEUR DIRECTIF (figure IV-11)

COUPLEUR A JONCTION Y (figure IV-12)

Dans chaque systèmes, les guides optiques sont supposés monomodes.

L'interféromètre à branche Y, n'est en général utilisé qu'avec des guides diélectriques non couplés.

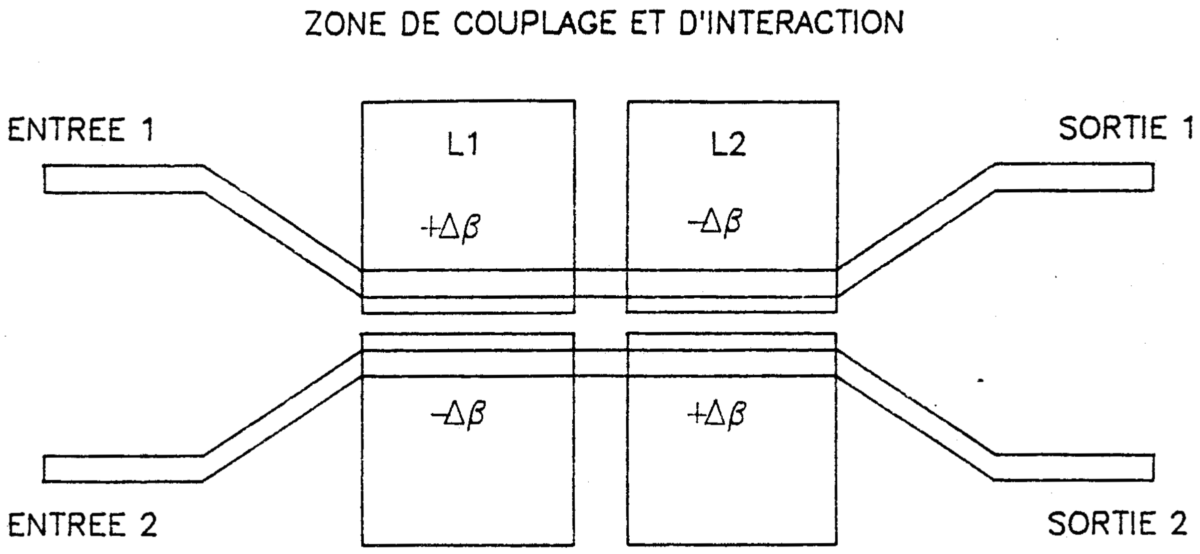
L'intérêt des deux types de coupleurs cités, est d'avoir deux sorties. La seconde voie, permettant de récupérer le signal modulé sans passer par l'intermédiaire d'un autre composant (coupleur externe, détecteur transverse ou autre). Ceci permet de corriger le taux d'erreur, pour une liaison numérique, ou de contre réactionner le signal modulant, dans le cas d'une liaison analogique.

IV-B2 - Matrice de transfert globale

Soit une structure d'électrode quelconque (à méandre ou non), la matrice de transfert globale au niveau de l'intéraction s'écrira :

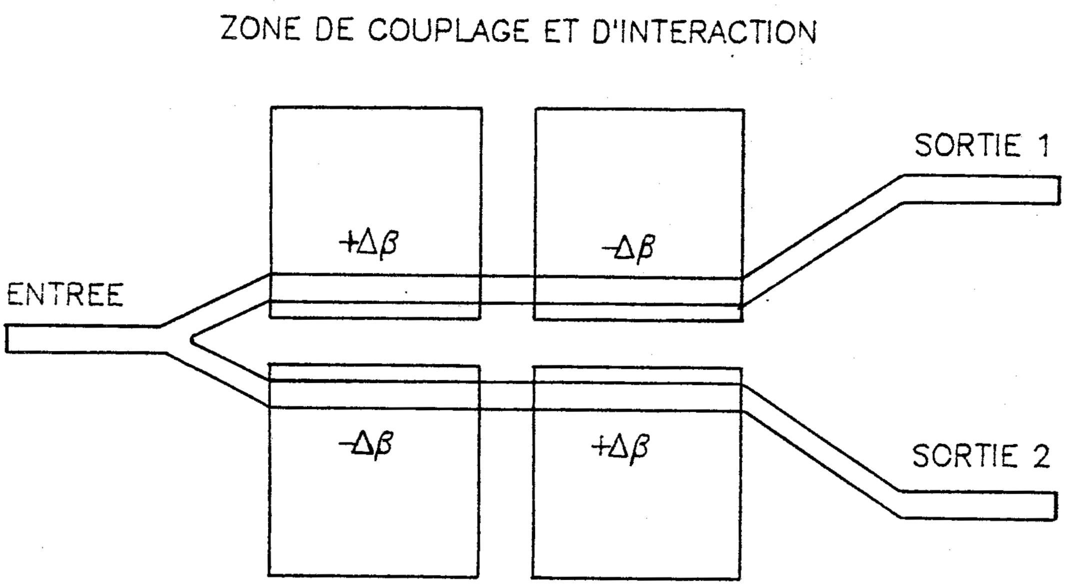
$$MT(\Delta\beta, Lt) = \prod_{i=1}^{NB} M(0,Di).M(\Delta\beta\ i,Li) \qquad (IV-8)$$

NB représente le nombre de longueur d'intéraction Li (i=1,2,...,NB).



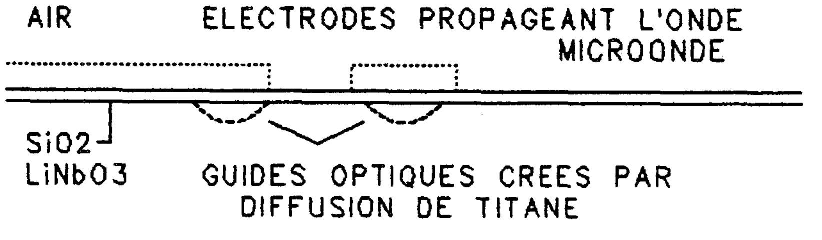
SCHEMA TYPE D'UN COUPLEUR DIRECTIF
A STRUCTURE ALTERNEE

- *FIGURE IV-11* -

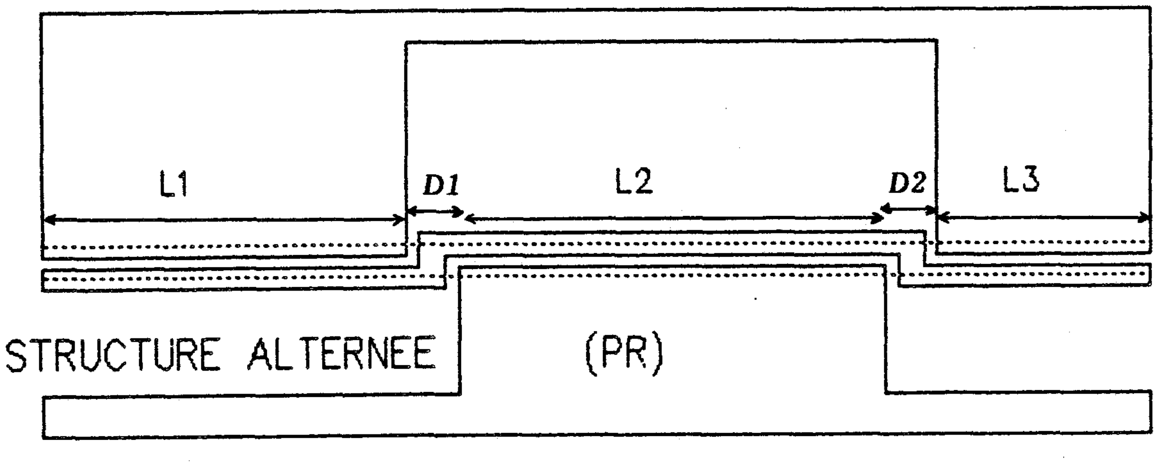


SCHEMA TYPE D'UN COUPLEUR
A JONCTION Y

- *FIGURE IV-12* -



a) coupe transversale



b) vue de dessus

- FIGURE IV-13 -

Modulateur à ondes progressives

$\Delta\beta\, i = +/- \Delta\beta$, *suivant le signe du champ électrique sur ce parcours,* $\Delta\beta$ *dépend de la tension vue par le photon.*

$$Lt = \sum_{i=1}^{NB} (Li+Di)$$ *est la longueur totale du chemin de l'onde optique,*

et M(0,Di) caractérise la propagation de l'onde optique couplée ou non, sans intéraction du champ électrique appliqué.

L'expression de la matrice de transfert d'une longueur d'intéraction dx, le long de laquelle le signe de la variation de constante de propagation est identique, s'écrit :

$$M(\Delta\beta,\Delta x) = \begin{bmatrix} Q1 & -j.P1 \\ & \\ -j.P1 & Q1\# \end{bmatrix} . \exp(-j.\beta\,\Delta x)$$

où :

$$Q1 = \left\{ \cos(T) - j \, . \frac{\int_x^{x+\Delta x} \Delta\beta . \partial x}{T} . \sin(T) \right\}$$

et :

$$P1 = \frac{K.\Delta x}{T} . \sin(T)$$

avec :

$$T = \sqrt{(K\Delta x)^2 + \left(\int_x^{x+\Delta x} \Delta\beta . \partial x\right)^2} \quad \text{et} \quad K = \frac{\Pi}{2.Lc}$$

Dans le cas d'un modulateur électrooptique sur LiNb03, tel que les champs électriques présents soit suivant la direction $\vec{oz}$, *la variation de constante de propagation s'écrit :*

$$\Delta\beta = ko\,.\Delta\ n33 = -\frac{\Pi}{\lambda o} . no^3.r33.\Gamma\, z.Vvue(x,t)$$

où Vvue(x,t) est la tension se propageant, vue par l'onde optique.

La variation de phase s'écrira :

$$\Delta\phi = \int \Delta\beta\,(x,t).\partial x$$

En continu : $\Delta\phi = \Delta\beta\,.x$ puisqu'alors la tension est continue sur toute la longueur du circuit.

Les amplitudes de sorties, quant à elles, s'écriront compte tenu de l'injection et de la récupération de l'onde au niveau du chemin d'intéraction :

$$\begin{pmatrix} a1s \\ \\ a2s \end{pmatrix} = [S]\;.\;MT(\Delta\beta\,,Lt)\;.\;[E]\;.\;\begin{pmatrix} a1e \\ \\ a2e \end{pmatrix} \qquad (IV\text{-}9)$$

Nous travaillerons en puissance normalisée, c'est-à-dire, que nous imposons :

$$a1e^2 + a2e^2 = 1$$

IV-B3 - Caractéristiques statiques

Les diagrammes de fonctionnement que nous allons présenter, ne concerneront que les structures ayant des guides optiques couplés. Les structures interférométriques faisant en général intervenir des guides optiques non couplés, celles-ci seront caractérisées du point de vue statique, uniquement par leur tension de commande.

Dans l'étude statique, cette tension est continue et constante sur toute la longueur de la ligne.

Pratiquement, il faut insérer une capacité entre la sortie de la ligne de propagation et l'impédance de charge, pour obtenir un circuit ouvert en régime continu, afin que cette tension soit continue le long de toute la ligne de propagation. En régime alternatif, cette capacité sera équivalente à un court circuit, et n'interviendra pas sur les caractéristiques de propagation.

IV-B3a - Diagramme de fonctionnement

Dans l'étude de la matrice de transfert du modulateur du point de vue statique, nous étudions des structures de modulation normalisées, les Di seront considérés nul, et les méandres n'interviennent pas.

Cette matrice est fonction de deux variables normalisées :

$$\Delta\beta . Lt/\Pi \quad \text{et} \quad Lt/Lc$$

où Lt est la longueur totale de la zone d'intéraction : $Lt = \sum_{i=1}^{NB} Li$

Lc la longueur de couplage, et $\Delta\beta$ le paramètre d'intéraction. $\Delta\beta . Lt$ est la variation de phase sur la longueur totale du circuit Lt, et est normalisée à Π . Lt/Lc caractérise donc un paramètre de fabrication, et $\Delta\beta . Lt$ un paramètre de modulation, puisqu'il est proportionnel à la fonction de recouvrement des champs électriques, et à la tension continue appliquée entre les électrodes.

En fonction de ces deux paramètres, la puissance de sortie de l'onde optique variera. On définit les états croisés et parallèles (figure IV-14) :

la puissance optique est injectée sur un guide d'entrée ;

* si toute la puissance ressort sur le même guide, on parle d'état parallèle (//).

* Si elle ressort totalement sur l'autre guide, on parle d'état d'état croisé (X) :

$a1e^2$	$a2s^2$	état
1	1	X
1	0	//

$$a1e^2 + a2e^2 = 1$$

- Figure IV-14 -
Diagramme d'état

Le but de cette analyse, est de déterminer les dimensions optimales du circuit telle qu'avec la tension continue de polarisation du circuit déterminé, la tension alternative à lui superposer pour obtenir 100 % de modulation, soit minimale.

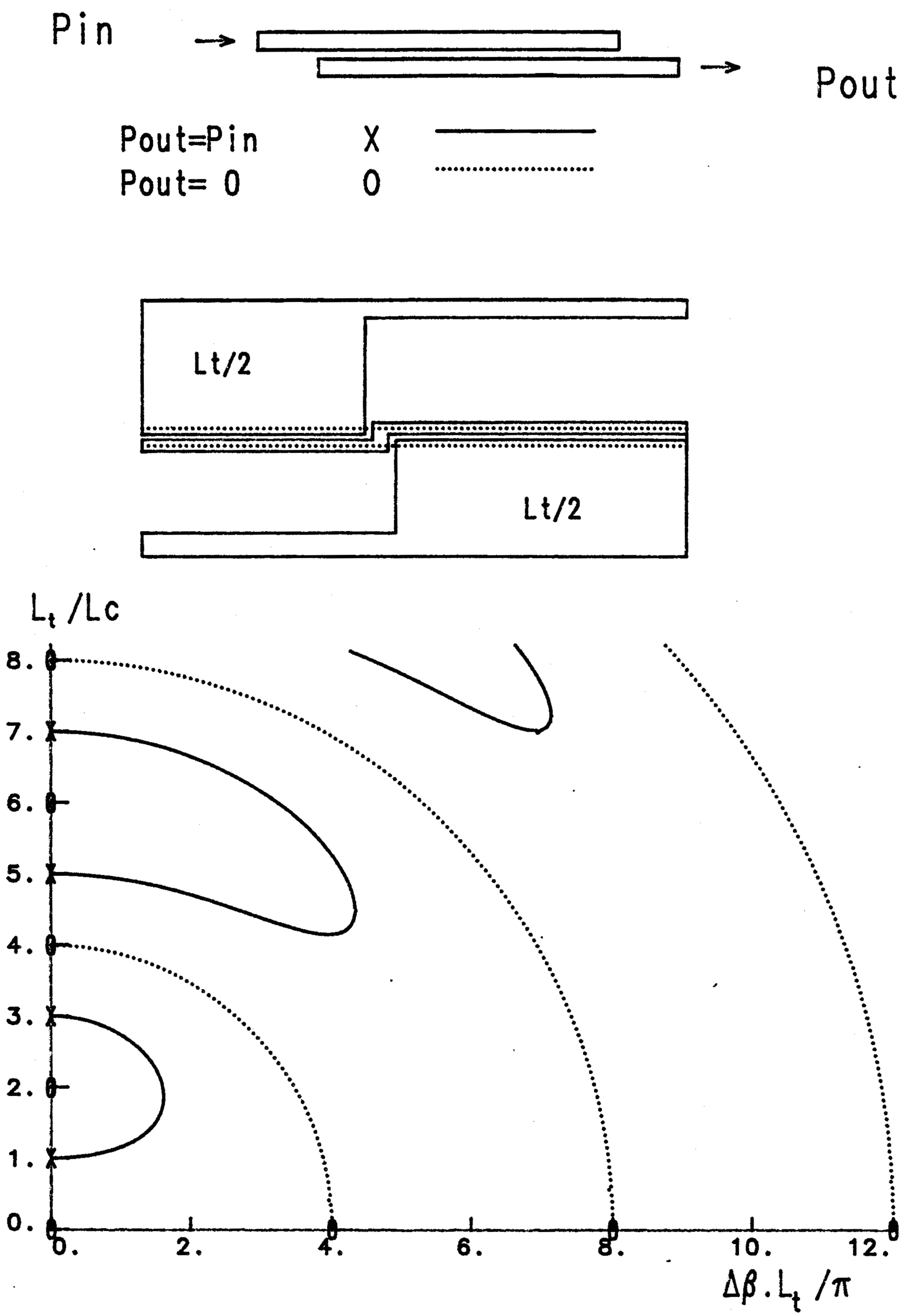
Chaque schéma d'électrodes, structure uniforme, alternée à NB longueurs d'intéraction identiques ou non, modifiera les caractéristiques de modulation. Nous analyserons ces états pour des paramètres $\Delta\beta .Lt$ positifs pour le cas d'un coupleur directif, les courbes étant symétriques.

Nous avons en effet : $as1^2(\Delta\beta .Lt) = as2^2(-\Delta\beta .Lt)$

Nous donnons sur les figures IV-15a (NB=2), IV-15b (NB=4), les diagrammes de fonctionnement de deux structures alternées à NB sections identiques ([54], [66], [67], [68]) :

$$Li = Lt/NB \quad \forall i$$

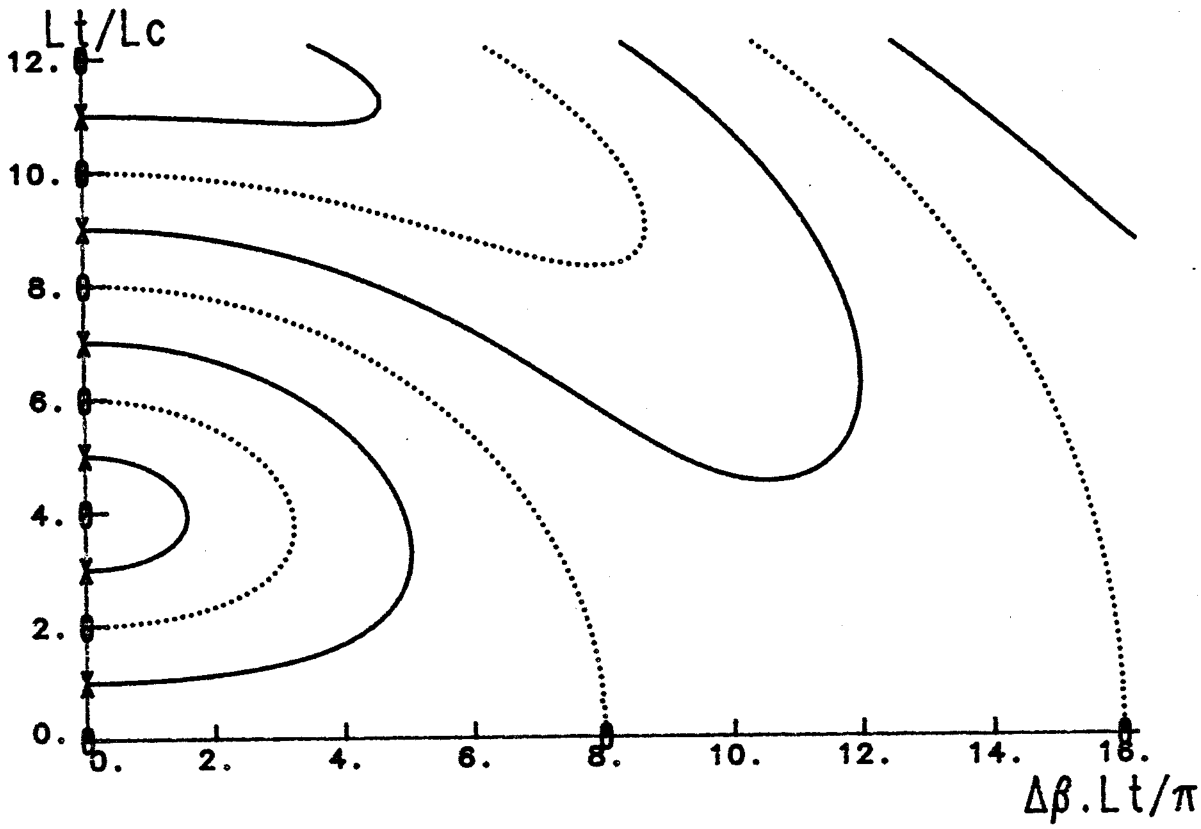
Pour ces strutures, les paramètres de fabrication n'ont pas de contraintes de fabrication serrées, comparativement au cas uniforme figure IV-15c, où ce paramètre doit être un nombre entier impair pour obtenir 100 % de modulation.



