

N° d'ordre : 448

50376
1989
271

50376
1989
271

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Discipline : Physique de la matière et du rayonnement

par

Christian LIZORET



MODULATION ELECTRO-OPTIQUE HYPERFREQUENCE POUR LASER CO 2 : MODULATEUR INTRA-CAVITE ET OPTIQUE INTEGREE

Soutenue le 1er Décembre 1989 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.

G. SALMER
J. BOTINEAU
J. EBBENI
P. GLORIEUX
J. LEGRAND

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur

Ce travail a été réalisé à l'U.F.R. de Physique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, dans le laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, associé au C.N.R.S., et dirigé par Monsieur Macke, professeur. Je lui suis profondément reconnaissant de m'avoir accueilli au laboratoire.

Je remercie Monsieur Salmer, professeur, de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail et de présider le jury, qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma déférente gratitude.

Je remercie particulièrement Monsieur Botineau, directeur de recherches au C.N.R.S. (Université de Nice), et Monsieur Ebbeni, professeur à l'Université Libre de Bruxelles, qui ont accepté de rapporter sur ce travail.

Ce travail a été effectué en collaboration et sous la direction de Monsieur Glorieux, professeur, et de Monsieur Legrand, maître de conférences, qui n'ont cessé de suivre mon travail et de me prodiguer leurs conseils depuis mon entrée au laboratoire, ce dont je les remercie infiniment.

Le traitement des semiconducteurs et des réalisations de lignes hyperfréquences ont été effectués au Centre d'Hyperfréquences et Semiconducteurs de Lille. J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur VANBREMEERSCH et à l'ensemble de son équipe.

Par l'intermédiaire de Messieurs LAPAUW et VIRY, je remercie l'ensemble des personnels des ateliers d'électronique et de mécanique pour leur collaboration efficace.

Je remercie Messieurs GHESTEM et FAUQUEMBERGUE pour leur disponibilité et leur compétence.

J'associe à ces remerciements Mademoiselle DARGIER et Messieurs CHEVALIER, DELACRESSONIERE, BEKKALI, DEROZIER, HENNEQUIN, LEFRANC, et ZEMMOURI.

Je remercie également la Direction des Recherches, Etudes et Techniques ainsi que le Conseil Régional Nord-Pas de Calais, pour le soutien financier apporté à cette étude.

SOMMAIRE

Introduction.....	1
1. La modulation électro-optique	4
1.1. Effet électro-optique	5
1.1.1. Propriétés diélectriques des matériaux	5
1.1.2. Effet électro-optique.....	7
1.1.3. Effets de symétrie cristalline	8
1.1.4. Ellipsoïde des indices.....	9
1.2. Choix du matériau pour réaliser le modulateur.....	15
1.3. Les modulateurs	17
1.3.1. Le modulateur de phase	17
1.3.2. Le modulateur d'amplitude	20
1.4. Le modulateur à onde progressive	24
1.4.1. Temps de transit de l'onde infra-rouge dans le cristal.....	24
1.4.2. Modulateur à onde progressive.....	25
1.5. Les différents types de modulateurs développés.....	29
2. Le modulateur intra-cavité	30
2.1. Le laser guide d'onde radio-fréquence	31
2.1.1. Le guide d'onde.....	33
2.1.2. Les modes dans un résonateur passif.....	34
2.1.2.1. Le calcul par projection sur une base de modes gaussiens	36
2.1.2.2. Le calcul par diffraction scalaire	39
2.1.3. La décharge radio-fréquence.....	41
2.1.3.1. Description du processus.....	41
2.1.3.2. Caractéristiques électriques de la décharge.....	42
2.2. Le modulateur en barreau	45
2.2.1. La propagation optique	45
2.2.2. La propagation micro-onde	48
2.2.2.1. Adaptation des vitesses.....	48
2.2.2.2. Rendement du modulateur	51
2.2.2.3. Précision d'usinage du guide	52
2.3. Le modulateur intra-cavité.....	56
2.4. La réalisation.....	60
2.4.1. La structure du laser	60
2.4.2. Le guide hyperfréquence.....	64
2.4.3. Les caractéristiques du guide en hyperfréquence.....	66
2.4.4. Caractérisation infra-rouge.....	68
2.4.5. Dépolarisation du laser sans et avec le modulateur.....	69

2.4.6. Modulation hyperfréquence.....	70
3. Le modulateur en optique intégrée	
étude.....	74
3.1.1. La propagation guidée	75
3.1.1.1. Approche optique.....	75
3.1.1.2. Approche électro-magnétique.....	78
3.1.1.3. Caractéristiques des modes.....	81
3.1.2.1. Condition de couplage.....	87
3.1.2.2. Efficacité du couplage.....	87
3.1.2.3. Couplage des différents modes, lignes noires.....	92
3.1.3. Les pertes du guide.....	94
3.1.3.1. Pertes dues à l'état de surface.....	94
3.1.3.2. Les pertes dues aux porteurs libres.....	96
3.2. La ligne hyperfréquence	98
3.2.1. Choix de la ligne micro-électronique	98
3.2.2. Choix de la structure du guide	99
3.2.2.1. Les propriétés optiques.....	99
3.2.2.2. Propriétés hyperfréquences.....	101
3.2.3. Influence du métal sur la propagation	102
3.2.4. Adaptation de la ligne micro-ruban	104
3.2.4.1. Adaptation des vitesses de phase.....	104
3.2.4.2. Recouvrement infra-rouge hyperfréquence.....	110
3.2.4.3. Adaptation hyperfréquence de la ligne.....	110
3.2.5. Efficacité de modulation.....	113
3.2.6. Atténuation de la ligne hyperfréquence.....	113
3.2.6.1. Les pertes dues à l'électrode.....	113
3.2.6.2. Les pertes dues au diélectrique.....	114
3.3. Notre modulateur.....	116
3.3.1. Description de l'étalon de Pérot-Fabry.....	116
3.3.2. Coupe du cristal	119
3.3.3. Présentation générale du modulateur réalisé.....	119
4. Le modulateur en optique intégrée	
réalisation.....	123
4.1. Le polissage.....	124
4.1.1. Présentation de la polisseuse.....	124
4.1.2. Mise en marche de la polisseuse.....	126
4.1.3. La préparation du support.....	128
4.1.4. La préparation de la plaquette d'AsGa.....	132
4.1.5. Le collage.....	132
4.1.6. L'abrasion de l'AsGa.....	135
4.1.7. Le polissage de l'AsGa.....	136

4.1.8. L'abrasion de la tranche.....	138
4.2. Les caractéristiques infra-rouge de la couche.....	139
4.2.1. Schéma de montage.....	139
4.2.2. Le couplage.....	141
4.2.3. La transmission.....	144
4.2.4. Bilan de puissance.....	144
4.3. La modulation basse fréquence.....	151
4.4. La ligne hyperfréquence.....	154
4.4.1. Réalisation de la ligne hyperfréquence.....	157
4.4.1.1 La réalisation du masque.....	157
4.4.1.2. La photolithographie.....	158
4.4.1.3. Le dépôt d'or.....	160
4.4.1.4. Le lift-off.....	160
4.4.1.5. L'électrolyse.....	162
4.4.2. Le couplage électrique.....	162
4.4.3. La caractérisation de la ligne hyperfréquence.....	163
4.5. La modulation hyperfréquence.....	165
4.5.1. Description de l'expérience.....	165
4.5.2. L'étalon de Pérot-Fabry.....	167
4.5.3. Description de la chaîne de détection.....	169
4.5.4. La modulation hyperfréquence.....	169
Conclusion.....	174
Bibliographie.....	177



INTRODUCTION

Les principales qualités du laser CO₂: puissance importante, mise au point facile, pureté et région spectrale intéressantes, en font une source extrêmement attrayante pour la spectroscopie et les télécommunications. Mais l'accordabilité de tels lasers est faible, environ 1% du spectre couvert. Pour palier à cet inconvénient, nous avons décidé de développer au laboratoire des modulateurs basés sur l'effet électro-optique, ce qui rend le laser accordable sur un intervalle de fréquence égal à la bande passante de modulation.

L'intervalle 8-18 GHz a été choisi de façon à couvrir le spectre le plus largement possible. En effet on peut ainsi balayer 50% du spectre avec un seul laser, et en utilisant un laser à isotopes de CO₂ et à N₂O on arrive à couvrir la quasi-totalité de la bande 9-11 μm .

Le premier prototype de modulateur réalisé au laboratoire était un modulateur à propagation infra-rouge libre et situé à l'extérieur de la cavité laser, ce modulateur est depuis utilisé pour des études spectroscopiques (Chevalier et al. 1989; Legrand et al. 1989). Le faible rendement de ce modulateur nous a incités à développer d'autres structures plus efficaces: modulateur intra-cavité et en optique intégrée.

A l'aide du premier, on ne module plus la puissance émise par le laser, mais la puissance contenue dans la cavité de ce laser. Comme celle-ci est supérieure d'un ordre de grandeur à la puissance émise, on peut escompter pour le même type de modulateur, une puissance de bandes latérales infra-rouge d'un ordre de grandeur supérieur.

Pour le second type de modulateur, comme l'efficacité est inversement proportionnelle à l'épaisseur du cristal, l'idée est de développer une structure en optique intégrée où l'épaisseur du guide d'onde optique est environ 100 fois inférieure à celle du modulateur massif. Ceci nous permet en déposant une électrode à même le guide pour former une

ligne micro-ruban d'obtenir une efficacité de modulation bien plus importante que pour le modulateur massif.

Le premier chapitre traite de l'effet électro-optique et des différents types de modulateurs que l'on peut réaliser ainsi que de la configuration à onde progressive qui permet une modulation hyperfréquence.

Le deuxième chapitre est consacré au modulateur intra-cavité. Après la description du type de laser utilisé, sont présentés le modulateur et ses caractéristiques en hyperfréquence et en infra-rouge. Nous rapportons ensuite les résultats obtenus en modulation hyperfréquence à l'aide de ce dispositif.

Les troisième et quatrième chapitres sont consacrés au modulateur développé suivant les techniques de l'optique intégrée. Dans le troisième chapitre sont rappelés les bases de l'optique intégrée ainsi que la technologie des lignes hyperfréquences. Le quatrième chapitre traite de la réalisation d'un tel modulateur et présente les premiers résultats qu'il a permis d'obtenir.

PREMIERE PARTIE:
LA MODULATION ÉLECTRO-OPTIQUE

1.1. EFFET ÉLECTRO-OPTIQUE

Lorsqu'un champ électrique est appliqué à un cristal, son indice optique se modifie, cette modification dépend des orientations relatives du champ électrique et des axes cristallographiques. Cet effet permet de propager dans le cristal des ondes à des vitesses différentes suivant leur polarisation, vitesses qui dépendent du champ électrique appliqué. Les modulateurs électro-optiques développés au laboratoire sont basés sur cet effet dont nous rappelons quelques propriétés dans cette partie.

1.1.1. Propriétés diélectriques des matériaux

Les propriétés diélectriques d'un matériau isotrope sont données par:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \text{ou} \quad \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

avec \vec{D} et \vec{E} l'excitation et le champ électrique.

Les équations de Maxwell montrent que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu est donnée par:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

en considérant $\frac{\mu}{\mu_0} = 1$, l'indice de réfraction $n = \frac{c}{v}$ est donc égal à $\sqrt{\epsilon_r}$.

Pour un milieu anisotrope la relation précédente est à remplacer par:

$$D_i = \epsilon_0 \epsilon_{r_{ij}} E_j$$

L'application des équations de Maxwell conduit à introduire une vitesse de propagation par direction de propagation pour chaque direction de polarisation et à lui associer un indice n . Ce dernier peut être représenté

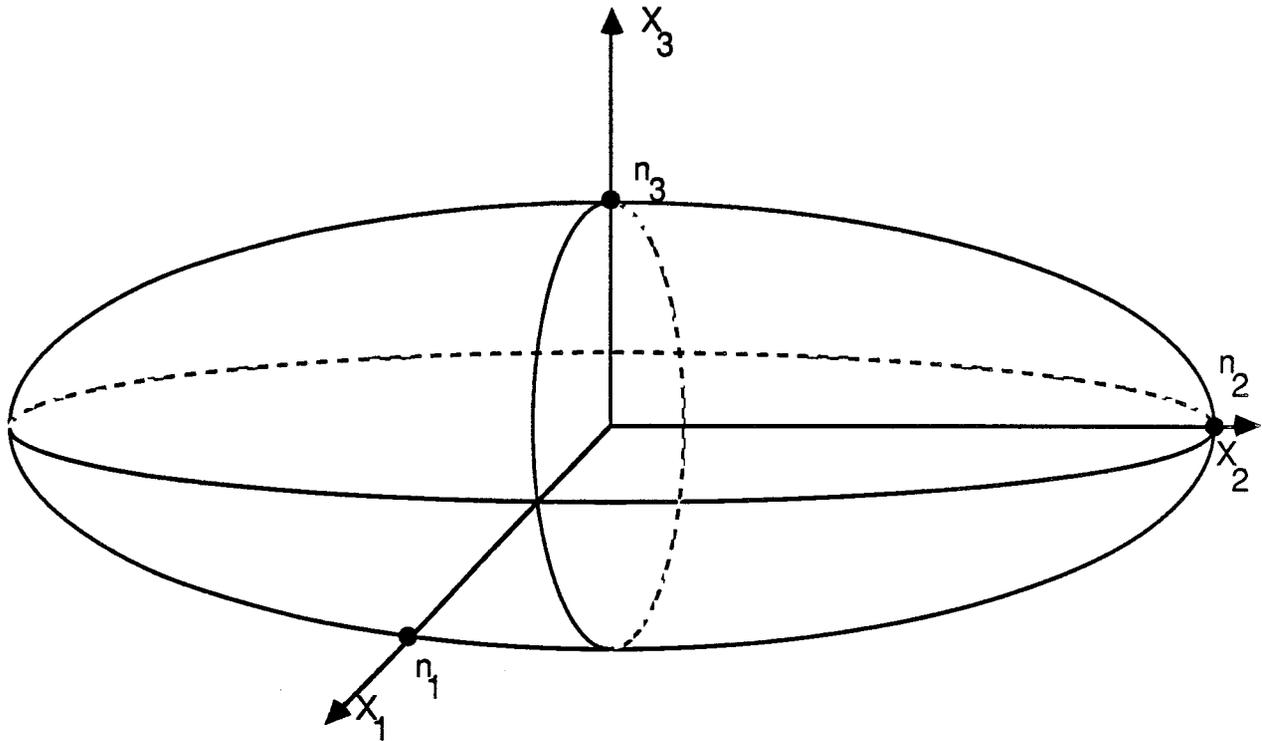


Figure 1-1: Ellipsoïde des indices pour un matériau anisotrope rapportée à ses axes principaux

à l'aide de l'ellipsoïde des indices comme indiqué à la figure 1-1 (Nye 1960).

Soient x_1 , x_2 , et x_3 les trois axes principaux du tenseur de la constante diélectrique, on a :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1$$

avec $n_i = \sqrt{\epsilon_{r_i}}$, les constantes diélectriques principales.

L'équation de l'ellipsoïde peut aussi être mise sous la forme :

$$B_1 x_1^2 + B_2 x_2^2 + B_3 x_3^2 = 1$$

avec $B_1 = \frac{1}{\epsilon_{r_1}}$, $B_2 = \frac{1}{\epsilon_{r_2}}$, $B_3 = \frac{1}{\epsilon_{r_3}}$, les B_i étant les imperméabilités

diélectriques relatives. De façon générale, les B_{ij} représentent les éléments du tenseur d'imperméabilité diélectrique et l'on a $B_{ij} = \frac{1}{\epsilon_{r_{ij}}}$

avec une forme générale de la quadrique $B_{ij}x_i x_j = 1$.

1.1.2. Effet électro-optique

Si l'on applique à un cristal un champ électrique, les coefficients de l'indicatrice d'imperméabilité diélectrique B_{ij} varient légèrement, ce qui donne en développant en puissances successives du champ électrique :

$$B_{ij}(E) - B_{ij}(0) = \Delta B_{ij} = r_{ij,k} E_k + S_{ij,kl} E_k E_l + \dots$$

où les coefficients $r_{ij,k}$ correspondent à l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels) et les coefficients $S_{ij,kl}$ à l'effet électro-optique quadratique (effet Kerr).

Ces effets peuvent aussi être décrits en utilisant la polarisation induite par le champ électrique plutôt que le champ électrique lui-même, ceci correspond mieux à la réalité physique de l'effet et le développement s'écrit alors:

$$\Delta B_{ij} = f_{ij,k} P_k + g_{ij,kl} P_k P_l + \dots$$

Le formalisme utilisé par la suite sera celui du champ électrique étant donné que les coefficients $r_{ij,k}$ correspondent en pratique aux quantités accessibles à la mesure (Kaminow 1966).

1.1.3. Effets de symétrie cristalline

Par nature, les cristaux présentent des symétries plus ou moins élevées suivant la structure cristalline. Se basant sur le fait qu'en appliquant un champ ayant certaines caractéristiques de symétrie sur un cristal ayant des symétries identiques, celles-ci sont conservées, on pourra ainsi réduire le nombre de composantes de la matrice $r_{ij,k}$. Cette réduction est limitée par la symétrie la plus basse, c'est à dire celle de la structure cristalline utilisée.

De plus comme $\Delta B_{ij} = \Delta B_{ji}$ on peut permuter les coefficients i et j et l'on utilisera la notation contractée (Kaminow 1974) r_{ij} avec:

1 → (1,1)	4 → (2,3) ou (3,2)
2 → (2,2)	5 → (1,3) ou (3,1)
3 → (3,3)	6 → (1,2) ou (2,1)

Pour des raisons discutées au paragraphe 1.2., les seuls types de cristaux qui nous intéressent sont des cristaux de structure Zinc-Blende faisant partie de la classe de symétrie $\overline{4} 3m$ (Yariv 1975).

Le tenseur électro-optique r_{ij} est donc représenté par une matrice de la forme (Kaminow 1974):

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}$$

1.1.4 Ellipsoïde des indices

Compte tenu des relations entre les imperméabilités B_{ij} et les indices on obtient après réduction des indices (Veerabhadra 1980):

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = r_{ij} E_j$$

De plus, comme ces cristaux sont isotropes, l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}$ est caractérisé par la quadrique:

$$\frac{x_1^2}{n_0^2} + \frac{x_2^2}{n_0^2} + \frac{x_3^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_2x_1x_3 + 2r_{41}E_3x_1x_2 + 2r_{41}E_1x_2x_3 = 1$$

A partir de cette équation, on peut déterminer les nouveaux axes principaux par rotation et l'on obtient un nouvel ellipsoïde d'équation:

$$\frac{x'_1{}^2}{n'_1{}^2} + \frac{x'_2{}^2}{n'_2{}^2} + \frac{x'_3{}^2}{n'_3{}^2} = 1$$

Et les nouveaux indices sont donnés par les valeurs propres de la matrice:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{n^2} & r_{41}E_3 & r_{41}E_2 \\ r_{41}E_3 & \frac{1}{n^2} & r_{41}E_1 \\ r_{41}E_2 & r_{41}E_1 & \frac{1}{n^2} \end{pmatrix}$$

Les indices 1,2,3 étant interchangeable, on considère les trois cas particuliers suivants qui correspondent aux trois orientations standard de la direction du champ modulant par rapport aux axes de l'ellipsoïde des indices:

- $E_3=E$ et $E_1=E_2=0$

- $E_1 = E_2 = \frac{E}{\sqrt{2}}$ et $E_3=0$

- $E_1=E_2=E_3=\frac{E}{\sqrt{3}}$

Ce qui correspond pour un cristal $\bar{4}3m$ aux trois cas (Namba 1961):

$\vec{E} \perp (001)$

$\vec{E} \perp (110)$

$\vec{E} \perp (111)$

On utilisera par la suite la base \vec{i} et la coordonnée x pour l'axe [100]

\vec{j} " " y " " [010]

\vec{k} " " z " " [001]

1^{er} cas: $\vec{E} \perp (001)$

$$\text{On a } \vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{pmatrix}$$

l'équation de l'ellipsoïde des indices s'écrit:

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{2n_0} + 2r_{41}Exy = 1$$

A l'aide du changement de base:

$$\begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix}$$

on peut ramener l'ellipsoïde des indices à ses axes principaux:

$$\left(n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E\right) x'^2 + \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E\right) y'^2 + n_0 z'^2 = 1$$

2ième cas $\vec{E} \perp (110)$

$$\text{On a } \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{E}{\sqrt{2}} \\ \frac{E}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Soit un ellipsoïde d'équation:

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{2n_0} + \sqrt{2} r_{41}E(yz + zx) = 1$$

Le changement de base:

$$\begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & -\sqrt{2} \\ 1 & 1 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix}$$

nous ramène l'ellipsoïde des indices à ses axes principaux:

$$\left(n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E \right) x'^2 + \left(n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E \right) y'^2 + n_0 z'^2 = 1$$

3ième cas: $\vec{E} \perp (111)$

$$\text{On a } \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{E}{\sqrt{3}} \\ \frac{E}{\sqrt{3}} \\ \frac{E}{\sqrt{3}} \end{pmatrix}$$

Soit un ellipsoïde de la forme:

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0} + \frac{2}{\sqrt{3}} r_{41} E (yz + zx + xy) = 1$$

et le changement de base :

$$\begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix}$$

nous permet de ramener l'ellipsoïde des indices à ses axes principaux:

$$\left(n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \right) x'^2 + \left(n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \right) y'^2 +$$

$$\left(n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \right) z^2 = 1$$

L'ensemble de ces trois cas est synthétisé à la figure 1-2.

	$E \perp (001)$ plane $E_x = E_y = 0 \quad E_z = E$	$E \perp (110)$ plane $E_x = E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \quad E_z = 0$	$E \perp (111)$ plane $E_x = E_y = E_z = \frac{E}{\sqrt{3}}$
index ellipsoid	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41} E x y = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \sqrt{2} r_{41} E (y z + z x) = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \frac{2}{\sqrt{3}} r_{41} E (y z + z x + x y) = 1$
$n_{x'}$	$n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E$	$n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E$
$n_{y'}$	$n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E$	$n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E$	$n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E$
$n_{z'}$	n_0	n_0	$n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E$
$x'y'z'$ coordinate			

Figure 1-2: Tableau récapitulatif des différents types de modulateurs

1.2. CHOIX DU MATÉRIAU POUR RÉALISER LE MODULATEUR

Pour réaliser une modulation électro-optique à $10,6 \mu\text{m}$, le cristal servant de partie active au modulateur doit posséder les caractéristiques suivantes:

- un taux de transmission important à $10,6 \mu\text{m}$ de façon à n'avoir qu'un minimum de pertes par propagation de l'onde dans le cristal.
- un coefficient électro-optique le plus grand pour permettre un taux de modulation le plus important possible ce qui correspond à un maximum de puissance sur les bandes latérales associées.
- la possibilité de se faire fournir des monocristaux de taille suffisante et à des prix qui ne soient pas prohibitifs.

Sur le tableau de la figure 1-3 sont indiquées les caractéristiques des matériaux usuellement utilisés en infra-rouge (Kaminow 1968, Kiefer et Yariv 1971).

Pour les coefficients électro-optiques c'est le CdTe qui a le coefficient le plus intéressant (le germanium n'est pas électro-optique de par sa symétrie cristalline).

Mais il est à noter que le CdTe et le ZnSe sont beaucoup plus fragiles que l'AsGa et il n'est pas question pour nous de les usiner, ce qui en revanche est possible pour l'AsGa.

Matériau	Indice à 10,6 μm	Coefficient d'absorption à 10,6 μm cm^{-1}	coefficient électro-optique à 10,6 μm m/V	ϵ_r
AsGa	3,275	0,01	$1,2 \cdot 10^{-12}$	12,53
CdTe	2,674	0,002	$6,8 \cdot 10^{-12}$	10
ZnSe	2,403	0,005	$2,2 \cdot 10^{-12}$	8,9
Ge	4,003	0,03		

Figure 1-3: Tableau des différents matériaux utilisables en infra-rouge

1.3. LES MODULATEURS

Les modulateurs électro-optiques habituellement utilisés se rangent en deux catégories:

- les modulateurs longitudinaux où le champ modulant est orienté suivant la direction de propagation

- les modulateurs transverses où le champ modulant est orthogonal à la direction de propagation.

Les modulateurs qui sont développés et auxquels sera limitée notre étude sont les modulateurs transverses; ils présentent l'avantage technologique d'avoir l'électrode du champ modulant qui n'interfère pas avec l'onde modulée.

Pour ces modulateurs transverses, les deux types de modulation les plus efficaces obtenus suivant l'orientation du cristal sont la modulation d'amplitude et la modulation de phase. Nous allons d'abord étudier la modulation de phase puis celle d'amplitude.

1.3.1. Le modulateur de phase

Pour réaliser ce type de modulateur, on utilise un champ modulant perpendiculaire au plan (001) du cristal, c'est à dire suivant l'axe z de notre repère (première disposition de la figure 1-2); et l'onde infra-rouge se propage parallèlement au nouvel axe neutre du cristal en présence du champ modulant, l'axe y' comme l'indique la figure 1-4.

Le champ incident \vec{E} polarisé suivant x' arrive sur le cristal en $y'=0$. On peut écrire ce champ sous la forme:

$$E_{x'} = A e^{i(\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) n_{x'} y')}$$

L'indice dépend du champ modulant E_m : $n_{x'} = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m$ et $E_{x'}$

prend la forme:

$$E_{x'} = A e^{i(\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) \{n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_m\} y')}$$

Si le champ modulant est sinusoïdal, le champ E_{out} en sortie du cristal de longueur L se met sous la forme:

$$E_{out} = A e^{i(\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) \{n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E_{m0} \sin \omega_m t\} L)}$$

Soit encore:

$$E_{out} = A e^{i(\omega t - \Gamma \Phi_m \sin \omega_m t)} e^{-i \left(\frac{\omega}{c}\right) n_0 L}$$

$$\text{avec } \Gamma \Phi_m = \frac{\omega}{c} \frac{n_0^3}{2} r_{41} E_{m0} L = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_{m0} L$$

où $\Gamma \Phi_m \sin \omega_m t$ représente le déphasage par rapport à une onde polarisée suivant z ($n_z = n_0$).

A une constante de phase près, le champ électrique en sortie du cristal s'écrit:

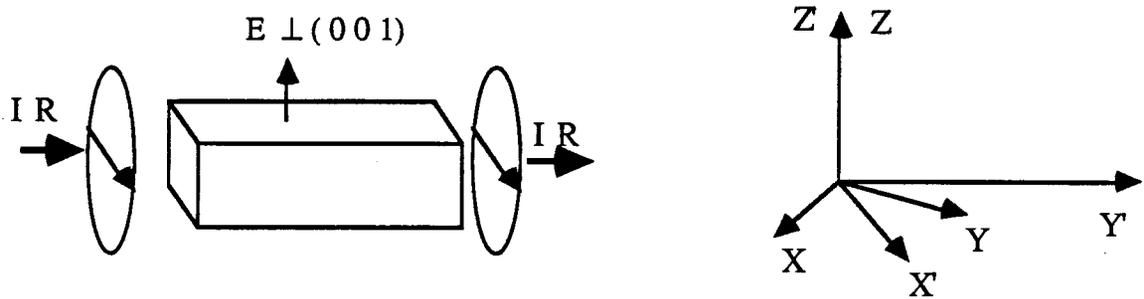


Figure 1-4: Orientation du champ infra-rouge et du champ modulant pour une modulation de phase

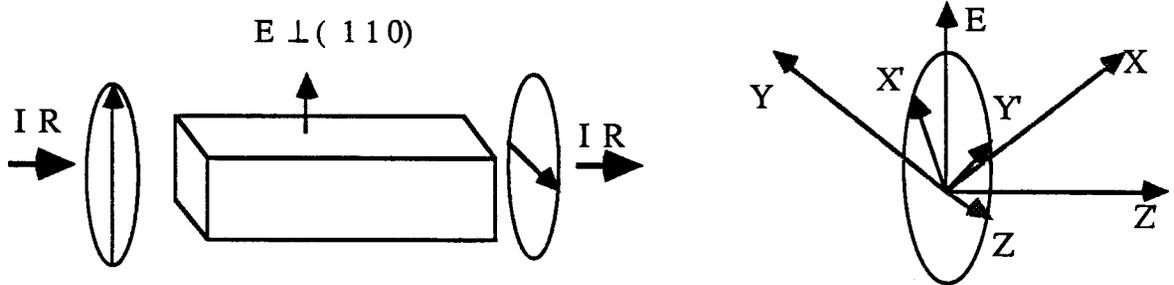


Figure 1-5: Orientation du champ infra-rouge et du champ modulant pour une modulation d'amplitude

$$E_{out} = A \cos(\omega t + \Gamma \Phi_m \sin \omega_m t)$$

Soit encore:

$$E_{out} = A [J_0(\Gamma \Phi_m) \cos \omega t + J_1(\Gamma \Phi_m) \cos(\omega + \omega_m)t - J_1(\Gamma \Phi_m) \cos(\omega - \omega_m)t + J_2(\Gamma \Phi_m) \cos(\omega + 2\omega_m)t + J_2(\Gamma \Phi_m) \cos(\omega - 2\omega_m)t + \dots]$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n . Cette expression montre que le spectre de l'onde transmise comporte des composantes à $\omega \pm n\omega_m$ d'amplitude AJ_n . Dans la plupart des applications pratiques on aura $\Gamma \Phi_m \ll 1$ ($\Gamma \Phi_m \approx 10^{-3}$) et en tenant compte des expressions approchées de $J_n(\Gamma \Phi_m)$ ($J_0(\Gamma \Phi_m) \approx 1$, $J_1(\Gamma \Phi_m) \approx \frac{\Gamma \Phi_m}{2}$ et $J_\alpha(\Gamma \Phi_m) \approx 0$) le spectre de E_{out} se limite à la porteuse et aux deux bandes latérales de pulsation $\omega \pm \omega_m$:

$$E_{out} = A [\cos \omega t + \frac{\Gamma \Phi_m}{2} \cos(\omega + \omega_m)t - \frac{\Gamma \Phi_m}{2} \cos(\omega - \omega_m)t]$$

Aux faibles modulations, le rapport d'intensité entre chaque bande latérale et la porteuse est égal à :

$$\frac{I_{sb}}{I_c} = \frac{\Gamma^2 \Phi_m^2}{4}$$

1.3.2. Le modulateur d'amplitude

Pour réaliser le modulateur d'amplitude on utilise la disposition où le champ modulant est perpendiculaire au plan cristallin (110) de telle sorte que les deux axes x' et y' dont l'indice est modulé, soient

perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde infra-rouge, c'est à dire la direction z' (voir la figure 1-5).