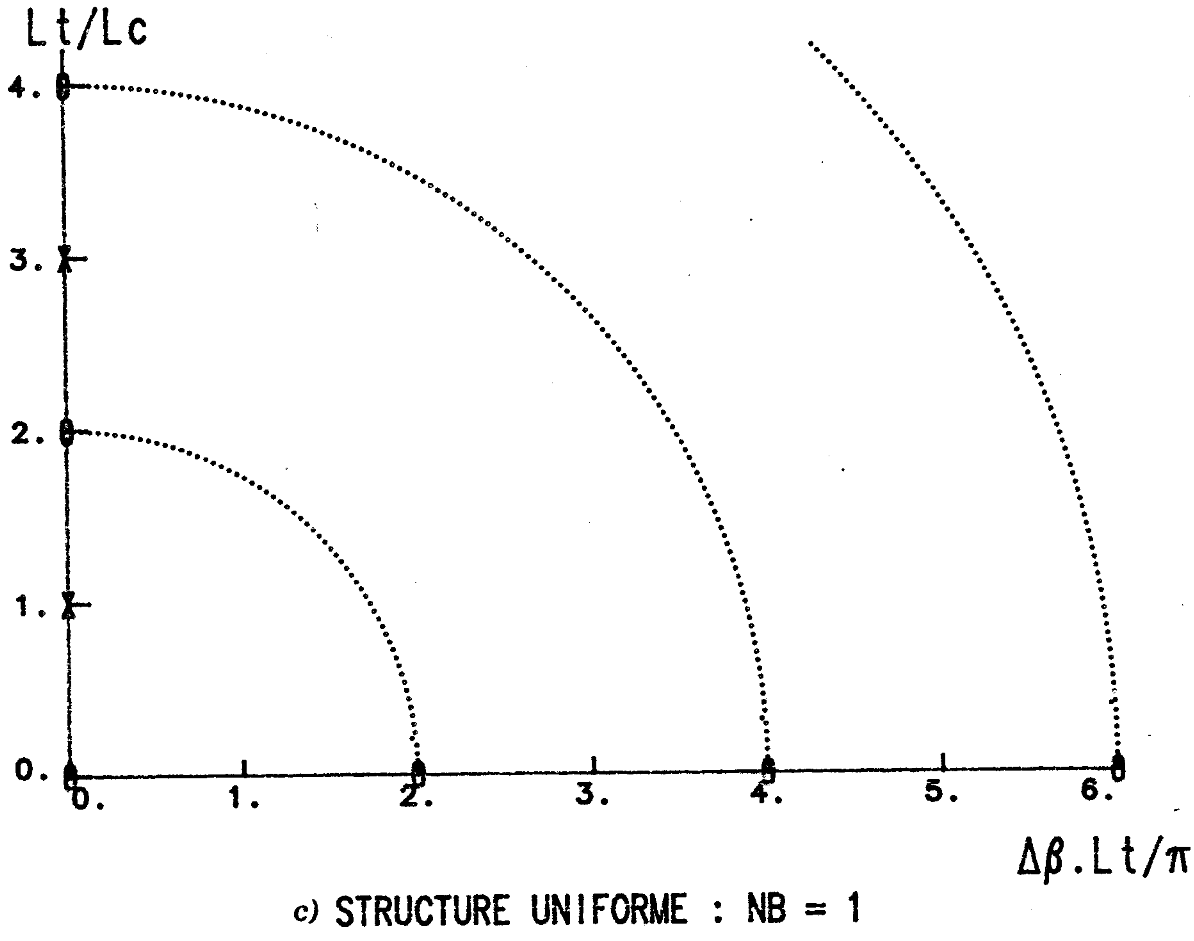
a) STRUCTURE ALTERNEE : NB=2 , L1=L2

- FIGURE IV-15 -

Diagramme de commande



b) STRUCTURE ALTERNEE : NB = 4 , Li=Lt/4



c) STRUCTURE UNIFORME : NB = 1

- FIGURE IV-15 -

Diagramme de commande

Dans le cas où les différentes longueurs d'intéraction Li (i=1,NB), sont différentes, les courbes d'états ($a2^2$ =0,1) sont modifiées. Sur les figures IV-16a,b,c, nous avons représenté le diagramme de fonctionnement de trois structures à sections de longueurs différentes. Les courbes d'états et les amplitudes sont modifiées.

Nous avons représenté les diagrammes en trois dimensions (figure IV-17a,b,c) ; le premier et le troisième circuit sont à deux et trois sections alternées identiques, alors que le second circuit, est à trois sections alternées différentes, et est un circuit intermédiaire entre le premier et le troisième.

Une structure à NB sections alternées différentes augmentera la tension de commande, si on ne se place pas dans des configurations Lt/Lc égales à des entiers impairs, mais pourra cependant être intéressante pour l'obtention d'une grande bande passante, et surtout pour compenser l'influence des pertes de propagation de l'onde microonde.

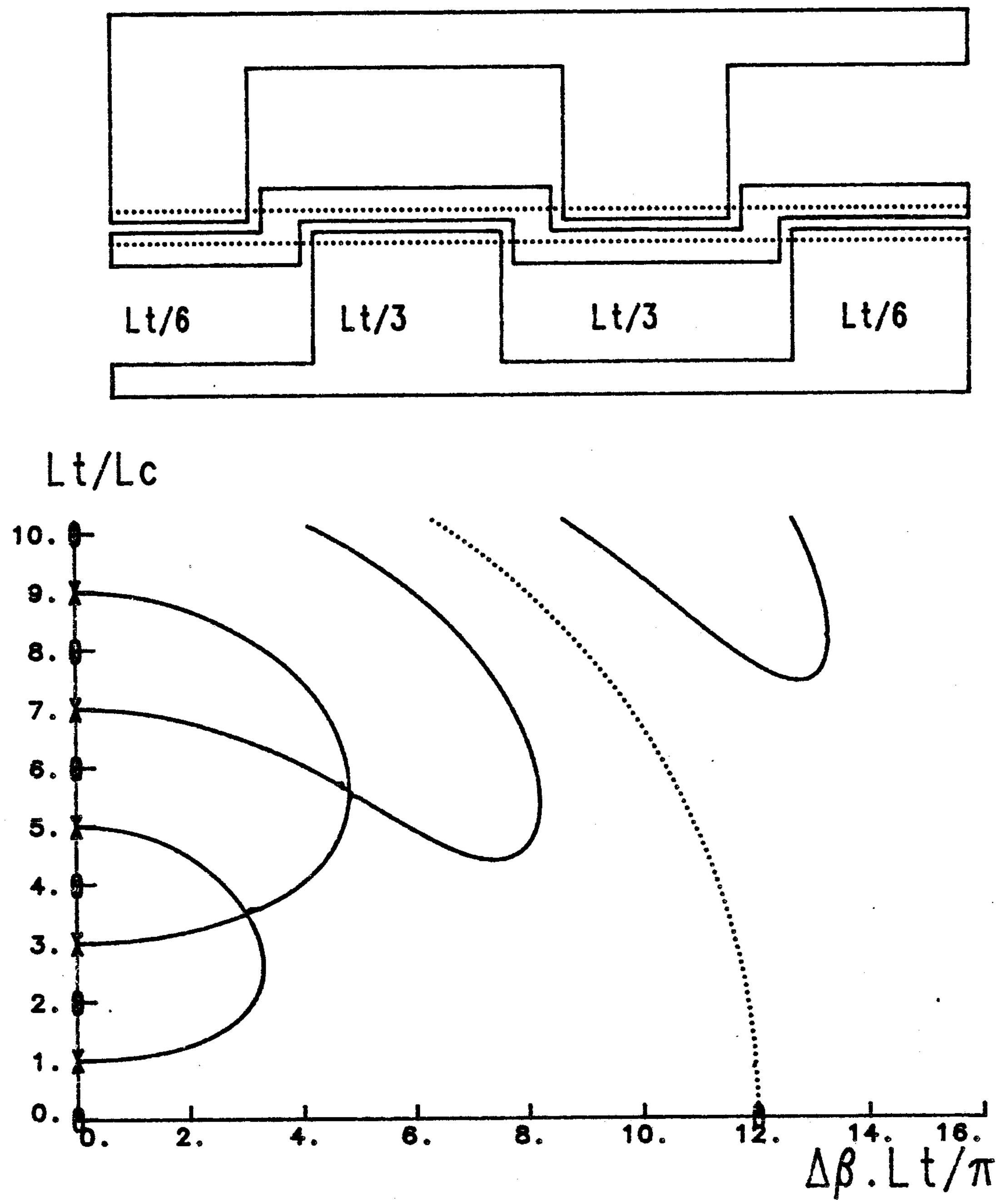
Pour un coupleur à jonction Y, les courbes d'états sont antisymétriques en fonction du paramètre $\Delta\beta$ .Lt.

Nous avons alors : $as1^2(\Delta\beta .Lt) = Po - as2^2(-\Delta\beta .Lt)$

Avec un abus de langage, nous garderons ici les termes d'états croisés et parallèles.

Pour ces circuits, nous n'aurons des états croisés et parallèles que pour des points discrets, quel que soit la forme des structures, et les dimensions de chacunes des sections identiques ou non. En répertoriant les puissances intermédiaires 25 %, 50 % et 75 %, nous obtenons par exemple, les figures IV-18a et b, pour des structures à NB sections alternées identiques.

Ces circuits sont très intéressants, puisque la tension continue à appliquer pour polariser le modulateur est nulle. Cependant, pour obtenir un