L'onde incidente polarisée suivant la bissectrice de x' , y' se décompose en deux ondes polarisées rectilignement suivant x' et y' et qui se propagent dans le cristal en acquérant des déphasages égaux et opposés. En sortie du cristal le champ est polarisé elliptiquement. Si l'on dispose un analyseur croisé avec l'onde incidente, on obtient une onde polarisée linéairement, modulée à 100% en amplitude par le champ électrique appliqué.

L'amplitude de cette onde se calcule facilement. Soient \vec{E} le champ de l'onde infra-rouge et \vec{E}_m le champ modulant on a dans le cristal à une distance z :

$$\vec{E} = E_{x'} \vec{i}' + E_{y'} \vec{j}'$$

avec

$$E_{x'} = \frac{A}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) n_{x'} z)}$$

$$E_{y'} = \frac{A}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) n_{y'} z)}$$

où A est l'amplitude totale du champ incident, c'est à dire $E(0)$.

A la sortie du cristal, le champ projeté suivant une base correspondant aux polariseurs croisés:

$$\vec{i}'' = \frac{\vec{i}'}{\sqrt{2}} + \frac{\vec{j}'}{\sqrt{2}}$$

$$\vec{j}'' = -\frac{\vec{i}}{\sqrt{2}} + \frac{\vec{j}}{\sqrt{2}}$$

a pour composantes E_x'' et E_y'' . Le champ utile après l'analyseur est polarisé selon \vec{j}'' et a pour valeur:

$$E_y'' = \frac{A}{2} e^{-i[\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) n_0 L]} \left[-e^{i\left(\frac{\omega}{c} \frac{n_0^3}{2} r_{41} E_m L\right)} + e^{-i\left(\frac{\omega}{c} \frac{n_0^3}{2} r_{41} E_m L\right)} \right]$$

$$E_y'' = iA e^{-i[\omega t - \left(\frac{\omega}{c}\right) n_0 L]} \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_m L\right)$$

En posant

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_m L$$

l'intensité émergente s'écrit:

$$I_o = E_y'' \cdot E_y''^* = A^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

Le rapport d'intensité entre la sortie du cristal et l'entrée est de:

$$\frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

Dans le cas d'un champ modulant E_m sinusoïdal à la pulsation ω_m , $E_m = E_{m0} \sin \omega_m t$ on obtient:

$$\frac{I_o}{I_i} = \sin^2 \left(\frac{\Gamma_{am}}{2} \sin \omega_m t \right)$$

avec

$$\Gamma_{am} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_{m0} L$$

Notons que le déphasage Γ_{am} qui apparait dans cette expression est le double de Γ_{Φ_m} obtenu avec un modulateur de phase.

En admettant encore que Γ_{am} est très petit, le rapport entre les intensités en sortie et en entrée du modulateur s'écrit:

$$\frac{I_o}{I_i} = \frac{\Gamma_{am}^2}{4} \sin^2 \omega_m t$$

1.4. LE MODULATEUR À ONDE PROGRESSIVE

L'un des intérêts d'utiliser l'effet électro-optique pour réaliser des modulateurs est que cet effet permet intrinsèquement des fréquences de modulation très importantes. La bande passante d'un tel dispositif est cependant limitée par l'effet de temps de transit de l'onde infra-rouge dans le cristal.

Dans cette partie est décrite la limite de la bande passante du modulateur induite par cet effet, puis nous présenterons le modulateur à onde progressive qui permet d'élargir cette bande passante.

1.4.1. Temps de transit de l'onde infra-rouge dans le cristal

Lors d'une modulation électro-optique, le retard de phase dû au champ modulant E est $\Gamma_{\Phi m}$ pour la modulation de phase et Γ_{am} pour la modulation d'amplitude avec:

$$\Gamma_0 = \Gamma_{am} = 2\Gamma_{\Phi m} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} EL$$

Si le champ modulant est un champ sinusoïdal qui varie rapidement, la valeur de E change notablement durant le temps $\tau_d = n_0 \frac{L}{c}$ de propagation de la lumière dans le cristal.

Ceci nous impose donc de prendre en compte l'évolution de E entre t et $t + \tau_d$ pour déterminer le retard de phase Γ , on a:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \int_0^L E(t) dz$$

Les variables z et t étant liées par la propagation, on peut intégrer simplement sur le temps:

$$\Gamma(\tau_d) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \left(\frac{c}{n_0} \right)_t \int_t^{t+\tau_d} E(t') dt'$$

où t correspond à l'instant où l'onde optique pénètre dans le cristal. En admettant qu'à un instant donné le champ modulant soit uniforme dans tout le cristal, le déphasage s'écrit:

$$\Gamma(\tau_d) = \Gamma_0 \left(\frac{e^{i\omega_m \tau_d} - 1}{i\omega_m \tau_d} \right) e^{i\omega_m \tau_d}$$

Le déphasage et le taux de modulation sont donc réduits d'un facteur $r = \frac{e^{i\omega_m \tau_d} - 1}{i\omega_m \tau_d}$ et la perte d'efficacité qui en découle est proportionnelle à $|r|^2$ soit $\left(\frac{\sin \omega_m \tau_d}{\omega_m \tau_d} \right)^2$ ce qui fait pour une longueur de modulateur de 3 cm une perte d'efficacité de respectivement 28 et 36 dB à 8 et 18 GHz.

Pour s'affranchir de cet effet il faut utiliser un modulateur à onde progressive dont le principe est exposé à la section suivante.

1.4.2. Modulateur à onde progressive

Dans ce type de modulateur le champ modulant et le champ modulé se propagent à la même vitesse dans le cristal ce qui fait que l'infra-rouge "voit" un champ modulant constant donc un indice constant au cours de sa propagation. Dans ces conditions et si les vitesses sont rigoureusement égales, l'efficacité de modulation est la même que si le temps de transit de l'onde dans le cristal était nul.

En pratique ces vitesses ne sont pas rigoureusement égales et l'efficacité est affectée par cet écart. Le champ modulant s'écrit:

$$E(t',z) = E_m e^{i(\omega t' - k_m z)}$$

avec $k_m = \frac{\omega_m}{c_m}$ où c_m est sa vitesse de phase, le retard de phase de l'onde infra-rouge se met alors sous la forme:

$$\Gamma(t,z) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \left(\frac{c}{n_0} \right) E_m \int_t^{t+\tau_d} e^{i(\omega_m t' - k_m z)} dt'$$

z étant une variable que l'on peut exprimer en fonction du temps, car elle correspond aussi à la position où l'on calcule le champ optique dans le cristal. L'onde optique ayant pénétré dans le cristal à l'instant t , on a:

$$z = \frac{c}{n} (t' - t)$$

d'où

$$\Gamma(t,z) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{41} \left(\frac{c}{n_0} \right) E_m e^{i \frac{\omega_m c}{c_m n} t} \int_t^{t+\tau_d} e^{i \omega_m t' \left(1 - \frac{c}{n c_m} \right)} dt'$$

Soit

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 E_m e^{i \omega_m t} \frac{e^{i \omega_m \tau_d \left(1 - \frac{c}{n c_m} \right)} - 1}{i \omega_m \tau_d \left(1 - \frac{c}{n c_m} \right)}$$

Dans ce cas le déphasage est réduit d'un facteur

$$r = \frac{e^{i\omega_m \tau_d \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)} - 1}{i\omega_m \tau_d \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)}$$

Soit une efficacité de:

$$\frac{P_{sb}}{P_c} = \frac{A^2}{4} \left[\frac{\sin \frac{\omega_m \tau_d}{2} \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)}{\frac{\omega_m \tau_d}{2} \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)} \right]^2$$

avec $A = \Gamma_0$ pour le modulateur d'amplitude et $A = \frac{\Gamma_0}{2}$ pour le modulateur de phase.

Bien entendu, si $\frac{c/n}{c_m} = 1$, c'est à dire si les vitesses de phase de l'onde optique et de l'onde modulante sont identiques on a $r=1$ et donc un taux de modulation maximal et l'efficacité diminue d'autant plus que les vitesses de propagation des deux ondes sont différentes.

La vitesse de l'onde optique étant fixée par le matériau utilisé, l'adaptation des vitesses ne pourra se faire qu'en adaptant la vitesse de l'onde modulante. De plus cette vitesse ne peut être adaptée exactement que pour une seule fréquence et donc un modulateur à large bande de modulation présentera un taux de modulation dépendant de la fréquence de modulation.

La bande passante à -3dB est donnée pour:

$$\left[\frac{\sin \frac{\omega_m \tau_d}{2} \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)}{\frac{\omega_m \tau_d}{2} \left(1 - \frac{c}{nc_m}\right)} \right]^2 = \frac{1}{2}$$

C'est à dire

$$\frac{\omega_m L}{2} \delta = 1,4$$

avec L la longueur du cristal et $\delta = \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_m} \right)$.

Un compromis est donc à trouver entre la bande passante et le taux de modulation qui varient de façon inverse avec la longueur du cristal.

1.5. LES DIFFÉRENTS TYPES DE MODULATEUR DÉVELOPPÉS

Le premier prototype de modulateur étudié au laboratoire (Delacressonnière 1988, Chevalier 1989) est un **modulateur en barreau**. La modulation appliquée est une modulation d'amplitude. Plusieurs modulateurs de ce type ont été réalisés et ont permis d'effectuer des mesures de spectroscopie atomique (Chevalier 1989) et moléculaires (Legrand 1989).

Afin d'améliorer l'efficacité de ces dispositifs, deux autres types de modulateurs ont été développés et sont présentés ci-après:

- Le **modulateur intra-cavité** est basé sur le même principe que le modulateur en barreau. Mais pour augmenter la puissance disponible dans les bandes latérales, il est positionné dans une cavité laser, ce qui permet pour un même rendement de modulation d'obtenir une puissance de bandes latérales d'un ordre de grandeur plus importante.

- Le **modulateur en optique intégré** a été développé sur l'idée d'affiner au maximum l'épaisseur du cristal de façon à ce que le taux de modulation soit beaucoup plus important. Ce modulateur se présente sous la forme suivante: un cristal d'AsGa aminci sert de guide d'onde pour l'infra-rouge et de diélectrique pour la ligne micro-ruban qui est déposée dessus (l'infra-rouge est couplée puis découplée au guide par des prismes).

Dans les parties suivantes sont décrites les réalisations ainsi que les performances obtenues avec d'une part le modulateur intra-cavité (deuxième partie) et d'autre part le modulateur en optique intégrée (troisième et quatrième parties).

DEUXIEME PARTIE:
LE MODULATEUR INTRA-CAVITÉ

La mise en route de ce projet a nécessité le développement au laboratoire d'une nouvelle gamme de lasers adaptés à l'introduction du modulateur ou de tout autre élément dans la cavité. Ce sont des lasers guide d'onde à décharge radio-fréquence dont on rappelle brièvement les propriétés. Puis on présente les guides hyperfréquences utilisés. Une description plus détaillée du laser et du modulateur est ensuite donnée, et enfin nous apportons les résultats obtenus en modulation hyperfréquence.

2.1.LE LASER GUIDE D'ONDE RADIO-FRÉQUENCE

Le laser guide d'onde a été mis au point et développé au début des années 70 (Smith 1971) mais il a fallu attendre la fin des années 70 pour voir apparaître les premiers lasers excités par une décharge radio-fréquence (Lachambre et al. 1978, Laakmann 1978).

L'intérêt de ces lasers est d'allier les avantages du guide d'onde et ceux de la décharge radio-fréquence. Le guide d'onde permet d'avoir beaucoup de gain ainsi qu'une oscillation à de très fortes pressions de gaz ce qui augmente la grande gamme d'accord en fréquence du laser (Smith et al. 1981).

L'utilisation d'une excitation radio-fréquence (Hall et Hill 1987, Laakmann 1989) permet d'éliminer les hautes tensions toujours dangereuses à manipuler, de supprimer la résistance ballast et d'améliorer ainsi le rendement global. Dans une décharge radio-fréquence, les électrodes peuvent être placées à l'extérieur du tube et ne sont pas altérées par le plasma. De plus comme il n'y a plus de champs locaux aussi intenses au niveau de l'électrode que dans une décharge continue, on peut espérer un temps de vie du gaz plus important car la dissociation du CO_2 est moins importante. Par contre la décharge radio-

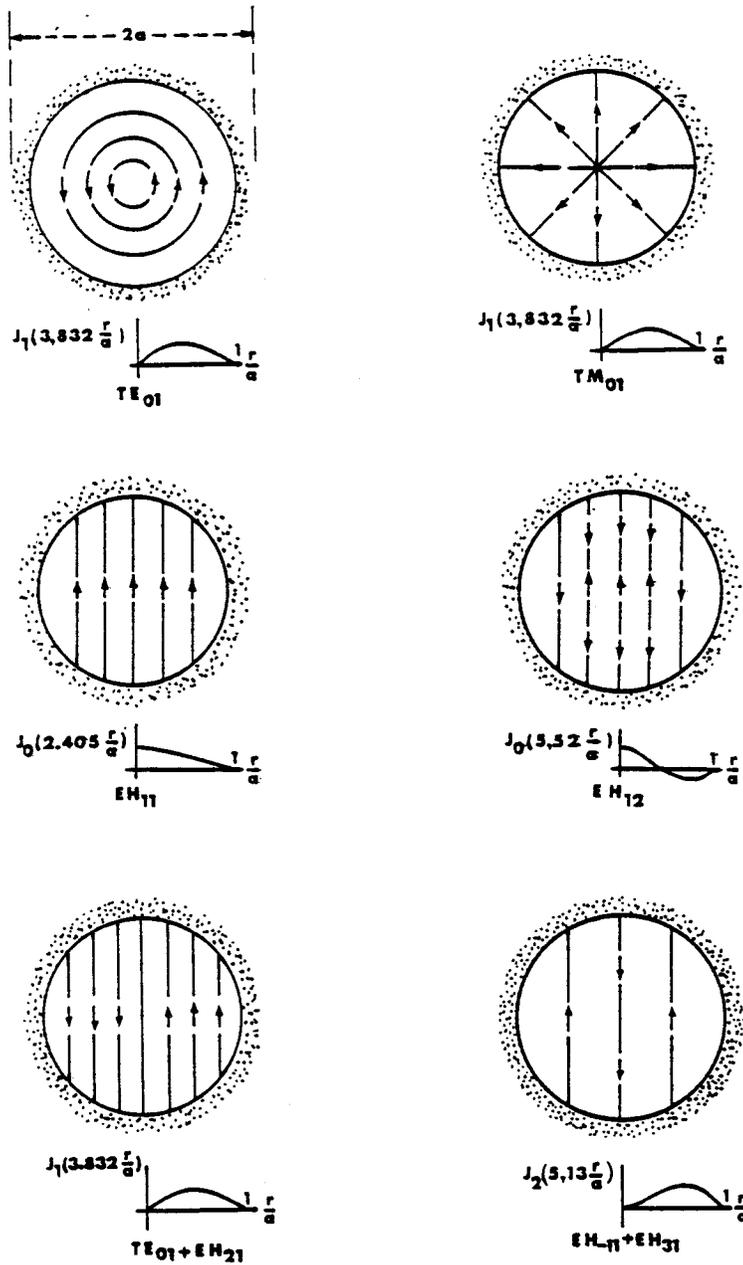


Figure 2-1-1: Quelques modes du cylindre diélectrique creux (Marcatilli et Schmeltzer 1964)

fréquence est entachée d'un inconvénient important: elle engendre un rayonnement électromagnétique car l'électrode et la circuiterie jouent le rôle d'antenne.

Un tel laser est principalement constitué de:

- un guide d'onde dans lequel interagissent le gaz et la décharge radio-fréquence; le guide peut être soit scellé soit à flot continu de gaz, de section circulaire ou de section rectangulaire

- des optiques d'extrémité qui ferment la cavité résonnante et qui sont constituées soit de réseaux soit de miroirs plans ou concaves totalement ou partiellement réfléchissants

- une électrode généralement plaquée à la surface extérieure du guide d'onde sur toute sa longueur pour amener la décharge radio-fréquence.

Nous décrivons maintenant ces différents éléments en commençant par le guide d'onde, puis la cavité obtenue en ajoutant les composants d'extrémité au guide d'onde, et enfin la décharge radio-fréquence.

2.1.1. Le guide d'onde

Des deux types de guides d'onde classiques, nous limiterons notre étude aux guides à section circulaire qui correspondent à ceux dont on dispose au laboratoire.

Les modes de propagation dans un guide diélectrique creux à section circulaire ont été décrits par Marcatili et Schmeltzer (1964); il existe trois types de modes se propageant: les modes circulaires électriques TE_{mn} , les modes circulaires magnétiques TM_{mn} , et les modes hybrides EH_{mn} (voir la figure 2-1-1). Et comme l'indice de réfraction du coeur est

plus petit que celui du guide, les modes sont à faibles pertes; et c'est le mode EH_{11} qui présente les pertes les plus faibles. De plus, comme très souvent dans un laser, un élément optique impose une polarisation rectiligne de l'onde (réseau, incidence à angle de Brewster), les modes polarisés rectilignement sont les seuls existants dans la cavité; ce qui correspond aux modes hybrides EH_{mn} .

2.1.2. Les modes dans un résonateur passif

Pour déterminer la structure des modes d'un résonateur de façon exacte, il faut pouvoir à la fois décomposer le champ sur une base de modes gaussiens en propagation libre et sur une base de modes guidés. En effet on a d'une part une propagation guidée dans le tube et d'autre part une propagation libre entre le tube et les miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 formant les extrémités de la cavité (voir la figure 2-1-2).

Pour étudier une telle cavité, plusieurs approches sont possibles:

- la plus simple consiste à considérer que seul le mode hybride EH_{11} se propage dans le guide et qu'il se couple au mode gaussien TEM_{00} en propagation libre

- une méthode plus complète qui fait intervenir un mode composite $EH_{11} + EH_{12}$ dans le guide permet de se rapprocher du comportement réel du laser

- des méthodes plus générales faisant intervenir une décomposition du champ sur une base de modes guidés et sur une base de modes de propagation libre ont aussi été développées (Chester et Abrams 1972; Degnan et Hall 1973).

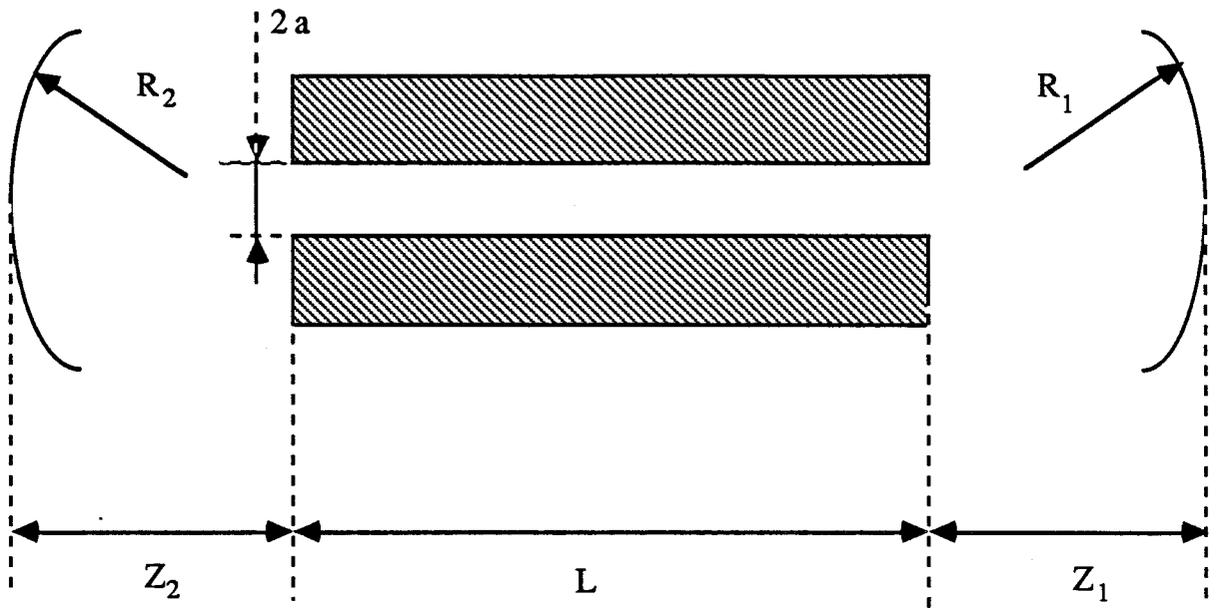


Figure 2-1-2: Schéma du laser guide d'onde avec des miroirs de courbure différente en extrémité de cavité

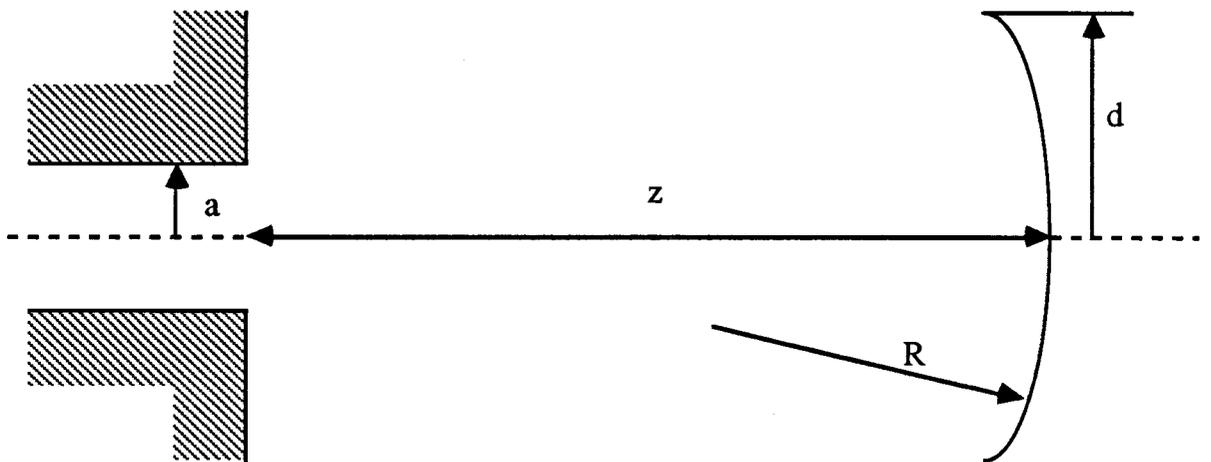


Figure 2-1-3: Les différentes caractéristiques d'un laser guide d'onde permettant de calculer ses pertes

Nous présentons ici uniquement le modèle le plus simple et le plus couramment admis, celui du mode guidé unique EH_{11} car il suffit à bien décrire l'influence des différents éléments optiques introduits dans la cavité sur le taux d'efficacité du laser. La qualité de cette approximation repose sur le bon recouvrement du mode guidé EH_{11} à la sortie du guide sur le mode TEM_{00} ; la figure 2-1-4 illustre le recouvrement des deux modes. En fait l'intégrale de recouvrement entre ces deux modes vaut 98% ce qui justifie l'approximation faite dans ce modèle. Il sera présenté sous les deux démarches qui ont été développées:

- un calcul par projection du mode EH_{11} sur une base de modes gaussiens (Abrams 1972)

- un calcul par diffraction scalaire du mode EH_{11} en sortie du guide (Degnan et Hall 1973).

2.1.2.1. Le calcul par projection sur une base de modes gaussiens

La répartition du champ dans le guide pour le mode EH_{11} est de la forme:

$$E(r) = A J_0\left(U_{11} \frac{r}{a}\right)$$

où U_{11} est la première racine de la fonction de Bessel d'ordre 0.

Soit en décomposant sur une base de modes gaussiens à la sortie du guide:

$$E(r) = \sum_{p=1}^{\infty} A_p \Phi_p(r)$$

avec A_p les composantes de $E(r)$ dans la base des modes de propagation libre normalisés $\Phi_p(r)$.

Ce faisceau gaussien se propage de la sortie du guide jusqu'au miroir de couplage sphérique dont le rayon de courbure R est supposé adapté au faisceau gaussien de courbure $R' = b\left(\frac{z}{b} - \frac{b}{z}\right)$ avec $b = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$, puis il revient sur l'entrée du guide (voir la figure 2-1-3). Compte tenu des propriétés des faisceaux gaussiens, le faisceau obtenu après un aller-retour sera essentiellement déphasé par rapport au faisceau incident et l'on aura:

$$E'(r) = \sum_{p=1}^{\infty} A_p e^{i\varphi_p(z)} \Phi_p(r)$$

où z est la direction de propagation moyenne du faisceau.

On peut donc en déduire les pertes par couplage:

$$c^2 = 1 - \frac{\int_0^a E(r) E'(r) 2\pi r dr}{\int_0^a E^2(r) 2\pi r dr}$$

$$= \frac{2}{Q^2} \sum_p \sum_q |A_p|^2 |A_q|^2 \sin^2(\varphi_{pq}/2)$$

avec a le rayon du guide et $\varphi_{pq} = \varphi_p - \varphi_q$.

La représentation graphique des pertes en fonction de la distance entre le guide et le miroir (voir la figure 2-1-5) fait apparaître trois dispositions à faibles pertes :

- $z = 0$ qui correspond à un miroir plan placé à l'extrémité du guide,

- $z = \infty$ qui correspond à une géométrie d'onde plane,

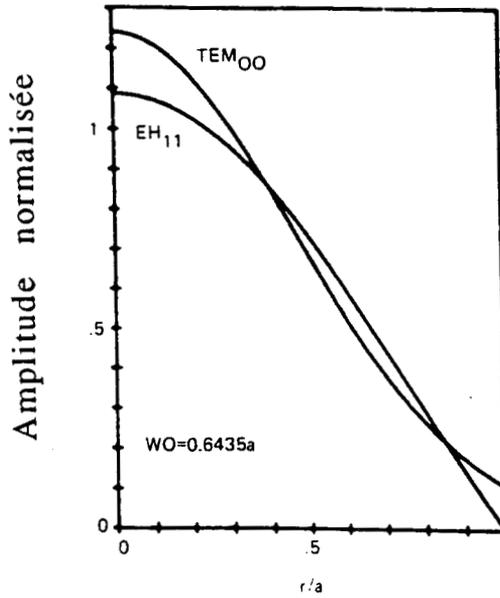


Figure 2-1-4: Amplitude normalisée du mode EH_{11} pour un guide d'onde circulaire et du mode gaussien en propagation libre

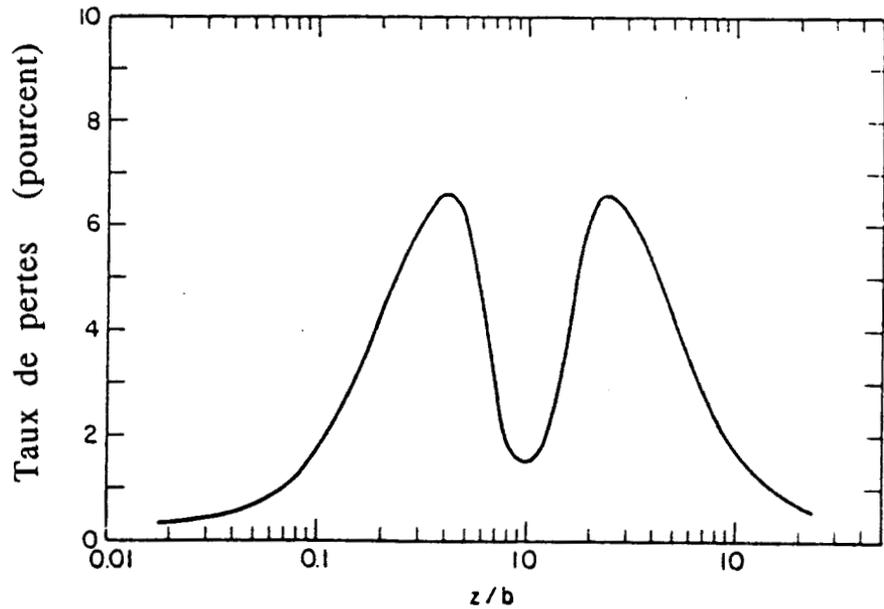


Figure 2-1-5: Pertes suivant les positions du miroir dans le cas d'une bonne adaptation du front d'onde et du rayon de courbure du miroir (Abrams 1972)

- $z = b$ où les modes de propagation libre pairs reviennent en phase sur le guide et l'on a dans ce cas une atténuation de seulement 1,48% car la quasi-totalité de l'énergie est concentrée sur les deux premiers modes pairs.

Dans le cas où le miroir de couplage n'est plus adapté au rayon de courbure de l'onde gaussienne, il n'y a plus seulement un déphasage du champ lorsqu'il retourne dans le guide, mais aussi une atténuation due au mauvais recouvrement de la géométrie du faisceau et du miroir; et l'on obtient une expression assez complexe (Abrams 1972) et dont les courbes résultantes sont difficilement exploitables en raison des variables utilisées.

Le traitement utilisé par Hall va par contre nous donner des résultats exploitables dans ce cas, même si la méthode paraît d'un abord plus délicat.

2.1.2.2. Le calcul par diffraction scalaire

Le principe du calcul par diffraction scalaire consiste à considérer le plan d'onde à la sortie du guide comme la source et on détermine l'amplitude du champ E après réflexion sur un miroir sphérique situé à une distance d du guide comme résultant de l'interférence de toutes les sources élémentaires situées dans le plan source.

Le taux d'énergie réinjectée dans le guide a été calculé de façon numérique par cette méthode par Degnan (Degnan et Hall 1973). Ce taux d'énergie dépend de trois paramètres α , β , γ avec:

$$\alpha = \frac{ka^2}{R} \quad \beta = \frac{z}{R} \quad \gamma = \frac{d}{a} \quad \text{et} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

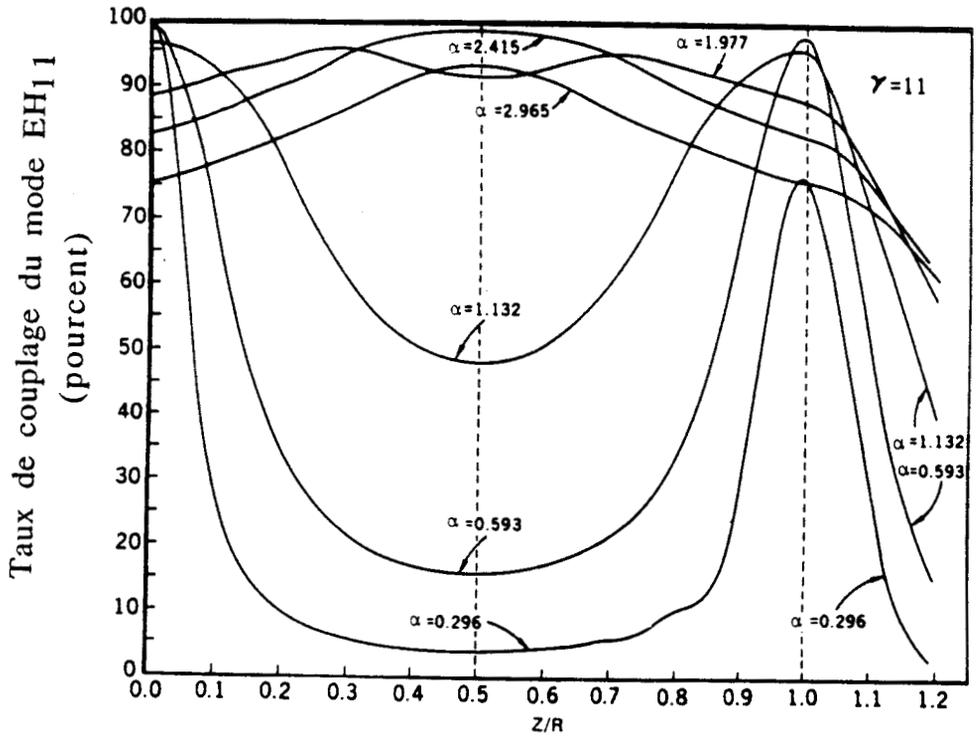


Figure 2-1-6: Pertes du mode EH_{11} pour un guide circulaire pour différents rayons de courbure d'après Degnan et Hall (Degnan et Hall 1973)

avec a le rayon du guide d'onde, d le rayon du miroir de couplage, R le rayon de courbure du miroir et z la distance du guide au miroir.

Les variations du taux de couplage en fonction de α et β sont tracées à la figure 2-1-6. Les courbes font apparaître trois positions pour lesquelles le taux de couplage est important:

- β faible, c'est à dire un miroir à grand rayon de courbure placé près du guide; le cas idéal étant celui où un miroir plan est collé à même le guide.

- $\beta=1$ c'est à dire un miroir placé à une distance du guide égale à son rayon de courbure. Dans ce cas l'adaptation est meilleure pour des rayons de courbure assez grands; ceci est dû au fait que plus on est loin du guide, plus le front d'onde est sphérique et donc mieux adapté au miroir.

- $\beta=1/2$ et $\alpha \approx 2,4$ il impose des conditions plus strictes sur la géométrie de la structure, mais il permet une adaptation sur une plus grande plage de réglage en fonction de z . De plus il est limité à une faible gamme de α , c'est à dire de rayons de courbure possibles.

Grâce à la grande plage de réglage possible, le troisième cas est le plus intéressant et, en pratique, on s'efforcera de se placer dans ces conditions.

2.1.3. La décharge radio-fréquence

2.1.3.1. Description du processus

Dans un tube, lorsqu'un champ radio-fréquence est appliqué de façon transverse, les électrons présents dans le gaz du tube sont accélérés dans la direction du champ en changeant de sens toutes les demi-

périodes. Avec une fréquence d'oscillation et une pression de gaz relativement importante (30 à 300 torr), il se produit beaucoup de chocs entre les électrons et les atomes ou les molécules du gaz à chaque demi-période. Ceci permet un transfert d'énergie important de la décharge radio-fréquence aux espèces présentes dans le gaz par l'intermédiaire des électrons.

On peut considérer que seuls les électrons sont en mouvement et que les ions sont au repos en raison de leur forte masse et donc de leur inertie . Dans un tel modèle le mouvement des électrons est régi par l'équation suivante:

$$m \frac{dv_d}{dt} + mv_d v = eE_0 e^{j\omega t}$$

avec m et e la masse et la charge de l'électron, v_d la vitesse de dérive de l'électron et v la fréquence de collision électron-atome.

L'amplitude d'oscillation des électrons se déduit facilement de cette équation:

$$x = \frac{eE_0}{m v \omega}$$

2.1.3.2. Caractéristiques électriques de la décharge

A partir de l'équation de mouvement des électrons indiquée ci-dessus, on peut obtenir le courant électrique soit:

$$I(t) = \frac{ne^2 A V e^{j\omega t}}{m(j\omega + v) d}$$

avec V la tension entre les électrodes, n la densité d'électrons, A la surface de décharge et d la distance entre les électrodes.

Le rapport V/I fournit l'impédance de la décharge Z_d :

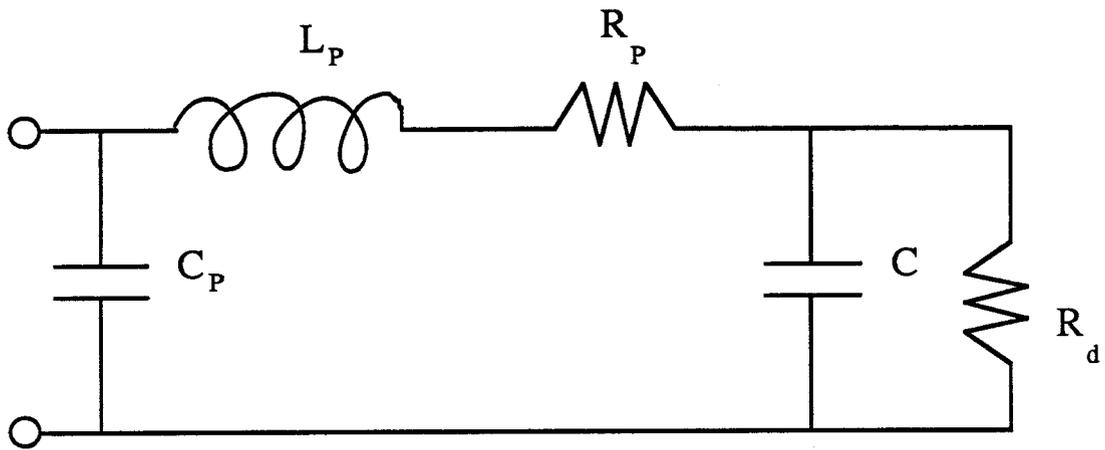


Figure 2-1-7: Circuit équivalent du laser à décharge radio-fréquence

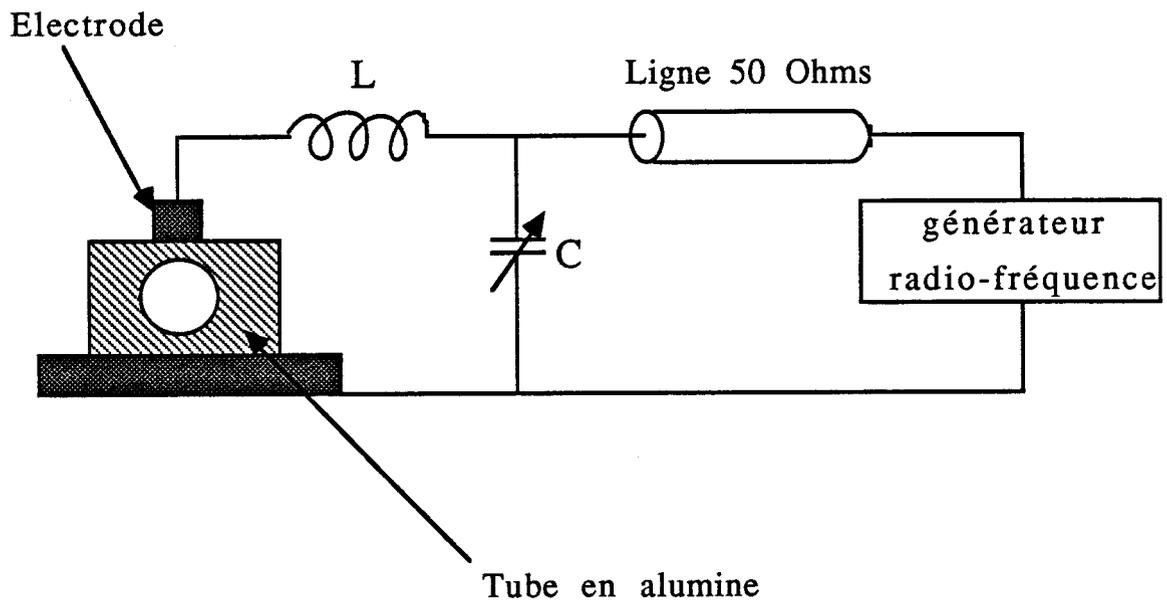


Figure 2-1-8: Schéma de l'alimentation du laser à décharge radio-fréquence

$$Z_d = R_d + jX_d = \frac{md(v+j\omega)}{ne^2 A}$$

Dans les conditions usuelles de décharge des lasers, cette impédance est essentiellement résistive ($Z_d=R_d$). On peut ainsi proposer une impédance équivalente pour le champ, selon le schéma présenté à la figure 2-1-7 où R_d est la résistance de décharge, C la capacité de la structure des électrodes, C_p , L_p et R_p la capacité, l'inductance et la résistance parasite de la structure.

Pour obtenir un transfert maximal de la puissance radio-fréquence, il faut adapter la décharge; en effet celle-ci a des éléments réactifs et une impédance souvent supérieure à 50Ω . De plus les caractéristiques de cette décharge sont fonction de la géométrie du tube ainsi que d'autres paramètres tels que la pression de gaz ou la fréquence du champ appliqué. Le schéma d'adaptation le plus simple décrit à la figure 2-1-8 correspond à un circuit bouchon résonnant à la fréquence du champ appliqué; dans ce but on utilise une inductance en série et une capacité variable en parallèle.

2.2. LE MODULATEUR EN BARREAU

Ce type de modulateur a d'abord été proposé par Corcoran (Corcoran et al. 1970, Corcoran et al. 1973) qui a développé un dispositif dont la fréquence de modulation dépasse 50 GHz. Puis Magerl a exploré les différentes configurations (Magerl et al. 1976) et les a exploitées pour des mesures de spectroscopie (Magerl et al. 1980,1982, 1983). Un modulateur de ce type utilisant un cristal d'AsGa ou de CdTe a été développé au laboratoire (Delacressonnière 1988, Chevalier 1989) sur la gamme de modulation 8-18 GHz.

Nous rappelons dans les paragraphes ci-après les problèmes spécifiques liés à ce dispositif et nous discuterons ensuite de ceux liés à son utilisation intra-cavité laser.

2.2.1. La propagation optique

La taille du barreau est choisie pour permettre une propagation libre du faisceau infra-rouge dans le barreau sans qu'il y ait de réflexion sur les bords de celui-ci. Mais pour que la modulation soit maximale, il faut assurer un bon recouvrement de l'onde optique et de la micro-onde qui occupe tout l'espace ; il faut donc que le faisceau infra-rouge soit le plus large possible dans le guide (Kaminow 1966). Ce faisceau a une géométrie gaussienne et pour réaliser ces conditions, il va être collimaté de façon à avoir la ceinture au centre du cristal tel que celle-ci soit d'un diamètre le plus grand possible. La disposition correspondante est illustrée à la figure 2-2-1. La demi-largeur du faisceau gaussien W évolue selon la loi:

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]$$

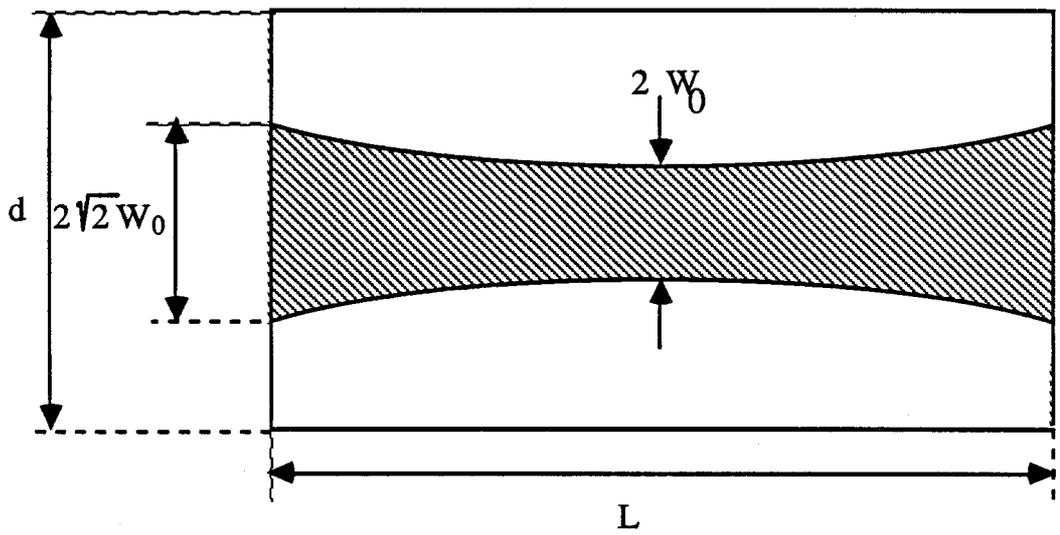


Figure 2-2-1: Faisceau gaussien traversant un barreau de diamètre d et de longueur L

avec $W(0)=W_0$ demi-largeur à la ceinture du faisceau. La condition d'adaptation est $W(L/2)=W_b$, W_b étant le demi-diamètre du faisceau au bord du cristal. Ce qui se traduit pour la demi-largeur à la ceinture par:

$$W_0^2 = \frac{W_b^2 - \sqrt{W_b^4 - \frac{\lambda^2 L^2}{\pi^2}}}{2}$$

Pour que W_0 soit maximal, il faut donc que:

$$W_b^4 = \frac{\lambda^2 L^2}{\pi^2} \quad \text{avec } \lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

Soit $W_b = \sqrt{\frac{\lambda_0 L}{\pi n}}$ et l'on a $W_0 = \frac{W_b}{\sqrt{2}}$

Dans ces conditions la hauteur du cristal doit être au moins égale à :

$$d = S 2W_b = S 2\sqrt{2}W_0$$

où S est un coefficient de sécurité qui est fonction des pertes maximum tolérées. En pratique, il faut au moins prendre S égal à 3 pour avoir peu de pertes infrarouge (<0,1%) et en pratique on choisit $S = 6$ pour faciliter l'alignement optique soit :

$$\frac{d^2}{L} = S^2 \frac{4 \lambda_0}{n \pi}$$

Pour un cristal de CdTe ($n=2,67$) de longueur 40 mm (voir le paragraphe 2.2.2.1.) on obtient:

$$W_0 \approx 0,16 \text{ mm et } d \approx 2,7 \text{ mm}$$

En pratique, on a choisi une distance $d=3$ mm. Les autres dimensions du cristal étant déterminées au paragraphe suivant.

2.2.2. La propagation micro-onde

2.2.2.1. Adaptation des vitesses

On a vu au paragraphe 1.4.3. que pour un modulateur à onde progressive, il faut impérativement adapter les vitesses de phase de l'onde modulante et de l'onde modulée pour optimiser le rendement. La relation d'accord des vitesses de phase fixe certaines caractéristiques géométriques du guide d'onde car la vitesse de propagation de la micro-onde dépend des dimensions du guide. Par exemple:

$$v_m = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r - \frac{\pi^2 c^2}{a^2 \omega_m^2}}} \quad \text{pour le mode fondamental du guide (TE}_{10}\text{) où } a$$

est la largeur du guide et b la hauteur avec $a > b$; ϵ_r la constante diélectrique du matériau dans le guide et ω_m la pulsation du champ modulant.

La largeur du guide réalisant l'accord des vitesses ($v_m = v_{ir}$) est donc égale à (Magerl et al. 1982):

$$a = \frac{c}{2f_m \sqrt{\epsilon_r - n_0^2}}$$

A la figure 2-2-2 est tracée la courbe représentant la largeur du guide en fonction de la fréquence pour laquelle on désire l'adapter. Dans notre cas, la fréquence d'accord est choisie au centre de la bande envisagée, c'est à dire $f = 13$ GHz et l'on obtient:

$$a \approx 6,81 \text{ mm}$$

De plus la bande passante à 3 dB, Δf , est donnée par la solution de l'équation donnant la perte d'efficacité liée au désaccord des vitesses de phase, soit d'après le paragraphe 1.4.2.:

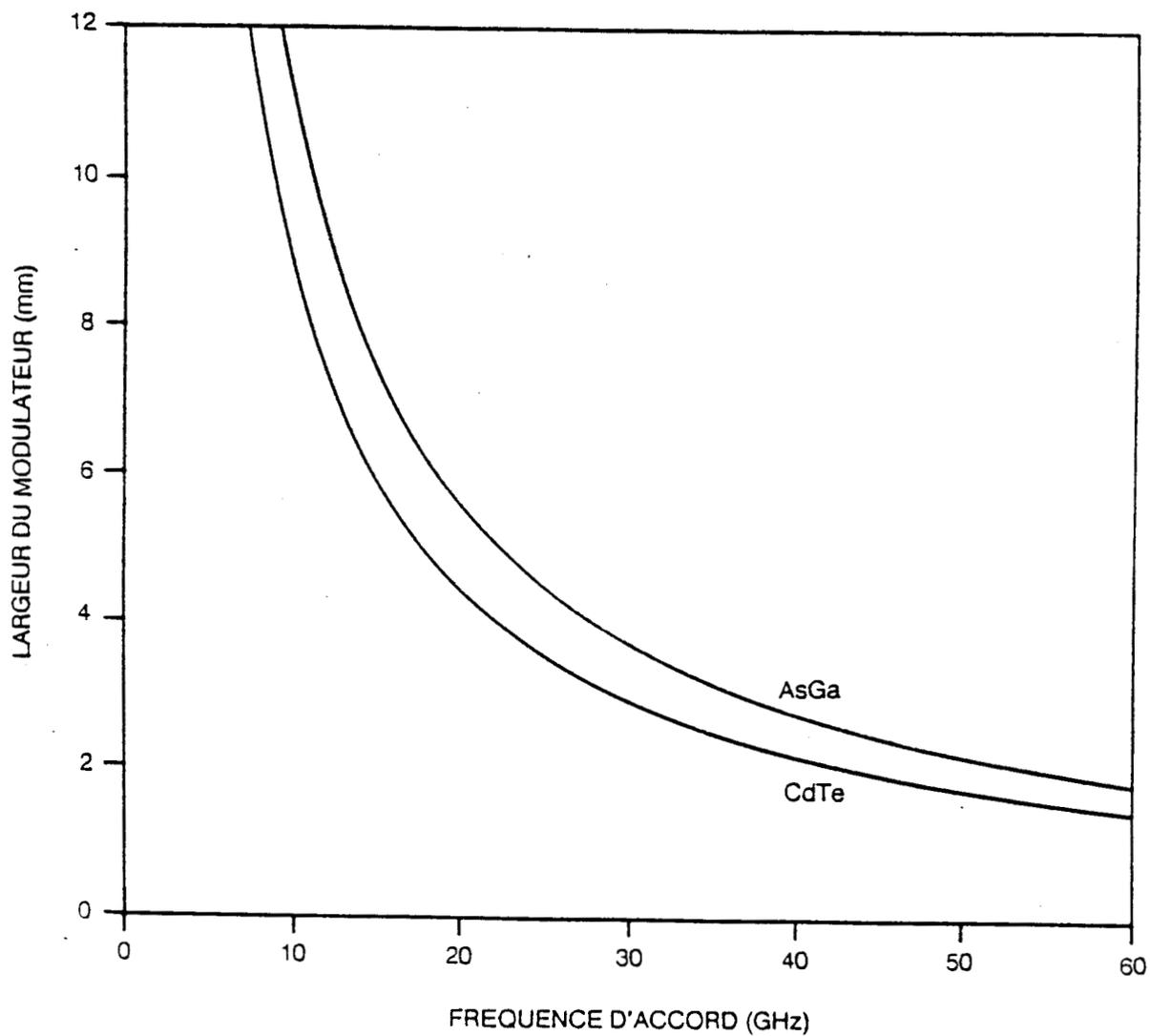


Figure 2-2-2: Fréquence d'accord des vitesses en fonction de la largeur du modulateur

$$\frac{\delta \omega_m L}{2} \approx 1,4$$

avec L la longueur du cristal. D'où l'on déduit (Magerl et Bonek 1979):

$$\Delta f = \frac{c}{2} \frac{\left(\frac{1,4}{\pi L}\right)^2 + \left(\frac{1}{2a}\right)^2}{\left[\frac{1,4 n_0}{\pi L} + \left(\epsilon_r - n_0^2\right) \left(\left(\frac{1,4}{\pi L}\right)^2 + \left(\frac{1}{2a}\right)^2\right)\right]^{1/2}}$$

Pour le cristal considéré: $\Delta f = 250 \text{ GHz/L}$ avec L en millimètres.

On obtient ainsi une bonne adaptation de vitesse sur toute la gamme de fréquences voulue (8-18 GHz) en prenant L = 40 mm car la largeur de bande à 3dB est d'environ 6,25 GHz.

En résumé, les caractéristiques géométriques optimales déduites de ces relations sont:

- largeur de barreau de 6,8 mm pour avoir une fréquence centrale de 13 GHz

- longueur du barreau de 40 mm pour avoir une bande passante $\Delta f=6,25 \text{ GHz}$

- épaisseur du barreau 2,7 mm pour minimiser les pertes optiques.

Dans un souci de minimiser les coûts, le cristal est partiellement remplacé par de l'alumine (de permittivité diélectrique proche de celle du CdTe: $\epsilon_r = 9,9$) dans la zone où ne se propage pas d'infra-rouge. En effet on peut ainsi faire varier la fréquence centrale de la gamme d'accord tout en gardant le même cristal et en ne changeant que les barreaux d'alumine. La section du cristal de CdTe sera donc $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

Compte tenu des performances recherchées, les dimensions optimales du barreau sont donc: $3 \times 3 \times 40 \text{ mm}^3$.

2.2.2.2. Rendement du modulateur

Le rendement d'un modulateur à onde progressive est donné par (Cf le paragraphe 1.4.3.):

$$\frac{P_{sb}}{P_c} = \left(\frac{\pi n_0^3 r_{41}}{\lambda} \right)^2 E_m^2 L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\omega_m L}{2} \delta \right)$$

La relation entre le champ E_m de modulation au centre du barreau et la puissance micro-onde injectée dans le guide P_m est donnée par la relation (Pehl 1988):

$$P_m = \frac{ab E_m^2}{2 Z_{TE_{10}}}$$

où ab est la section du guide et $Z_{TE_{10}}$ l'impédance de l'onde TE_{10} donnée par:

$$Z_{TE_{10}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_m}{\lambda_c} \right)^2}}$$

avec $Z_0 = 120\pi \Omega$ impédance caractéristique du vide et $\lambda_c = 2a\sqrt{\epsilon_r}$ la longueur d'onde de coupure du guide. On a donc une efficacité de modulation:

$$\frac{P_{sb}}{P_c} = \left(\frac{\pi n_0^3 r_{41} L}{\lambda} \right)^2 \frac{2Z_0 P_m}{ab \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_m}{2a} \right)^2}} \text{sinc}^2 \left(\frac{\omega_m L}{2} \delta \right)$$

On a ainsi pu tracer à la figure 2-2-4 la courbe théorique donnant le rendement de notre modulateur aux différentes fréquences de fonctionnement. On remarque que la bande passante à 3 dB correspond à

9-17 GHz et qu'elle évolue rapidement en fonction de la précision de réalisation du guide, ce qui est discuté ci-dessous.

2.2.2.3. Précision d'usinage du guide

L'usinage de la mécanique de montage du cristal est réalisé au mieux au centième de millimètre; mais cette imprécision entache de façon importante les performances micro-ondes du modulateur en décalant la fréquence centrale de la bande et il faut en tenir compte à la conception .

De plus, étant donné la forte valeur des permittivités des matériaux ($\epsilon_r \approx 10$), une partie importante du champ micro-onde va se confiner dans l'interstice d'air, ce qui diminue l'efficacité du modulateur.

En effet, on peut considérer cet interstice comme une perturbation de la permittivité diélectrique et réécrire en première approximation, la permittivité sous la forme:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r}{1 + \frac{t}{b}(\epsilon_r - 1)}$$

où t représente la largeur de l'interstice d'air et b celle du guide (voir la figure 2-2-3). Cette perturbation sur la permittivité entraîne de fait une perturbation sur l'adaptation des vitesses de phase: en gardant la même configuration du modulateur, un interstice d'air de 2/100 entraîne un décalage de la fréquence centrale de modulation de 1,5 GHz ce qui réduit fortement la modulation en bas de gamme de modulation comme on peut le constater à la figure 2-2-4.