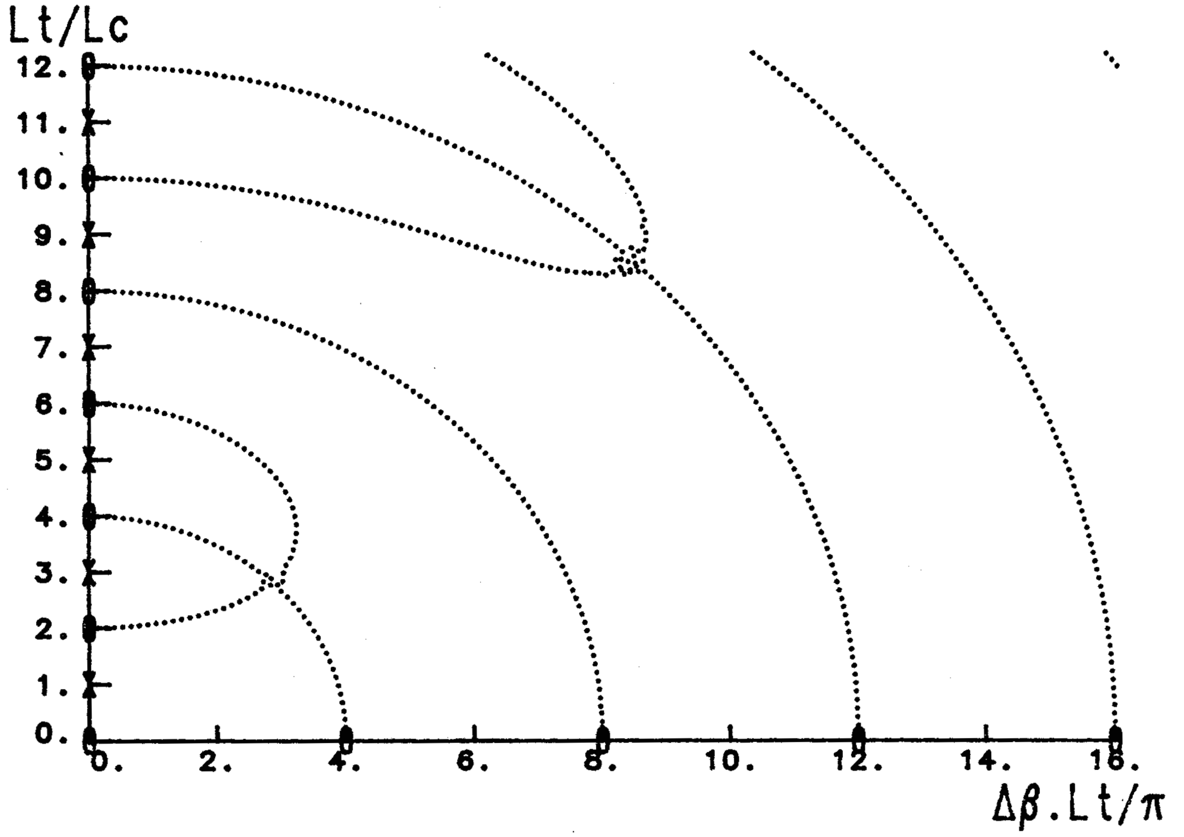


STRUCTURE ALTERNEE: NB=4

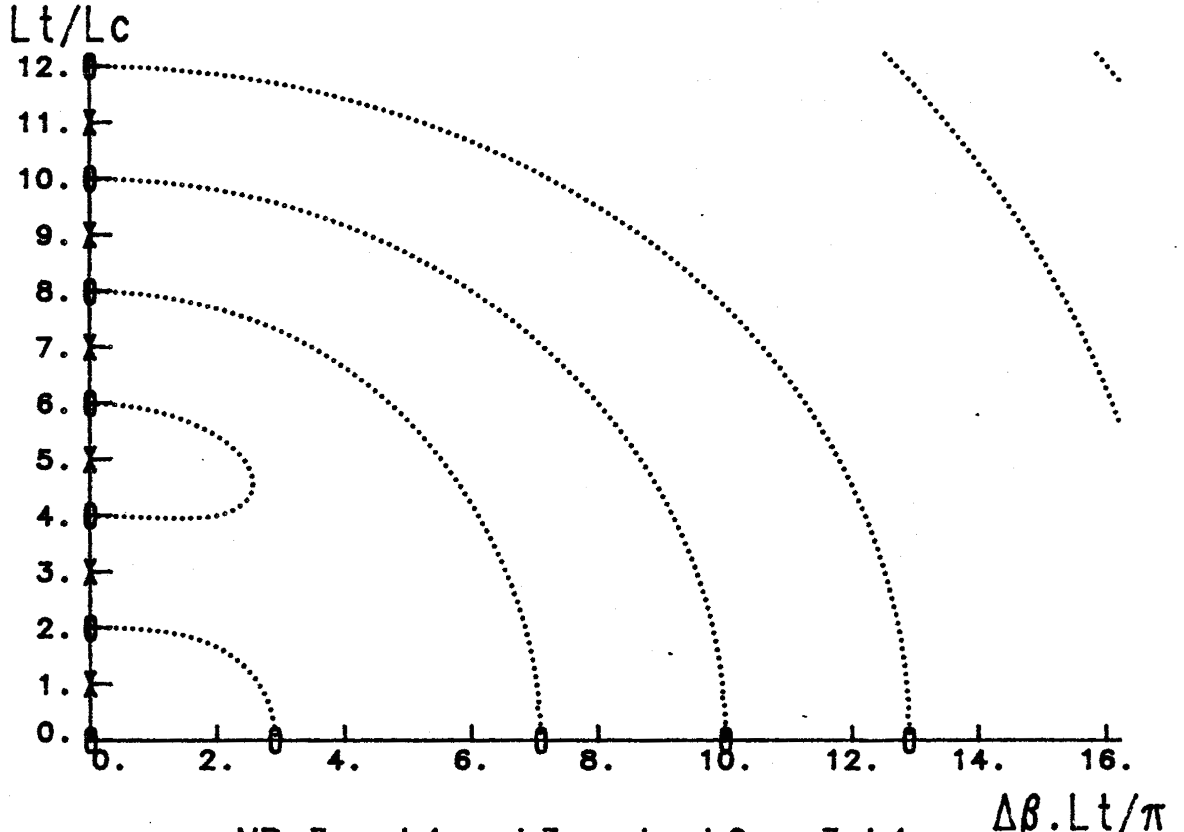
L2 = L3 = 2*L1 = 2*L4

- *FIGURE IV-16a* -

Diagramme de commande



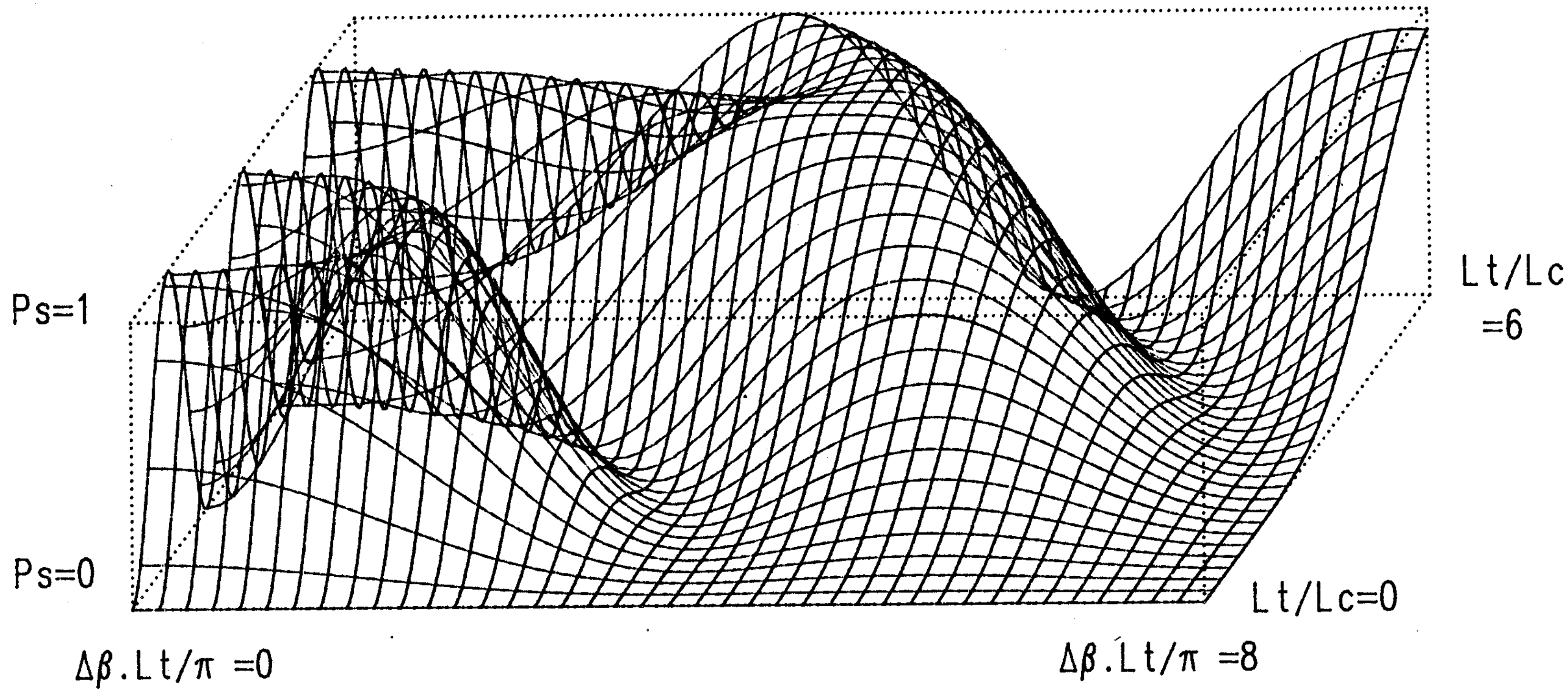
b) NB=3 , L1 = L3 et L2 = 2*L1



c) NB=3 , L1 = L3 et L2 = 3*L1

- FIGURE IV-16 -

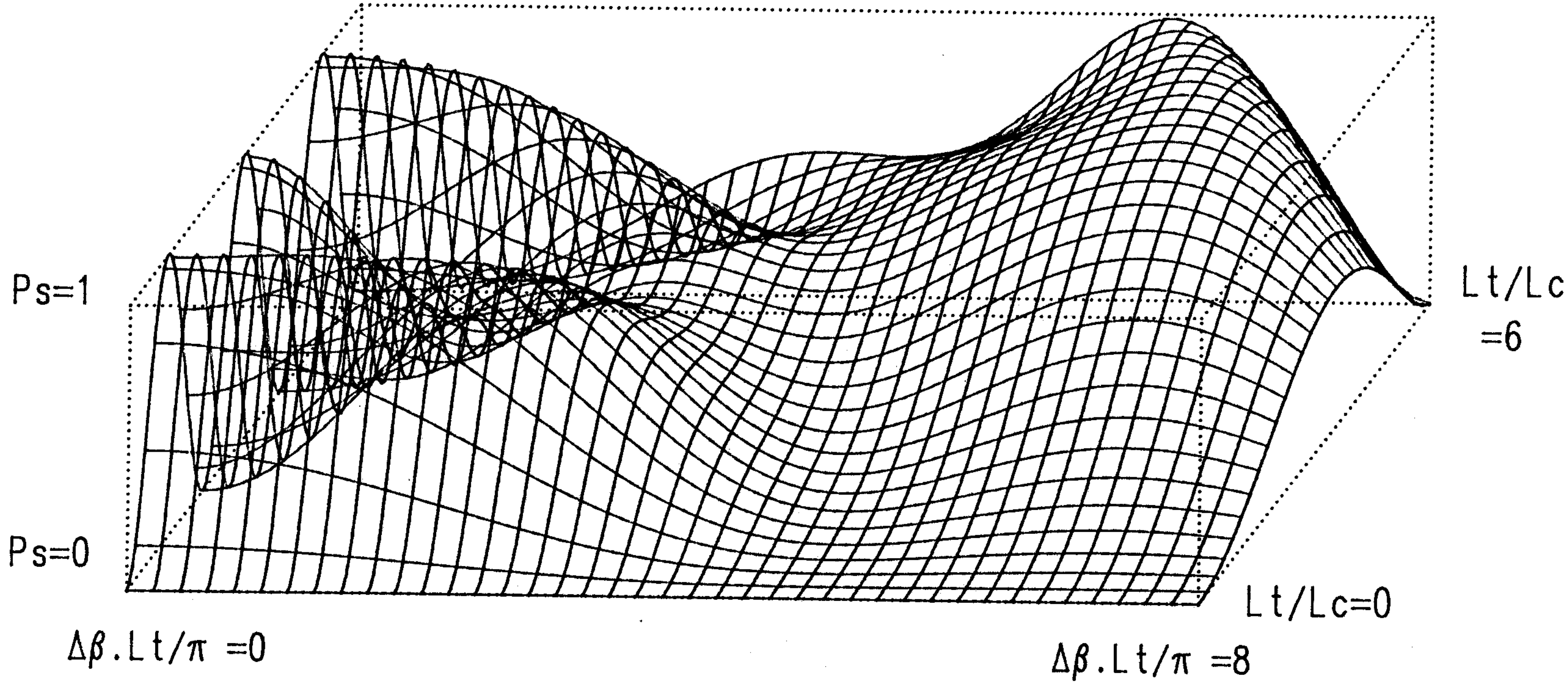
Diagramme de commande



COUPLEUR DIRECTIF
2 SECTIONS ALTERNEES IDENTIQUES
NB = 2 avec L1 = L2

- FIGURE IV-17a -

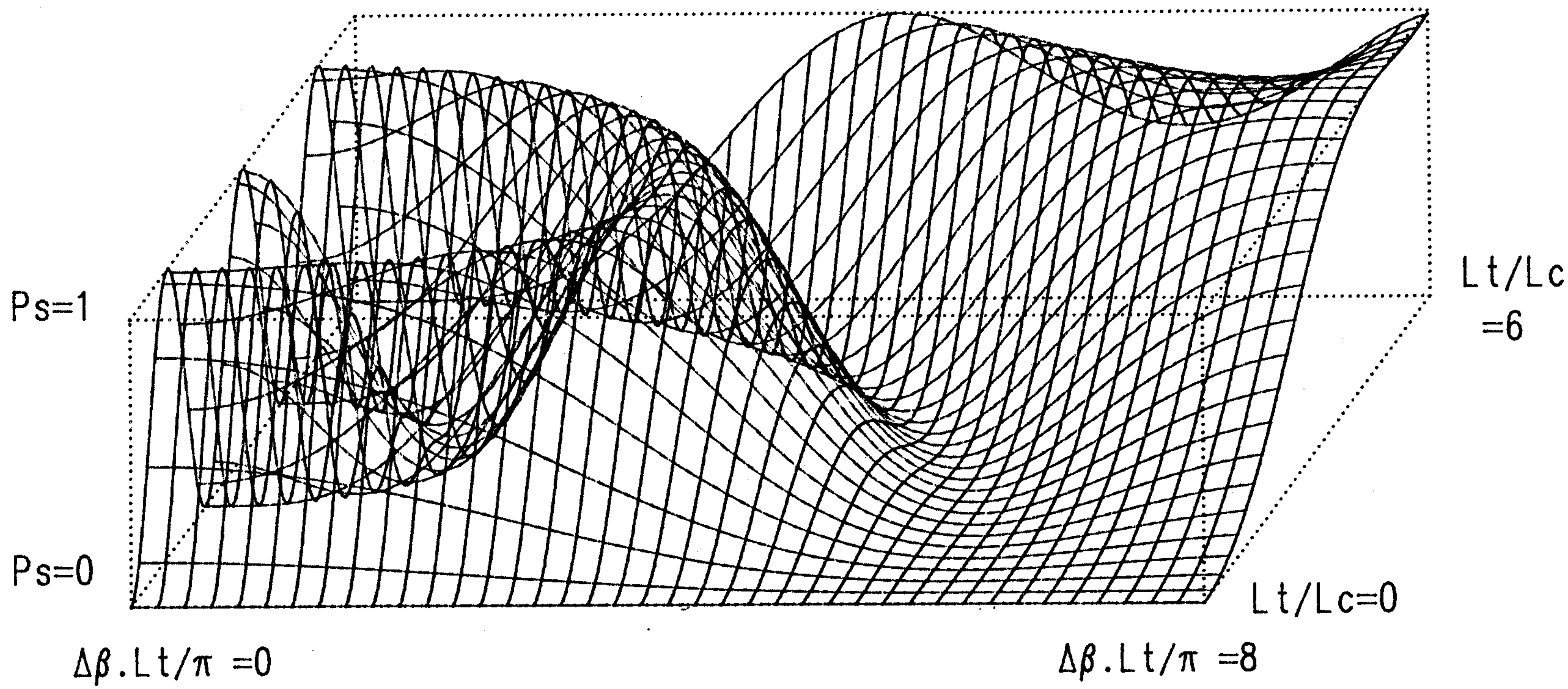
Diagramme 3D



COUPLEUR DIRECTIF
3 SECTIONS ALTERNEES DIFFERENTES
NB = 3 avec L1 = L2 et L3 = L1/2

- FIGURE IV-17b -

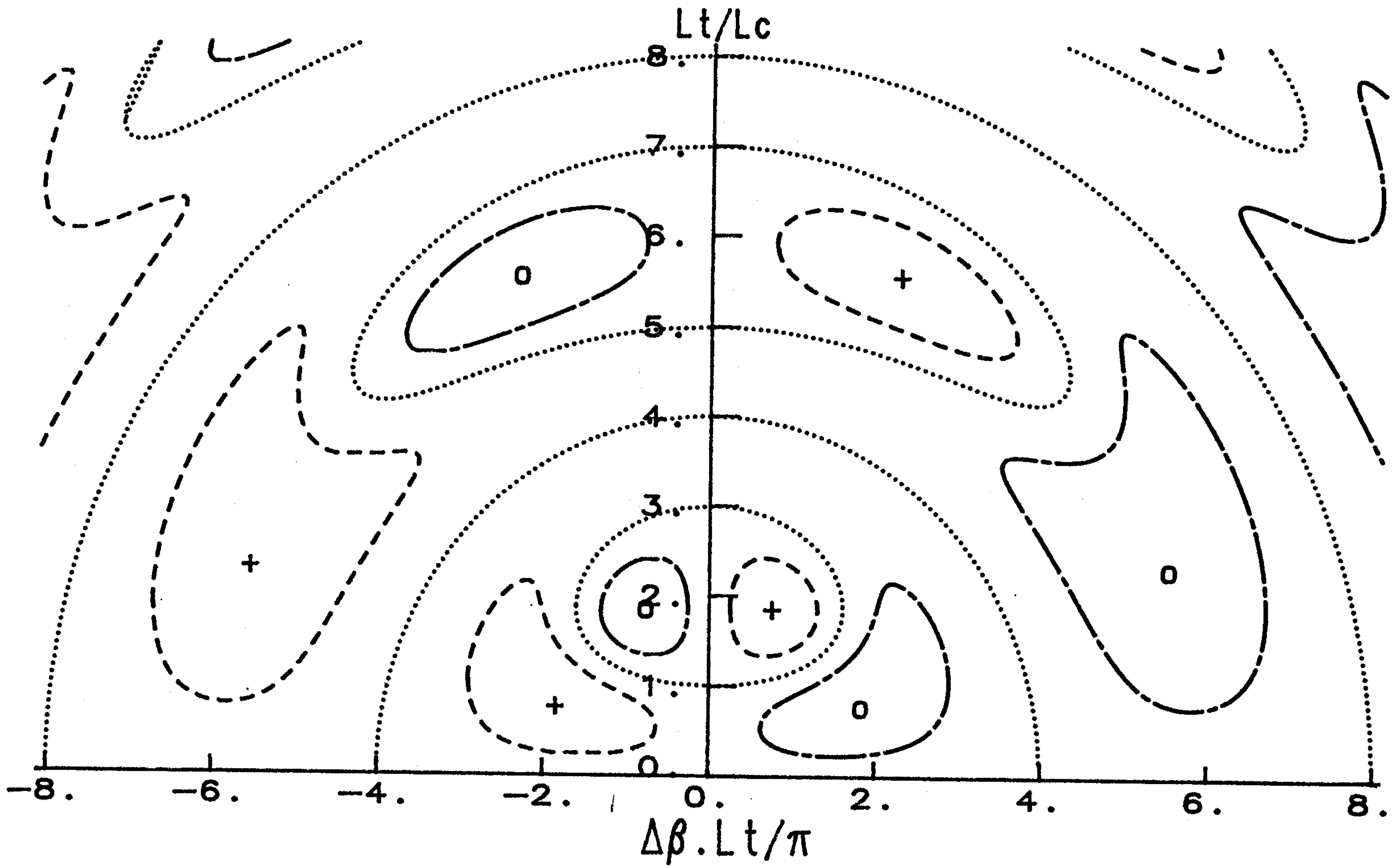
Diagramme 3D



COUPLEUR DIRECTIF
3 SECTIONS ALTERNEES IDENTIQUES
NB = 3 avec L1 = L2 = L3

- FIGURE IV-17c -

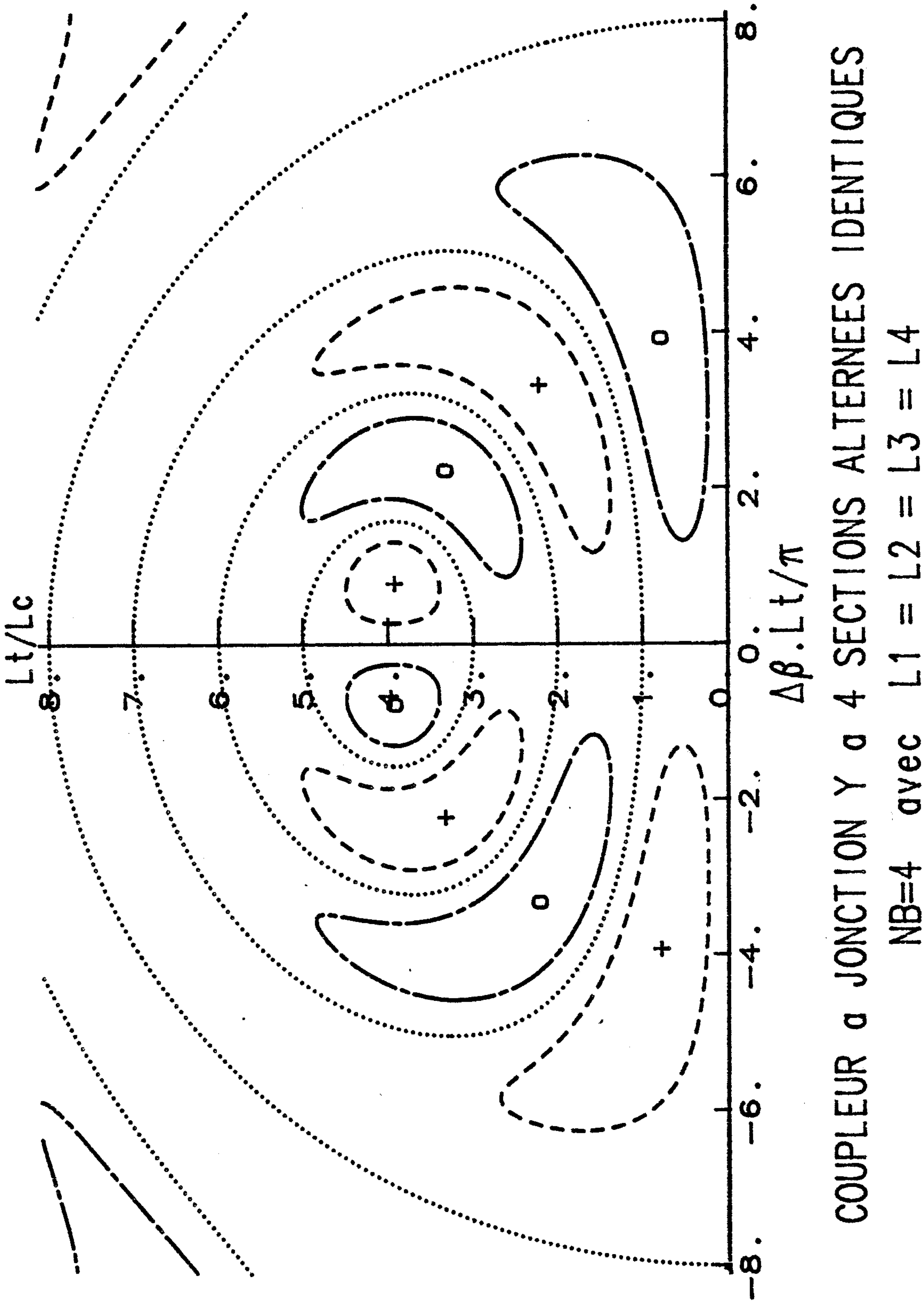
Diagramme 3D



COUPLEUR a JONCTION Y a 2 SECTIONS ALTERNEES IDENTIQUES
NB=2 avec L2 = L1

- FIGURE IV-18a -

Diagramme de commande



- *FIGURE IV-18b* -

Diagramme de commande

rendement de 100 %, le rapport Lt/Lc d'une structure d'électrodes est une constante.

Pour des structures à sections alternées différentes, le paramètre Lt/Lc optimum varie. Les figures IV-19 à 21, montrent l'évolution du diagramme en fonction de différents circuits.

Après la mesure de la longueur de couplage, et de la longueur totale du circuit d'intéraction, nous aurons donc à déterminer le circuit :

$$NB \ , \ Li(i=1,NB)$$

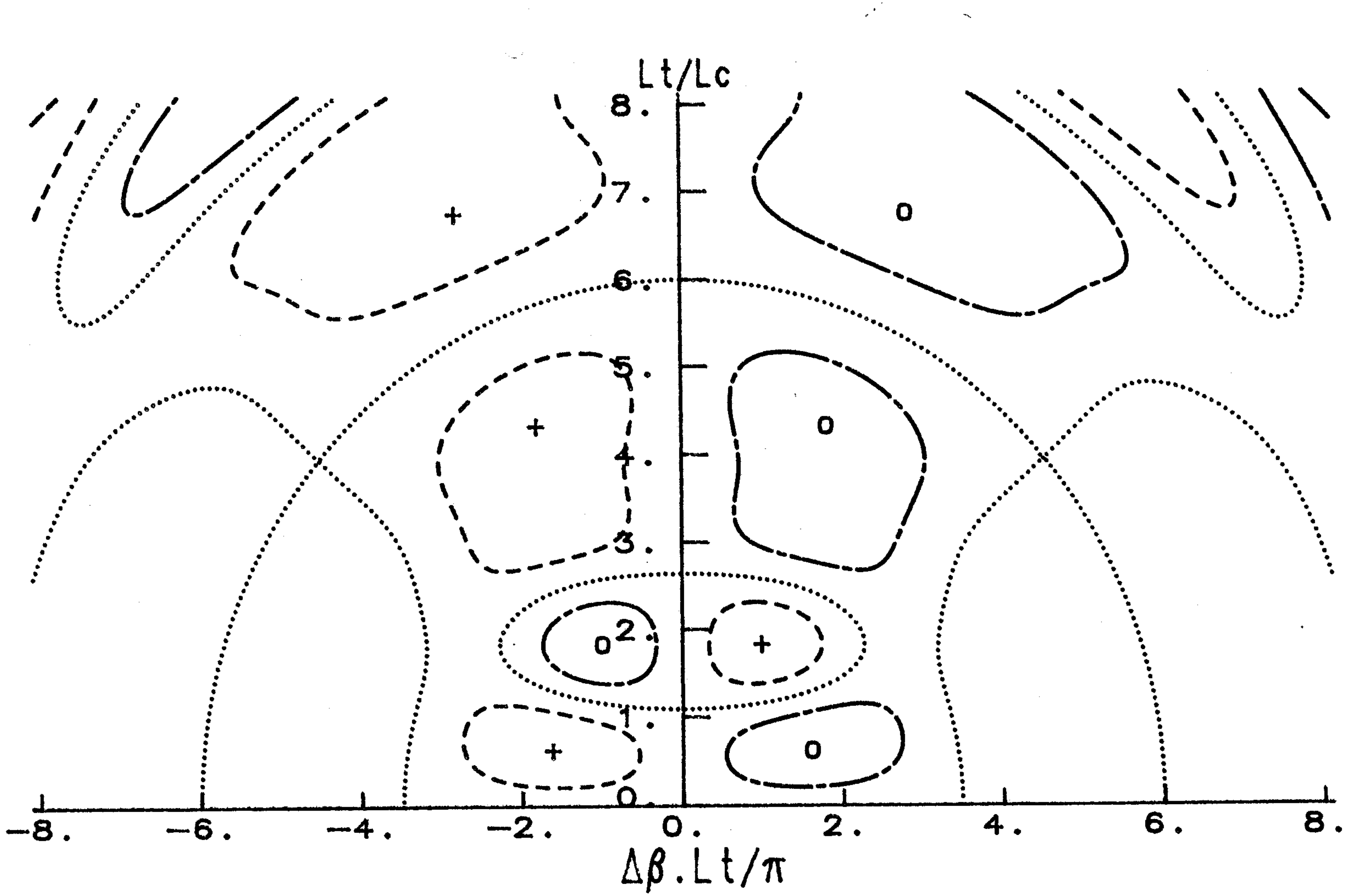
tel que pour le paramètre Lt/Lc lié à la fabrication, nous ayons 100 % de modulation, et une tension de commande minimale.

IV-B3b - Tension de polarisation

Le premier facteur de mérite d'un modulateur à considérer est l'amplitude de la tension alternative nécessaire pour obtenir un indice de modulation maximum. Il nous faut donc rechercher les deux tensions, telles que la puissance de sortie soit minimale et maximale. Si nous polarisons le modulateur, à une tension moyenne de ces deux tensions continues calculées, en lui superposant une tension alternative (dont l'amplitude est la différence de ces deux tensions déterminée précédemment), nous aurons la modulation maximale.

Pour un coupleur directif, nous donnons l'allure de la puissance de sortie en fonction de la tension continue appliquée, pour différents rapports Lt/Lc (figure IV-22).

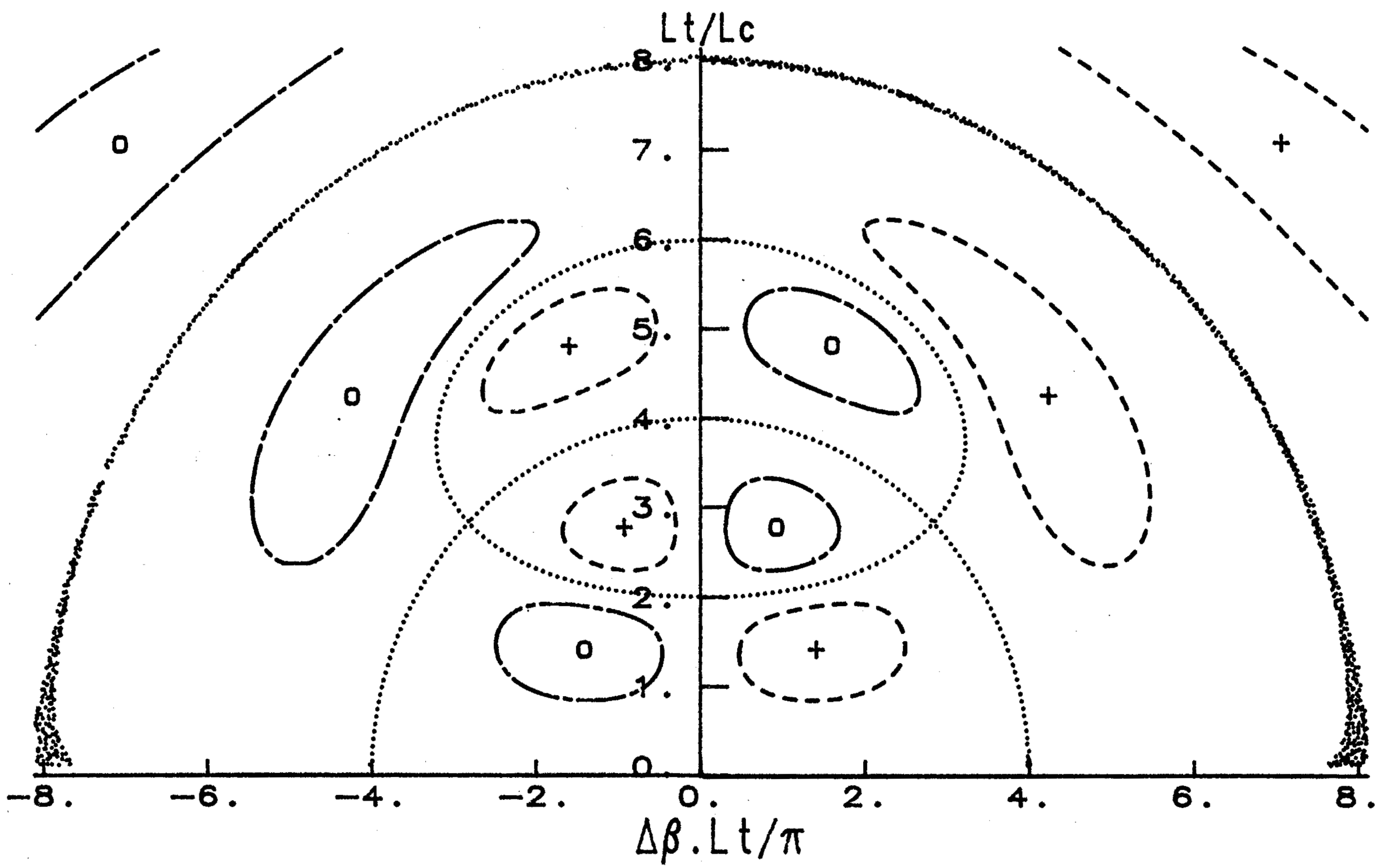
Dans de nombreuses références ([59], [74], [16], [54]), la mesure de la tension de commande d'un coupleur directif, n'est pas symétrique.