2.2.2.4. Les coudes double-ridge

Aux fréquences de travail, le guide de section 3 x 6,8 mm est surdimensionné et par conséquent des modes d'ordre supérieur au

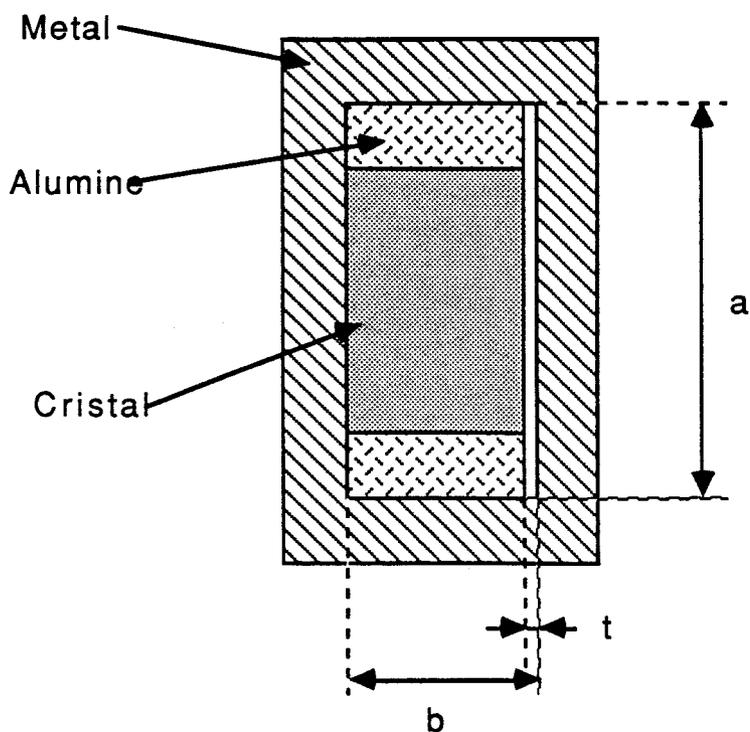


Figure 2-2-3: Coupe du modulateur massif avec un interstice d'air

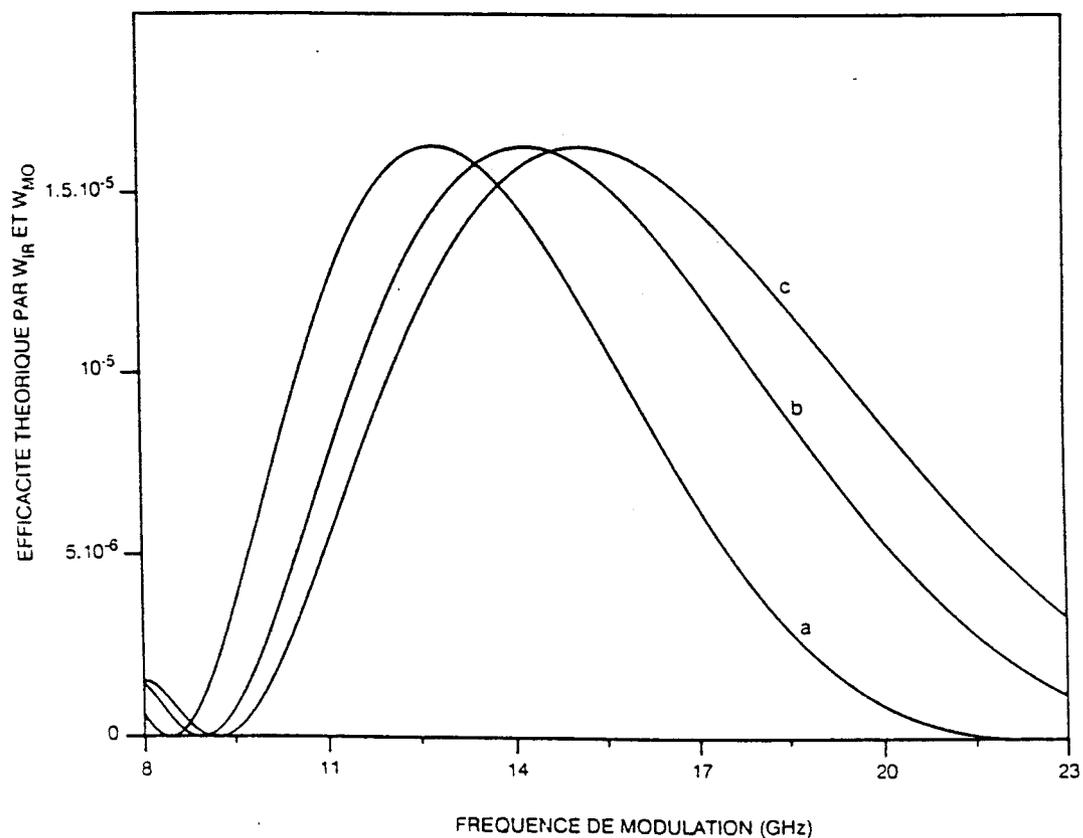


Figure 2-2-4: Efficacité du modulateur en fonction de la fréquence pour différentes tailles de l'interstice d'air

fondamental peuvent se propager. Pour éviter que ces modes ne viennent perturber la modulation, on couple la micro-onde dans le guide au moyen de coudes double-ridge qui sont monomodes sur l'ensemble de la bande considérée (Hoeffler et Burton 1982, Sharna et Hoeffler 1983). De plus pour adapter le guide aux coudes double-ridge, on insère entre les deux des transitions pyramidales.

Pour amener l'infra-rouge ainsi que pour l'extraire, on percera dans ces coudes deux trous de diamètre 4 mm très inférieurs aux longueurs d'onde dans le guide, ce qui permet de passer l'infra-rouge avec des pertes négligeables et sans perturber l'onde hyperfréquence. Une coupe de ce modulateur est donnée à la figure 2-2-5.

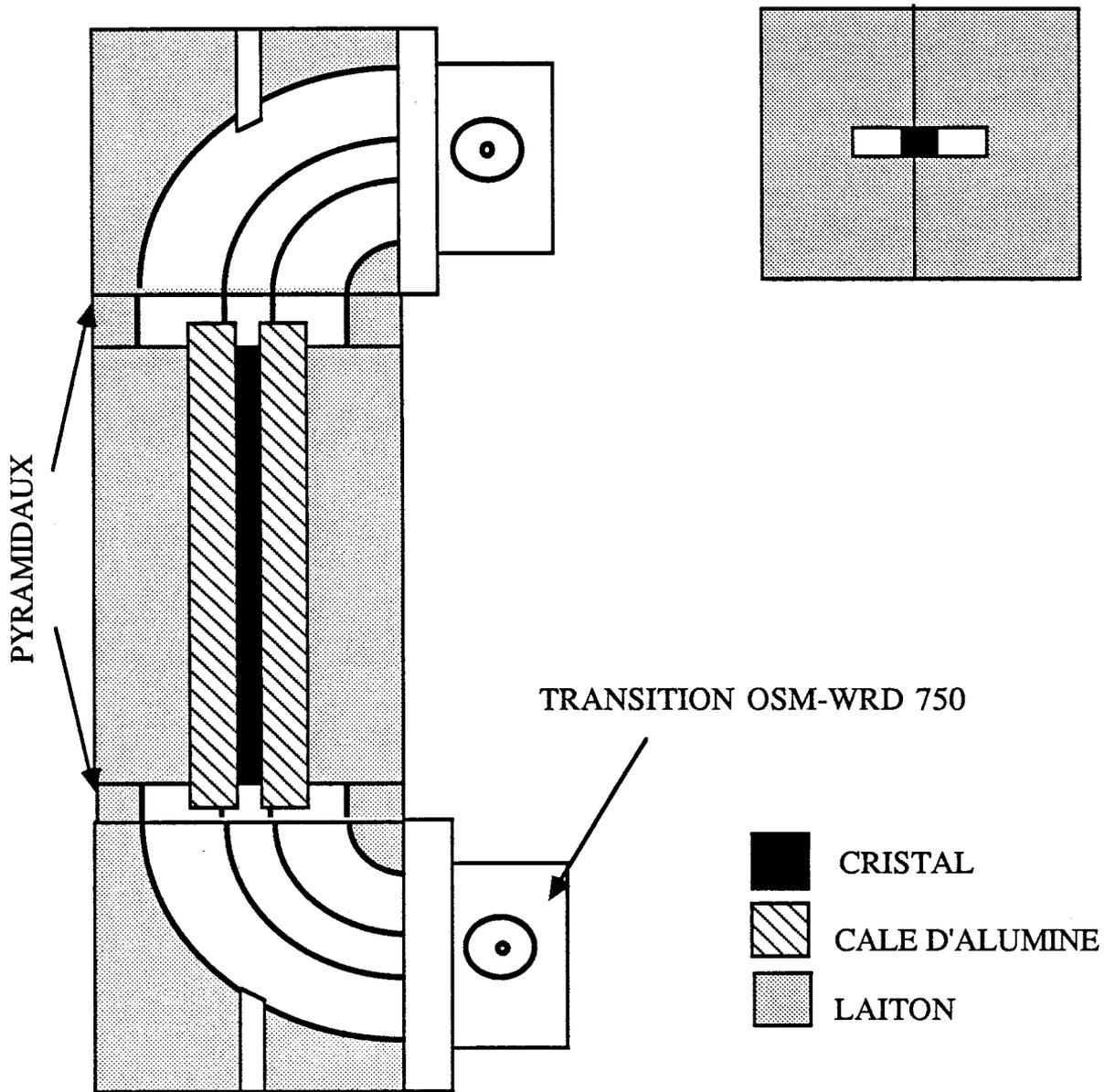


Figure 2-2-5: Schéma du modulateur massif avec les coudes en guide double-ridge

2.3. LE MODULATEUR INTRA-CAVITÉ

Le modulateur intracavité permet d'obtenir plus de puissance modulée qu'en extra-cavité pour un rendement donné de modulateur. Mais l'insertion du modulateur dans la cavité du laser entraîne des modifications importantes dans le comportement de celui-ci, et il faut que les pertes induites par le modulateur dans la cavité soient faibles pour garder l'avantage de cette structure (Walsberg 1973).

La méthode de modulation intracavité la plus simple consiste à faire varier l'énergie interne de la cavité en fonction de la commande du modulateur, technique où la bande passante de modulation est limitée par le facteur de qualité Q du laser (Nash et Smith 1968). Il a été démontré (Gurs et Muller 1963) que l'on pouvait augmenter considérablement la bande passante en gardant constant la puissance laser intra-cavité; la méthode consiste à découpler le signal modulé et à ne laisser que la puissance non modulée dans la cavité.

La technique de modulation découplée est illustrée à la figure 2-3-1. Cette technique, développée par Kiefer (Kiefer et al. 1972), nécessite en plus la présence d'un élément qui découple l'énergie modulée. Le plus simple est d'utiliser un élément polarisant, ce qui impose de réaliser une modulation dont les bandes latérales ne sont pas polarisées dans la même direction que la porteuse. Ceci correspond au cas du modulateur d'amplitude présenté au paragraphe 1.3.2. et pour découpler la puissance modulée, il suffira d'utiliser une fenêtre placée à angle de Brewster.

La puissance ainsi récupérée P_D est alors liée de façon simple à la puissance P_S circulant dans la cavité:

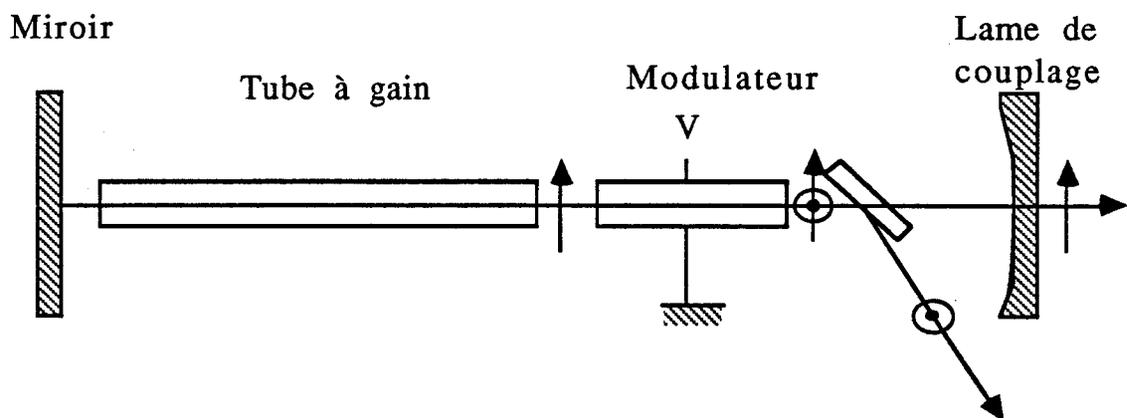


Figure 2-3-1: Schéma du laser guide d'onde avec le modulateur intracavité et une fenêtre à Brewster pour découpler l'onde modulée

$$\frac{P_d}{P_s} = k\eta$$

où k est le coefficient de couplage de la fenêtre à Brewster et η le rendement du modulateur. La valeur théorique de k est d'environ 50%, en pratique la fenêtre découple aussi et de façon très faible de l'énergie sur l'autre polarisation.

Dans les dispositifs que nous avons réalisés, les pertes optiques les plus importantes proviennent du mauvais alignement du modulateur dans la cavité. . En effet le CdTe ayant un taux d'absorption de $0,02 \text{ \%} \cdot \text{cm}^{-1}$, l'absorption du barreau est donc minime, tandis que les pertes par désalignement en position et en orientation (voir la figure 2-3-2) croissent très rapidement avec le décalage par rapport à la position idéale. Sur la figure 2-3-3 sont tracées les pertes en fonction de l'angle et de la distance à la position idéale pour un laser similaire au notre (Henderson 1976). Ce positionnement étant critique pour une bonne marche du laser, une mécanique à donc été développée de façon à pouvoir régler le plus finement possible la position du modulateur dans la cavité, cinq réglages sont possibles:

- deux rotations dans les plans horizontaux et verticaux
- trois translations dans les plans horizontaux et verticaux ainsi qu'une parallèle à la direction de propagation du faisceau.

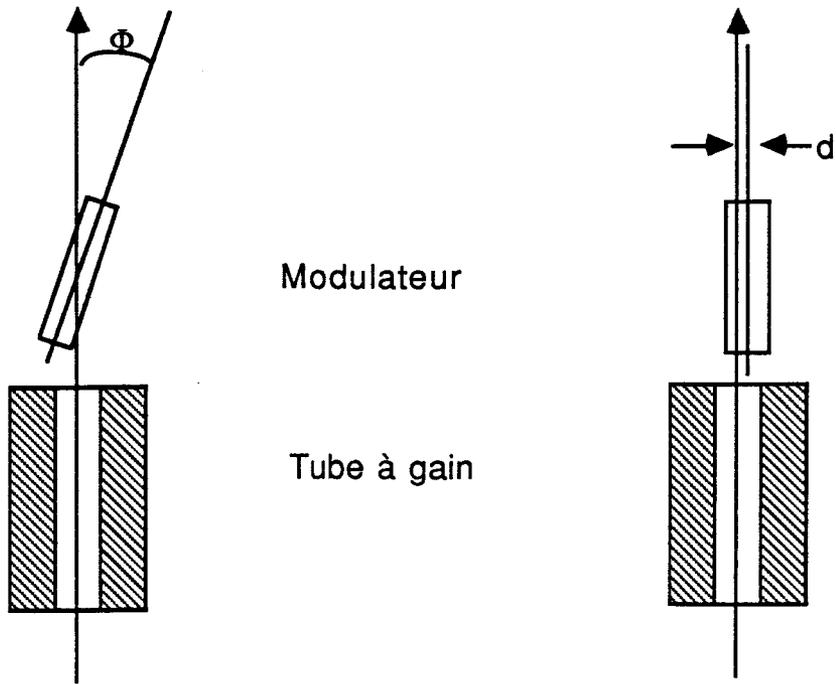


Figure 2-3-2: Désalignement du modulateur par rapport au tube à gain

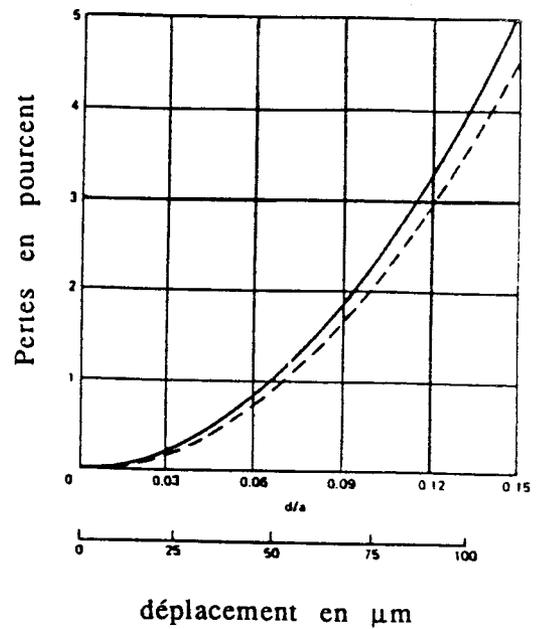
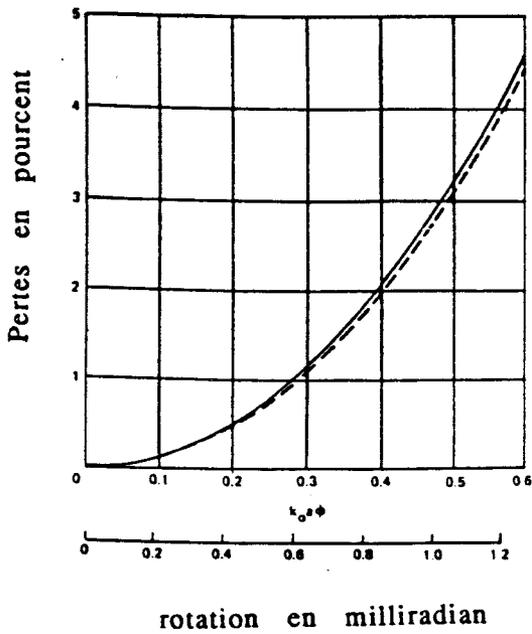


Figure 2-3-3: Pertes dues à un désalignement en position et en rotation du modulateur par rapport à l'axe de la cavité avec $2a$ le diamètre du tube et $k_0 = 2\pi / \lambda$ d'après Henderson 1976

2.4. LA RÉALISATION

2.4.1. La structure du laser

Les lasers utilisés ici sont fabriqués à partir d'éléments provenant de la S.A.T. (Société Anonyme de Télécommunications) en particulier des tubes guide d'onde. Plusieurs lasers ont pu être réalisés selon une même technologie: laser scellé et excité par radio-fréquence. Le guide d'onde est un tube en alumine d'une longueur de l'ordre de 20 cm percé de part en part par un trou de diamètre 1,5 ou 2 mm. Il est placé sur un support métallique qui sert à la fois de plan de masse pour la décharge radio-fréquence et de radiateur, une circulation d'eau y étant aménagée.

La partie active du laser (le tube en alumine) est fermée par deux fenêtres traitées anti-reflet, ou par une fenêtre à Brewster voire même dans certains cas, directement par le miroir de couplage monté sur un joint assurant l'étanchéité de la cavité et sur un système de trois vis réglables destinées à l'alignement. Les fenêtres anti-reflet sont collées directement sur le tube en alumine à l'aide d'un joint de colle Epotecny EPO-TEK H77 déposé sur le bord de la fenêtre. On colle à chaud dans une étuve (120°C pendant une heure) en exerçant une pression sur la fenêtre de façon à ce que la colle ne flue pas sur la face intérieure de la fenêtre (voir la figure 2-4-1).

Le milieu actif est confiné dans une enceinte scellée . Pour éviter de la remplir trop fréquemment, lorsque le gaz se détériore, on ajoute au faible volume du tube (0,6 cm³) un réservoir de gaz d'environ 80 cm³. La longévité du laser dépend de la propreté des surfaces. Dans ce but il est étuvé à 60°C sous un vide secondaire durant une semaine environ. Un laser correctement pompé et étuvé de cette façon fonctionne durant

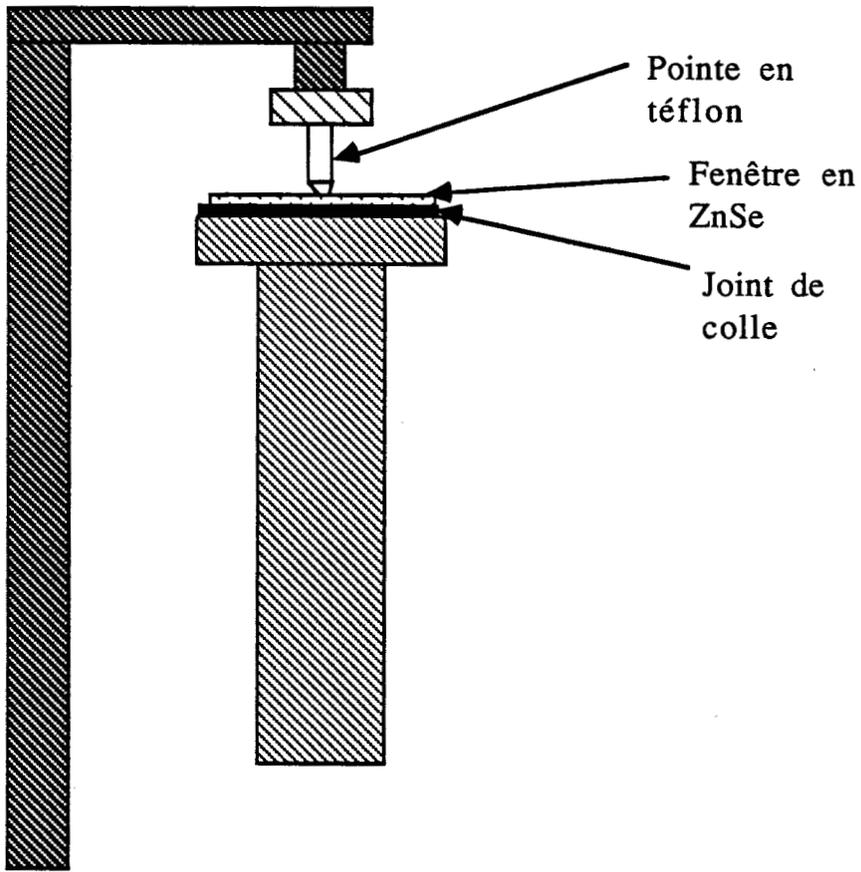


Figure 2-4-1: Méthode de collage pour les optiques en extrémité du tube à gain

environ 6 mois, durée qui chute à 1 ou 2 mois pour un pompage plus rapide sans dégazage.

Ce système est maintenu sur une ossature formée par trois barres d'Invar qui sert au montage des différents éléments optiques et mécaniques: extrémités de la cavité ou dispositifs intra-cavité. Dans un premier temps, on a utilisé des barres d'Invar car elles nous permettent d'avoir une très bonne stabilité mécanique et thermique. Mais comme l'alimentation radio-fréquence utilisée engendre un rayonnement électromagnétique important, les barres d'Invar formant une boucle d'induction chauffent, ce qui provoque des mouvements mécaniques importants à l'échelle de la longueur d'onde. Pour éviter ce problème, on a remplacé l'Invar par du quartz pour la partie centrale des barres (proche de l'électrode) ce qui apporte une meilleure stabilité. Malheureusement, les barres ainsi formées sont fragiles et il faut éviter de leur apporter des contraintes mécaniques importantes.

Ces barres peuvent de plus être allongées par des petites sections d'Invar qui permettent d'ajouter des éléments dans la cavité. Les éléments d'extrémité sont fixés à la structure d'Invar. Il s'agit d'un côté d'un réseau ou d'un miroir plan et de l'autre côté d'une lame de couplage à 90 ou 95 %. Ces éléments sont montés sur un système de double anneau, l'un étant fixé aux barres d'Invar, l'autre solidarisé au premier par une rondelle flexible. Ce dispositif permet d'aligner facilement les éléments optiques par un système de trois vis à 120° réglant la position respective des anneaux. Ce système de positionnement nous autorise à démonter puis remonter les éléments d'extrémité de la cavité sans perdre l'alignement. Enfin la lame de couplage est montée sur une céramique piézo-électrique, ce qui permet d'ajuster la longueur de la cavité.

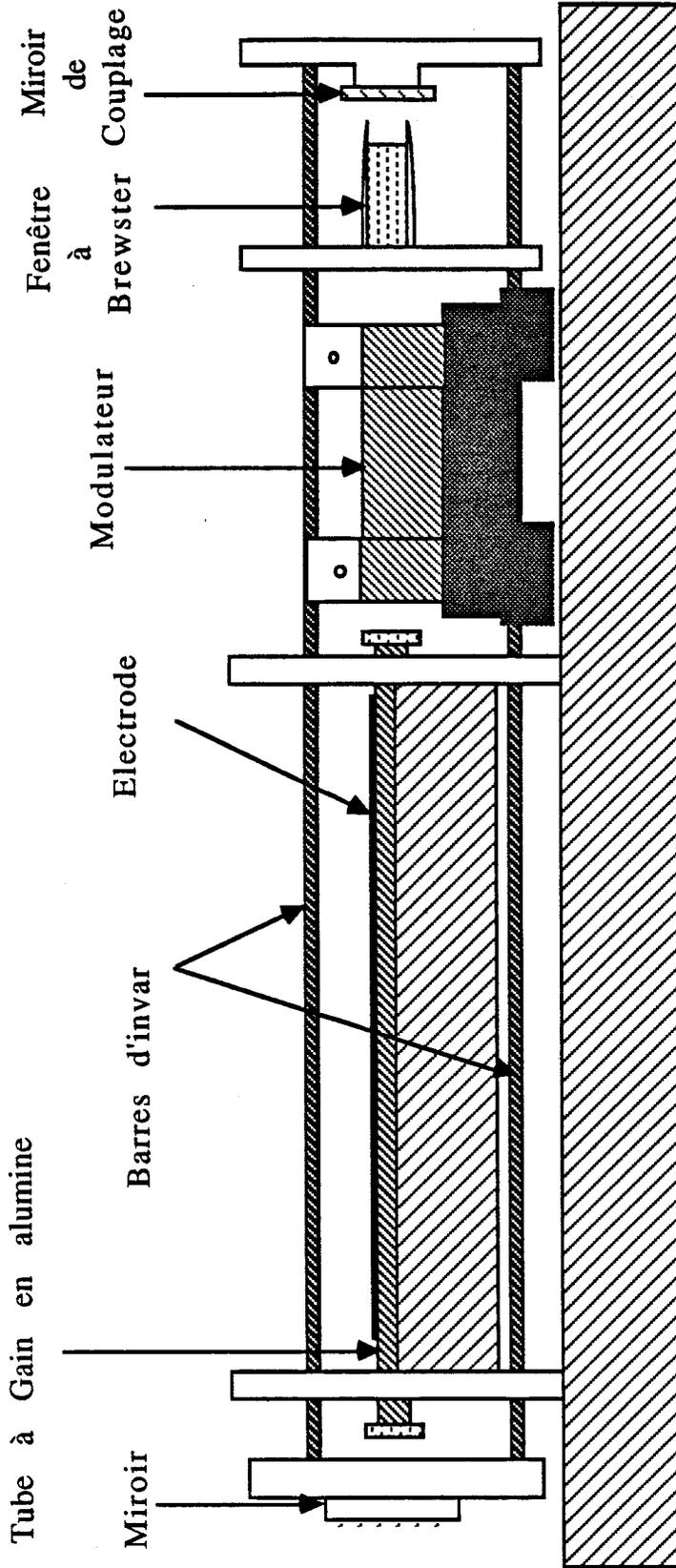


Figure 2-4-2: Le laser avec le modulateur intra-cavité

La radio-fréquence est appliquée par l'intermédiaire d'une électrode posée sur toute la longueur du tube en alumine; l'adaptation se fait par une inductance réglable et une capacité variable. Les alimentations radio-fréquence sont fabriquées au laboratoire et fournissent une puissance de 50 W à une fréquence de 81 MHz. Le problème majeur de ce système d'alimentation est le rayonnement électromagnétique important qu'il engendre. Il est donc impératif de blinder le laser pour réduire à un niveau acceptable les perturbations électromagnétiques.

L'adaptation de la décharge radio-fréquence s'effectue en optimisant le taux de puissance réfléchi vers la source. Il est à noter que celui-ci dépend de la pression de gaz dans le tube. Cette pression optimisée pour avoir le maximum de puissance en sortie du laser est d'environ 80 mm de mercure.

De tels lasers délivrent en général entre 1,5 et 2 W de puissance infrarouge pour une puissance radio-fréquence de 50 W avec un miroir; avec un réseau la puissance chute entre 0,5 à 0,7 W sur les raies les plus intenses. Le schéma d'un tel laser est présenté à la figure 2-4-2, avec le modulateur intra-cavité.

2.4.2. Le guide hyperfréquence

Ces guides sont réalisés à l'atelier de mécanique de l'U.F.R.. Ils sont bâtis suivant la même technologie que pour le modulateur extra-cavité développé par J-M Chevalier et B. Delacressonnière (Chevalier 1989, Delacressonnière 1988). Mais leur encombrement a dû être fortement réduit pour permettre leur mise en place dans la cavité laser, entre les barres d'Invar tout en gardant une structure laser suffisamment stable. On a donc éliminé les transitions pyramidales qui adaptaient

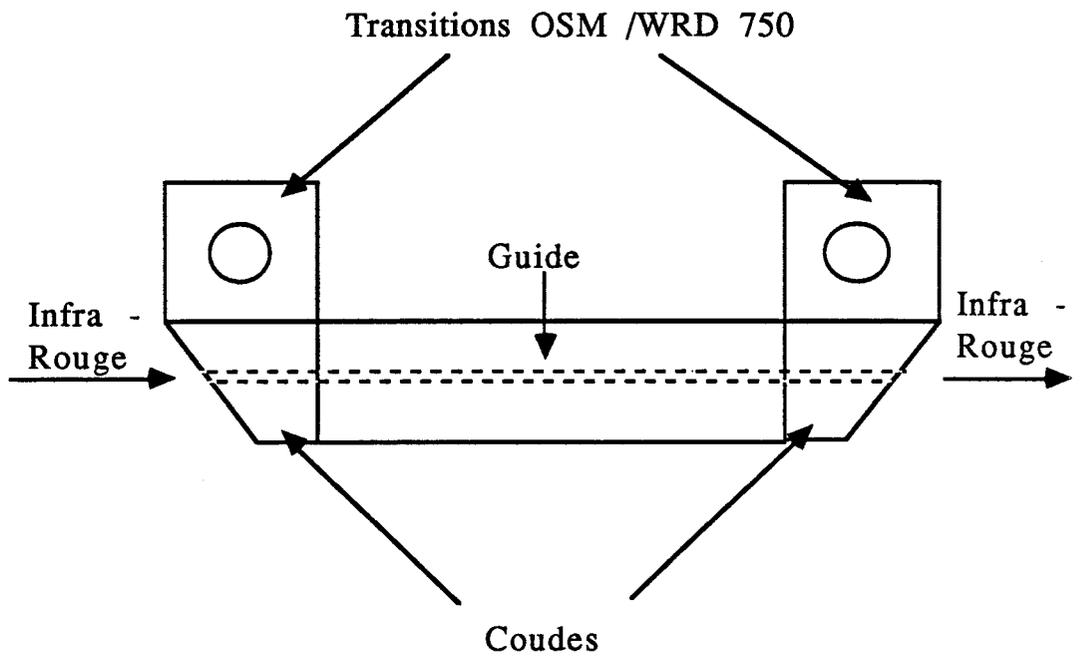


Figure 2-4-3: Schéma bloc du modulateur

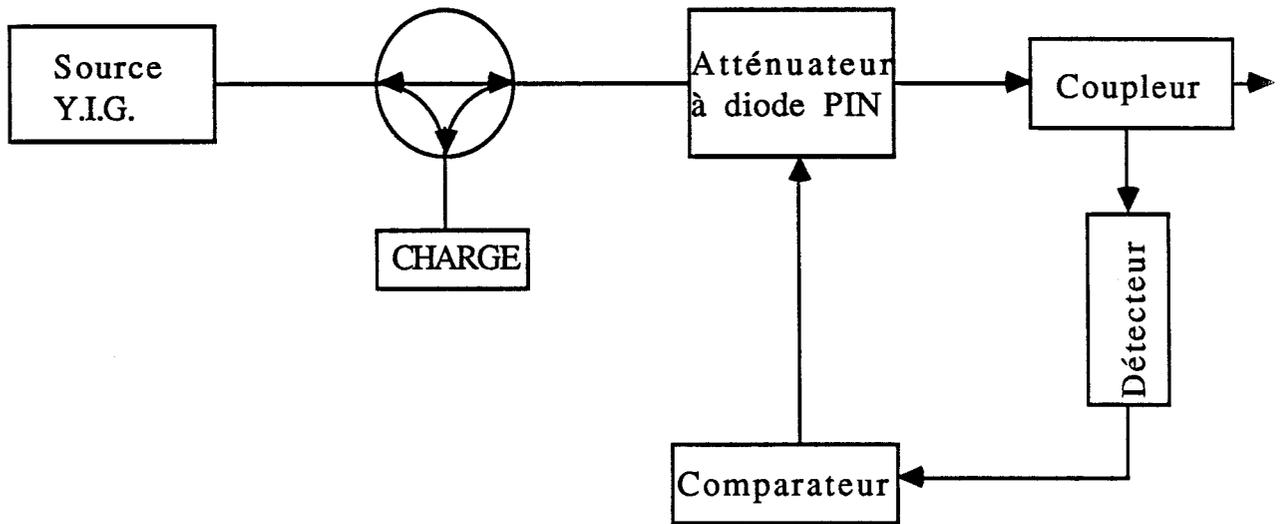


Figure 2-4-4: Dispositif d'excitation micro-onde du modulateur intra-cavité

l'hyperfréquence du guide double-ridge au guide rectangulaire (voir la figure 2-4-3).

Les guides sont réalisés à l'unité, après une mesure précise de la section du barreau de CdTe de façon à ce que le jeu existant entre le guide et le barreau effectivement utilisé soit minimisé. De même les cales d'alumine sont achetées à l'unité à la société S.T.O.P. et réalisées avec une précision d'usinage au micron. Ainsi le guide est fabriqué pour correspondre exactement au barreau avec ses cales d'alumine.

La mise en place du barreau dans le guide est toujours une étape délicate car il faut éviter tout choc et toute contrainte au cristal ce qui provoquerait des fractures fatales pour celui-ci. De même il faut connaître les dimensions du guide avec précision, car on vient refermer le guide sur le cristal en le vissant et un guide trop étroit contraindrait le cristal. Notre marge de manoeuvre est donc très limitée car d'une part un guide trop grand diminue l'efficacité du modulateur et d'autre part un guide trop petit contraint le cristal.

2.4.3. Les caractéristiques du guide en hyperfréquence

Le dispositif d'excitation micro-onde est représenté à la figure 2-4-4. Une source Y.I.G. 8-18 GHZ engendre la micro-onde, un circulateur permet de rejeter la puissance réfléchiée et une boucle de niveau régule la puissance de sortie de l'hyperfréquence.

Dans une première étape on mesure la perte d'insertion des coudes en double-ridge et des transitions. Une atténuation de l'ordre de 1 dB sur toute la bande est couramment obtenue (Cf la figure 2-4-5).

On mesure ensuite les performances du guide contenant le cristal de CdTe l'atténuation est alors de l'ordre de 3 dB sur la bande (voir la figure

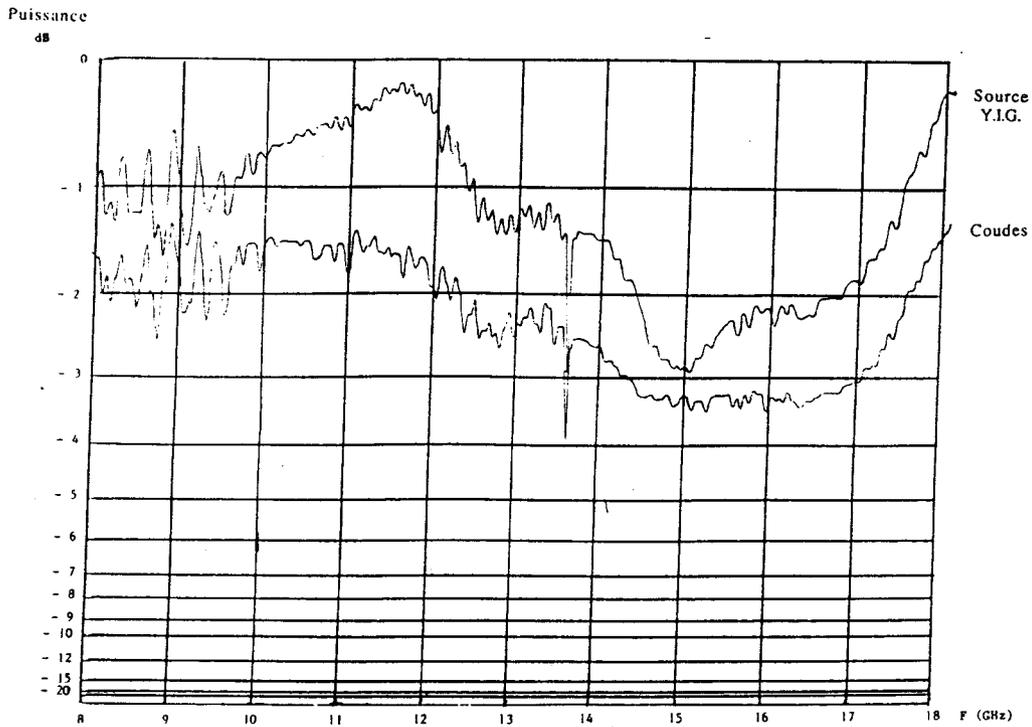


Figure 2-4-5: Puissance transmise par les coudes en fonction de la fréquence

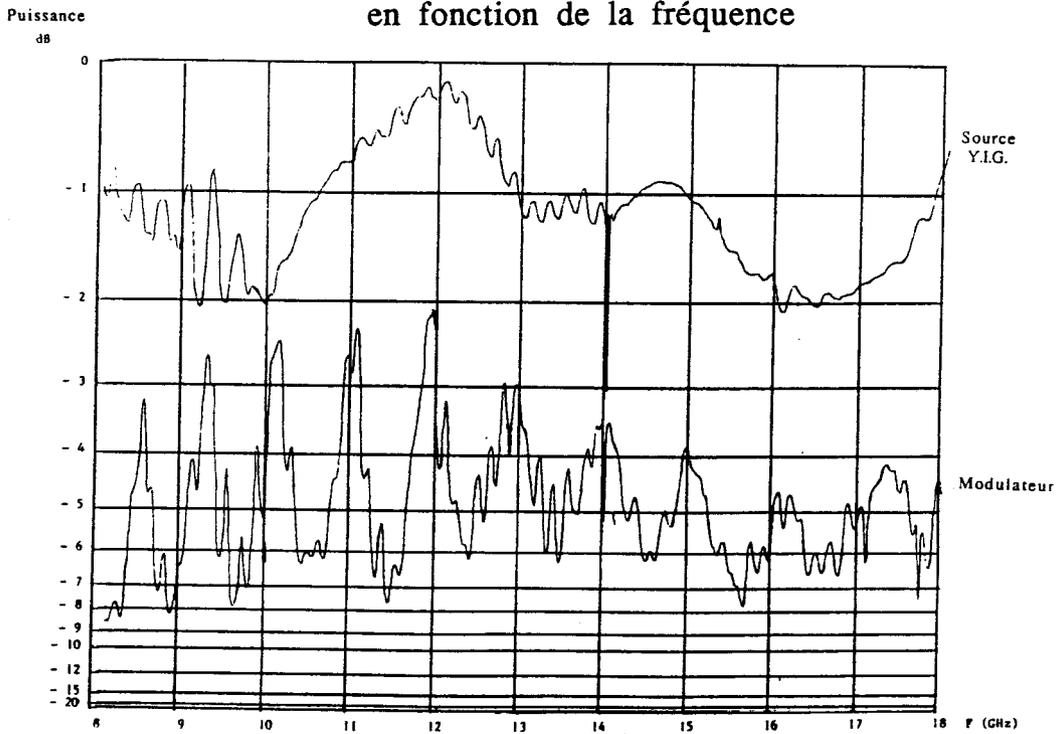


Figure 2-4-6: Puissance transmise par le modulateur en fonction de la fréquence

2-4-6) mais les taux d'onde stationnaire (T.O.S.) sont importants principalement sur la bande 8-13 GHz (T.O.S. allant jusque 1,6); sur la bande 13-18 GHz ces T.O.S. sont inférieurs à 1,3. On peut ainsi considérer que la perte d'insertion du modulateur seul est d'environ 2 dB.

2.4.4. Caractérisation infra-rouge

Pour obtenir le minimum de pertes avec le modulateur dans la cavité laser, il faut tenir compte de l'augmentation de la longueur optique correspondante et adapter en conséquence la cavité.

Précédemment on utilisait un miroir de couplage plan situé près du bord du tube en alumine; cette disposition n'est évidemment plus utilisable avec un modulateur intracavité, il nous faut donc utiliser un miroir sphérique et choisir la longueur de la cavité selon les lois indiquées en 2.1.2.2.. De plus on introduit une fenêtre à Brewster dans la cavité de façon à découpler les bandes latérales qui sont polarisées à 90° du faisceau laser dans le modulateur réalisé.

Pour minimiser les coûts, on utilise des miroirs de couplage commerciaux sphériques de rayon de courbure R; ils sont placés à une distance du tube égale à R/2 de façon à avoir une grande plage de réglage. Il faut donc que la condition établie en 2-1-2-2:

$$\alpha = \frac{ka^2}{R} \approx 2,4 \quad \text{avec} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{et } a \text{ le rayon du guide d'onde}$$

soit satisfaite. En pratique on a utilisé une lame de rayon de courbure R= 10 pouces puisque l'introduction du modulateur et de la fenêtre à Brewster allonge la cavité de 10,5 cm ce qui conduit à $\alpha=2,33$ qui est proche de l'optimum théorique.

Dans un premier temps, les allonges font effectivement 12,7 cm et la structure laser ainsi formée délivre une puissance infra-rouge de l'ordre de 1,4 W avec un miroir plan à l'extrémité. En insérant la fenêtre à Brewster, la puissance chute à 1,1 W.

On a d'abord inséré le guide avec les coudes dans la cavité (sans le cristal et avec la première longueur de rallonges) et après réaligement on a obtenu une puissance de 1 W soit une baisse de puissance très faible par rapport au cas précédent. Puis lorsqu'on insère le barreau dans la cavité, la longueur effective vue par l'infra-rouge diminue étant donné l'indice du CdTe, il nous faut donc augmenter la taille de nos rallonges d'Invar de $L - \frac{L}{n}$ avec L la longueur du barreau et n son indice, soit dans notre cas une augmentation de longueur égale à 2,5 cm. On obtient ainsi de nouveau un bon accord de longueur de cavité.

Après avoir allongé la cavité en conséquence et introduit le modulateur avec le cristal, la puissance infra-rouge obtenue est de l'ordre de 600 mW. Cette chute de puissance est attribuée au léger désalignement du laser lors du changement des allonges.

2.4.5. Dépolarisation du laser sans et avec le modulateur

Avant d'effectuer le test de modulation, on mesure la puissance réfléchie par la fenêtre à Brewster, dans un premier temps en l'absence de modulateur. La puissance découplée est voisine de 6 mW pour une puissance de sortie du laser de 1 W correspondant à une puissance intracavité de l'ordre de 20 W, soit un coefficient de réflexion parasite de $3 \cdot 10^{-4}$. La majeure partie de l'onde découplée est dans la même polarisation que celle du laser; la puissance découplée dans la polarisation perpendiculaire à celle du laser est inférieure à 1 mW c'est à dire aux limites des performances du mesureur de puissance utilisé.

Lorsque l'on introduit le modulateur, la puissance découplée par la fenêtre à Brewster atteint maintenant 9 mW pour une puissance laser de 0,6 W soit une puissance intra-cavité de 12 W, et ce avec 6 mW dans la même polarisation que le laser et 3 mW dans la polarisation perpendiculaire. On peut donc évaluer la dépolarisation résiduelle du barreau à $2 \cdot 10^{-4}$ ce qui est de l'ordre des spécifications du constructeur.

Il est à noter que les puissances données ici sont juste indicatives, en effet pour des puissances infra-rouge aussi faibles la mesure est fortement perturbée par la présence de rayonnement radio-fréquence.

2.4.6. Modulation hyperfréquence

Pour détecter aisément la modulation obtenue, on module la source hyperfréquence par tout ou rien à une fréquence de 50 KHz et l'on observe sur un détecteur placé derrière un polariseur de façon à éteindre la porteuse découplée par la fenêtre à Brewster. On a ainsi pu enregistrer le signal de modulation hyperfréquence à différentes fréquences micro-onde (voir la figure 2-4-7). En vidéo-détection directe sur toute la bande 8-18 GHz, on observe un signal d'environ 10 mV entaché de fluctuations importantes atteignant un facteur 10. Ces expériences ont été réalisées avec une puissance infra-rouge en sortie du laser de 400 mW et une puissance hyperfréquence de 38 dBm soit 6,3 W. La puissance des bandes latérales obtenue est alors de l'ordre de 1 mW c'est à dire que le taux de modulation atteint la valeur de:

$$\frac{P_{bl}}{P_{laser}} = 4 \cdot 10^{-4} / W \text{ micro-onde} / W \text{ infra-rouge.}$$

Le rendement de modulation correspondant, c'est à dire le rapport entre la puissance disponible aux fréquences des bandes latérales et la puissance disponible à la fréquence de la source en intra-cavité est de:

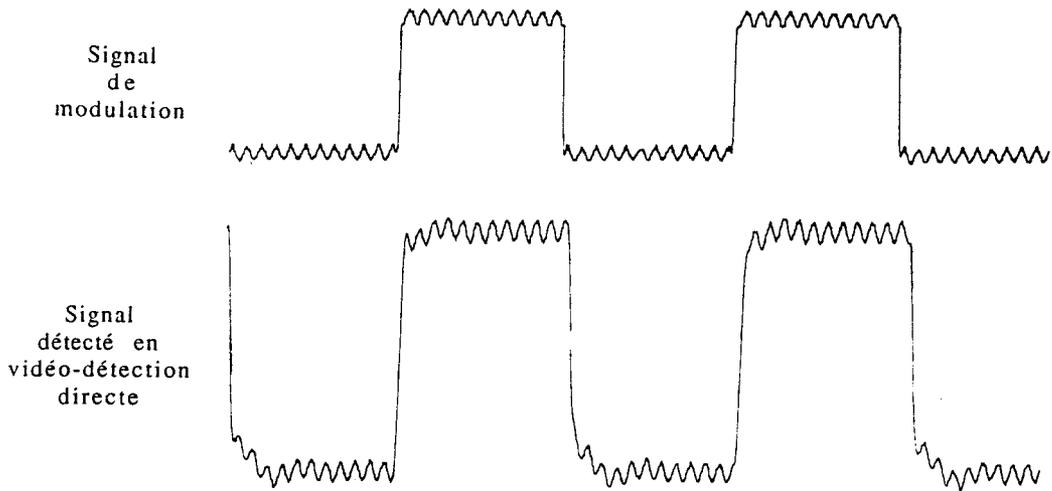


Figure 2-4-7: Enregistrement d'un signal de modulation hyperfréquence, la source Y.I.G. étant modulée par tout ou rien à 50 KHz

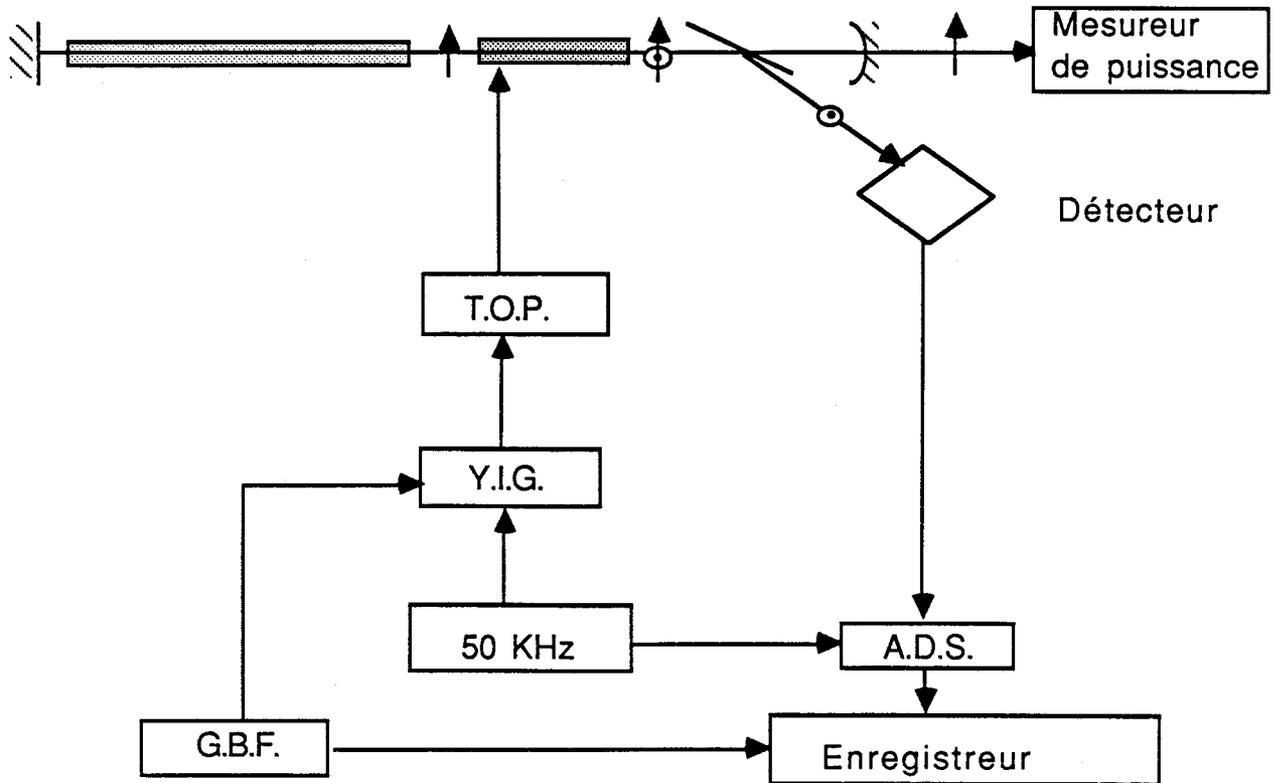


Figure 2-4-8: Schéma global du dispositif de modulation hyperfréquence intra-cavité

$$\frac{P_{bl}}{P_p} = 2 \cdot 10^{-5} / W \text{ micro-onde} / W \text{ infra-rouge}$$

soit 20 fois inférieur car le modulateur est situé à l'intérieur d'une cavité avec une lame de couplage à 95%. Ceci correspond au rendement obtenu avec le modulateur placé à l'extérieur de la cavité.

Il est à noter que dans le calcul précédent on ne tient pas compte de la puissance des bandes latérales qui n'est pas découplée par la fenêtre à Brewster et que l'on peut estimer à 50%.

La puissance de bande latérale obtenue sur la bande 8-18 GHz est représentée sur la figure 2-4-9. Le dispositif expérimental est donné à la figure 2-4-8, la source micro-onde est modulée en amplitude à 50 KHz et l'on envoie sur un analyseur à détection synchrone (A.D.S.) synchronisé sur la modulation le signal du détecteur; on récupère ainsi en sortie de l'A.D.S. un signal continu proportionnel à la puissance de bandes latérales. La courbe obtenue est représentée à la figure 2-4-9; elle reproduit la courbe de transmission du guide en hyperfréquence (voir la figure 2-4-6), avec des pics de modulation placés aux mêmes fréquences que les pics de transmission. Cette courbe est modulée par le rendement en fréquence du modulateur (voir la figure 2-2-4).

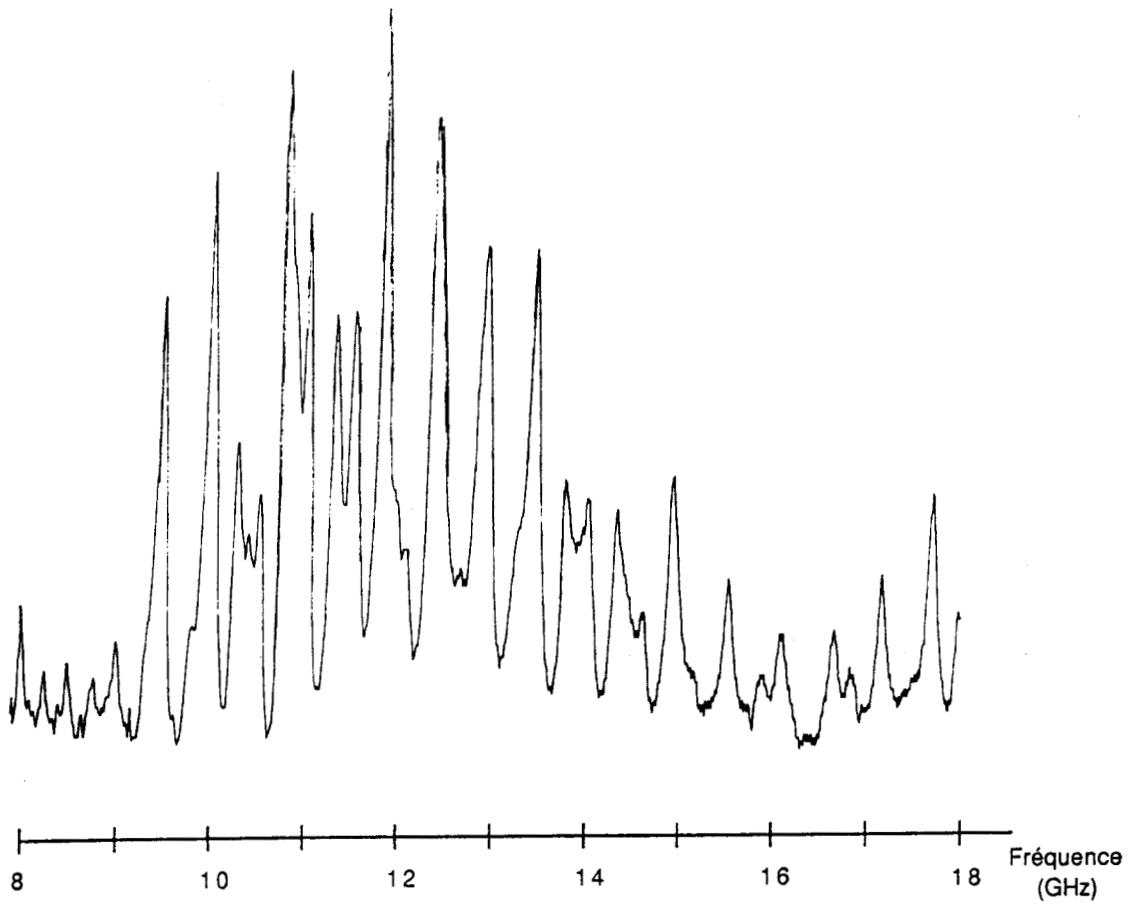


Figure 2-4-9: Puissance de bandes latérales récupérée par le détecteur en fonction de la fréquence de modulation

TROISIEME PARTIE:

LE MODULATEUR EN OPTIQUE INTÉGRÉE: ÉTUDE

Cette technique a été développée car elle permet une efficacité bien supérieure à celle du modulateur précédent, mais elle nécessite d'importants développements technologiques en particulier un cristal assez fin pour réaliser une propagation guidée de l'onde infra-rouge et une ligne micro-ruban pour amener l'onde hyperfréquence, ligne pour laquelle le diélectrique n'est autre que le cristal électro-optique. Dans cette partie sont explicitées les deux techniques employées, propagation guidée et ligne hyperfréquence micro-ruban, puis nous présentons le modulateur développé.

3.1. LE GUIDE D'ONDE OPTIQUE

Le guide d'onde optique est l'élément de base de notre modulateur, nous allons étudier ici ses propriétés, la propagation d'une onde dans le guide, le couplage d'une onde au guide puis nous présentons rapidement les origines des différentes pertes possibles pour un tel guide.

3.1.1. La propagation guidée

On peut décrire la propagation dans un guide d'onde optique diélectrique de deux façons: soit en considérant que l'on a une onde optique qui se propage en obéissant aux lois de l'optique géométrique, soit en considérant que l'on a un champ électro-magnétique obéissant aux équations de Maxwell et en résolvant ces équations avec les conditions aux limites fixées par la géométrie du guide. Les deux approches sont rappelées succinctement ci-dessous.

3.1.1.1. Approche optique

Le guide d'onde se présente de la façon suivante: un substrat d'indice n_0 , le guide lui-même d'indice n_1 , et l'air d'indice n_2 . Le guide est

supposé infini dans les directions X et Y de l'espace. On supposera dans ce qui suit que l'on a toujours $n_1 > n_0 > n_2$.

Un rayon optique se propageant dans le guide obéit aux lois habituelles de la réfraction et de la réflexion et trois types de propagation sont possibles suivant que les réflexions sur les dioptries (0,1) et (1,2) sont partielles ou totales (figure 3-1-1):

- $\theta_1 < \sin^{-1}(n_2/n_1)$, le faisceau qui se propage dans le guide se réfracte dans l'air et dans le substrat; ce sont les modes d'air.

- $\sin^{-1}(n_2/n_1) < \theta_1 < \sin^{-1}(n_0/n_1)$ dans ce cas le faisceau est totalement réfléchi à l'interface air-guide et il ne se réfracte plus que dans le substrat; ce sont les modes de substrat.

- $\sin^{-1}(n_0/n_1) < \theta_1$ le faisceau est totalement réfléchi aux deux interfaces air-guide et guide-substrat, il reste confiné dans le guide; ce sont les modes guidés.

L'ensemble de ces trois cas est schématisé à la figure 3-1-2 où l'on représente le type de propagation suivant la valeur de θ_1 .

Le seul type de propagation utile pour la réalisation des modulateurs, est la propagation guidée. On considère que l'onde se propage en "zig-zag" dans le guide effectuant des réflexions totales à chaque interface rencontrée.

L'étude détaillée du phénomène de réflexion totale montre qu'à chaque réflexion le faisceau subit un déphasage de $2\Phi_{12}$ avec:

$$\text{pour les modes TE: } \quad \text{tg}\Phi_{12} = \frac{\gamma}{\kappa}$$

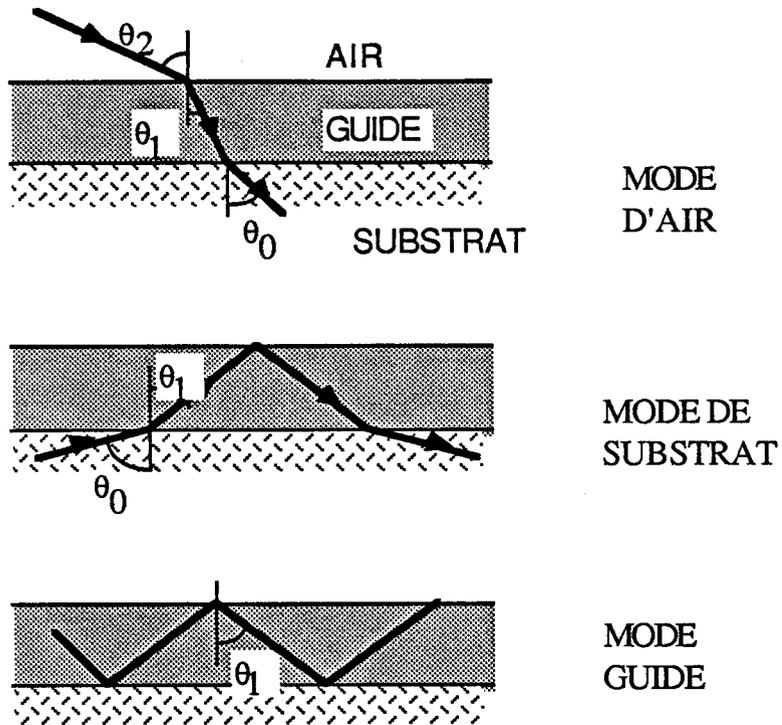


Figure 3-1-1: Les différents types de modes de propagation suivant l'approche optique

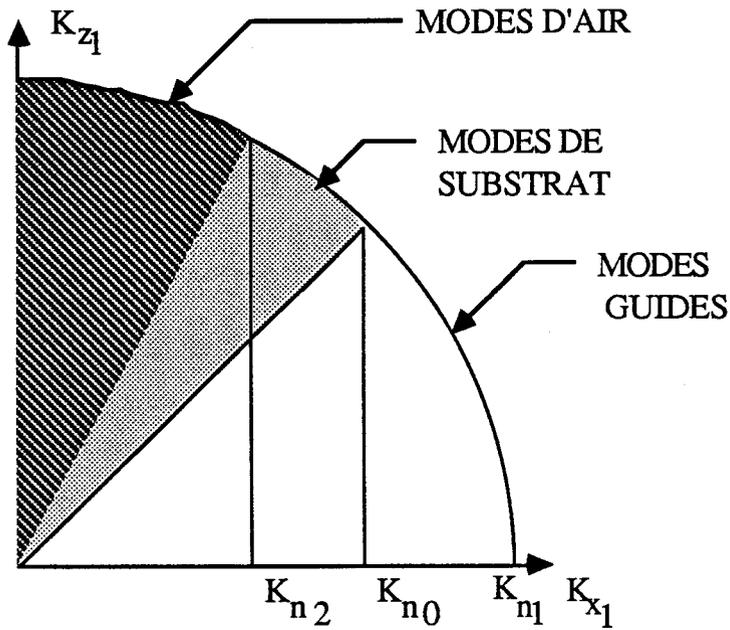


Figure 3-1-2: Les différents types de modes de propagation en fonction de l'orientation du vecteur d'onde

et pour les modes TM:
$$\operatorname{tg}\Phi_{12} = \frac{n_1^2 \gamma}{n_2^2 \kappa}$$

avec:
$$\gamma = \beta^2 - n_2^2 k^2$$

$$\kappa = n_1^2 k^2 - \beta^2$$

$$\beta = n_1 k \sin\theta_1$$

De même, le déphasage à la réflexion à l'interface guide substrat, $2\Phi_{10}$, se déduit des relations précédentes par un changement d'indice: $n_2 \rightarrow n_0$.