COUPLEUR a JONCTION Y a 3 SECTIONS ALTERNEES DIFFERENTES
NB=3 avec L1 = 3*L3 et L2 = 2*L3

- FIGURE IV-19 -

Diagramme de commande

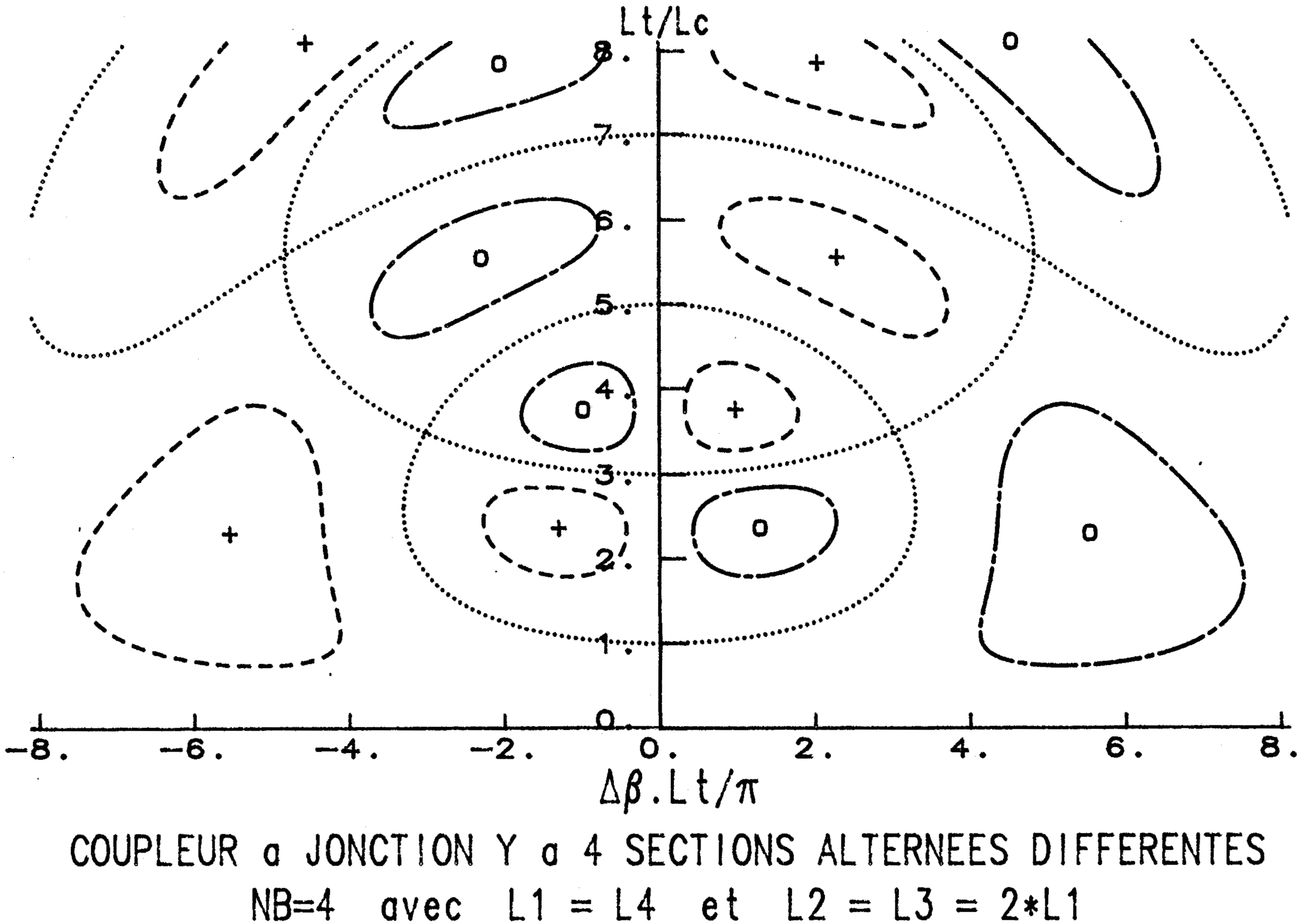


COUPLEUR a JONCTION Y a 3 SECTIONS ALTERNEES DIFFERENTES

NB=3 avec L3 = L1 et L2 = 2*L1

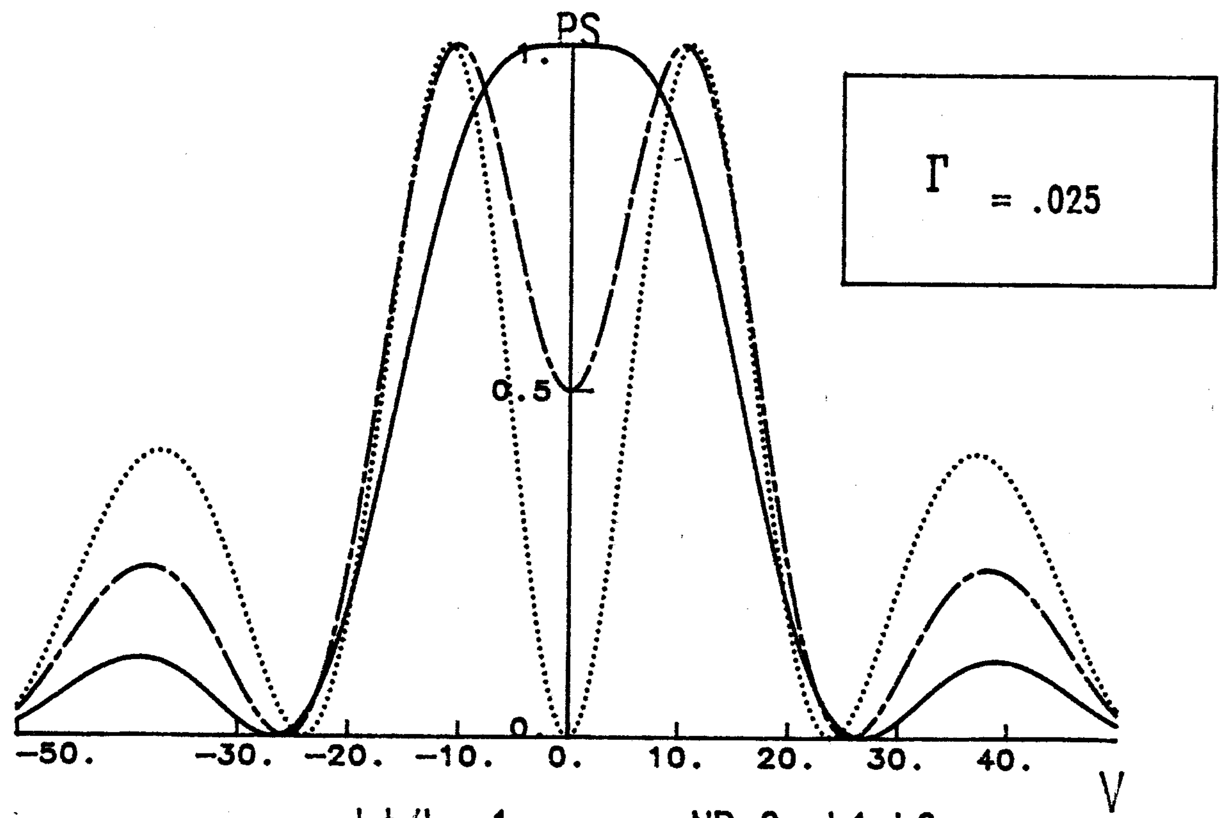
- FIGURE IV-20 -

Diagramme de commande



- FIGURE IV-21 -

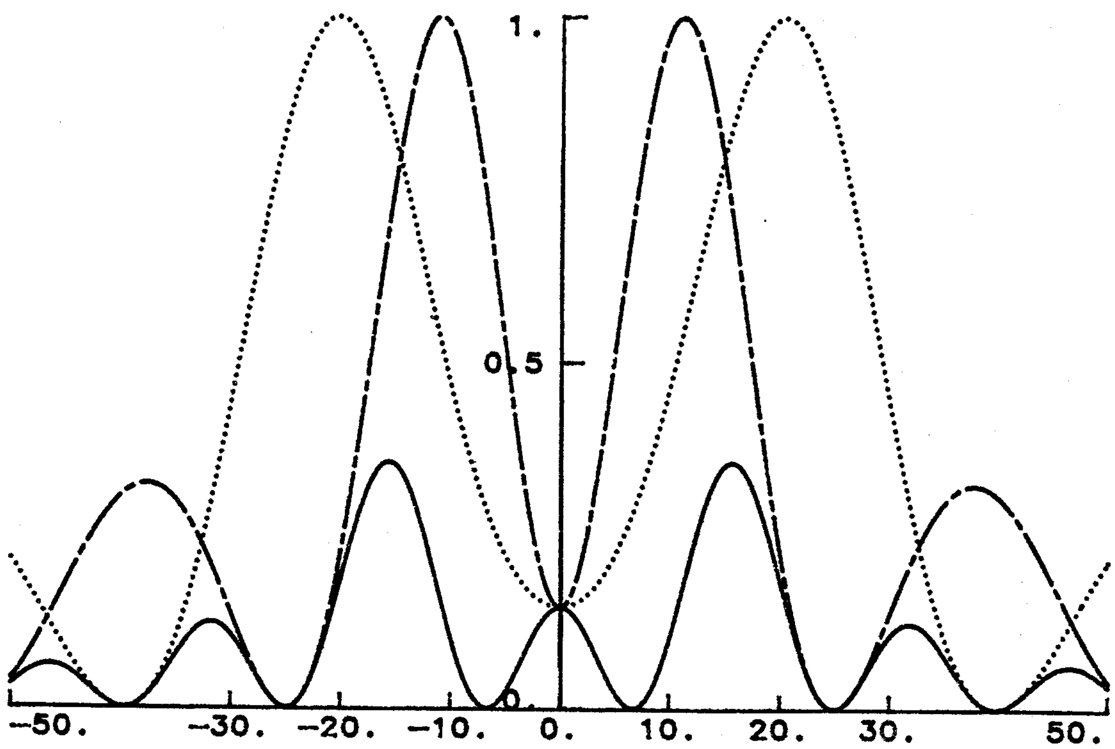
Diagramme de commande



Lt/Lc=1 NB=2 L1=L2

Lt/Lc=1.5 Lt=14.mm

Lt/Lc=2



NB=1 Lt=14.mm

NB=2 L1=L2 Lc=8.mm

NB=3 L1=L2=L3

- FIGURE IV-22 -

Tension de commande

En appliquant une puissance non nulle sur la seconde entrée de la structure des guides diélectriques d'un coupleur directif, nous simulerons ainsi le couplage entre les guides d'accès à la zone d'intéraction (figure IV-23).

L'allure de la tension de commande n'est plus symétrique. A la limite, pour $a1e^2=a2e^2=1/2$, nous retrouvons alors l'allure de la tension de commande d'un coupleur à jonction Y, puisque pour ce dernier, le schéma d'entrée est un coupleur 3 dB.

IV-C CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES DES MODULATEURS D'INTENSITE

Dans cette étude, nous tenons compte de tous les paramètres de propagation des deux ondes, excepté les pertes de propagation de l'onde optique.

Si on injecte un signal alternatif superposé à une tension continue :

$$V(0,t) = Vcc + \overline{V}alt \cdot Cos(\omega . t) \qquad (IV\text{-}10)$$

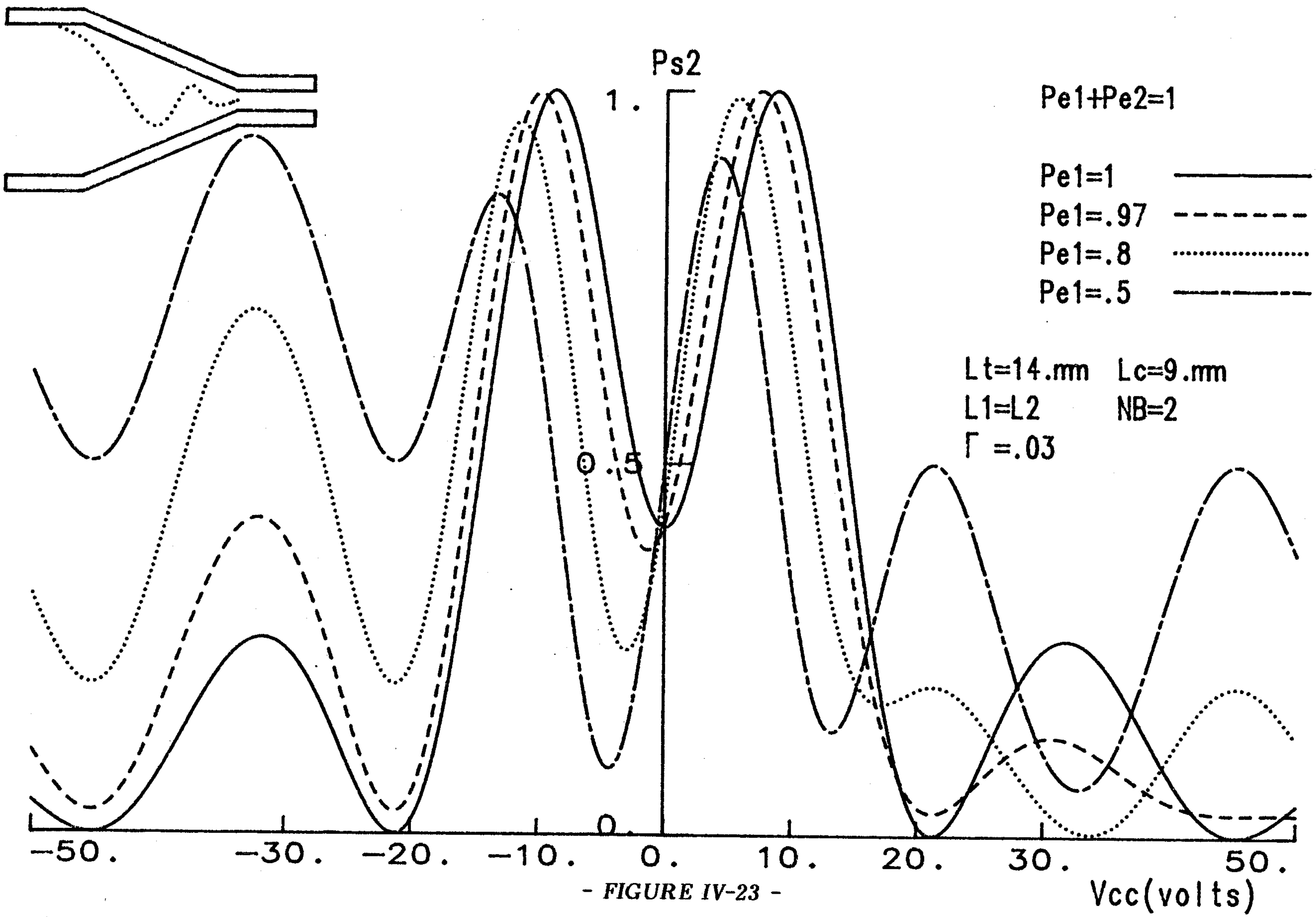
On recueillera en sortie une puissance qui variera en fonction du temps. Nous calculerons la puissance de sortie de l'onde optique, maximale et minimale en fonction du temps To, pour en déduire l'indice de modulation :

$$(P/Po) = \frac{Pmax - Pmin}{Po} = \frac{amax^2 - amin^2}{ao^2}$$

où Po est la puissance totale injectée, normalisée à 1.

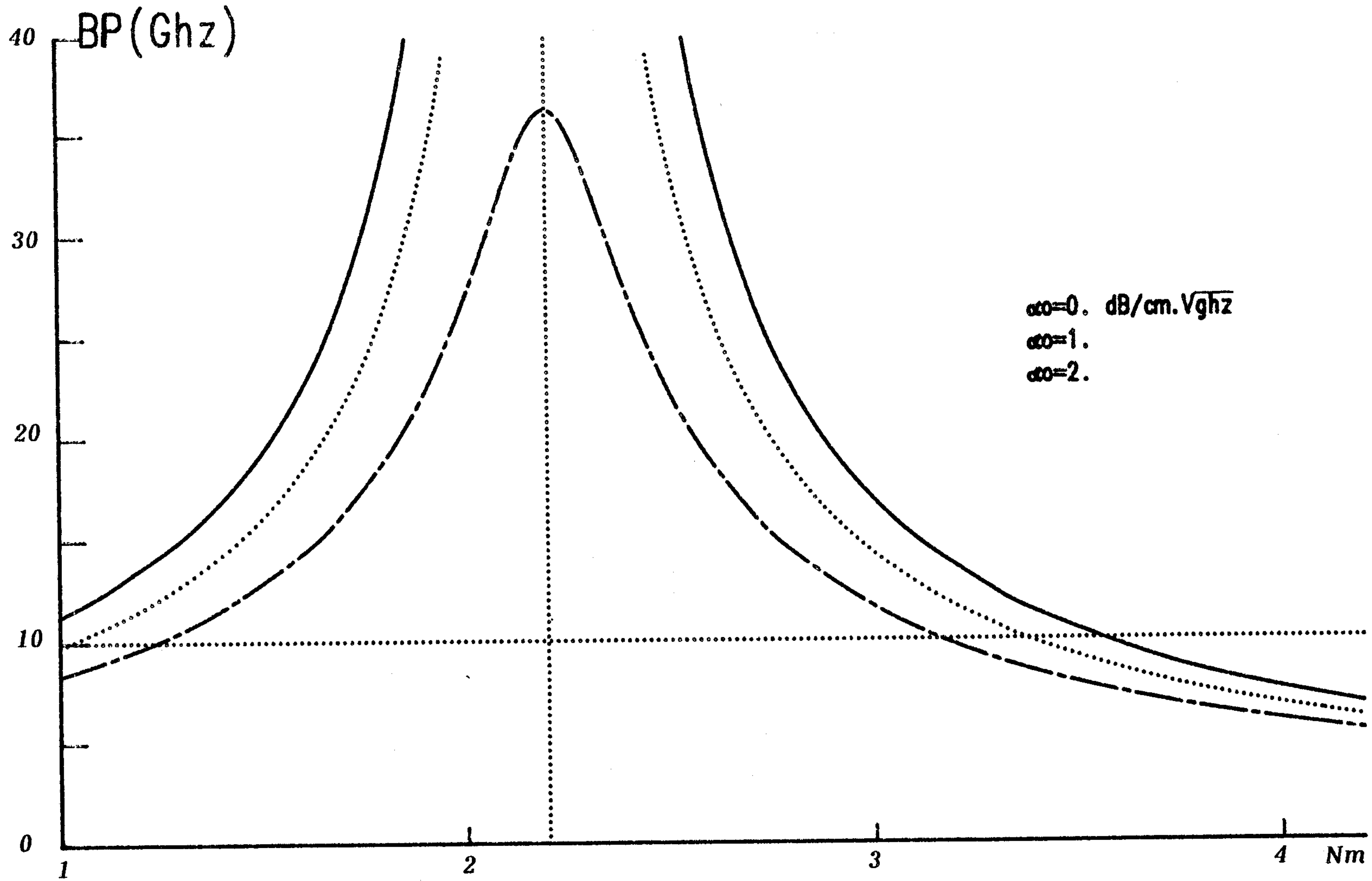
IV-C1 - <u>Bande passante de modulation des coupleurs directifs</u>

Pour différentes valeurs des pertes de propagation de la ligne, nous donnons la bande passante de modulation d'un coupleur directif, en fonction de l'indice de propagation microonde Nm, pour une structure uniforme adaptée (figures IV-24,25).



- FIGURE IV-23 -

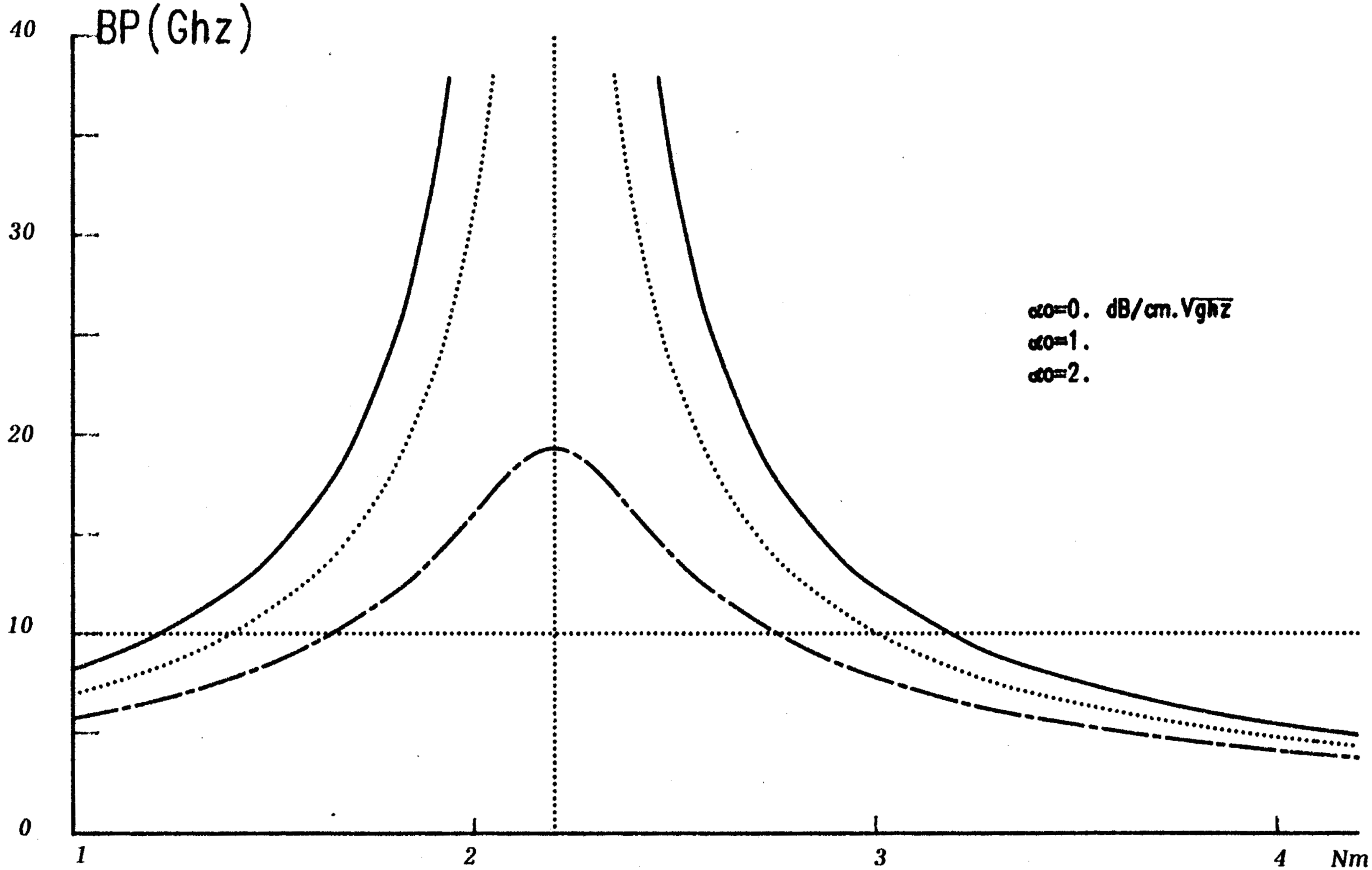
PUISSANCE DE SORTIE EN REGIME QUASI-STATIQUE



BANDE PASSANTE D'UN COUPLEUR DIRECTIF A STRUCTURE UNIFORME

NB = 1 Lt = Lc = 14.5 mm

- FIGURE IV-24 -



BANDE PASSANTE D'UN COUPLEUR DIRECTIF A STRUCTURE UNIFORME

NB = 1 *Lt = Lc = 20.0 mm*

- FIGURE IV-25 -

La bande passante est maximale lorsque les indices de propagation des deux ondes sont égaux. L'indice optique valant :

No = 2.2.

La différence des vitesses doit être annulée, pour obtenir une bande passante maximale. De plus, les lignes microélectroniques devront avoir des pertes de propagation les plus faibles possibles, pour obtenir de grandes bandes passantes.

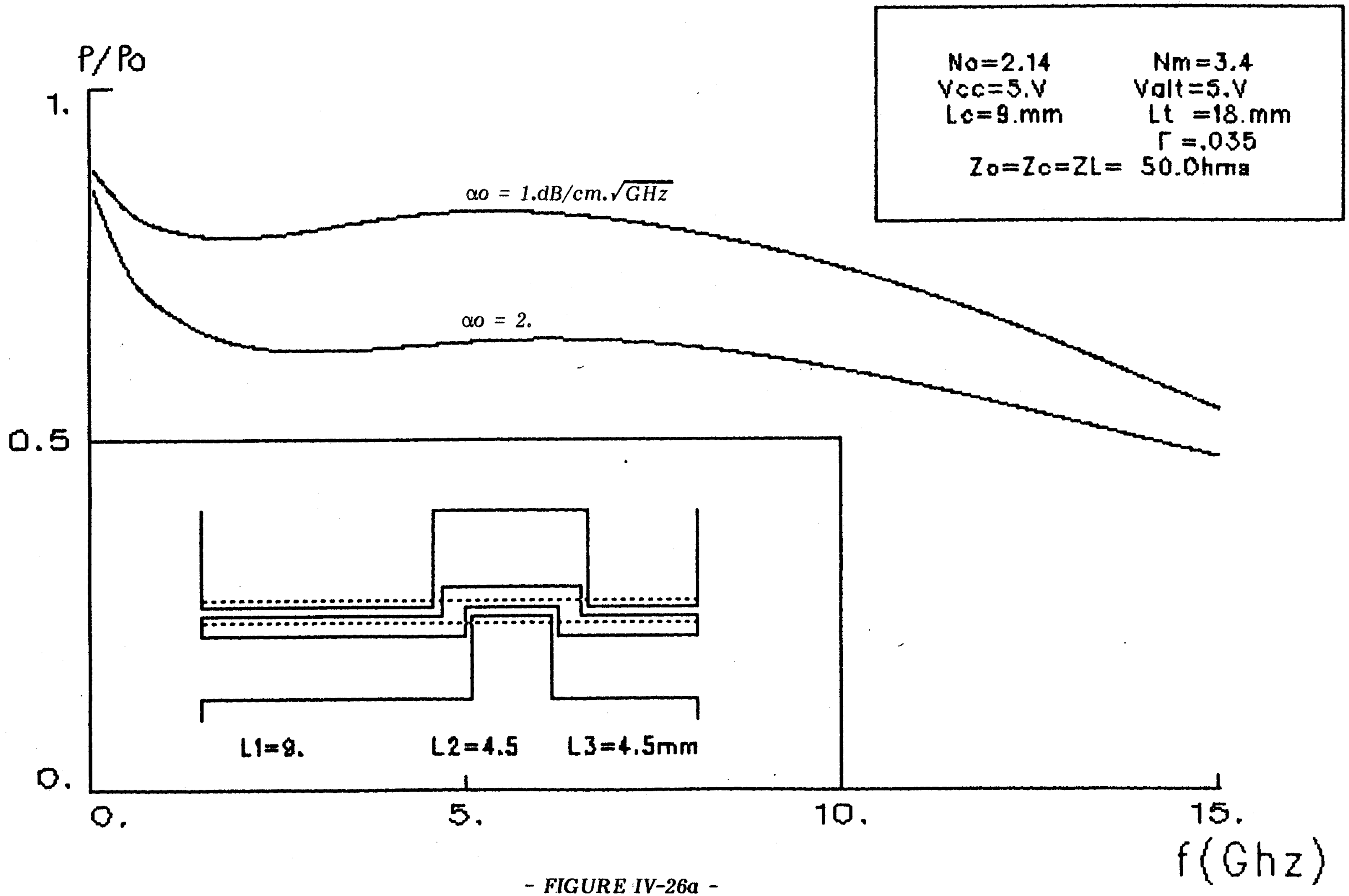
De faibles longueurs de circuits seraient intéressantes pour la réponse en fonction de la fréquence, mais ce serait au détriment de la tension de commande, qui est inversement proportionnelle à cette dimension.

Pour des structures à méandres, la complémentarité n'est plus aussi parfaite ; la longueur de couplage intervient sur la tension de polarisation, et modifie la réponse en fréquence. Comme pour la modulation de phase, l'utilisation de méandres couplés dégrade la bande passante de modulation. Ces structures n'étant pas intéressantes de ce point de vue, nous ne les avons pas répertoriés.

Les figures IV-26a,b,c,d, représentent la bande passante d'un coupleur directif à NB sections différentes.

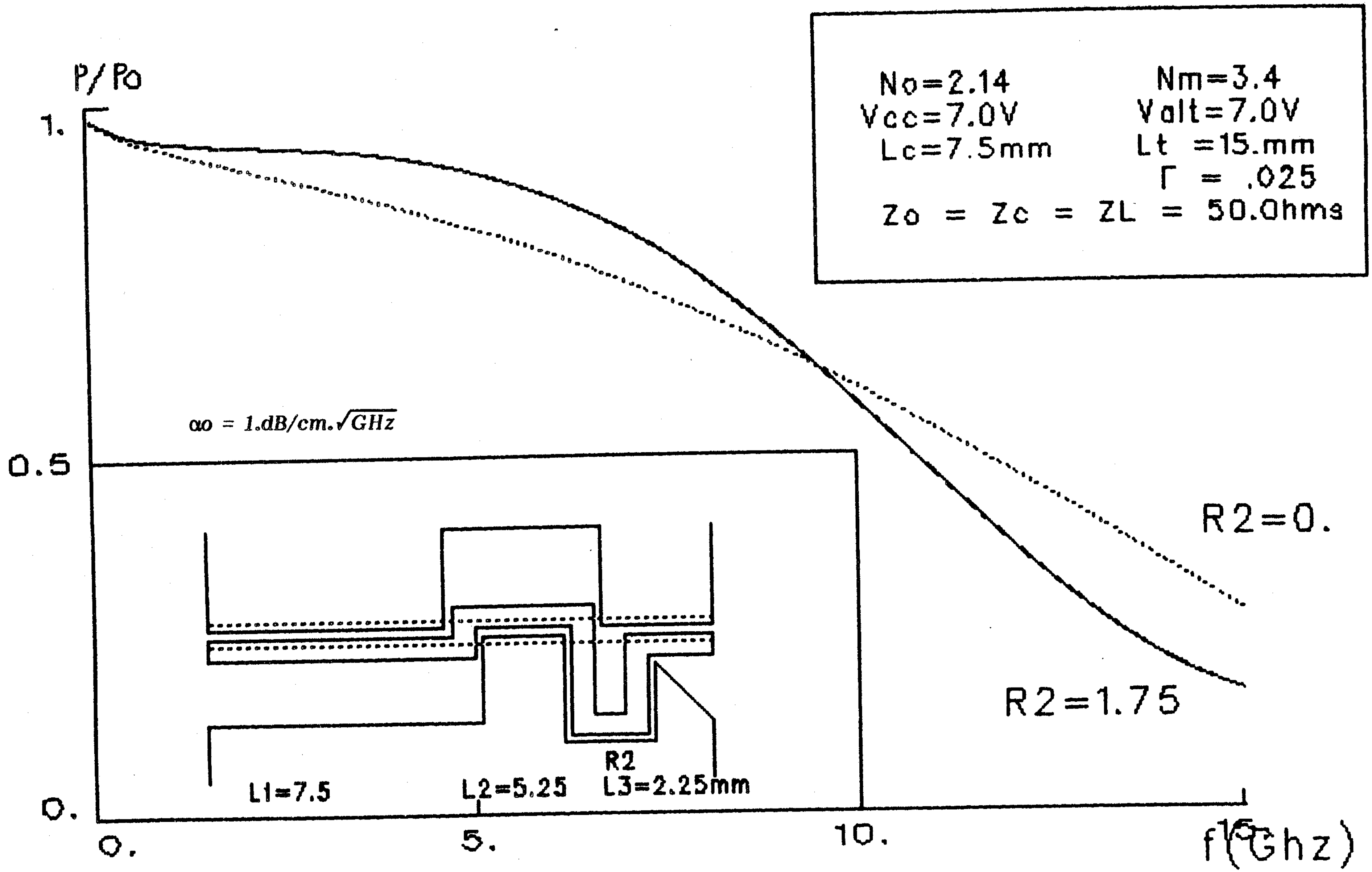
La figure IV-27 représente l'optimisation des dimensions géométriques des différentes longueurs d'intéractions successives à effectuer, pour obtenir une bande passante optimale.

Dans le cas général, pour un coupleur directif, nous ne pourrons optimiser en même temps la bande passante et la tension de commande. De plus, le paramètre de fabrication Lt/Lc doit être un entier impair dans le cas de longueurs Li différentes, ce qui conduit à des tolérances de fabrication draconniennes.



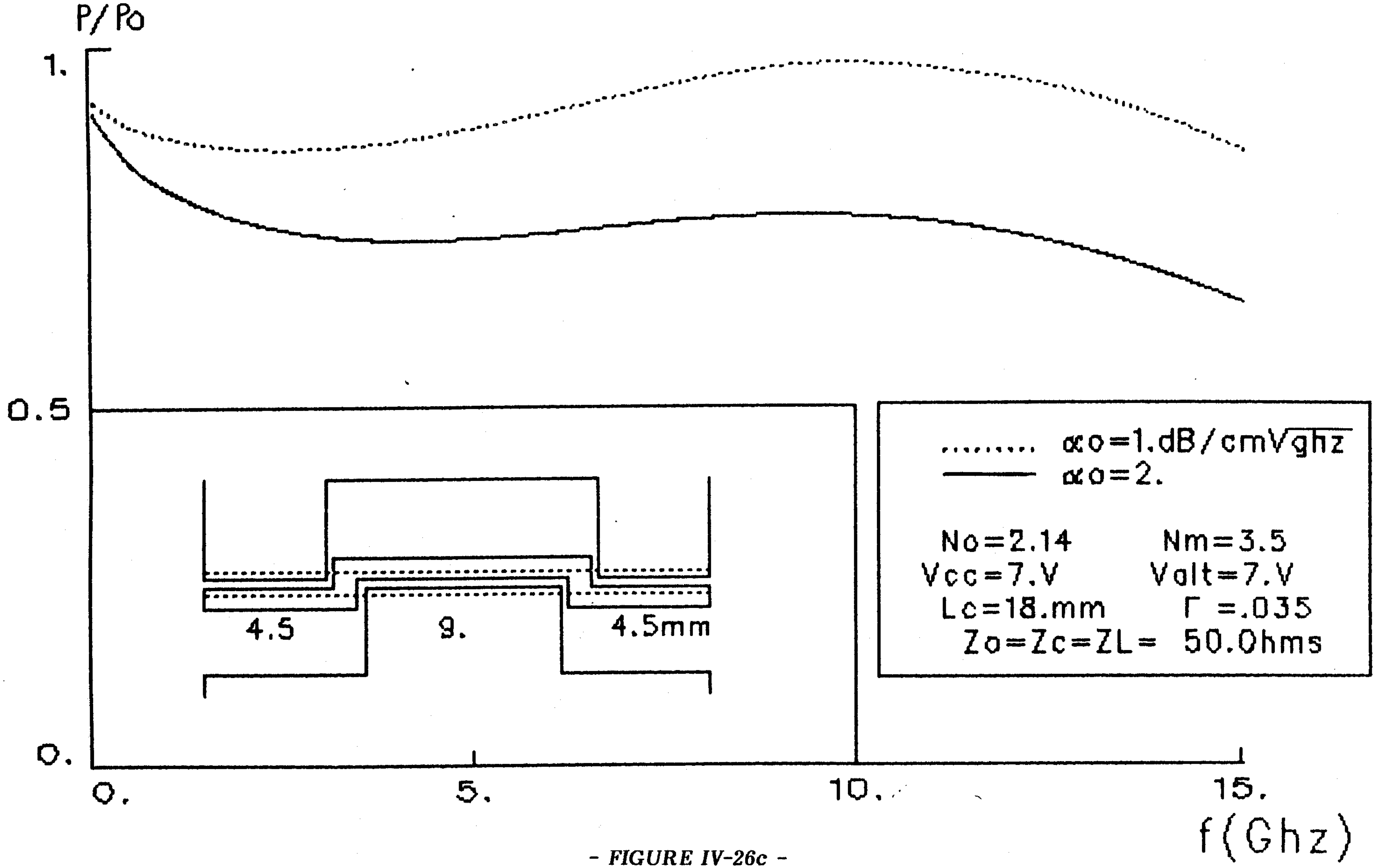
- FIGURE IV-26a -

Bande passante d'un coupleur directif



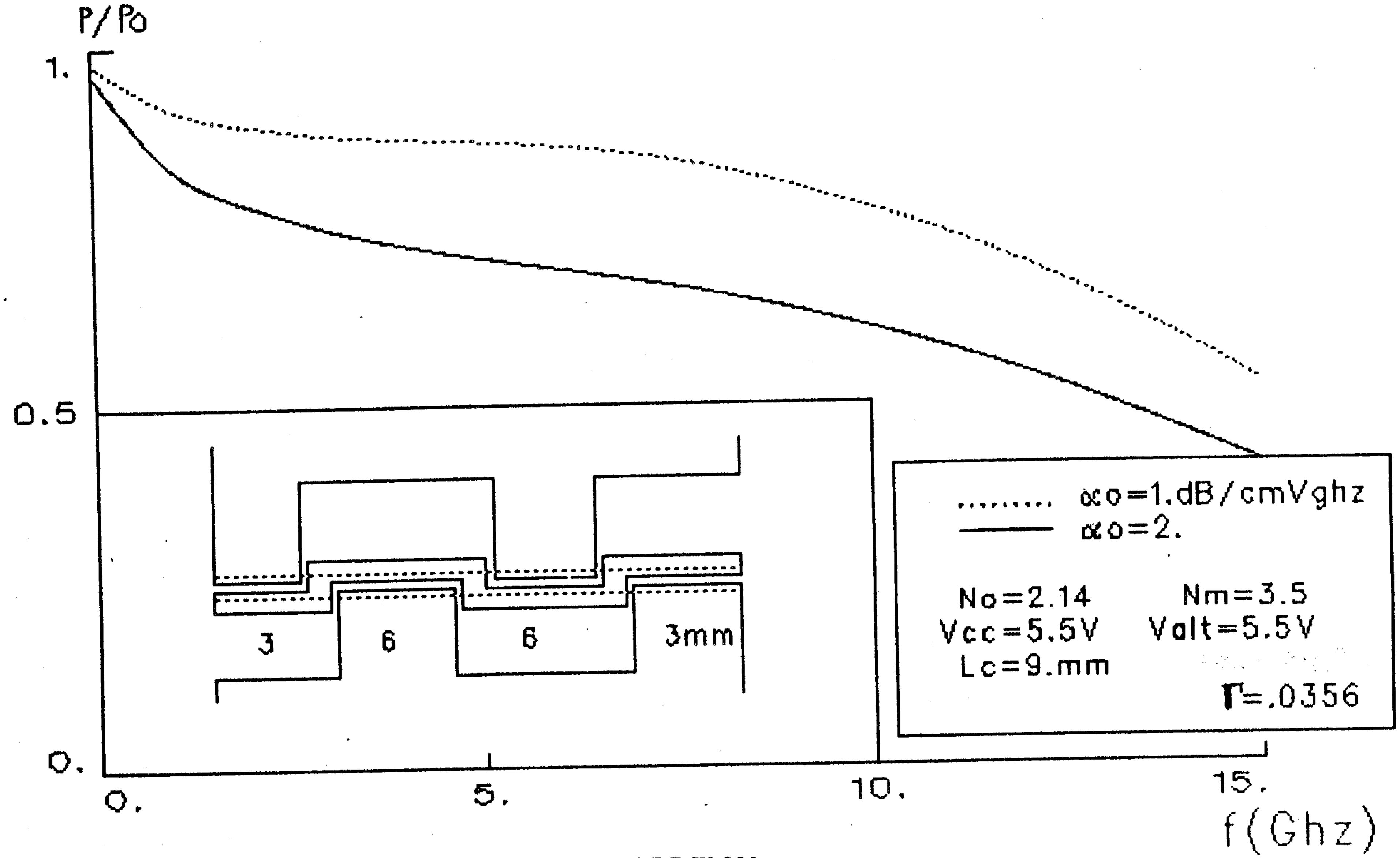
- FIGURE IV-26b -

Bande passante d'un coupleur directif



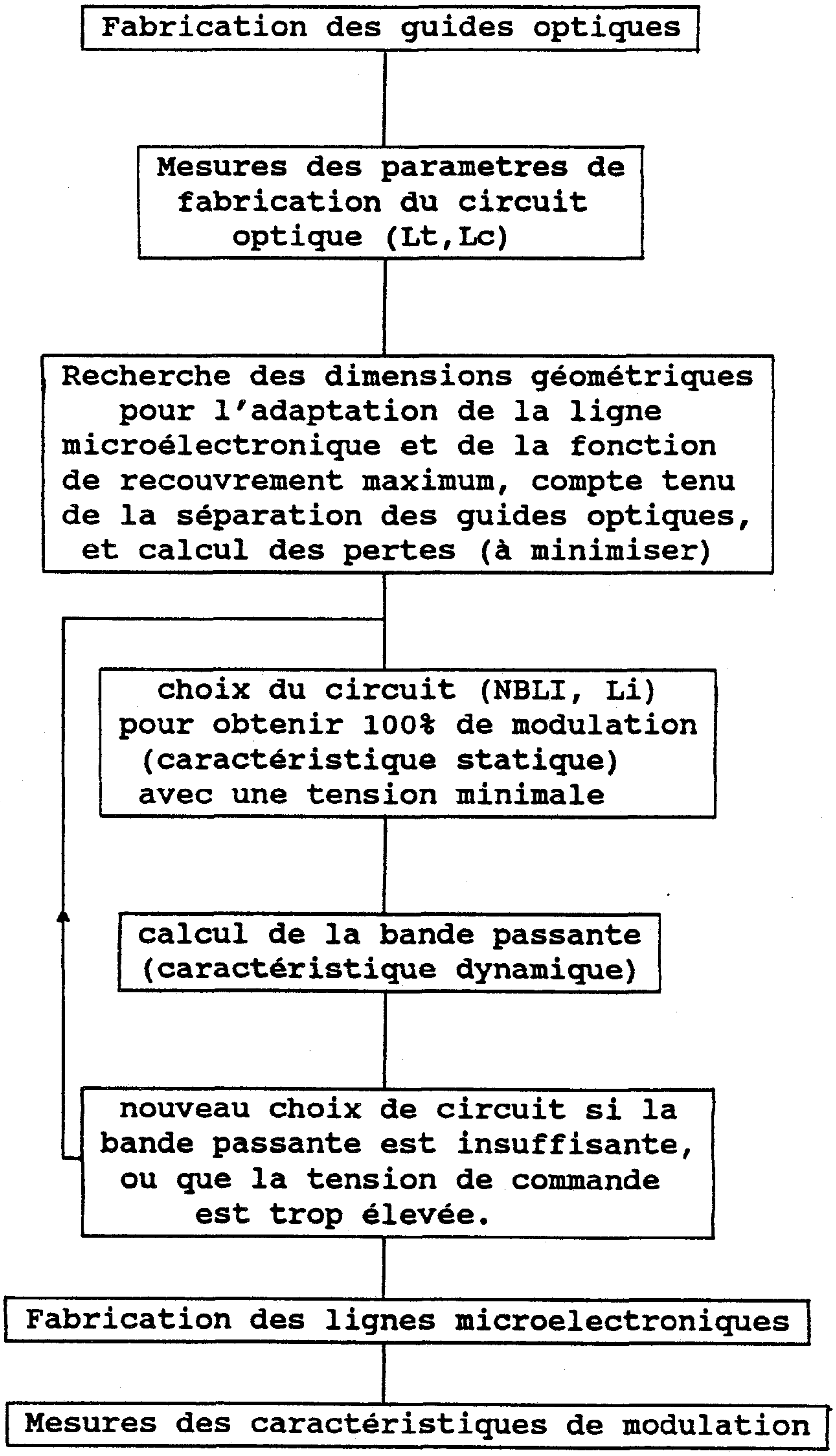
- FIGURE IV-26c -

bande passante d'un coupleur directif



- *FIGURE IV-26d* -

Bande passante d'un coupleur directif



- FIGURE IV-27 -

Optimisation des caractéristiques statiques et dynamiques en fonction du paramètre circuit

Comme nous l'avons vu, ces structures à sections différentes, sous certaines conditions de leurs dimensions, permettent de compenser la désadaptation des vitesses et l'influence des pertes de propagation sur la bande passante.