Dans ce modèle, on admet qu'il y a propagation guidée lorsque toutes les ondes planes associées aux différents rayons interfèrent de façon constructive. La condition correspondante s'écrit:

$$2m\pi = 2kn_1 \cos\theta_1 w - 2\Phi_{10} - 2\Phi_{12}$$

où $2kn_1 \cos\theta_1 w$ correspond au déphasage dû à la propagation dans le guide d'épaisseur w .

3.1.1.2. Approche électro-magnétique

Pour simplifier les équations, on suppose que le champ l'onde se propageant dans la direction X ne dépend pas de la direction Y. Les équations de Maxwell en E_y pour les modes TE nous donnent l'équation de propagation suivante dans les différents milieux:

$$\frac{\partial^2 E_{yj}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{yj}}{\partial z^2} = -k^2 n_j^2 E_{yj}$$

avec $j= 0,1, \text{ou } 2$ où n_j est l'indice du milieu j .

Les conditions aux limites sur les deux dioptrés, imposent:

$$\beta = k_{x0} = k_{x1} = k_{x2}$$

De plus on a:
$$k_{n_j}^2 = k_{x_j}^2 + k_{z_j}^2$$

d'où l'on obtient:
$$k_{z_j} = (k_{n_j}^2 - \beta^2)^{1/2}$$

Trois cas de propagation peuvent se présenter suivant les valeurs de β :

- $0 < \beta < kn_2 < kn_0$ Dans ce cas k_{z0} et k_{z2} sont réels, il y a propagation dans les trois milieux; on a un "mode d'air".

- $kn_2 < \beta < kn_0$ k_{z2} est alors imaginaire et il n'y a pas de propagation dans l'air, par contre k_{z0} est réel et il y a propagation dans le substrat. On a un "mode de substrat".

- $kn_2 < kn_0 < \beta < kn_1$ Dans ce cas k_{z0} et k_{z2} sont imaginaires et il n'y a pas de propagation dans l'air ni dans le substrat, l'onde reste confinée dans le guide et la propagation est guidée.

Ces trois cas sont représentés à la figure 3-1-3. On peut remarquer en notant $\beta = kn_1 \sin\theta_1$, que l'on retrouve trois conditions identiques à celles fournies par l'approche optique.

De plus, comme on l'a vu précédemment, l'onde réfléchie à l'interface subit un déphasage de $2\Phi_{12}$ et de $2\Phi_{10}$ respectivement lors de la réflexion air-guide et lors de la réflexion guide-substrat; en utilisant les conditions aux limites du champ électro-magnétique sur les différentes interfaces on obtient la relation (Tien 1977):

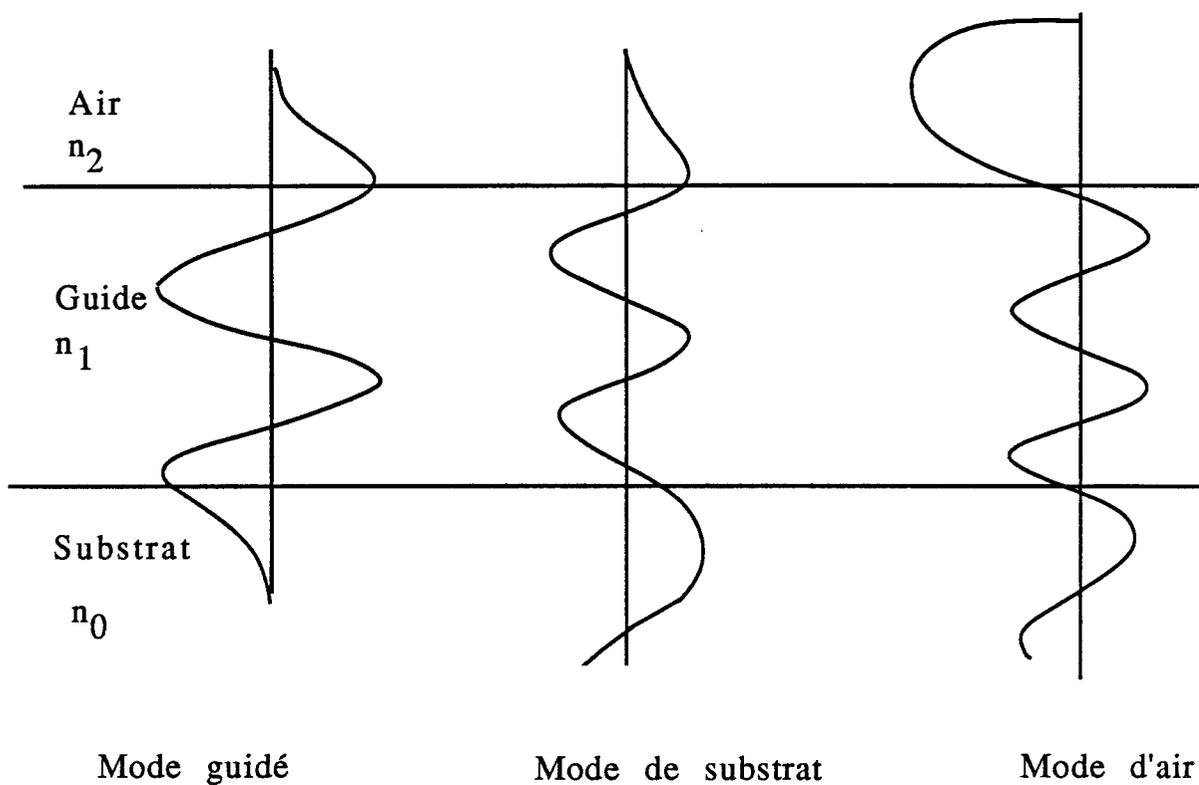


Figure 3-1-3: Les différents types de mode de propagation suivant l'approche électro-magnétique

$$k_{z1} w - \Phi_{12} - \Phi_{10} = m\pi \quad \text{avec } k_{z1} = kn_1 \cos\theta_1$$

On retrouve ainsi la condition déjà obtenue en utilisant l'approche optique de la propagation. On peut donc maintenant, en tenant compte des conditions aux limites, calculer le champ E_y pour les modes TE dans les différents milieux et dans les trois cas de propagation présentés ci-dessus (voir figure 3-1-4).

3.1.1.3. Caractéristiques des modes

On a vu que l'on pouvait en utilisant soit une approche optique soit une approche électro-magnétique, traiter la propagation d'une onde dans un guide d'onde asymétrique. L'un des résultats importants que l'on a obtenu par les deux méthodes est "l'équation d'interférence constructive":

$$2m\pi = 2kn_1 \cos\theta_1 w - 2\Phi_{10} - 2\Phi_{12}$$

avec
$$\Phi_{10} = \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\beta^2 - n_0^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2}} \quad \text{et} \quad \Phi_{12} = \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\beta^2 - n_2^2 k^2}{n_1^2 k^2 - \beta^2}}$$

soit
$$\Phi_{10} = \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\left(\frac{\beta}{k}\right)^2 - n_0^2}{n_1^2 - \left(\frac{\beta}{k}\right)^2}} \quad \text{et} \quad \Phi_{12} = \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\left(\frac{\beta}{k}\right)^2 - n_2^2}{n_1^2 - \left(\frac{\beta}{k}\right)^2}}$$

dans le cas des modes TE. La quantité $\frac{\beta}{k}$ est appelée "indice effectif du mode", car elle correspond au rapport des vitesses de propagation dans le vide et dans le guide d'onde.

Mode	Milieu	k_{xj}	k_{zj}	E_y
Guidé $kn_0 < \beta < kn_1$	film	β	b_1	$A \cos b_1 z$
	substrat	β	$i p_0$	$A \cos(\Phi_{10} + m\pi) \exp[-p_0(z - W_{10})]$
	air	β	$i p_2$	$A \cos \Phi_{12} \exp[-p(z - W_{12})]$
de substrat $kn_2 < \beta < kn_0$	film	β	b_1	$A \cos b_1 z$
	substrat	β	b_0	$A/2[\cos(b_1 W_{10}) - i(b_1/b_0)\sin(b_1 W_{10})] \exp[-ib_0(z - W_{10})]$
	air	β	$i p_2$	$A \cos \Phi_{12} \exp[-p(z - W_{12})]$
d'air $0 < \beta < kn_2$	film	β	b_1	$A \cos b_1 z$
	substrat	β	b_0	$A/2[\cos(b_1 W_{10}) - i(b_1/b_0)\sin(b_1 W_{10})] \exp[-ib_0(z - W_{10})]$
	air	β	b_2	$A/2[\cos(b_1 W_{12}) - i(b_1/b_2)\sin(b_1 W_{12})] \exp[-ib_2(z - W_{12})]$

Figure 3-1-4: Tableau récapitulant la distribution du champ électrique E suivant les différents types de modes de propagation dans les différents milieux

On peut donc tracer comme à la figure 3-1-5 les courbes donnant les modes se propageant en fonction de l'épaisseur du guide d'onde w et en fonction du rapport $\frac{\beta}{k}$ pour un guide donné (indice du guide et du substrat). On remarque d'abord que toutes les courbes commencent en $\frac{\beta}{k} = n_0$ et s'arrêtent en $\frac{\beta}{k} = n_1$; de plus à une épaisseur donnée, l'ordre m du mode diminue avec $\frac{\beta}{k}$, et seuls les modes d'ordre les plus faibles sont transmis. On détermine ainsi l'épaisseur minimale du guide w_{\min} pour laquelle le mode m est guidé en résolvant l'équation transcendante:

$$w_{\min} = \frac{\left[m\pi + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right) \right]}{k(n_1^2 - n_0^2)}$$

On peut aussi à partir de la même équation, calculer l'épaisseur du guide en connaissant l'angle θ_1 des différents modes m .

3.1.2. Le couplage

Il existe trois méthodes permettant de coupler une onde infra-rouge dans un guide:

- Le couplage par une extrémité: on clive la plaquette selon deux plans cristallographiques parallèles des deux côtés de l'échantillon et on focalise le faisceau à l'entrée du guide. Cette méthode présente deux inconvénients, on maîtrise mal le couplage des différents modes indépendamment les uns des autres, et surtout, il est nécessaire de

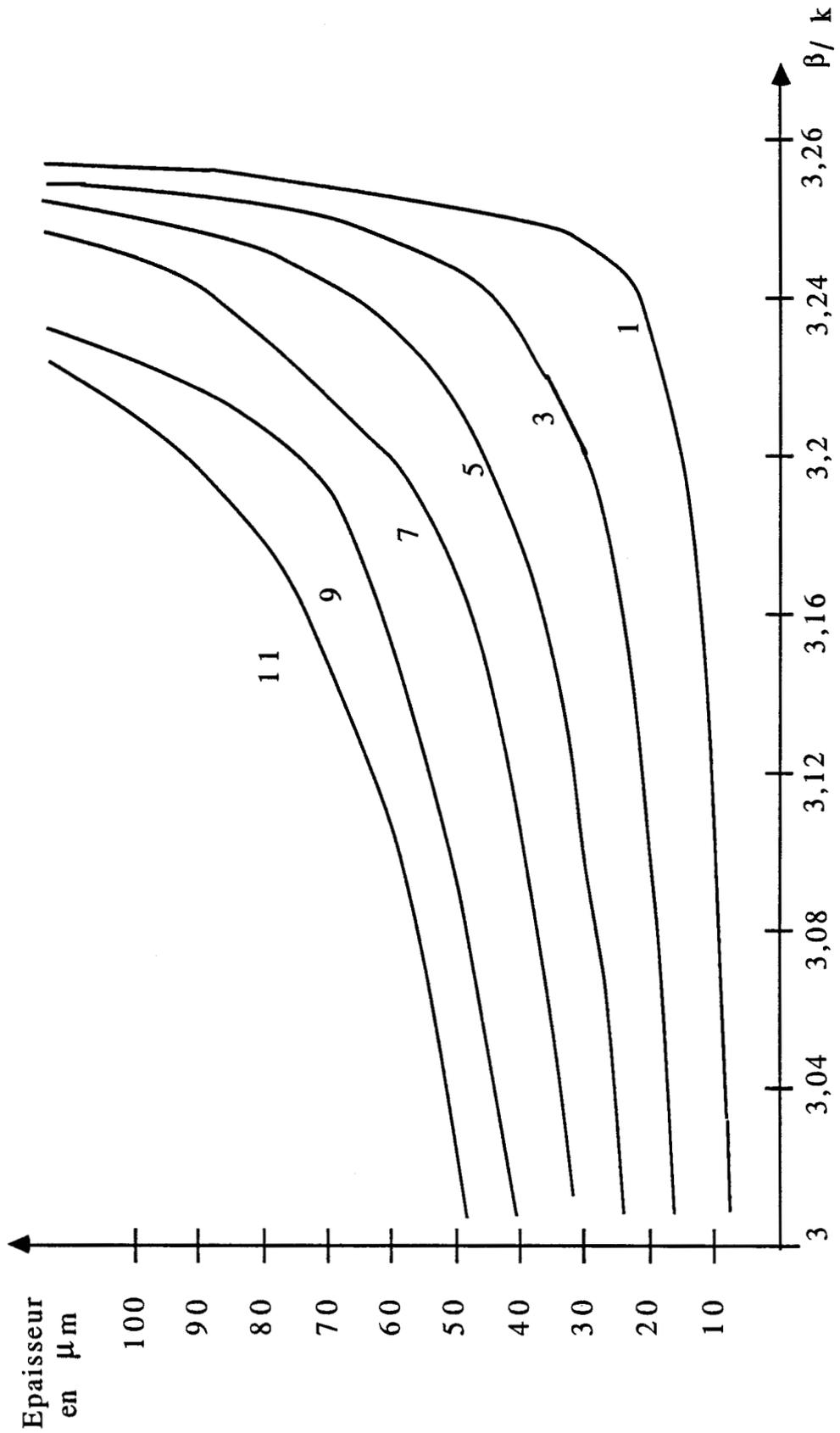


Figure 3-1-5: Différents modes TE se propageant dans un guide en AsGa suivant son épaisseur

traiter les faces clivées de façon à ne pas avoir de réflexion parasite sur celles-ci.

- Le couplage par réseau; un réseau est gravé par des techniques de photolithographie directement sur la couche d'AsGa. L'onde infra-rouge est couplée par diffraction de l'onde incidente sur le réseau (l'ordre du mode couplé dépend directement de l'angle d'incidence). Mais la réalisation du réseau est très délicate.

- Le couplage par prisme; le faisceau incident arrive sur un prisme à réflexion totale (voir la figure 3-1-6); à la réflexion une onde évanescente se crée et, si le guide est assez proche de la base du prisme, cette onde évanescente se couple au guide. Cette méthode permet de contrôler très exactement l'ordre du mode couplé. Notons que pour réaliser le couplage, il est nécessaire que l'indice du prisme soit supérieur à celui du guide.

Parmi ces trois méthodes, nous avons choisi d'utiliser le couplage par prisme; en effet, c'est la seule méthode qui permette un bon couplage sans nécessiter de travaux importants et délicats (gravure de réseau ou dépôt de traitement anti-reflet). Cet avantage va nous permettre d'effectuer un couplage facilement reproductible d'une couche à l'autre.

C'est le principe de cette méthode qui est exposé dans la suite de ce paragraphe ainsi que le phénomène des lignes noires qui y est lié.

Plusieurs théories du couplage par prisme ont été élaborées (Tien et Ulrich 1970, Ulrich 1970, Midwinter 1970). Ici nous nous limiterons à décrire les principes du couplage à l'aide de schémas simples et à apporter les principaux résultats qui en découlent.

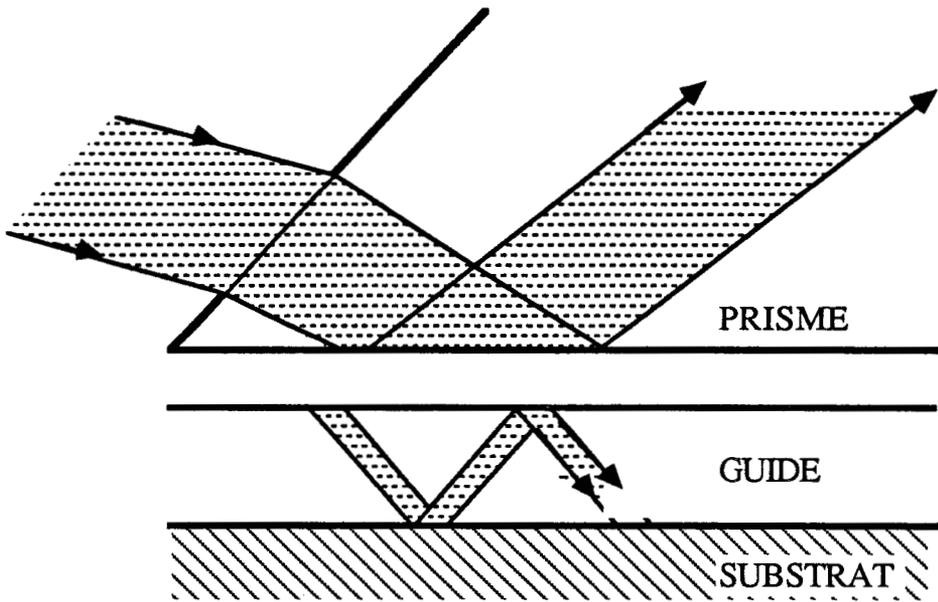


Figure 3-1-6: Schéma du couplage par onde évanescente en plaçant un prisme à réflexion totale sur le guide d'onde

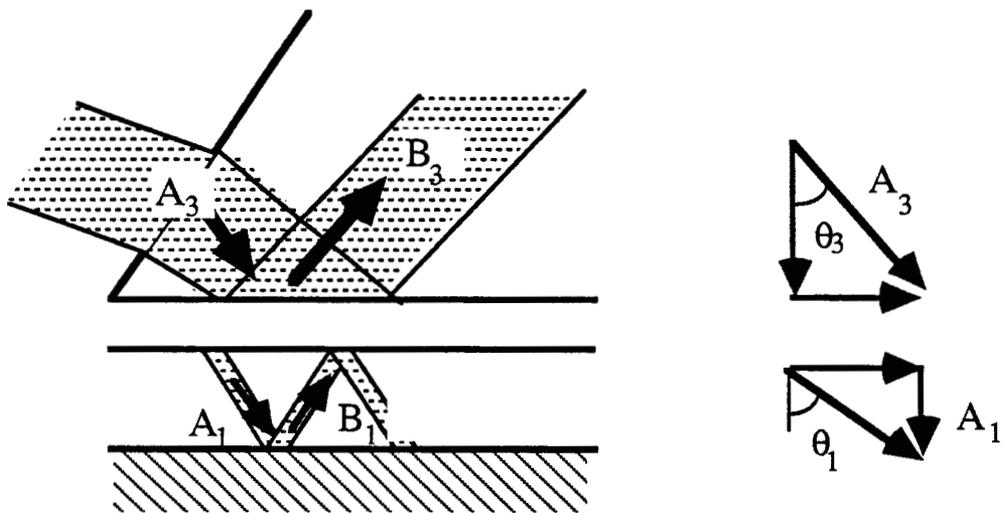


Figure 3-1-7: Les vecteurs d'onde dans le prisme et dans le guide lors du couplage

3.1.2.1. Condition de couplage

Cette condition peut être étudiée en utilisant le formalisme des rayons. L'onde optique A_3 arrive sur la base du prisme avec un angle θ_3 par rapport à la normale comme indiqué sur la figure 3-1-6. La composante du vecteur d'onde suivant x est $k_{x3} = kn_3 \sin \theta_3$. D'autre part dans le guide se propage une onde qui a une composante de vecteur d'onde: $k_{x1} = kn_1 \sin \theta_1$. Pour réaliser le couplage il faut que ces deux composantes soient égales, ce qui revient à: $n_1 \sin \theta_1 = n_3 \sin \theta_3$. Donc pour éviter de travailler en incidence rasante, il faut que $n_3 > n_1$.

3.1.2.2. Efficacité du couplage

Soient a_3 et b_3 les amplitudes des champs incident et réfléchi sur la base du prisme, et a_1 et b_1 les amplitudes du champ dans le guide avant et après réflexion. On considère qu'en l'absence du prisme, la réflexion sur l'interface air-guide se fait sans pertes et on a $|a_1| = |b_1|$ (voir la figure 3-1-7).

Lors du couplage, a_1 est nul pour x négatif, et dès que x devient positif, de l'énergie est couplée au guide de a_3 vers a_1 . Comme les équations de Maxwell sont linéaires en amplitude du champ, on peut considérer que a_1 croît proportionnellement suivant a_3 et donc que $\frac{da_1}{dx}$ est linéairement proportionnel à a_3 . D'autre part, au fur et à mesure que a_1 croît, de l'énergie est découplée du guide vers le prisme et de la même façon on peut considérer que $\frac{da_1}{dx}$ varie linéairement en $(-a_1)$. On a donc:

$$\frac{da_1}{dx} = T a_3 - S a_1$$

où T et S sont les constantes de couplage qui dépendent essentiellement de la géométrie du guide et du prisme ainsi que des indices respectifs.

Tant que x est faible, l'énergie se couple au guide et l'amplitude croît jusqu'à ce que $S a_1$ soit du même ordre de grandeur que $T a_3$ et on a alors un phénomène de saturation. De plus si l'on se situe au delà de L (distance limite du faisceau incident), de l'énergie est découplée et a_1 décroît. Pour avoir le couplage optimal, il faut donc placer le faisceau incident au bout du prisme car dans ce cas l'énergie reste confinée dans le guide comme c'est illustré à la figure 3-1-8.

Pour déterminer l'efficacité du couplage, nous examinons d'abord le cas du découplage de l'onde du guide vers le prisme. Dans ce cas on a (figure 3-1-9) pour $x < 0$ $b_1(x) = b_1(0)$ et au delà $\frac{db_1(x)}{dx} = -Sb_1$. C'est à dire:

$$b_1(x) = b_1(0) e^{-Sx} \quad \text{pour } x > 0$$

$$b_1(x) = b_1(0) \quad \text{pour } x < 0$$

De là il vient immédiatement que $b_3(x) = b_3(0) e^{-Sx}$ pour $x > 0$

$$b_3(x) = 0 \quad \text{pour } x < 0$$

car l'onde découplée a une amplitude qui varie linéairement en fonction de b_1 , l'amplitude de l'onde dans le guide. On remarque que si la surface de couplage est assez grande, on peut découpler complètement l'onde du guide.

Si l'on veut maintenant coupler de l'énergie dans le guide, on considère une onde identique à $b_3(x)$ mais se propageant dans la direction opposée, toute l'énergie peut alors être couplée dans le guide. Mais une onde laser arrivant sur le prisme, cette onde n'aura plus la forme en

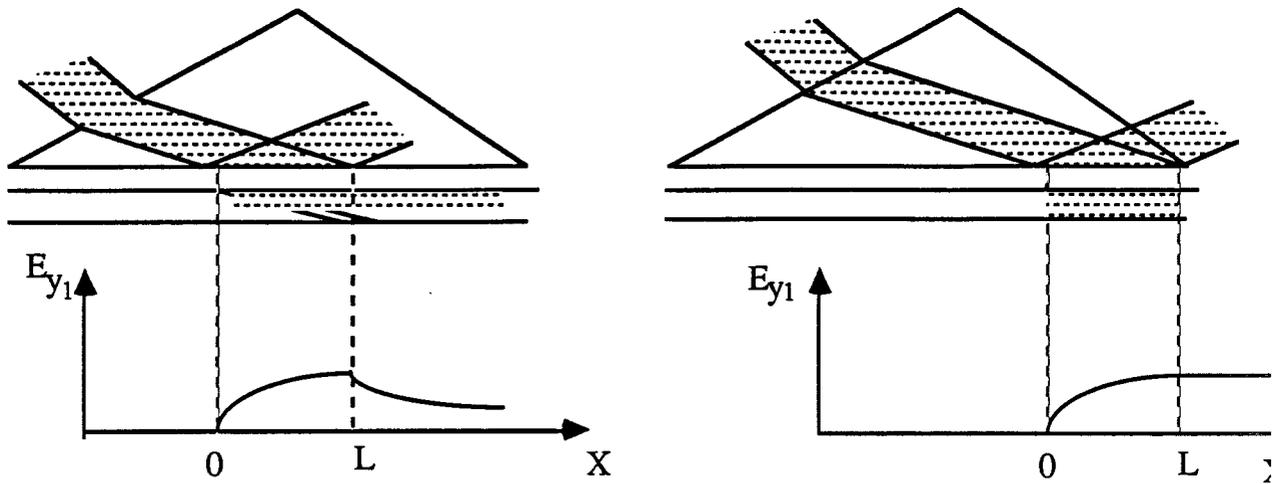


Figure 3-1-8: Evolution de l'amplitude du champ dans le guide suivant la position d'incidence sur le prisme lors du couplage

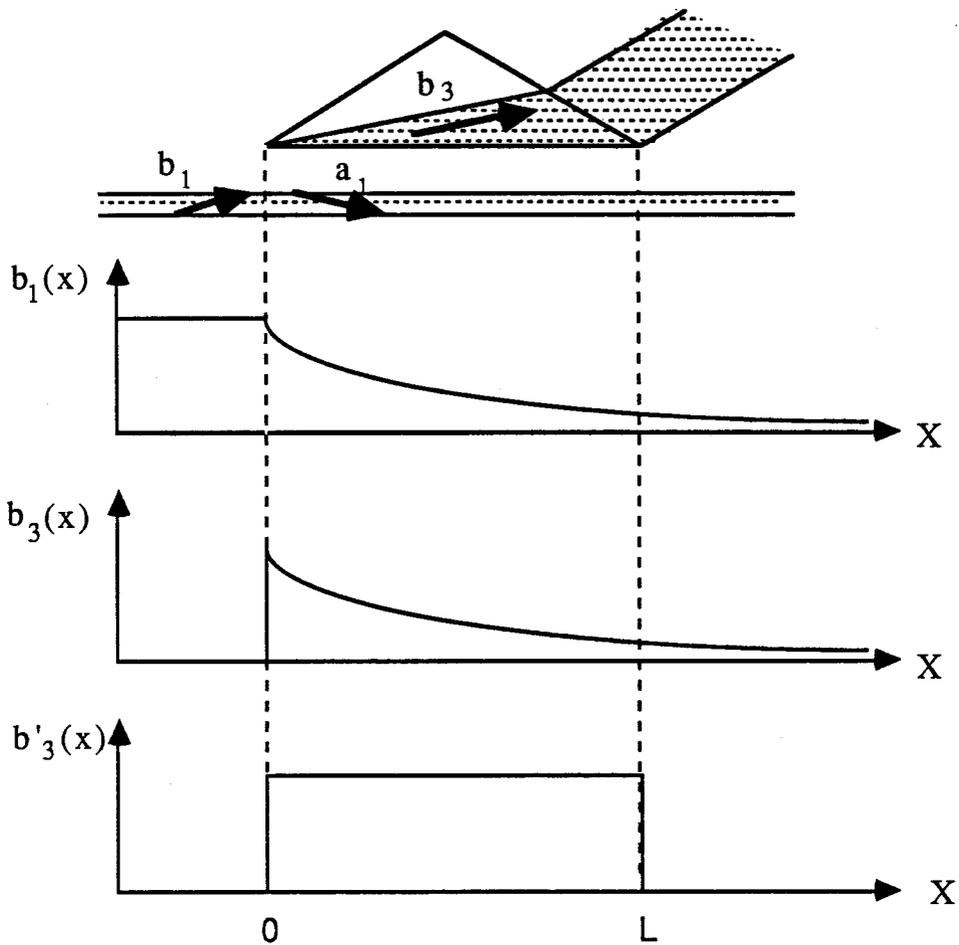


Figure 3-1-9: Evolution de l'amplitude du champ dans le guide et dans le prisme lors du découplage

amplitude de b_3 mais celle de b'_3 comme indiqué à la figure 3-1-9. La partie couplée correspond alors au recouvrement de b'_3 sur b_3 . On peut donc déterminer l'efficacité de couplage en calculant l'intégrale de recouvrement correspondante sur la distance de couplage:

$$\tau = \frac{\left[\int_0^L b'_3(x)b_3(x)dx \right]^2}{\int_0^L b_3(x)b^*_3(x)dx \int_0^L b'_3(x)b'^*_3(x)dx}$$

Comme b'_3 est constant de $x=0$ à $x=L$ et que b_3 varie en exponentielle, cette équation se simplifie et l'on obtient (Cheo et Wagner 1977):

$$\tau = \frac{2}{SL} \left[1 - e^{-SL} \right]^2$$

Cette expression est maximale pour $SL \approx 1,25$, le coefficient de couplage maximum est alors de $\tau \approx 81\%$. Le coefficient de couplage dépend donc de la longueur de couplage mais aussi de S , facteur qui rend compte de la géométrie de la structure. L'expression de S est donnée par Tien (Tien 1971):

$$S = \frac{e^{-2p_2d} \sin 2\Phi_{12} \sin 2\Phi_{32}}{w_{\text{eff}} \text{tg}\theta_1}$$

avec $p_2 = \sqrt{\beta^2 - (kn_2)^2}$, d l'interstice d'air entre le prisme et le guide, w_{eff} l'épaisseur effective du film et Φ_{12} et Φ_{32} les changements de phase aux interfaces.

On peut donc conclure que le découplage peut être efficace à 100% alors que le couplage optimum qui atteint 81% n'est réalisé que si des

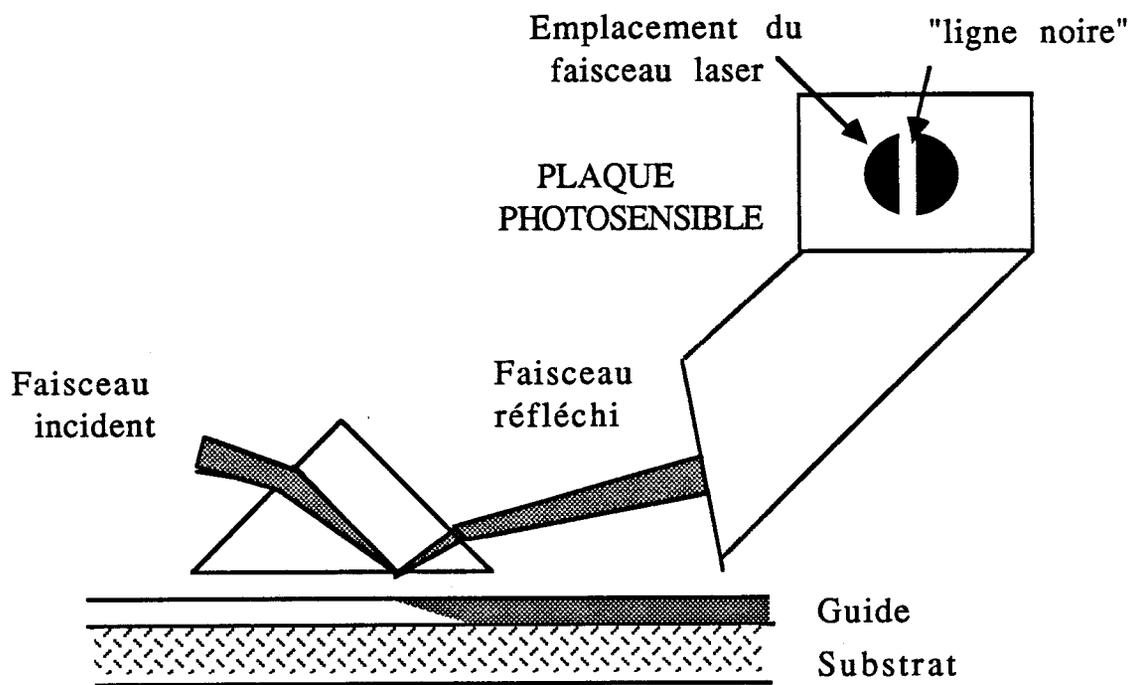


Figure 3-1-10: Mise en évidence des lignes noires lors du couplage par prisme

conditions sur l'angle de couplage et épaisseur de l'interstice d'air sont remplies.

3.1.2.3. Couplage des différents modes, lignes noires

Les modes se propageant dans le guide obéissent à l'équation:

$$2kn_1 \cos\theta_1 w - 2\Phi_{12} - 2\Phi_{10} = 2m\pi$$

Du fait de la présence du prisme, cette équation est légèrement modifiée; mais la propagation du mode reste dépendante directement de l'angle dans le guide θ_1 , soit encore de θ_3 angle de couplage sur le prisme puisque les deux angles sont dépendants.

De plus, comme le faisceau incident se situe à un angle θ_3 bien déterminé, θ_1 ne pourra prendre qu'une seule valeur, et pour une incidence donnée on ne pourra donc coupler qu'un mode.

Quand un mode est couplé au guide, il se crée le phénomène dit de lignes noires: lors de la réflexion du faisceau incident sur la base du prisme, on observe un phénomène d'interférences destructrices qui se traduit par une réduction de la puissance au centre du faisceau. L'observation à la plaque photosensible ne fait alors apparaître que les bords du faisceau comme cela est indiqué à la figure 3-1-10. Cette ligne noire est la preuve d'une excitation du mode de propagation associé.

Les positions angulaires de ces lignes pour les différents modes permettent de déterminer l'épaisseur du guide à l'aide des indices associés (Falco et al. 1982).

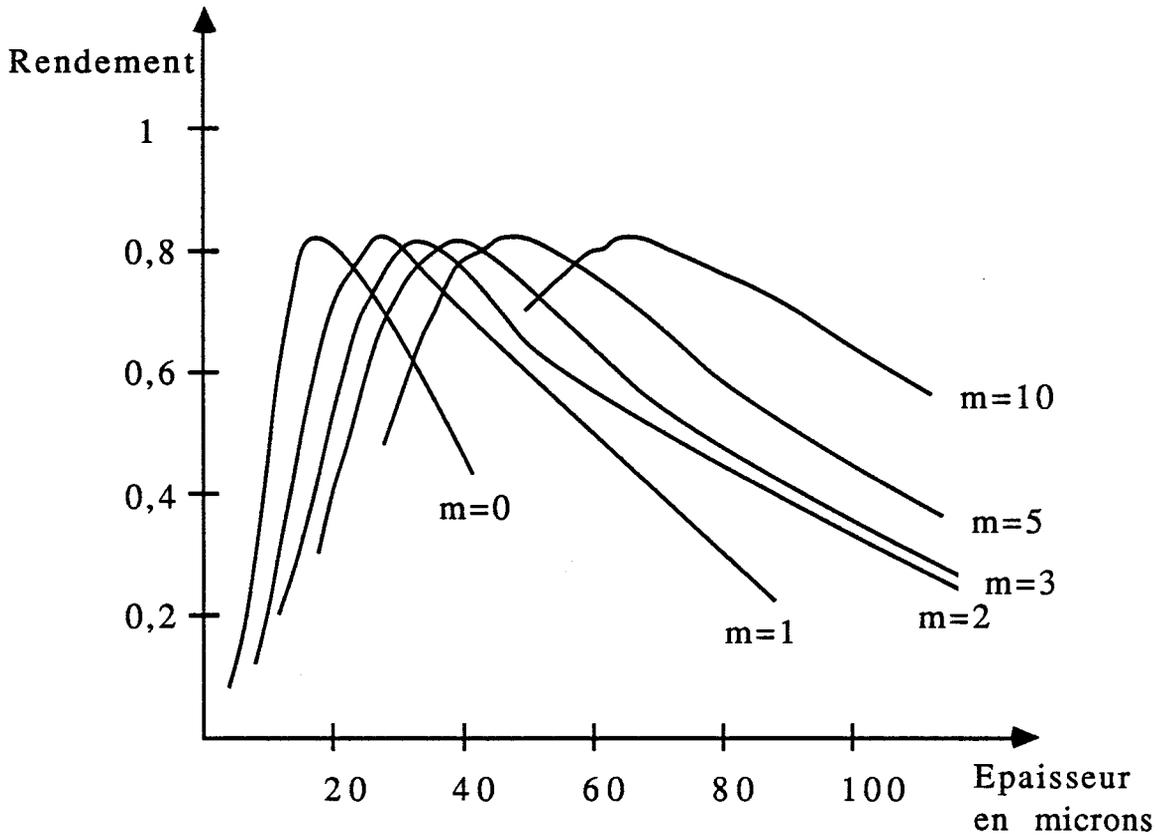


Figure 3-1-11: Rendement du couplage en fonction de l'épaisseur du guide à L fixée

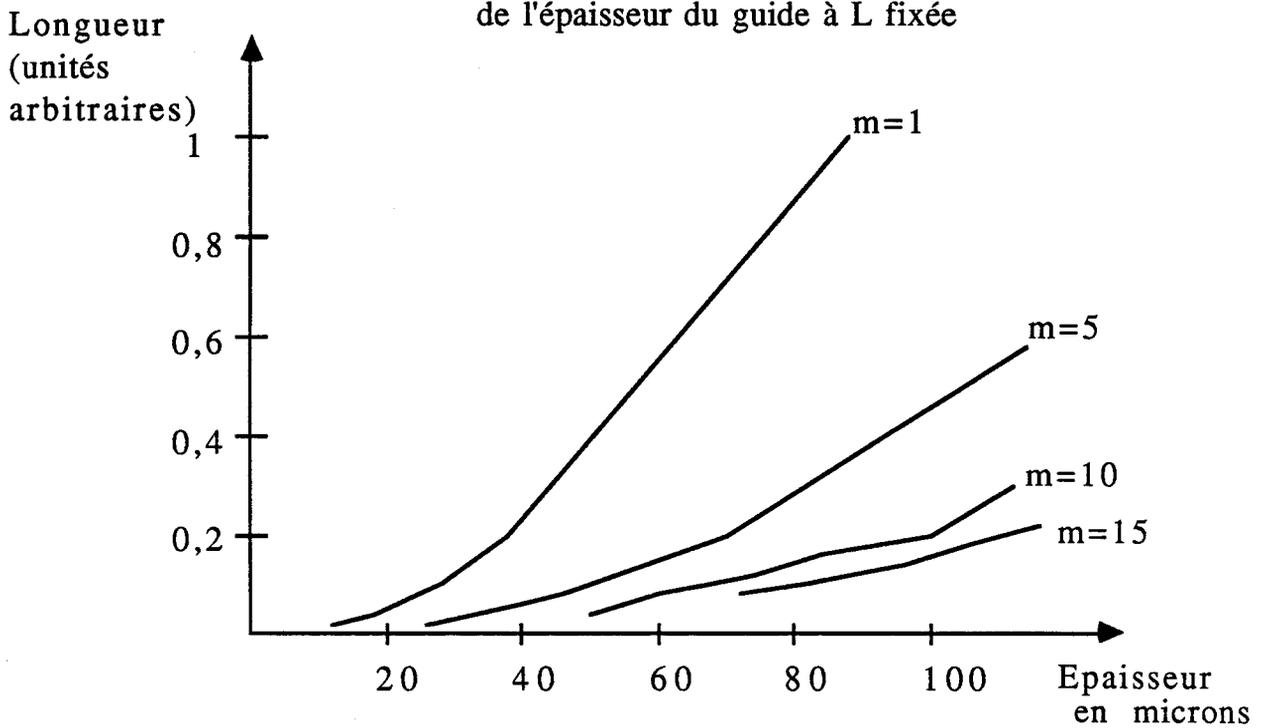


Figure 3-1-12: Longueur de couplage optimale en fonction de l'épaisseur du guide pour différents modes

A partir de l'équation donnant le coefficient de couplage, on peut tracer les courbes représentant l'efficacité de couplage dans les différents modes suivant l'épaisseur du guide et la géométrie du faisceau; ces courbes sont tracées à la figure 3-1-11.

Comme le montre la figure 3-1-11, pour un guide largement surdimensionné, le mode le mieux couplé n'est plus le TE_{00} mais un mode d'ordre supérieur. Ceci s'explique (voir la figure 3-1-12) par le fait que lorsque l'épaisseur augmente, il faut une longueur d'interaction de plus en plus importante pour qu'un mode donné soit couplé efficacement et l'efficacité diminue rapidement pour les modes d'ordre faible lorsque la longueur optimale a été dépassée (Lotspeich 1974).

3.1.3. Les pertes du guide

3.1.3.1. Pertes dues à l'état de surface

Quelque soit le guide utilisé, il y a toujours des imperfections liées à la géométrie et principalement à l'état de surface du guide. De ces défauts résultent des pertes.

Plusieurs types de pertes existent que l'on peut distinguer suivant le mécanisme par lequel elles se produisent: conversion de mode, dispersion vers l'extérieur du guide engendrant des pertes par radiation, et dispersion vers l'intérieur du guide se traduisant par l'apparition d'un bruit.

Les pertes les plus étudiées sont celles par radiation (Marcuse 1969, Tsai et Tuan 1974, Mianaga et al. 1978). Le formalisme développé pour étudier un tel phénomène est le plus souvent de considérer une perturbation locale de l'indice que l'irrégularité du guide induit.

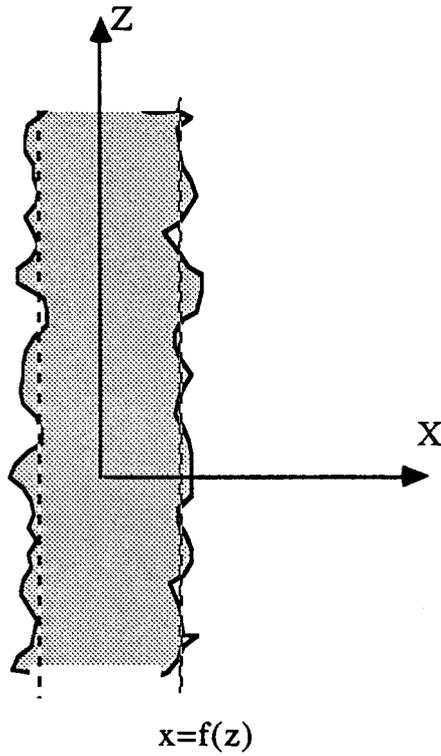


Figure 3-1-13: Géométrie du guide diélectrique avec des irrégularités de surface traduites par la fonction $x=f(z)$

N_d cm^{-3}	Coefficient d'absorption dB/cm
10^{18}	270
10^{16}	27
10^{15}	0,3

Figure 3-1-14: Pertes infra-rouge d'un guide en AsGa pour différentes valeurs de dopage

Le problème d'une telle théorie est de déterminer judicieusement la fonction Δn^2 car expérimentalement on ne connaît jamais de façon précise la structure de la surface qui en général a une rugosité aléatoire. Néanmoins, ces pertes sont les plus importantes dans notre cas étant donné la méthode de réalisation utilisée, et leur estimation lors du bilan de puissance du guide, nous permettra de déterminer la qualité de l'état de surface obtenue.

3.1.3.2. Les pertes dues aux porteurs libres

Dans le domaine infra-rouge à 10 μm utilisé ici, les seules pertes de l'AsGa sont celles dues à la présence de porteurs libres dans le cristal: un photon vient exciter un électron dans la bande de conduction ou un trou dans la bande de valence. Ceci induit une variation de la constante diélectrique complexe et donc une augmentation des pertes. En utilisant le modèle de Drude-Lorentz (Fan 1967) avec $\epsilon_r = \epsilon_1 - j\epsilon_2$ on a:

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r0} - \frac{\omega_p^2}{\omega_d^2 + \omega^2}$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_d}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega_d^2 + \omega^2}$$

avec $\omega_p^2 = \frac{N_d e^2}{m_s \epsilon_0}$ et $\omega_d = \frac{e}{m_s \mu}$ μ étant la mobilité des porteurs, m_s la masse des électrons et N_d le taux de concentration des porteurs, ω la pulsation du champ infra-rouge.

Le coefficient d'absorption infra-rouge est donné par:

$\alpha = \frac{2 X \omega}{c}$ où X est la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau: $N = N_r + jX$ qui est obtenu par l'équation $N = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$.

On obtient donc:

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} \frac{\epsilon_2}{\sqrt{2 \left[\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \right]}}$$

On remarque que le coefficient d'absorption ainsi obtenu augmente avec la densité de porteurs libres par l'intermédiaire du terme ω_p . Ainsi les coefficients d'absorption augmentent rapidement avec le dopage N_d comme indiqué au tableau 3-1-14 (Delacourt 1985). Il faut donc que l'infra-rouge se propage dans une couche la moins dopée possible si l'on désire avoir la meilleure transmission.

3.2. LA LIGNE HYPERFRÉQUENCE

La ligne hyperfréquence est le second élément de notre modulateur. En optique intégrée, la méthode classique pour réaliser le guide est une croissance épitaxiale d'AsGa sur un substrat fortement dopé, le substrat servant de plan de masse. Ici nous ne pouvons plus utiliser cette structure car le substrat limite la bande passante du modulateur. Nous avons donc développé une ligne en plaçant directement le guide d'AsGa sur un support métallique. Après une justification du type de ligne utilisée, nous explicitons le choix de la structure de la ligne et les conséquences pour la propagation de l'onde infra-rouge et de l'onde hyperfréquence.

3.2.1. Choix de la ligne micro-électronique

En micro-électronique, la structure de ligne de transmission la plus simple est la configuration planaire qui permet d'ajuster les caractéristiques de la ligne en ne modifiant que les dimensions de l'électrode; on peut de plus réaliser ce type de ligne par des techniques conventionnelles de photolithographie ou de photogravure.

Il en existe plusieurs types utilisés pour la réalisation de circuit intégré hyperfréquence (figure 3-2-1):

- la ligne micro-ruban
- la ligne coplanaire à deux ou trois électrodes.

Pour obtenir un champ important, il faut que la distance entre électrodes soit la plus faible possible (de l'ordre de quelques dizaines de microns). On remarque que dans ce cas le recouvrement entre le champ modulant

et l'onde infra-rouge pour la ligne coplanaire est médiocre, tandis que dans le cas d'une ligne micro-ruban, celui-ci peut être excellent si l'on utilise une électrode suffisamment large. C'est ce critère qui a motivé notre choix pour la ligne micro-ruban bien que celle-ci impose d'avoir un plan de masse proche de l'électrode et donc une épaisseur de cristal très faible. C'est ce problème qui est discuté au paragraphe suivant.

3.2.2. Choix de la structure du guide

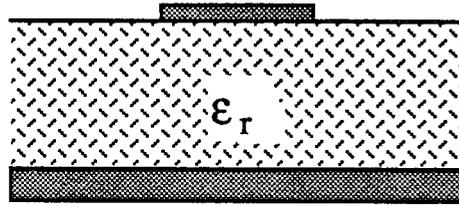
La structure la plus simple à réaliser est a priori un guide épitaxié. On fait croître une couche d'AsGa faiblement dopé ($N_d \approx 10^{12}$ à 10^{13} cm^{-3}) sur une couche fortement dopée ($N_d \approx 10^{18}$ cm^{-3}). La première sert de guide d'onde et la seconde de substrat pour l'onde infra-rouge et de "plan de masse" pour l'hyperfréquence.

3.2.2.1. Les propriétés optiques

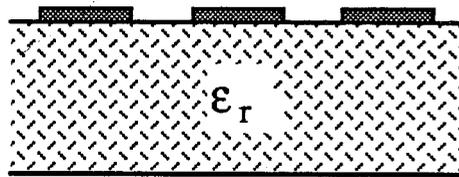
Pour un tel guide, les propriétés optiques dues à la présence de porteurs libres ont été décrites par Drüde-Lorentz (voir le paragraphe 3.1.3.2.). La variation de l'indice Δn due au dopage est pour un semi-conducteur dopé N:

$$\Delta n = -\frac{1}{8} \frac{N_d e^2 \lambda^2}{n_0 m_e^* \epsilon_0 \pi^2 c^2}$$

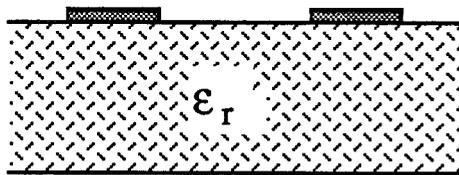
où n_0 représente l'indice du matériau en l'absence de porteurs libres, N_d la concentration de dopant, λ la longueur d'onde et m_e^* la masse effective de l'électron. Une forte concentration de porteurs dans le substrat est nécessaire à un bon guidage de l'onde optique. De plus comme on l'a vu précédemment il faut que la couche épitaxiée soit le moins dopée possible pour éviter les pertes en infra-rouge. En pratique



Ligne micro-ruban



Ligne coplanaire à trois électrodes



Ligne coplanaire à deux électrodes

Figure 3-2-1: Différents types de lignes micro-électroniques

on peut obtenir un écart d'indice entre le guide et le substrat de l'ordre de 0,3 avec $N_d \approx 10^{12}$ à 10^{13} cm^{-3} pour le guide et $N_d \approx 10^{18}$ cm^{-3} pour le substrat.

3.2.2.2. Propriétés hyperfréquences

En suivant la démarche de Purcell (Purcell 1968) on sépare les pertes micro-ondes selon leur origine: les unes sont dues au conducteur et les autres au diélectrique. En particulier dans le cas du modulateur considéré ici, les pertes les plus significatives sont celles dues à la mauvaise conductivité du plan de masse. Ces pertes sont données par la formule:

$$\alpha = \frac{1}{2\mu_0 Z} R_s \frac{dL}{dh}$$

avec R_s la résistance d'effet de peau dans le substrat n^+ : $R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{\sigma}}$
et L le coefficient d'auto-induction par unité de longueur de la ligne soit d'après les formules de Wheeler pour $w/h \geq 2$ (Wheeler 1942):

$$L = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{\frac{w}{2h} + \frac{1}{\pi} \ln \left[2\pi e \left(\frac{w}{2h} + 0,94 \right) \right]}$$

avec w et h la largeur du ruban et l'épaisseur de la couche, Z l'impédance caractéristique de la ligne elle aussi donnée par les formules de Wheeler (voir le paragraphe 3.2.4.1.).

On obtient ainsi avec la ligne décrite à la figure 3-2-2 une atténuation de $\alpha \approx 15$ dB/cm pour une fréquence de modulation de 13 GHz. Cette atténuation est beaucoup trop importante pour nous permettre de

réaliser un modulateur efficace, il faut donc absolument s'affranchir de la couche fortement dopée et utiliser un vrai plan de masse métallique.

Pour cela, on réalise un guide en collant une plaquette d'AsGa sur un plan de masse en cuivre ou en laiton puis elle sera abrasée de façon à obtenir l'épaisseur de guide désirée, en pratique la plus fine que l'on puisse obtenir (Cf la figure 3-2-3).

De plus pour limiter les effets de la colle sur la propagation et retrouver une structure de guide d'onde, on vient déposer un film d'or à la base du guide. De cette façon, l'onde infra-rouge est bien confinée dans le guide car elle est réfléchiée à l'interface AsGa/Au. Toutefois cette métallisation modifie le comportement du guide comme on le verra dans le paragraphe suivant.

3.2.3. Influence du métal sur la propagation

L'indice de réfraction complexe d'un métal déduit de sa constante diélectrique $\epsilon_r = \epsilon_{r0} - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$ obéit à la relation:

$$n_2^2 = n^2(1-k^2) - 2jnk$$

L'atténuation lors de la réflexion à l'interface entre deux matériaux d'indice n_1 et n_2 , avec n_2 complexe, est donnée par (Cheo et al. 1973):

$$1-r^2 \approx \frac{4n_1 \cos\theta_1}{(n_1 \cos\theta_1 + n)^2 + n^2 k^2} \quad \text{pour les modes TE}$$

$$1-r^2 \approx \frac{4n_1 \cos\theta_1}{(n_1 \cos\theta_1 + n)^2 + n^2 k^2 \cos^2\theta_1} \quad \text{pour les modes TM}$$

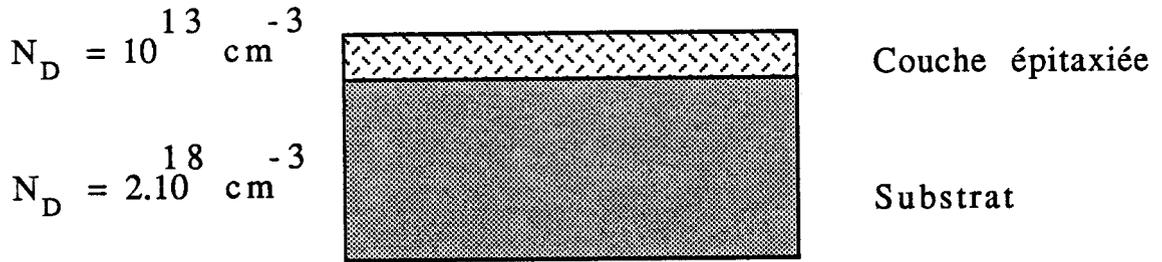


Figure 3-2-2: Exemple simple de guide épitaxié en AsGa

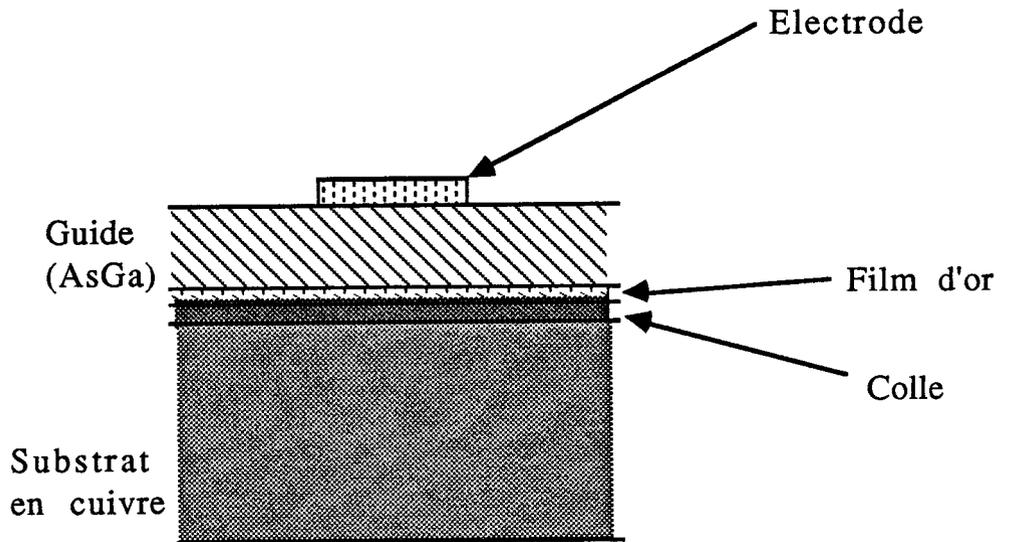


Figure 3-2-3: Géométrie du guide obtenu par amincissement d'une couche d'AsGa semi-isolante

avec $\cos\theta_1 = (m+1)\frac{\lambda}{2n_1 d}$ où d représente l'épaisseur du guide.

Le rapport d'atténuation entre les modes TE et les modes TM prend une forme particulièrement simple (Garmire et Stoll 1972):

$$\frac{\alpha_{TM}}{\alpha_{TE}} = \frac{k^2 n^2}{n_1^2} \quad \text{soit} \quad \frac{\alpha_{TM}}{\alpha_{TE}} \approx 10^4$$

L'atténuation pour les modes TM est donc beaucoup plus importante que pour les modes TE et on peut considérer que en fait seuls les modes TE se propagent et que les TM sont inexistantes dans un tel guide (Thyagarajan et al. 1985, Takano 1972).

3.2.4. Adaptation de la ligne micro-ruban

La ligne micro-ruban doit remplir plusieurs conditions. Elle assure:

- un bon accord des vitesses de phase de l'onde infra-rouge et de l'onde hyperfréquence
- un bon recouvrement de l'onde modulante et de l'infra-rouge
- une adaptation hyperfréquence de la ligne large bande entre 8 et 18 GHz.

3.2.4.1. Adaptation des vitesses de phase

On a vu (paragraphe 1.4.2.) que le rendement du modulateur dépend de l'accord des vitesses de phase des ondes modulante et infra-rouge selon une loi du type:

$$\eta = A \left[\frac{\sin \frac{\omega_m l}{2} \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_m} \right)}{\frac{\omega_m l}{2} \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_m} \right)} \right]^2$$

et que le rendement maximal est évidemment obtenu pour l'accord des vitesses:

$$v_{ir} = v_m \quad \text{soit} \quad n_{ir} = \sqrt{\epsilon_{reff}}$$

où ϵ_{reff} correspond à la permittivité diélectrique effective de la couche aux fréquences données.

L'indice infra-rouge varie peu en fonction du mode propagé étant donné que le guide est largement surdimensionné; on pourra donc faire l'approximation:

$$n_{ir} = n_{AsGa} = 3,27.$$

Différentes méthodes ont été développées pour déterminer la permittivité diélectrique micro-onde. Nous nous limiterons aux modèles simples ayant une formulation analytique facilement exploitable. Les plus classiques sont les formulations empiriques de Schneider (Schneider 1969), de Wheeler (Wheeler 1965) et d'Hammerstad (Hammerstad 1975) qui donnent la permittivité et l'impédance caractéristique de la ligne en fonction de w et h , largeur et épaisseur de la ligne (voir la figure 3-2-4).