IV-C2 - <u>Optimisation des caractéristiques des coupleurs à jonction Y</u>

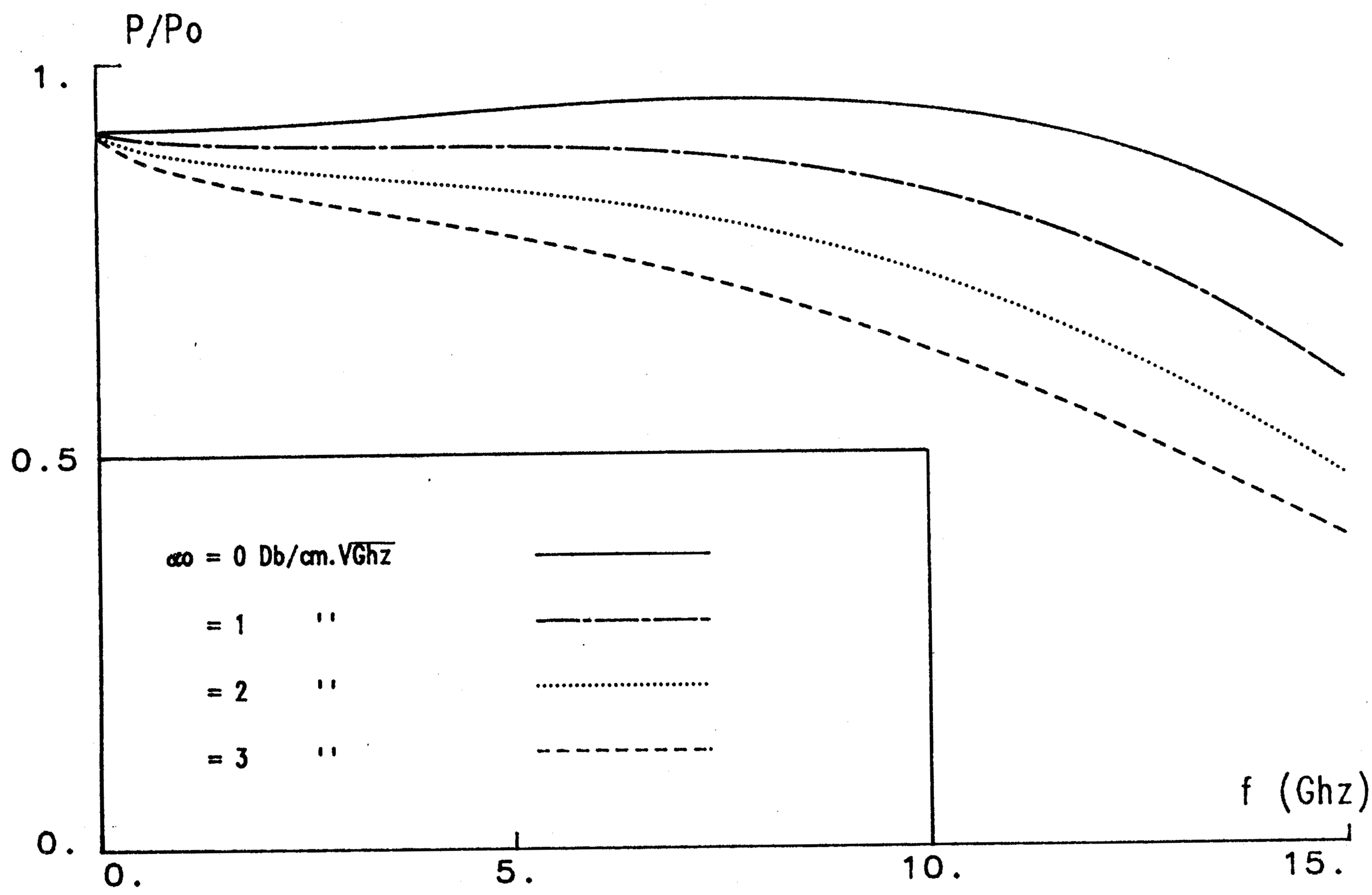
Pour un coupleur à jonction Y, la tension de commande dépend aussi du paramètre de fabrication Lt/Lc, et du circuit. Dans le cas présent, la forme du circuit pourra être quelconque ; suivant les formes et les dimensions de ce circuit, les états parallèles et croisés, dépendent aussi de la variable circuit. Celle-ci peut alors être optimisée pour obtenir 100 % de modulation. La marche à suivre est schématisée sur la figure IV-27.

La fabrication des guides optiques entrainant une tolérance sur la longueur de couplage, le circuit initial désiré devra être modifié pour obtenir le premier objectif recherché, soit une tension de commande minimale, pour un rendement de modulation maximal.

Nous donnons sur la figure IV-28, le résultat de l'une de ces optimisations, pour des dimensions typiques. La longueur totale du circuit était de 14.mm, et la longueur de couplage de 10.mm. Le choix du nombre de longueurs d'intéractions ayant été fixé dès le départ à : NB=3, nous avions imposé L1=L3.

La solution pour obtenir l'indice de modulation maximum, n'est pas unique. Les longueurs L1 et L3 pouvant être différentes, et le nombre de sections alternées quelconque.

Les coupleurs à jonction Y ayant une souplesse dans le choix des formes du circuit pour obtenir 100 % de modulation, ils seront dans le futur sans aucun doute les plus utilisés. De plus, la tension continue à appliquer pour polariser le modulateur étant nulle, la tension crête sur la ligne microélectro-



NB = 3	L1 = L3	L2 = 2.1*L1	Lt = 14.mm	Lc = 10.mm	Γ = .025
No = 2.14	Nm = 3.5	Zc = 50 Ω	Vcc = 0.	Valt = 7.volts	

- *FIGURE IV-28* -

Bande passante d'un coupleur à jonction Y *nique, sera la tension crête de la tension alternative de modulation. Les électrodes soumises alors à des champs moins élevés, seront moins soumises à des contraintes. Ces valeurs crêtes pouvant pour des coupleurs directifs, atteindre la contrainte limite de tenue mécanique de l'électrode sur le substrat (ou de claquage de la capacité de la ligne [54]).*

IV-D PERSPECTIVES DES MODULATEURS SUR LiNb03

Jusqu'à présent, nous avons supposé l'électrode propageant l'onde microonde adaptée à 50 Ohms. Or, en règle générale, sur LiNb03, celle-ci serait plutôt d'environ 40 Ohms.

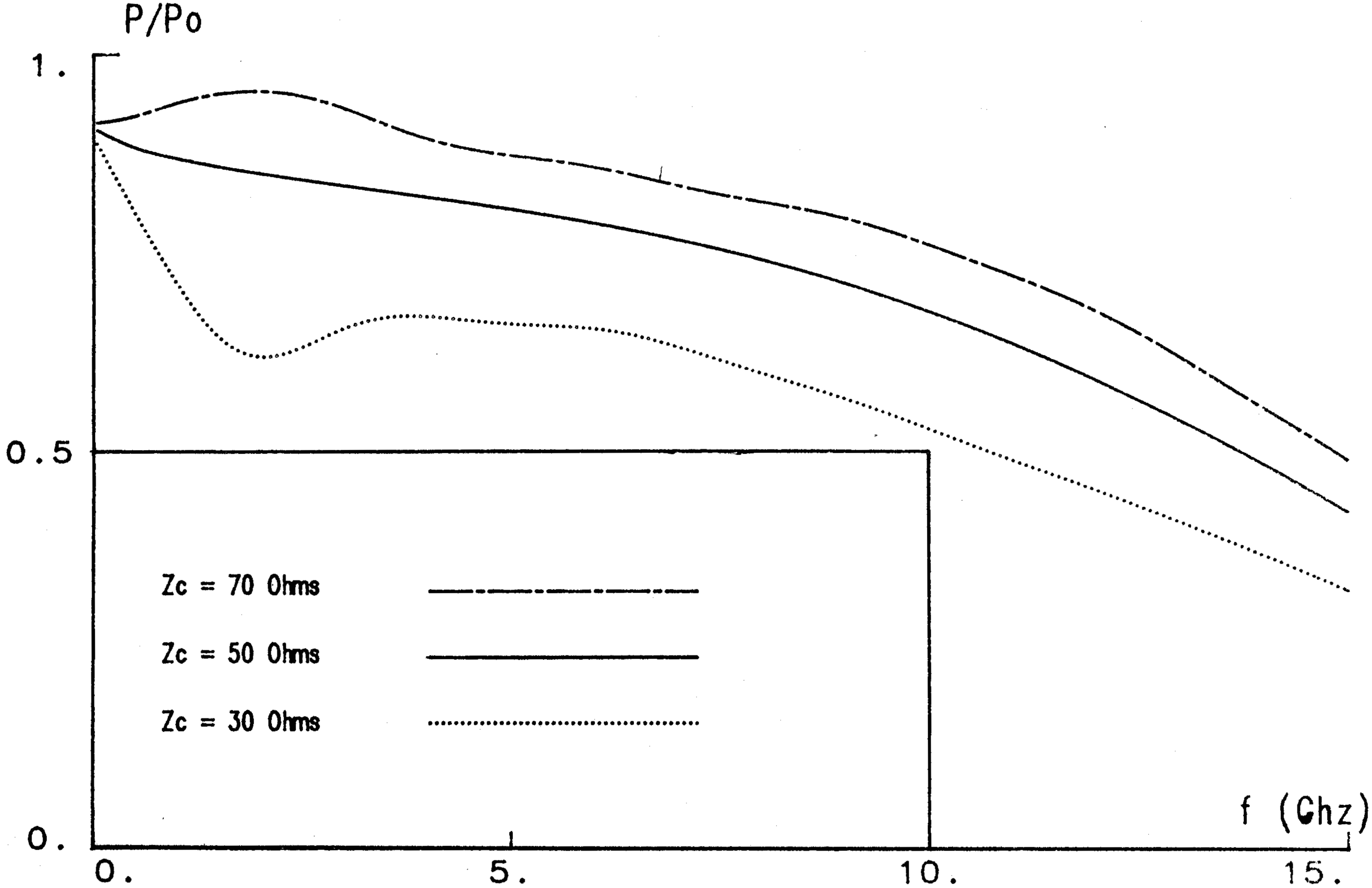
Sur la figure IV-29, nous donnons l'influence de l'impédance de la ligne de propagation sur la caractéristique dynamique du coupleur à jonction Y, résultant de l'optimisation précédente.

Une ligne désadaptée telle que Zc > 50 Ohms, serait judicieuse pour, d'une part, améliorer la bande passante, et d'autre part, diminuer les pertes de propagation de cette ligne :

$$\alpha o = \frac{R}{2.Zc}$$

Pour augmenter l'impédance, on peut jouer sur les dimensions de la ligne, mais ce serait au détriment soit des pertes de propagation, soit de la fonction de recouvrement.

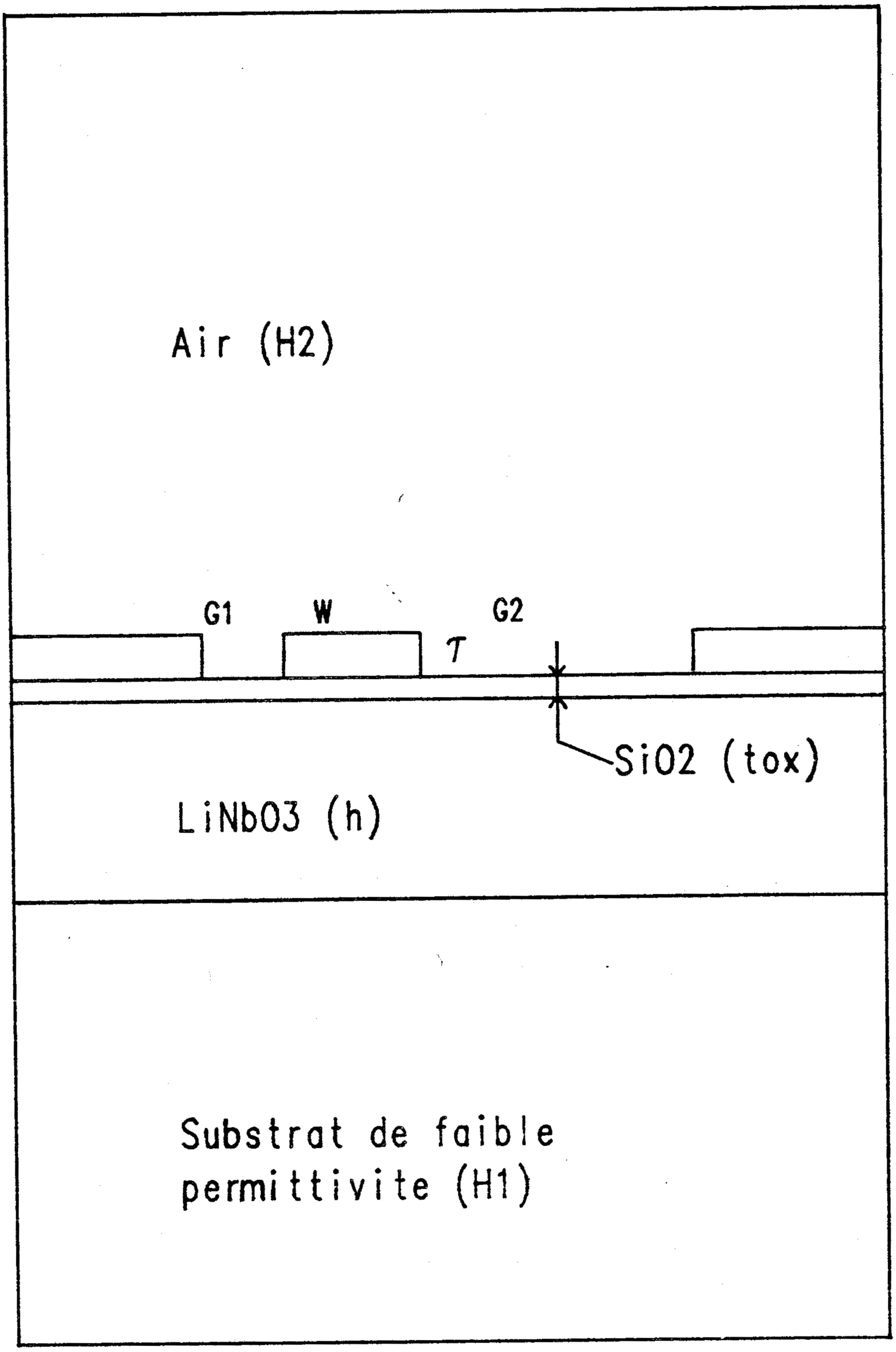
Il est donc préférable de diminuer la permittivité effective du guide d'onde ; il serait donc intéressant de déposer du LiNb03 sur un diélectrique de permittivité inférieure ([75], figure IV-30), pour diminuer la permittivité effective.



NB = 3 L1 = L3 L2 = 2.1*L1 Lt = 14.mm Lc = 10.mm Γ = .025
No = 2.14 Nm = 3.5 αo = 2.5 dB/cm.$\sqrt{}$GHz Vcc = 0. Valt = 7.volts

- FIGURE IV-29 -

Bande passante d'un coupleur à jonction Y



- FIGURE IV-30 -

Ligne coplanaire en structure multicouche dans son boîtier

Nous avons simulé avec la méthode des éléments finis une ligne d'épaisseur nulle, de 10 µm de large, de 7 µm d'espacement (le second ayant comme dimension 70 µm), sur 40 µm de Niobate de Lithium, et un substrat inférieur de Silice, d'une épaisseur suffisante pour ne pas avoir une perturbation dûe au plan de masse inférieur. Nous obtenons une impédance légèrement supérieure par rapport au cas où le substrat inférieur est uniquement du LiNb03.

La permittivité effective diminue, et l'on peut sous certaines conditions (hauteur de LiNb03, et permittivité du substrat inférieur), adapter les vitesses des deux ondes. L'épaisseur du LiNb03, est alors d'environ 20 µm, ce qui est difficilement réalisable actuellement.

Dans le cas où nous aurions une couche tampon, l'énergie est encore plus concentrée autour de la ligne, la variation des caractéristiques en fonction de la hauteur de LiNb03, sera donc moins sensible.

La fonction de recouvrement augmente légèrement mais de façon non significative ; le champ électrique de l'onde microonde s'évanouissant moins vite suivant la profondeur $\vec{oz}$.

Pour une optimisation globale des modulateurs à ondes progressives, nous donnons sur le tableau IV-1, l'influence des paramètres géométriques, sur les paramètres optiques, puis sur les paramètres de propagation de l'onde microonde (tableau IV-2).

Enfin, nous donnons l'influence de ces caractéristiques sur les facteurs de mérites d'un modulateur :

- *tension de commande,*
- *bande passante.*

La longueur de couplage et le paramètre "géométrie" du circuit étant liés, pour obtenir les caractéristiques optimales du modulateur, le circuit sera donc à optimiser, lorsque le premier résultat de fabrication (la longueur de couplage) sera connu.

Tableau IV-1 : CARACTERISTIQUES OPTIQUES

		Γ	Lc
	L $\nearrow$	$\nearrow$	$\searrow$
Conditions de Diffusion	e $\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$
	T $\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$
	t $\nearrow$	$\nearrow$	$\nearrow$
	D $\nearrow$	=	$\nearrow$

Tableau IV-2 : CARACTERISTIQUES MICRONDES

	$Nm=\sqrt{\varepsilon eff}$	Zc	$Zc.\alpha o$	Γ
$W1$ $\nearrow$	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$	$\nearrow$
$G1$ $\nearrow$	$\nearrow$	$\nearrow$	$\searrow$	$\simeq \searrow$
τ $\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$	$\searrow$	$\simeq \searrow$
tox $\nearrow$	$\searrow$	$\nearrow$	$\searrow$	⇘

Tableau IV-3 : CARACTERISTIQUES DE MODULATION

	ΔV	$B-P$
$\lvert Nm-No \rvert$ $\nearrow$	=	$\searrow$
Zc $\nearrow$	=	$\nearrow$
αo $\nearrow$	=	$\searrow$
Γ $\nearrow$	$\searrow$	=

CONCLUSION

****

Pour la conception de modulateurs optoélectroniques, le Niobate de Lithium est un matériau particulièrement intéressant, puisqu'il permet d'obtenir de faibles tensions de commande, pour des fonctions de recouvrement données, lesquelles sont conditionnées par la géométrie des électrodes et des guides optiques. La taille des guides à réaliser pour obtenir des structures monomodes sur LiNb03, est quant à elle déduite de l'étude des guides optiques isolés. Le conducteur chaud de la ligne coplanaire, aura sa largeur du même ordre de grandeur que le guide optique, pour que cette ligne de propagation soit adaptée, et pour obtenir des fonctions de recouvrement élevées.

Pour déterminer précisément les caractéristiques hyperfréquences des lignes microélectroniques, nous devions tout d'abord caractériser le substrat sur lequel elles seront réalisées. Jusqu'à présent, il n'existait aucune méthode permettant de caractériser les diélectriques anisotropes, dont le LiNb03 fait partie, dans le domaine microonde. Nous avons donc développé une méthode rigoureuse de caractérisation des diélectriques uniaxes, qui a abouti à la mesure du tenseur permittivité du LiNb03.

Certains développements semi-analytiques conduisent à la résolution de problèmes numériques simples et rapides, mais sont très rapidement limités par la géométrie des structures à étudier. Cependant, la multiplication d'ordinateurs performants, tant par leurs vitesses d'exécution que par la taille de leurs mémoires, atténue la lourdeur de la méthode des éléments finis (tailles des matrices à manipuler), au profit de sa très grande généralité d'application. De plus, cette méthode présente une formulation exacte.

L'approximation Quasi-TEM utilisée pour caractériser les lignes coplanaires appliquées à la modulation, est justifiée jusqu'à 20 GHz.

La recherche précise des caractéristiques de propagation des lignes étudiées, nous a conduit à ne pas négliger l'épaisseur de métallisation. La méthode des éléments finis, discrétisant l'espace étudié, nous a permis d'étudier l'influence de toutes les caractéristiques diélectriques, et géométriques des lignes et du (ou des) substrat(s). L'influence de l'épaisseur de métallisation ainsi que la couche de silice servant à isoler les guides optiques, du métal des électrodes, ont ainsi été déterminées. L'onde Quasi-TEM est formulée en termes de potentiels. De ces derniers, on déduit les champs électriques qui permettent de déterminer la fonction de recouvrement des deux ondes. Aucune normalisation n'a été effectuée.

Sur le plan technologique, outre les problèmes de tenue mécanique des lignes, nous avons mesuré des pics de transmissions, apparaissant à partir de 5 GHz. Ceux-ci se retrouveront dans la bande passante du modulateur. Nous les avons identifiés comme étant les pics de résonance du substrat, excités par la ligne de transmission réalisée sur ce même substrat. Après les avoir éliminé, en diminuant la taille du "résonateur", nous obtenons des coefficients de réflexion meilleurs que -10 dB jusqu'à 20 GHz. Les pertes d'insertion de la ligne connectée et les pertes de propagation calculées par la méthode des éléments finis, sont en très bon accord. Elles sont inversement proportionnelles à la section du conducteur chaud, à la racine carrée de la fréquence, et à l'impédance caractéristique de la ligne.

Les lignes coplanaires ont été réalisées par attaque chimique, sur toute leur épaisseur de métallisation. Nous savons désormais les reproduire avec précision. Une réalisation en phase sèche permettrait d'éliminer la sous-gravure, principale limitation de l'espacement à réaliser entre le plan de masse, et le conducteur chaud.

A l'aide de supports informatiques simples, la matrice de transfert globale d'une structure de modulation, nous a permis de considérer des structures alternées à sections de longueurs différentes. Si ces structures permettent, *dans le cas général, de repousser les limites de bande passante liées à la désadaptation des vitesses et à la longueur du circuit, elles augmentent la tension continue de polarisation des coupleurs directifs, ou conduisent à des tolérances de fabrication draconiennes.*

Outre l'avantage d'une tension continue de polarisation nulle, les coupleurs à jonction Y ont une très grande souplesse d'utilisation. On peut jouer sur la forme du circuit (longueurs des différentes sections alternées), et donc sur le paramètre de fabrication (Lt/Lc) optimal, après la mesure du premier résultat de fabrication (la longueur de couplage Lc, du circuit optique), pour obtenir la fonction objectif recherchée.

La conception de modulateurs large bande sur LiNb03, tout en gardant une faible tension de commande, peut donc être envisagée, avec le développement de coupleurs à jonction Y.

A la suite de différents exposés (GRECO Ondes Optiques Guides, du sous-groupe "Optique Planaire", du 21 Décembre 1988), il s'avère nécessaire de transporter par fibre optique certaines bandes de fréquences (bande X,...).

Sur le principe des modulateurs de phase à variation périodique de phase, Mrs BOURBIN, PAPUCHON, DESORMIERE et PONCOT ([78]), ont réalisé un modulateur d'amplitude "passe-bande" sur LiNb03 ayant une fréquence centrale de 8.5 GHz. Ce type de modulateur ne peut exister que si les vitesses des deux ondes sont différentes. Des structures à méandres, seront parfaitement adaptées pour ce type de modulateurs.

Ils ont aussi étudié des électrodes enterrées dans une structure InP, pour un modulateur de phase. Celles-ci ont permis d'aumgenter la fonction de recouvrement, telle que la tension de commande soit deux fois moins élevée que pour des structures utilisant des électrodes coplanaires sur LiNb03.

Pour notre part, nous proposons une structure multicouche, pour adapter les vitesses des deux ondes, tout en gardant le LiNb03 comme support de modulation. Si cette structure est réalisable, une étude ultérieure devra être envisagée.

Une réalisation finale aurait permis la validation de nos résultats, mais les différents problèmes technologiques rencontrés, ont retardé la progression de notre travail.

Cette étude avait pour but de démarrer une activité "Modulateur" au sein de l'I.R.C.O.M. de LIMOGES, afin de lier différentes équipes de ce laboratoire (Optique Intégrée et Circuits Passifs). Si cette équipe se développe, ce manuscrit permettra je l'espère, d'accélérer l'avènement des premières réalisations.

REFERENCES

****

[1] *FANG-SHANG CHEN*
"Modulators for Optical Communications"
Proc. IEEE, Vol.58, pp.1440-1457, October 1970

[2] *T. TAMIR*
"Integrated Optics"
Springer Verlag, Berlin 1975

[3] *AMMON YARIV*
"Introduction to Optical Electronics"
The Modulation of Optical Radiation, pp.222-246
HRW Series in Electrical Engineering, Electronics and Systems,
ISBN 0-03-084694-3

[4] *G. BROUSSAUD*
"Optoélectronique"
Les milieux Anisotropes, pp.131-147
Edition MASSON & Cie, 1974, ISBN 2-225-39138-6

[5] *J.M. HAMMER*
"Modulation and Switching of Light in Dielectric Waveguides"
TOPICS in APPLIED PHYSICS, Vol.7, pp.139-200, Heidelberg Berlin 1975

[6] *L. RIVIERE and A. CARENCO*
"Optique Intégrée : Niobate de Lithium ou Semi-conducteurs III-V"
OPTO 87, PARIS, 12-14 Mai 1987

[7] *M. PAPUCHON, Y. BOURDIN et S. VATOUX*
"Etat de l'Art en Optique Intégrée"
Revue Technique THOMSON-CSF, Septembre 1983, n°3, Vol.15

[8] *Rod C. ALFERNESS*
"Waveguide Electrooptic Modulators"
IEEE MTT-30, n°8, August 1982

[9] *SAVATINOVA, TONCHEV, PUSHKAROV & SCHARF*
"Electrically Induced Ti:LiNb03 Strip-Waveguides : Effect of Electro-optic Modulation"
Journal of Optical Communications, n°10, 1985

[10] *Y. BOURDIN, M. PAPUCHON, S. VATOUX, A. ENARD, M. WERNER et B. PUECH*
" Efficacité de Modulation dans les Circuits Optiques Intégrés"
Revue Technique THOMSON-CSF, Septembre 1983, n°3, Vol.15

[11] *J.E. MIDWINTER*
"Optical Fiber for Transmission"
ISBN 0-471-60240-X, 1979

[12] *M. DE SARIO, A. D'ORAZIO*
"Il Niobato di Litio nell'ottica integrata. PartI : introduzione tecnologie di preparazione"
Alta Frequenza, Vol.LVII, n°3, April 1988

[13] *M.J. LI, M. DE MICHELI, D. OSTROWSKY et M. PAPUCHON*
"Réalisation sur LiNb03 de guides d'ondes présentant une forte variation d'indice et de très faibles pertes"
Ann. Télécom. 43, n°1-2, 1988

[14] *M. ABRAMOWITZ and I.A. STEGUN*
"Handbook of Mathematical Functions"
AMS 55, 1970

[15] *S. FOUCHET, A. CARENCO, C. DAGUET, R. GUGLIELMI and L. RIVIERE*
"Wavelength Dispersion of Ti Induced Refractive Index Change in LiNb03 as a Function of Diffusion Parameters"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-5, n°5, May 1987

[16] *L. RIVIERE*
"Influence des paramètres de fabrications d'un coupleur directif électro-optique en LiNb03 : sur ses facteurs de mérites"
Thèse de Docteur Ingénieur : 1er Février 1985

[17] *M. DE SARIO, A. D'ORAZIO*
"Il Niobato di Litio nell'ottica integrata. PartII : caratterizzazione ottica"
Alta Frequenza, Vol. LVII, n°4, Mai 1988

[18] *G.P. BAVA, I. MONTROSSET, W. SOHLER & H. SUCHE*
"Numerical Modeling of Ti : LiNb03 Integrated Optical Parametric Oscillators"
IEEE JQE, Vol. QE-23, n°1, January 1987

[19] *JUICHI NODA*
"Ti-Diffused LiNb03 Waveguides and Modulators"
Journal of Optical Communication, 1 (1980) 2, pp.64-73

[20] *J.C. BAUMERT & J.A. HOFFNAGLE*
"Numerical Method for the Calculation of Mode Fields and Propagation Constants in Optical Waveguides"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, n°11, November 1987

[21] JOUVET Marc
"La méthode du Faisceau Propagé en Optique Intégrée ; Application à un discriminateur en longueur d'onde"
Thèse de Doctorat de l'Université de LIMOGES, 15 Janvier 1987

[22] LEON Mc CAUGHAN and KENT D. CHOQUETTE
"Crosstalk Ti : LiNb03 Directional Coupler Switches Caused by Ti concentration Fluctuations"
IEEE JQE, Vol. QE-22, n°6, June 1986

[23] DIETRICH MARCUSE
"Directional Couplers Made of Nonidentical Assymetric Slabs
Part I : Synchronous Couplers"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-5, n°1, January 1987

[24] ULRICH CROMBACH
"Analysis of Single and Coupled Rectangular Dielectric Waveguides"
IEEE on MTT-29, n°9, September 1981

[25] K.L. CHEN and SHYH WANG
"The Crosstalk in Three-Waveguide Optical Directional Couplers"
IEEE JQE, Vol. QE-22, n°7, July 1986

[26] H.C. CHANG
"On the consitensy of two Conventional Coupled-Mode Formulation for Parallel Dielectric Waveguides"
IEEE MTT-S DIGEST 1987

[27] CHARLES VASSALLO
"About Coupled-Modes Theories for Dielectric Waveguides"
Journal of Lightwave Technology, Vol.6, n°2, February 1988

[28] *VESELKA & KOROTKY*
"Optimization of Ti : LiNb03 Optical Waveguides and Directional Coupler Switches for 1.56 µm Wave-lengh"
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-22, n°6, June 1986

[29] *HAKKI and COLEMAN*
"A Dielectric Resonator Method of Measuring Inductive capacities in the Millimeter Range"
IRE Transaction on Microwave Theory and Technics, Juillet 1960, Vol. MTT-8, pp.402-410

[30] *W.E. COURTNEY*
"Analysis and Evaluation of a Method of Measuring the Complex Permittivity and Permeability of Microwave Insulator"
IEEE Transaction on Microwave Theory and Technics, Août 1970, Vol.18, p.476

[31] *P.R. LONGAKER and C.S. ROBERTS*
"Propagation Constants for TE and TM Surfaces Waves on a Anisotropic Dielectric Cylinder"
IEEE Transaction on MTT, November 1963

[32] *D. MAYSTRE, R. VINCENT and J.C. MAGE*
"Theorical and Experimental Study of the Resonant Frequency of a Cylindrical Dielectric Resonator"
IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-31, n°10, Octobre 1983

[33] *P.Y. GUILLON*
"Analyse et Synthèse de Filtres Microondes à Résonateurs Diélectriques"
Thèse de 3ème Cycle, Décembre 1973, Limoges, FRANCE

[34] *S. VIGNERON*
"Contribution à l'étude des modes hybrides des résonateurs diélectriques blindés. Application au filtrage microonde"
Thèse de Doctorat d'Electronique de l'Université de Limoges, FRANCE, 8 Septembre 1988

[35] *P. LEROUX*
"Contribution à l'étude des résonateurs à ferrite, application à la caractérisation des échantillons gyromagnétiques"
Thèse de Doctorat d'Electronique de l'Université de Limoges, FRANCE, 18 Novembre 1987

[36] *J. HELSZAJN and J. SHARP*
"Dielectric and Permeability effects in HE111 Open Demagnetised Ferrite Resonators"
IEE Proceedings, Vol.133, n°4, August 1986

[37] *Y. KOBAYASHI and TANAKA*
"Resonant Modes of a Dielectric Rod Resonator Short Circuited at Both Ends by Parallel Conducting Plates"
IEEE Transaction on Microwave Theory and Technics, Octobre 1980, Vol.28, n°10

[38] *D. KAJFEZ, W.P. WHELESS and R.T. WARD*
"Influence of an Airgap on the Measurement of Dielectric constant by a Parallel-Plate Dielectric Resonator"
IEEE Proceedings, Vol.133, Pt.H, n°4, August 1986

[39] *DURAND*
"Etude et Mise au Point d'une Méthode de Caractérisation de la permittivité Complexe de Matériaux Diélectriques"
Mémoire d'Ingénieur C.N.A.M., Brive, Mai 1986

[40] *BOURREAU D., CHATARD-MOULIN M. & GUILLON P.*
"Complex permittivity measurement of optoelectronic substrate"
Electronic Letters, 27 March 1986, Vol.22, n°7, pp.399-400

[41] *Y. GARAULT*
"Hybrid EH quided waves"
Advances in microwaves, Vol.5, pp.206-208

[42] AUBOURG Michel
"Méthode des éléments finis appliquée à des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques guidées"
Thèse de Doctorat d'Etat, Juillet 1985

[43] P.B. HARTIA and I.J. BAHL
"Millimeter Wave Engineering and Application"
A Wiley Interscience Publication, ISBN 0-471-87083-8

[44] ANAND GOPINATH
"Maximum Q-Factor of Microstrip Resonators"
IEEE Vol. MTT-29, n°2, February 1981

[45] T. KITAZAWA & Y. HAYASHI
"Quasistatic Characteristics of Coplanar Waveguide with Thick Metal Coating"
IEEE Proceedings, Vol.133, Pt.H, n°1, February 1987

[46] T. KITAZAWA & Y. HAYASHI
"Quasistatic and Hybrid-Mode Analysis of Shielded Waveguide with Thick Metal Coating"
IEEE Proceedings, Vol.134, Pt.H, n°3, June 1987

[47] S. MAMAN, D. RAULY et S. TEDJINI
"Caractérisation Expérimentale de la Dispersion dans une ligne Coplanaire (C.P.W.)"
5èmes Journées Nationales Microondes, Nice (FRANCE), 22-24 Juin 1987

[48] RIVIER, DAUMAS, POMPEI et ROS
"Modes Propres des Systèmes Couplés, Appliqués au Calcul des Lignes à Méandres Microbandes"
A. Telec., Tome 30, n°5-6, pp.1975

[49] *MARTIN Marie-Josée*
"Egalisation du temps de propagation de groupe d'une liaison par guide d'onde circulaire"
A. Telec., n°9-10, pp.426-442

[50] *VIJAI K. TRIPATHI, Member IEEE*
"Equivalent Circuits and Characteristics of Inhomogeneous Nonsymetrical Coupled-Line Two-Port Circuits"
IEEE MTT, February 1977

[51] *T.G. BRYAND and J.A. WEISS*
"Parameters of Microstrip Transmission Lines and of Coupled Pairs of Microstrip Lines"
IEEE Vol. MTT-16, n°12, December 1968

[52] *D. MIRSHEKAR-SYAHKAL*
"Dispersion in Shielded Coupled Coplanar Waveguides"
Electronics Letters, 27 March 1986, Vol.22, n°7

[53] *LARS THYLEN and PER GRANESTRAND*
"Integrated Optic electrooptic Device Electrode Analysis : The Influence of Buffer Layer"
Journal of Optical Communication, November 1985

[54] *SABATIER Christian*
"Etude et fabrication d'un coupleur directif en LiNb03 : Ti fonctionnant en haute fréquence"
Thèse de Doctorat de 3ème Cycle d'Electronique, Mars 1986

[55] *B. CASTEIGNAU*
"Adaptation et Compensation de Transitions Coax-Ligne Microstrip"
Mémoire d'Ingénieur D.P.E., Limoges (FRANCE)

[56] *ANDRE-JEAN BERTEAUD*
"Les Hyperfréquences" : collection QUE-SAIS-JE
Presse Universitaire de FRANCE, n°1643

[57] *A. OKAYA and L.F. BARASH*
"The Dielectric Microwave Resonator"
Proceeding of the IRE, October 1962

[58] *M. DE SARIO, A. D'ORAZIO*
"Il Niobato di Litio nell'ottica integrata. PartIII : Dispositivi si LiNb03"
Alta Frequenza, Vol. LVII, n°4, Août 1988

[59] *THIOULOUSE Pascal, CARENCO Alain et GUGLIEMI Robert*
"Hight Speed Modulation of an Electromagnetic Directional Coupler"
IEEE JQE, Vol. QE-17, n°4, April 1981

[60] *O. MIKAMI, J. NODA and M. FUKUMA*
"Directional Coupler Type Light Modulator Using LiNb03 Waveguides"
Transaction of IECE of JAPAN, Vol.E61, n°3, March 1978

[61] *KATSUTOSHI KUBOTA, JUNICHI NODA & OSAMU MIKAMI*
"Traveling Wave Optical Modulator Using a Directional Coupler LiNb03 Waveguide"
IEEE JQE, Vol. QE-16, n°7, July 1980

[62] *Rod. C. ALFERNESS, S.K. KOROTKY & E.A. MARCATILI*
"Velocity Matching Techniques for Integrated Optic Traveling Wave Switch/Modulators"
IEEE JQE, Vol. QE-20, n°3, March 1984

[63] *A. DJUPSJOBACKA*
"Novel Type of Broadband Travelling-Wave Integrated-Optic Modulator"
Electronics Letters, 26th September 1985, Vol.21, n°20

[64] BOURREAU D. & GUILLON P.
"Characteristics of Coplanar Waveguides with Metal Coating on Multi-Layer Substrate : Application to Broadband LiNb03 : Ti Travelling Wave Light Modulator Switch"
IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 25-27 May 1988, NEW-YORK

[65] M. MINAKATA, T. YAMADA & S. UEHARA
"Optical Intensity Modulator Using a Pair of Optical Gate Couplers and Conventional Phase Shifters"
The Transaction of IECE of JAPAN, Vol. E61, n°3, March 1978

[66] JIRI CTYROKY
"Voltage-Length Product of X and Z-cut Ti : LiNb03 Directional Coupler and BOA Switch : a Comparison"
Journal of Optical Communications, 1986

[67] HERWIG KOGELNIK & RONALD V. SCHMIDT
"Switch Directional Couplers with Alternating ΔB"
IEEE JQE, Vol. QE-12, n°7, July 1976

[68] F. AURACHER
"Design Tradeoffs for High-Speed Directional Coupler Modulators with ΔB-Reversal in LiNb03"
Journal of Optical Communication, 5(1984)

[69] P.L. LIU and A.J. MARCATILI
"Computer Simulation of the Velocity Matched Gate"
Applied Optics, Vol.20, n°5, March 1981

[70] HIROSHI HAGA, MASAYUKI IZUTSU and TADASI SUEDA
"0-18 GHz Traveling-Wave Optical Intensity Modulator"
The Transaction of the IECE of JAPAN, Vol.E63, n°11, November 1980

[71] H.F. SCHLAAK
"Modulation Behaviour of Integrated Optical Directional Couplers"
Journal of Optical Communications, 1984

[72] G.H.B. THOMPSON
"Analysis of Optical Directional Couplers that Include Gain or Loss and their Application to Semiconductor Slab Dielectric Guides"
Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4, n°11, November 1986

[73] RICHARD A. FORBER & EMANUEL MAROM
"Symetric Directional Coupler Switch"
IEEE JQE, Vol. QE-22, n°6, January 1986

[74] R.C. ALFERNESS, C.H. JOYNER, L.L. BUHL & S.K. KOROTKY
"High-Speed Traveling Wave Directional Coupler Switch/Modulator for $\lambda = 1.32\ \mu m$"
IEEE JQE, Vol. QE-19, n°9, September 1983

[75] HIROSHI HAGA, MASAYUKI IZUTSU and TADASI SUEDA
"LiNb03 Traveling-Wave Light Modulator/Switch with an Etched Grove"
IEEE JQE, Vol. QE-22, n°6, June 1986

[76] L. RIVIERE
"Structure d'Electrodes à Base de Ligne Symétrique Chargée Capacitivement pour Coupleur Directif Electrooptique en LiNb03 : Ti"
9ème Journées Nationales d'Optique Guidée, 24-25 Mars 1988, IUT LANNION

[77] KAZUHIKO ATSUKI and EIKICHI YAMASHITA
"Transmission Lines Aspects of the Design of Broad-Band Electrooptic Travelling Wave Modulators"
J.L.T., Vol. LT-5, n°3, March 1987

[78] Y. BOURBIN, M. PAPUCHON, B. DESORMIERES & J.L. PONCOT
"Modulateur hyperfréquence en optique intégrée"
LCR Thomson/Orsay, GRECO Ondes Optiques, 21 Décembre 1988, CRT/CNET Issy-les-Moulineaux (92), FRANCE

ANNEXE 1

RESOLUTION DES EQUATIONS DE COUPLAGE ENTRE 2 GUIDES DIELECTRIQUES : CALCUL DE LA MATRICE DE TRANSFERT

Les 2 équations de propagation des 2 guides diélectriques couplés, après simplifications, s'écrivent :

$$\frac{\partial a1}{\partial x} = -j.\beta 1.a1 + j.C1.a2 \qquad (A1\text{-}1a)$$

$$\frac{\partial a2}{\partial x} = -j.\beta 2.a2 + j.C2.a1 \qquad (A1\text{-}1b)$$

En connaissant les conditions initiales des amplitudes normalisées a1 et a2, en x = 0, par transformation de LAPLACE des 2 équations précédentes, nous obtenons :

$$s.a1(s) - a1(0) = -j.\beta 1.a1(s) + j.C1.a2(s) \qquad (A1\text{-}2a)$$

$$s.a2(s) - a2(0) = -j.\beta 2.a2(s) + j.C2.a1(s) \qquad (A1\text{-}2b)$$

Par combinaison de ces dernières équations, nous déduisons :

$$a2(s).\left\{\frac{(s+j.\beta 1).(s+j.\beta 2) - C1.C2}{s+j.\beta 1}\right\} = a2(0) + \frac{j.C2}{s+j.\beta 1}.a1(0)$$

et donc :

$$a2(s) = a2(0).\frac{s+j.\beta 1}{D} + a1(0).\frac{j.C2}{D} \qquad (A1\text{-}3)$$

avec $$D = (s+j.\beta)^2 - (C1.C2 + \Delta\beta^2)$$

en ayant posé :

$$\beta 1 = \beta + \Delta\beta \qquad \text{soit } \Delta\beta = \frac{\beta 1 + \beta 2}{2}$$

$$\beta 2 = \beta - \Delta\beta$$

Nous réécrivons cette dernière équation sous la forme :

$$a2(s) = a2(0) . \{ \frac{s+j.\beta}{D} + \frac{j.\Delta\beta}{D} \} + a1(0) . \frac{j.C2}{D} \qquad (A1\text{-}4)$$

Par transformation de LAPLACE inverse, nous obtenons :

$$\boxed{\begin{aligned} a2(x) &= a2(0) . \{ \cos(\omega .x) + \frac{j.\Delta\beta}{\omega} . \sin(\omega .x) \} . e(-j.\beta .x) \\ &+ a1(0) . \{ \frac{j.C2}{\omega} . \sin(\omega .x) \} . e(-j.\beta .x) \end{aligned}} \qquad (A1\text{-}5a)$$

De même pour $a1(x)$ nous aurons :

$$\boxed{\begin{aligned} a1(x) &= a1(0) . \{ \cos(\omega .x) - \frac{j.\Delta\beta}{\omega} . \sin(\omega .x) \} . e(-j\beta .x) \\ &+ a2(0) . \{ \frac{j.C1}{\omega} . \sin(\omega .x) \} . e(-j.\beta .x) \end{aligned}} \qquad (A1\text{-}5b)$$

où : $$\omega = \sqrt{C1.C2 + \Delta\beta^2}$$

Nous écrirons de manière plus explicite ces 2 équations sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} a1(x) \\ a2(x) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Q1 & -j.P1 \\ -j.P2 & Q2 \end{bmatrix} . \begin{pmatrix} a1(0) \\ a2(0) \end{pmatrix} . \exp(-j.\beta .x)$$

(A1-6)

où : $Q1 = \{ \cos(\omega.x) - j \, . \, \frac{\Delta\beta}{\omega} \, . \, \sin(\omega.x)\} = Q2^*$

et : $P1 = \frac{C1}{\omega} \, . \, \sin(\omega.x) = \frac{C1}{C2} \, . \, P2$

Le déterminant de cette matrice de transfert est unitaire vu que nous nous sommes placés implicitement dans l'hypothèse d'une propagation sans pertes.

Calculons maintenant la variation de puissance suivant l'axe de propagation dans l'hypothèse sans pertes, soit :

$$\frac{\partial}{dx} (|a1(x)|^2 + |a2(x)|^2) = 0 \qquad \text{(A1-7a)}$$

on aboutit à :

$$\frac{\partial}{dx} (|a1(x)|^2 + |a2(x)|^2) = 2.RE \; \{ j.(C1-C2^*) \, . \, a1(x)^* \, . \, a2(x)\} \qquad \text{(A1-7b)}$$

ce qui nous impose : $C1 = C2^*$ pour que cette relation soit valable quelque soit l'abscisse x considérée. Le coefficient de couplage est donc réel :

$$C1 = C2 = K \qquad \text{(A1-8)}$$

En posant $|a1(0)|^2 = 1$ et $|a2(0)|^2 = 0$, au bout de la longueur de couplage Lc, et pour 2 guides symétriques ayant la même constante de propagation ($\beta 1 = \beta 2$ et donc $\Delta\beta = 0$), nous aurons : $|a1(Lc)|^2 = 0$ et $|a2(Lc)|^2 = 1$. Le coefficient de couplage est donc aussi définit par :

$$K = \frac{\Pi}{2.Lc} \qquad \text{(A1-9)}$$

Nous travaillerons en régime de propagation sans pertes :

$$Ptotale = |a1(x)|^2 + |a2(x)|^2 = 1$$

Les puissances sur chacuns des guides s'écriront donc :

$$Pa1(x) = |a1(x)|^2$$
$$Pa2(x) = |a2(x)|^2$$

Pour faire varier la puissance de sortie d'une structure, il faudra donc agir en opposition sur chacun des guides isolés ; ceci pour que la variation des constantes de propagation soit aussi en opposition ; ainsi :

$$\frac{\beta 1 + \beta 2}{2} = \Delta\beta \neq 0$$

et la puissance de sortie de la structure sera modifiée, nous aurons modulation. L'effet que nous utiliserons est l'effet électrooptique (chapitre I).

Remarque :

Si le long de l'axe de propagation, le signe du champ électrique change de sens, la matrice de transfert du circuit global est le produit de chacune des matrices de transfert de chaque longueur d'intéraction où le champ électrique change de signe, et que donc la variation de constante de propagation sur chaque matrice de transfert, est de signe opposé.

Suivant le schéma de la figure A1, nous aurons donc :

$$\begin{pmatrix} a1(L1) \\ a2(L1) \end{pmatrix} = M(L1, \Delta\beta) \cdot \begin{pmatrix} a1(0) \\ a2(0) \end{pmatrix} \cdot \exp(-j.\beta.L1)$$

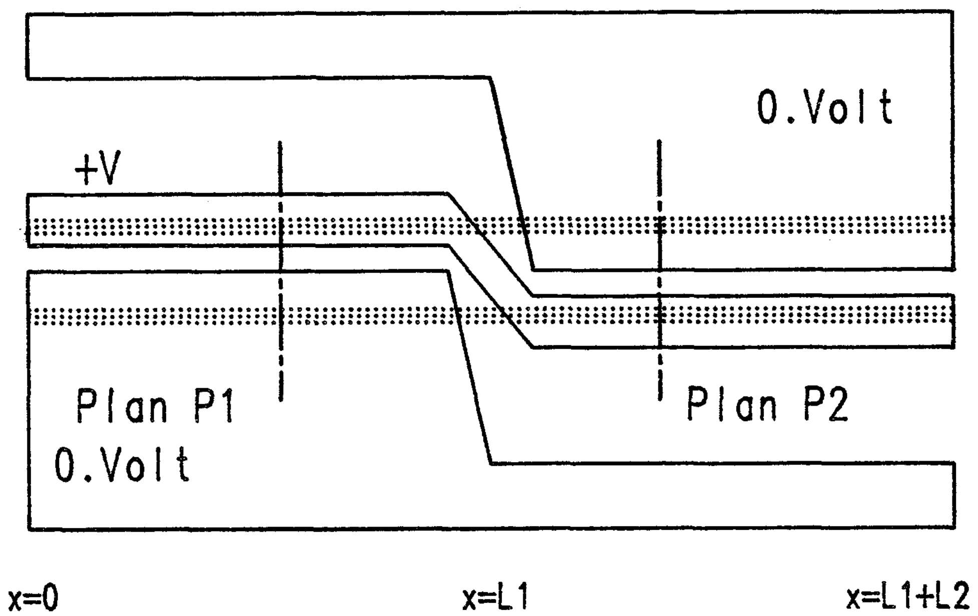
$$\begin{pmatrix} a1(L2) \\ \\ a2(L2) \end{pmatrix} = M(L2, \Delta\beta) \, . \begin{pmatrix} a1(L1) \\ \\ a2(L1) \end{pmatrix} . \exp(-j.\beta.L2)$$

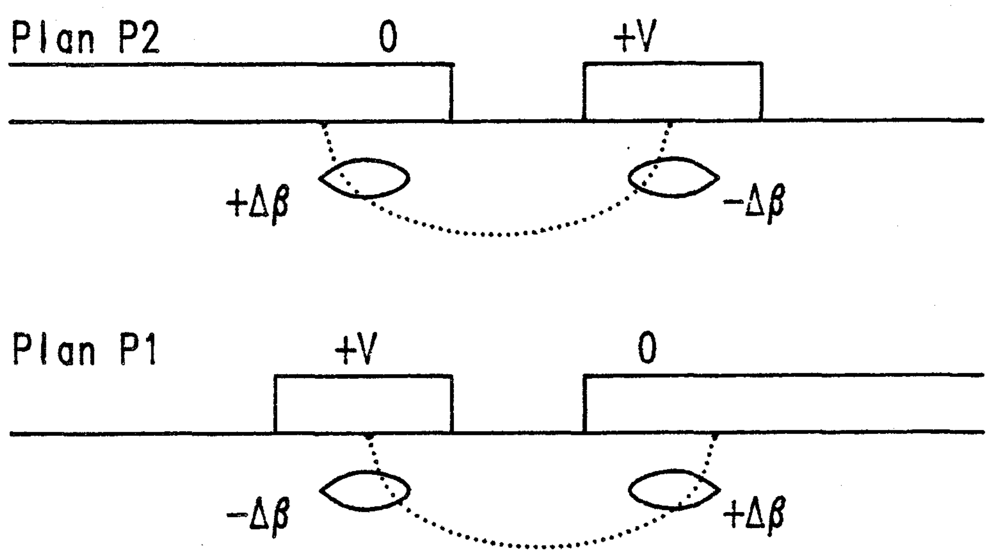
Ainsi la matrice de transfert totale est-elle le produit des matrices de transfert de chaque longueur où la variation de constante de propagation est de même signe.

Nous écrirons donc pour le cas général :

$$MT \left\{ \sum_{i=1}^{NBLI} Li, \Delta\beta \right\} = \prod_{i=1}^{NBLI} M\{Li,(-1)^{i}.\Delta\beta\}$$

en respectant le sens de multiplication des matrices de transfert.





STRUCTURE A PHASE REVERSIBLE

ANNEXE 2

DETERMINATION DES COMPOSANTES TRANSVERSALES DES CHAMPS, D'UNE ONDE SE PROPAGEANT DANS UN CRISTAL ANISOTROPE, SUIVANT L'AXE EXTRAORDINAIRE

De la connaissance des champs longitudinaux, nous voulons connaître les champs transversaux. Entre ceux-ci, nous avons les relations :

$$\vec{ROT}t(\vec{ET}) = -j.\mu 0\ .\omega.Hz.\vec{uz} \qquad (A2\text{-}1)$$

$$\vec{ROT}t(\vec{HT}) = j.\ \varepsilon 0.\ \varepsilon 1.\omega.Ez.\vec{uz} \qquad (A2\text{-}2)$$

$$\vec{uz} \wedge (\partial\vec{ET}/\partial z - \vec{GRAD}t(Ez)) = -j.\omega.\mu 0.\vec{HT} \qquad (A2\text{-}3)$$

$$\vec{uz} \wedge (\partial\vec{HT}/\partial z - \vec{GRAD}t(Hz)) = -j.\omega.\varepsilon 0.\ \varepsilon T.\vec{ET} \qquad (A2\text{-}4)$$

En appliquant la relation :

$$\vec{A} \wedge (\vec{B} \wedge \vec{C}) = \vec{B}\ .\ (\vec{A}\ .\ \vec{C}) - \vec{C}\ .\ (\vec{A}\ .\ \vec{B})$$

aux équations ($\vec{uz} \wedge A2\text{-}2$) *et* ($\vec{uz} \wedge A2\text{-}3$), *et en sachant que les champs transversaux ainsi que leurs Gradient transversaux n'ont pas de composantes suivant* $\vec{oz}$ ($\vec{A}=\vec{B}=\vec{uz}$, $\vec{uz}.\vec{C}=0$), *nous obtenons :*

$$\partial\vec{ET}/\partial z - \vec{Grad}t(Ez) = \vec{uz} \wedge j.\omega.\mu 0.\vec{HT} \qquad (A2\text{-}5)$$

et

$$\partial\vec{HT}/\partial z - \vec{Grad}t(Hz) = -\vec{uz} \wedge j.\omega.\varepsilon 0.\ \varepsilon T.\vec{ET} \qquad (A2\text{-}6)$$

de cette dernière équation, nous calculons $\partial \vec{ET}/\partial z$, que nous injectons dans la précédente. Soit :

$$\frac{\vec{uz}}{j.\omega.\varepsilon 0.\ \varepsilon T} \wedge \left\{\frac{\partial^2 HT}{\partial z^2} - \vec{Gradt}\left(\frac{\partial Hz}{\partial z}\right) + \omega^2.\ \varepsilon 0.\ \varepsilon T.HT\right\} = \vec{Gradt}(Ez) \qquad (A2\text{-}7)$$

En régime de propagation harmonique suivant l'axe oz, nous avons :

$$\frac{\partial\ Hz}{\partial z} = -j.\beta.Hz \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial^2 \vec{HT}}{\partial z^2} = -\ \beta^2.\vec{HT}$$

et nous aboutissons ainsi à :

$$\boxed{\vec{HT} = \frac{j}{\omega^2.\mu 0.\varepsilon\ 0.\varepsilon\ T - \beta^2}\ \{\beta.\vec{Gradt}(Hz) + \vec{uz} \wedge (\omega.\varepsilon\ 0.\varepsilon\ T.\vec{Gradt}(Ez))\}} \qquad (A2\text{-}8)$$

A partir des équations (A2-1) et (A2-4), nous obtenons pour la composante transversale de champ électrique, en suivant le même processus de calcul :

$$\boxed{\vec{ET} = \frac{j}{\omega^2.\mu 0.\ \varepsilon\ 0.\ \varepsilon T - \beta^2}\ \{-\beta.\vec{Gradt}(Ez) + \vec{uz} \wedge (\omega.\mu 0.\vec{Gradt}(Hz))\}} \qquad (A2\text{-}9)$$

Le calcul des composantes transversales des champs ne fera donc intervenir l'anisotropie du substrat uniaxe que par l'intermédiaire du Gradient transversal, où la constante de propagation radiale interviendra.

NOTA :

$$\vec{Gradt}(U(r,\phi)) = \begin{pmatrix} \partial U/\partial r \\ (1/r)\ .\ (\partial U/\partial \phi) \\ 0 \end{pmatrix}$$

ANNEXE 3

DETERMINATION DU COEFFICIENT DE QUALITE A VIDE EN FONCTION DES GRANDEURS MESURABLES

Dans le cas général d'un système résonant (cavité, structure en anneau, etc...) monté en transmission, relié, d'une part, à une source adaptée d'impédance Z0 et, d'autre part, à une charge Z2, nous avons les relations d'après le schéma électrique :

$$L.C.\omega o^2 = 1 \qquad (A3\text{-}1)$$

et

$$Q0 = r.C.\omega o \qquad (A3\text{-}2)$$

ou ωo est la pulsation de résonance à vide, et Q0 le facteur de qualité à vide. r, C et L sont les éléments discrets schématisant le résonateur.

Après normalisation à z0 (z0=1), nous définissons les coefficients de qualité des 2 accès :

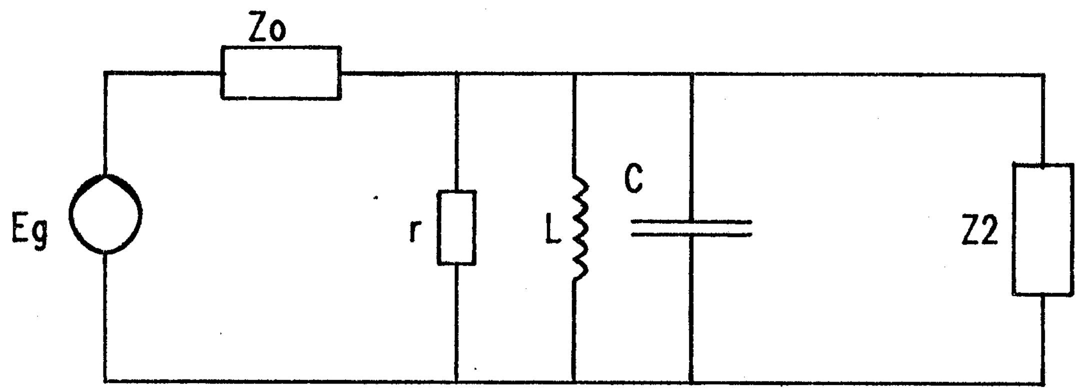
$$QE1 = z0.C.\omega o \qquad (A3\text{-}3)$$

$$QE2 = z2.C.\omega o \qquad (A3\text{-}4)$$

et les coefficients de couplage :

$$\beta 1 = Q0/QE1 = r \qquad (A3\text{-}5)$$

$$\beta 2 = Q0/QE2 = r/r2 \quad \text{où} \quad r2 = \beta 1/\beta 2 \qquad (A3\text{-}6)$$



SCHEMA ELECTRIQUE D'UNE CAVITE
MONTEE EN TRANSMISSION

Nous aurons donc le coefficient de qualité en charge qui s'écrira :

$$QL^{-1} = Q0^{-1} + QE1^{-1} + QE2^{-1}$$

et donc :

$$QL = \frac{Q0}{1 + \beta 1 + \beta 2} \qquad (A3\text{-}7)$$

- *si* $\beta 1, 2=0$, $QL=Q0$ *: nous n'aurons pas de couplage ;*
- *si* $\beta 1, 2=1$, $QL=Q0/2$ *: nous avons alors le couplage critique ;*
- *si* $\beta 1, 2< 1$, *la cavité est sous couplée ;*
- *si* $\beta 1, 2> 1$, *la cavité est sur couplée.*

D'après notre schéma électrique, l'admittance d'entrée s'écrit :

$$Ye = 1/Ze = (1/r) + (1/r2) + (1/j.L.\omega) + j.C.\omega$$

$$= (1 + \beta 2 + j.Q0.X)/\beta 1$$

avec

$$X = (\omega/\omega o) - (\omega o/\omega)$$

Le coefficient de réflexion s'écrit donc :

$$\rho e = \frac{1 - Ye}{1 + Ye} = \frac{\beta 1 - \beta 2 + 1 + j\,.\,Q0\,.\,X}{\beta 1 + \beta 2 + 1 + j\,.\,Q0\,.\,X} \qquad (A3\text{-}8)$$

et les puissances réfléchies et dissipées :

$$Pr = |\rho e|^2\,.\,Pi$$

$$PD = (1 - |\rho e|^2)\,.\,Pi$$

où Pi est la puissance incidente.

La puissance dissipée s'écrit aussi :

$$PD = \frac{4.\beta 1.(1+\beta 2)}{(1 + \beta 1 + \beta 2)^2 + (Q0 \,.\, X)^2} Pi \qquad (A3\text{-}9)$$

La puissance dans la charge s'écrit en fonction de cette dernière :

$$\frac{PL}{PD} = \frac{1}{Z2} \cdot \frac{r.Z2}{r+Z2} = \frac{\beta 2}{1 + \beta 2}$$

et en fonction de la puissance incidente, nous déterminons ainsi le coefficient de transmission de notre structure :

$$\frac{PL}{Pi} = \frac{4.\beta 1.\beta 2}{(1 + \beta 1 + \beta 2)^2 + (Q0 \,.\, X)^2} = |S12|^2 \qquad (A3\text{-}10)$$

A la résonance : $\omega = \omega o$, soit $X=0$, et de plus pour une cavité couplée symétriquement : $\beta 1=\beta 2=\beta$, nous obtenons :

$$|S12|_{(\omega=\omega o)} = \frac{2.\beta}{(1 + 2 \,.\, \beta)} = 1 - (QL/Q0) \qquad (A3\text{-}11)$$

et donc le coefficient de qualité à vide se détermine à partir du coefficient de qualité en charge et du module du coefficient de transmission à la pulsation de résonance :

$$Q0 = \frac{QL}{1 - |S12|_{(\omega - \omega o)}} \qquad (A3\text{-}12)$$

"RABELAIS se boit et se savoure. On en a plein le palais. On ne le déguste bien qu'à haute voix..."

Léon DAUDET

R E S U M E

******

Après avoir décrit l'effet électrooptique, qui se traduit par une variation d'indice sous l'action d'un champ électrique appliqué, nous analysons les paramètres des guides optiques intégrés, réalisés par diffusion de Titane dans le LiNb03.

Nous avons ensuite mesuré les paramètres diélectriques du LiNb03 dans le domaine microonde, après avoir développé une méthode de caractérisation adaptée aux diélectriques anisotropes uniaxes.

De ces mesures, nous déterminons les paramètres caractéristiques des lignes microélectroniques coplanaires sur ce substrat, dans l'approximation Quasi-TEM. La méthode des éléments finis permet de tenir compte de toutes les grandeurs géométriques, et du tenseur de permittivité. Cette étude a conduit à plusieurs réalisations de lignes sur LiNb03, ayant des dimensions adaptées aux modulateurs à ondes progressives. Les coefficients de réflexions obtenus sont mieux que -10 dB jusqu'à 20 GHz, et les pertes en bon accord avec la théorie.

Utilisant la matrice de transfert, nous avons lié les caractéristiques des ondes modulées et modulantes, pour aboutir au comportement hyperfréquence des modulateurs à ondes progressives. L'utilisation de structures alternées à sections de longueurs différentes, montre que la limitation de bande passante peut être repoussée. La désadaptation des vitesses pouvant alors être utilisée pour privilégier certaines bandes de fréquences.

Mots clés :

Effet Electrooptique
Niobate de Lithium (LiNb03)
Guides Optiques
Lignes Microélectroniques
Modulateurs de Lumière