Elles peuvent être synthétisées dans le tableau ci-dessous qui donne les valeurs de ϵ_{reff} et de Z_c correctes à mieux que 10^{-2} (Gupta 1980, Hammerstad 1975):

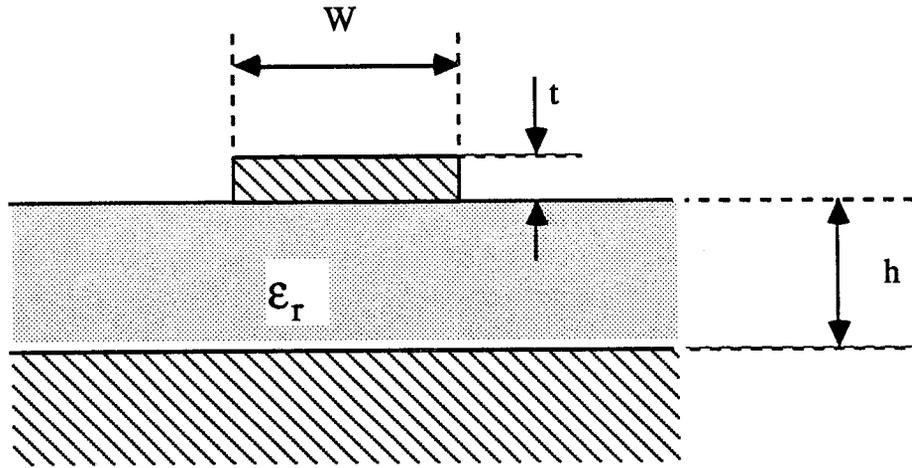


Figure 3-2-4: Structure de la ligne micro-ruban, les parties métalliques sont hachurées

Effet pris en compte	$\Delta\epsilon_{re}$
$t/h = 0,1$	- 0,08
$f = 8 \text{ GHz}$	+ 0,045
$f = 18 \text{ GHz}$	+ 0,15

Figure 3-2-5: Changement de caractéristique d'une ligne micro-ruban en AsGa avec l'épaisseur de la ligne ou la fréquence micro-onde

Pour $10 \geq \frac{w}{h} \geq 1$:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{12h}{w}\right)^{-1/2}$$

$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \frac{120\pi}{\frac{w}{h} + 1,393 + 0,667 \text{Ln}\left(\frac{w}{h} + 1,444\right)}$$

Pour $\frac{w}{h} \leq 1$:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{12h}{w}\right)^{-1/2} + 0,04 \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \right]$$

$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} 60 \text{Ln}\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right)$$

où les valeurs de Z_c sont données en Ω .

Les valeurs ainsi obtenues doivent être modifiées pour tenir compte de l'épaisseur du ruban (les expressions ci-dessus supposaient en effet une épaisseur négligeable).

On introduit pour cela des épaisseurs effectives de ligne w_e (Bahl et Ramesh Garg 1977):

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1,25 t}{\pi h} \left(1 + \text{Ln} \frac{4\pi w}{t}\right) \text{ pour } w/h \leq 1/2\pi$$

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1,25 t}{\pi h} \left(1 + \text{Ln} \frac{2h}{t}\right) \text{ pour } w/h \geq 1/2\pi$$

Et une correction de ϵ_{reff} que l'on remplace par ϵ'_{reff} tel que:

$$\epsilon'_{\text{reff}} = \epsilon_{\text{reff}} - c \quad \text{avec } c = \frac{\epsilon_r - 1}{4,6} \frac{\frac{t}{h}}{\sqrt{\frac{w}{h}}}$$

Il est à noter que la variation apportée par cette modification (où w/h est de l'ordre de 10) n'est que de l'ordre de quelques pourcent dans notre cas (voir le tableau 3-2-5).

De plus intervient l'effet de dispersion en fréquence qui correspond au fait que la ligne n'est pas réellement TEM. Des formulations donnant une dépendance simple de ϵ_{reff} et de Z_c en fonction de la fréquence ont été développées (Gestinger 1973, Carlin 1973, Edwards et Owens 1976) :

$$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{reff}}(0)}{1+P}$$

avec

$$P = \left(\frac{h}{Z_c}\right)^{1,33} [0,43f^2 - 0,009f^3]$$

ou h est en mm et f en GHz.

L'impédance est donnée par:

$$Z_c(f) = Z_c(0) \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{reff}}(0)}{\epsilon_{\text{reff}}(f)}}$$

De même, cette dispersion n'apporte qu'une faible variation de la permittivité sur toute la bande ainsi dans notre cas, elle n'est que de quelques pourcent (Cf le tableau 3-2-5).

On a ainsi pu tracer la valeur de ϵ_{reff} en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de w/h (figure 3-2-6) et comme les formulations donnant ϵ_{reff} sont obtenues par mesure de la vitesse de phase d'une onde hyperfréquence (Troughton 1968, Deibele et Beyer 1987), on en déduit la variation avec la fréquence du rendement du modulateur (figure 3-2-7).

On observe que le rendement varie fortement suivant le rapport w/h

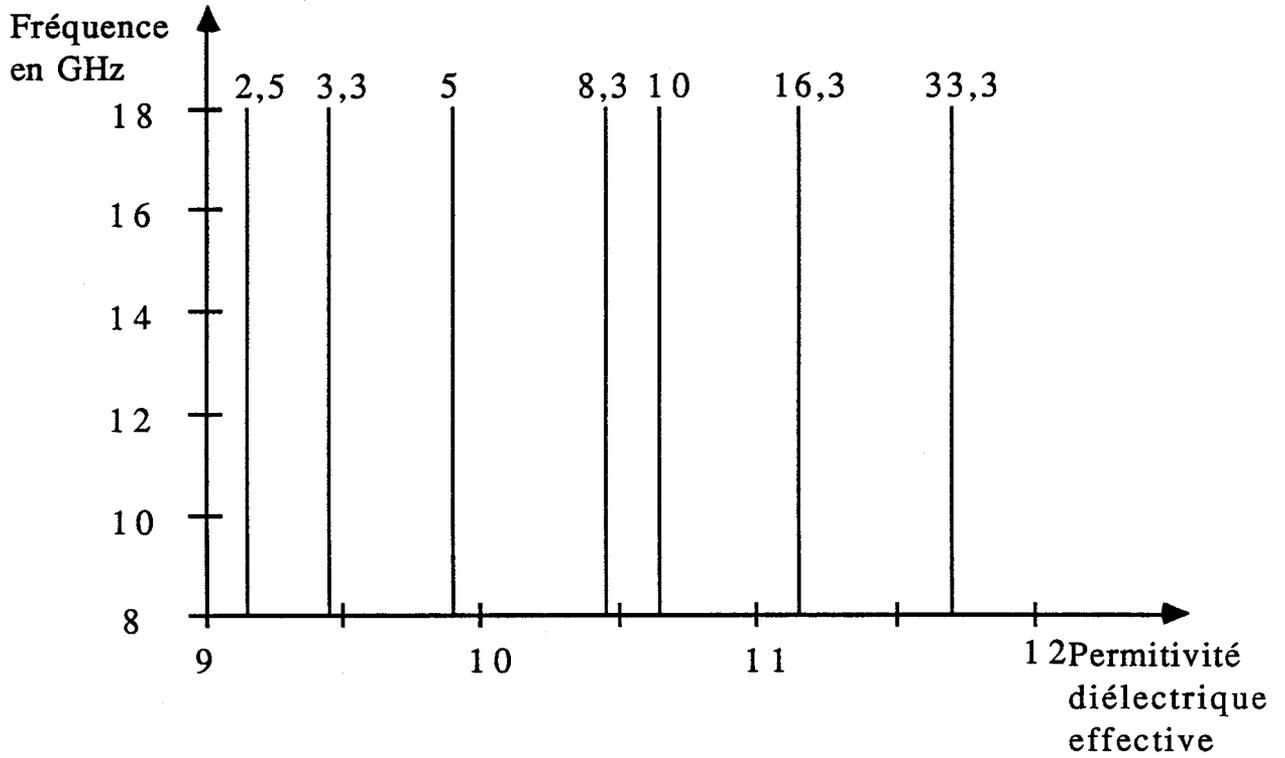


Figure 3-2-6: Permittivité diélectrique effective en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de w/h

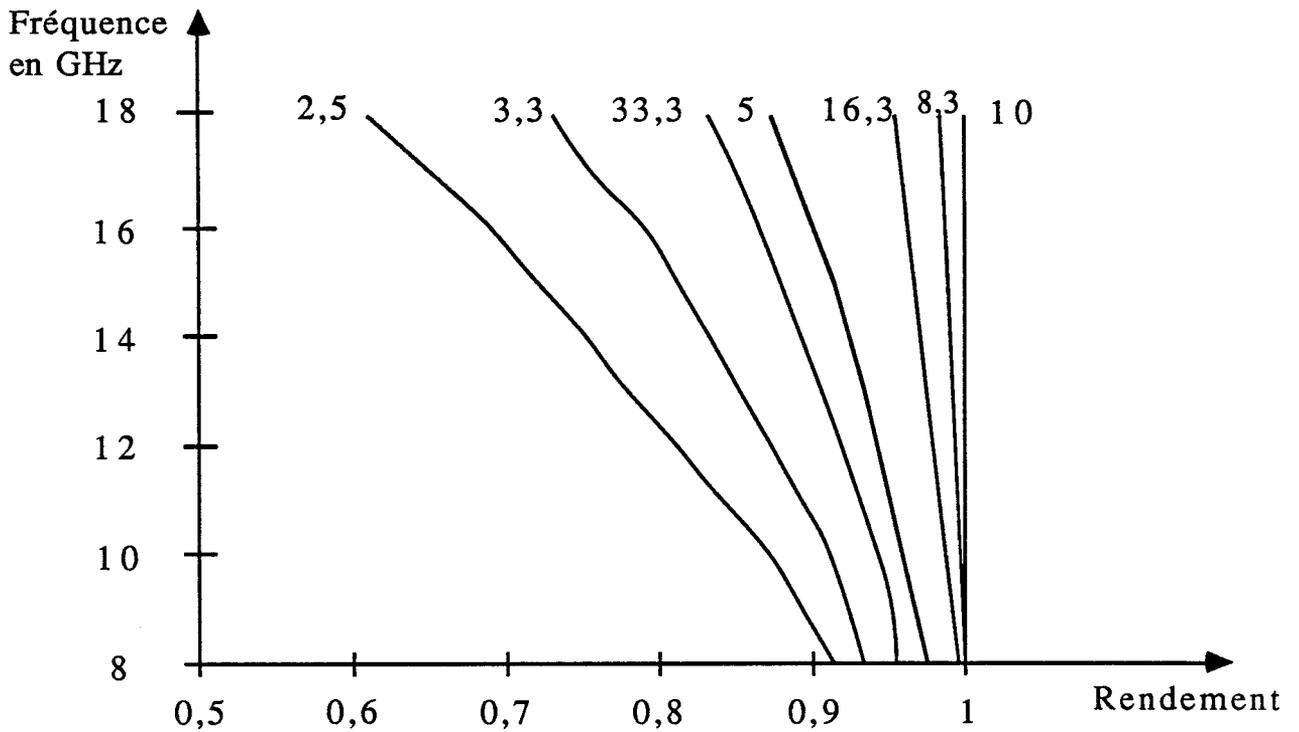


Figure 3-2-7: Rendement du modulateur en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de w/h
Ce rendement étant égal à 1 pour une adaptation des vitesses de phases des deux ondes

utilisé et que dès qu'il y a une désadaptation, le rendement diminue de façon importante en fonction de la fréquence. Cependant sur toute la gamme $10 \geq w/h \geq 3$, ce rendement est toujours supérieur à 80%.

En respectant ces conditions, on pourra réaliser une ligne micro-ruban supportant une large gamme de valeurs w/h tout en ayant un bon rendement sur toute la gamme de fréquences.

Tous les modèles développés ne sont valables que pour $10 \geq w/h$. Pour les valeurs supérieures, il faut accepter une marge d'erreur plus importante pour les formules développées ci-dessus.

3.2.4.2. Recouvrement infra-rouge hyperfréquence

La figure 3-2-8 représente la schématisation la plus simple des lignes de champ dans la ligne où l'on a considéré que le champ est confiné sous la ligne micro-ruban. Dans ce cas, pour avoir un bon recouvrement de l'onde hyperfréquence et de l'infra-rouge, il faut que l'essentiel de l'onde infra-rouge soit sous la ligne. On utilisera donc une ligne micro-ruban la plus large possible pour optimiser ce recouvrement. Mais cette largeur est limitée par deux considérations: la première qui a déjà été discutée précédemment impose $w/h \leq 10$ pour avoir un rendement acceptable du modulateur, la seconde est liée à l'impédance de la ligne qui ne peut être trop faible pour transmettre de fortes puissances hyperfréquence. Ceci va être discuté au paragraphe suivant.

3.2.4.3. Adaptation hyperfréquence de la ligne

Comme on vient de le voir, la permittivité diélectrique et l'impédance d'une ligne micro-ruban sont obtenues en fonction du rapport w/h par une formule empirique. A fortiori la variation de l'impédance en fonction de l'épaisseur du ruban d'or et la dispersion en fonction de la fréquence

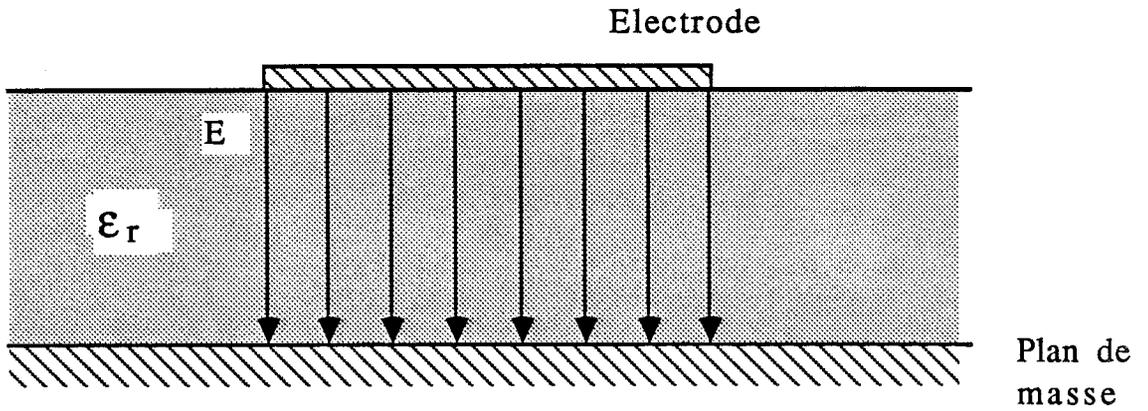


Figure 3-2-8: Schématisation des lignes de champ dans une ligne micro-ruban

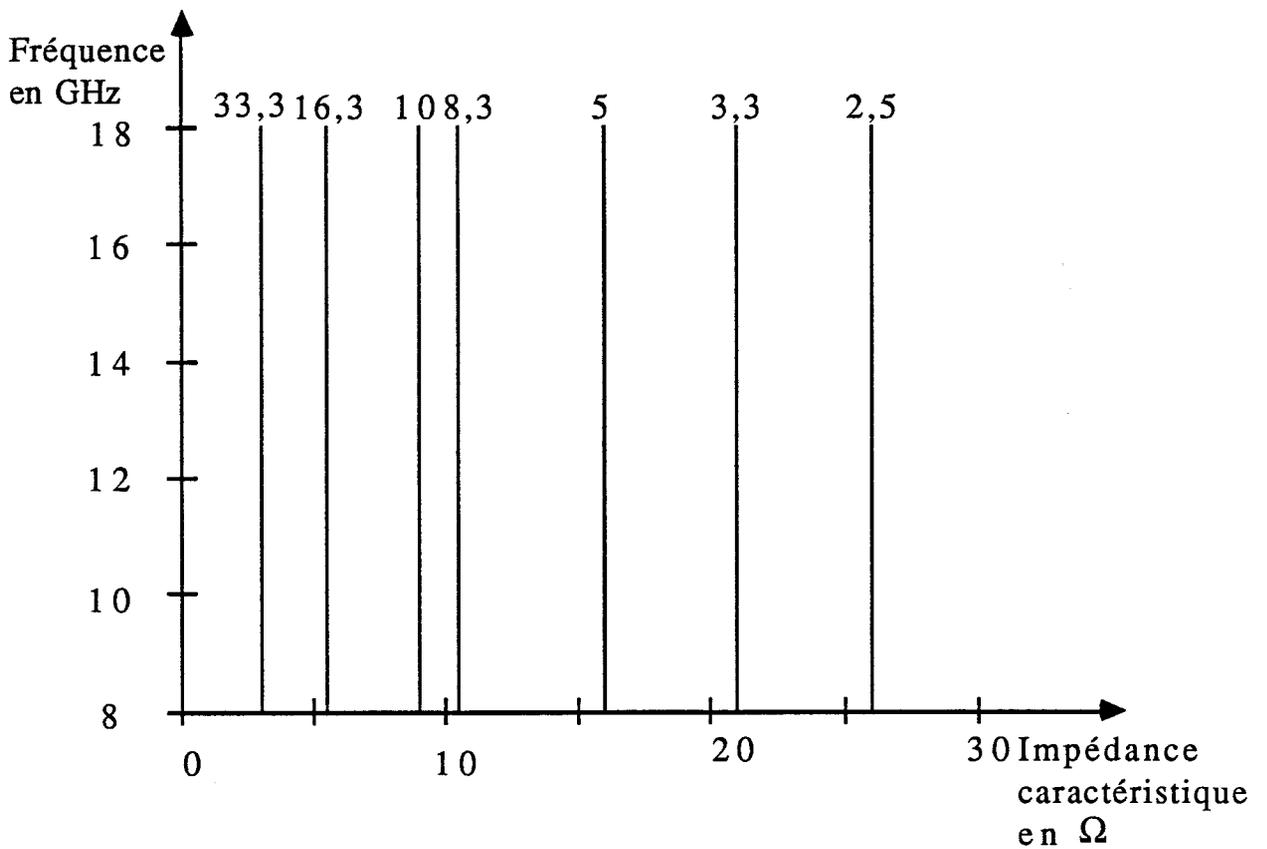


Figure 3-2-9: Impédance caractéristique en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de w/h

seront elles aussi discutées empiriquement. Les courbes représentant ces variations sont tracées pour plusieurs valeurs de w/h à la figure 3-2-9. Elles montrent que l'impédance n'évolue que de quelques pourcent en fonction de la fréquence; en revanche elle évolue rapidement en fonction du rapport w/h . Dans notre modulateur où pour des raisons d'efficacité l'épaisseur de diélectrique est faible ($h \approx 30 \mu\text{m}$), il faut limiter $w \approx 0,75$ mm pour obtenir une impédance de ligne qui ne soit pas trop faible (de l'ordre de quelques Ohms).

De plus il faut que l'impédance soit aussi proche que possible de 50Ω pour pouvoir facilement coupler l'hyperfréquence à cette ligne. Dans notre cas, cela n'est possible qu'au prix d'une perte énorme soit au niveau du rendement si l'on rétrécit la ligne et l'on a alors un très mauvais accord de phase, soit au niveau de l'efficacité de modulation si l'on utilise une épaisseur de diélectrique beaucoup plus importante. En effet, à partir des formules nous donnant w/h en fonction de Z_c , on obtient:

$$\frac{w}{h} = \frac{8 e^A}{e^{2A-2}} \quad \text{avec } A = \frac{Z_c}{60} \left[\frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0,23 + \frac{0,11}{\epsilon_r} \right) \right]$$

soit pour $Z_c = 50 \Omega$, $w/h = 0,76$, valeur irréaliste compte tenue du diamètre du faisceau laser à moduler.

Il faudra donc réaliser une adaptation de la ligne micro-ruban pour passer des 50Ω du câble à l'impédance caractéristique de la ligne. Nous nous sommes de plus fixé comme objectif une bande passante de 8 à 18 GHz. Il faut alors effectuer une adaptation large bande avec le meilleur taux de transmission hyperfréquence sur toute cette bande, ce qui sera réalisé à l'aide d'adaptateurs quart d'onde. Ces transformateurs quart d'onde sont décrits plus en détail dans le paragraphe 4.4..

3.2.5. Efficacité de modulation

En supposant un recouvrement idéal entre les deux ondes hyperfréquence et infra-rouge, et une adaptation parfaite de la ligne micro-ruban, on peut exprimer la puissance micro-onde dans le diélectrique en fonction du flux du vecteur de Poynting:

$$P_{mw} = \int_S \vec{P} \cdot d\vec{S}$$

où S est la surface w.h et l'on a:

$$P_{mw} = \frac{hS E^2}{Z_c}$$

à un facteur de rendement de la ligne micro-ruban près. On en déduit donc la puissance véhiculée par une bande latérale:

$$\frac{P_{sb}}{P_c} = \frac{\left(\frac{\pi l}{\lambda} n_0^3 r_{41} \right)^2}{16} \frac{P_{mw} Z_c}{S} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\omega_{ml}}{2} \left(\frac{1}{v_{ir}} - \frac{1}{v_{hyper}} \right) \right]$$

Cette expression est obtenue en négligeant l'atténuation de la ligne hyperfréquence; celle-ci sera étudiée au paragraphe suivant, où l'on voit que cette approximation est pleinement justifiée dans le cas du dispositif réalisé..

3.2.6. Atténuation de la ligne hyperfréquence

Deux types de pertes sont présentes dans ces lignes: les pertes dues au diélectrique et celles dues à l'électrode.

3.2.6.1. Les pertes dues à l'électrode

Celles-ci sont dues à l'inductance L causée par l'effet de peau sur les

bords du conducteur. Une schématisation en a été développée par Wheeler et a été présentée au paragraphe 3.2.2.2. Rappelons simplement qu'elles sont faibles pour un bon conducteur (voir la figure 3-2-10).

3.2.6.2. Les pertes dues au diélectrique

Pour une ligne remplie uniformément de diélectrique, les pertes sont indépendantes de la géométrie de la ligne; mais dans le cas d'une ligne mixte c'est à dire avec un diélectrique au dessus de la ligne différent de celui situé au-dessous, le coefficient de pertes varie avec les caractéristiques de la ligne par l'intermédiaire de la permittivité effective:

$$\alpha_d = 4,34 \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \frac{\epsilon_{\text{reff}} - 1}{\epsilon_r - 1} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \sigma \quad \text{dB/unité de longueur}$$

où σ est la conductivité du diélectrique. Cette formule est valable pour des substrats où σ est différent de zéro, ce qui est le cas des semi-conducteurs.

Pour ce type de substrats, on remarque que les pertes diélectriques sont importantes, du même ordre de grandeur que les pertes du conducteur voire même supérieures (voir la figure 3-2-10). Pour l'AsGa les atténuations ($\alpha_c + \alpha_d$) obtenues sont de l'ordre de 0,3 dB/cm ce qui est tout à fait acceptable en comparaison des autres pertes qui limitent l'efficacité de modulation (désadaptation de la ligne, mauvais recouvrement des ondes).

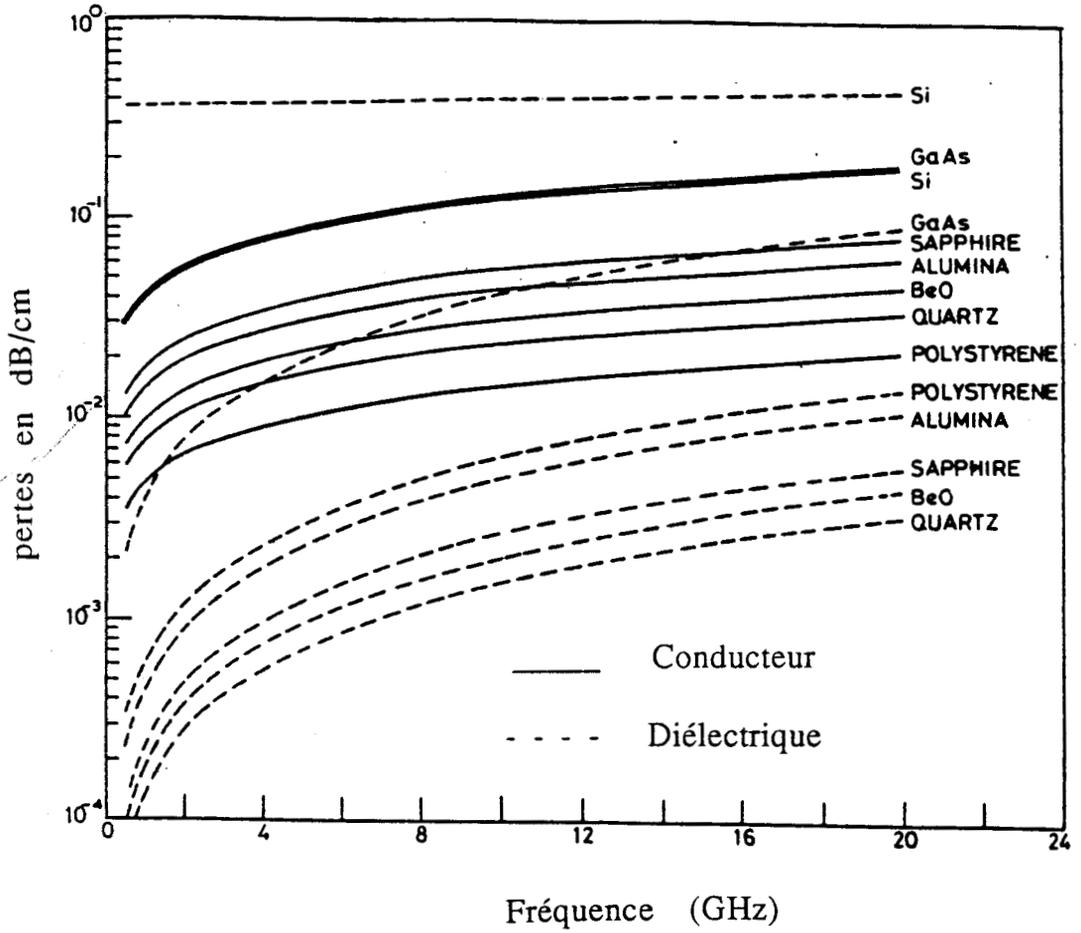


Figure 3-2-10: Pertes des conducteurs et des diélectriques d'une ligne micro-ruban en fonction de la fréquence

3.3. NOTRE MODULATEUR

Etant donné que seuls les modes TE se propagent, on ne peut pas effectuer une modulation d'amplitude comme pour le modulateur à propagation libre, car il est nécessaire que le faisceau puisse se propager suivant les deux polarisations. On réalisera donc ici un modulateur de phase, et dans ce cas, on ne peut donc plus utiliser un polariseur pour séparer la porteuse des bandes latérales. On utilisera à cet effet un interféromètre à deux ondes pour la modulation basse fréquence, un interféromètre de Pérot-Fabry pour une modulation hyperfréquence. En effet pour une modulation basse fréquence, le détecteur peut récupérer directement dans les limites fixées par sa bande passante l'information de modulation. Par contre à plus haute fréquence il faut impérativement utiliser un dispositif interférométrique du type étalon de Pérot-Fabry par exemple.

3.3.1. Description de l'étalon de Pérot-Fabry

Le Pérot-Fabry est une cavité résonnante passive qui peut être utilisée soit en transmission soit en réflexion. Pour une bonne efficacité, le faisceau laser doit être adapté à la cavité, surtout dans le cas où la cavité est fermée par deux miroirs sphériques de même rayon de courbure. Il faut que la ceinture du faisceau soit au centre de la cavité et que la courbure du faisceau sur les miroirs soit égale à leur rayon de courbure.

Dans ces conditions de bonne adaptation, le taux de transmission du Pérot-Fabry I_t est donné par:

$$I_t = I_0 \frac{T_1 T_2}{(1 - r_1 r_2 \cos \phi)^2 + r_1^2 r_2^2 \sin^2 \phi}$$

avec $\phi = \frac{4\pi L}{\lambda}$ le déphasage introduit par la propagation de l'onde sur un aller-retour; $T_i = |t_i|^2$ et $R_i = |r_i|^2$ avec t_1, r_1 et t_2, r_2 respectivement les coefficients de transmission et de réflexion en champ des deux miroirs. En considérant ces miroirs identiques ($R_1=R_2=R$) on obtient:

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{(1-R\cos\phi)^2 + R^2\sin^2\phi}$$

Soit encore:

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + m\sin^2\frac{\phi}{2}} \quad \text{avec} \quad m = \frac{4R}{(1-R)^2}$$

Les deux caractéristiques importantes d'un étalon sont sa finesse et son intervalle spectral libre.

Ce dernier correspond à l'écart entre les fréquences de résonance que l'on peut atteindre en faisant varier la fréquence:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}$$

avec n l'indice du milieu et L la longueur du Pérot-Fabry:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}$$

Le déphasage ϕ s'exprime en fonction de l'intervalle spectral libre:

$$\phi = \frac{4\pi L}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{\Delta\nu}$$

avec ν la fréquence de l'onde infra-rouge.

La finesse N est définie comme le rapport de l'intervalle spectral libre à

la largeur à mi-hauteur, et s'exprime en fonction de R:

$$N = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

Et le taux de transmission de l'étalon varie avec la fréquence selon la loi:

$$\frac{I_t}{I_M} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2N}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi \nu}{\Delta\nu}\right)}$$

Il est à noter que cette expression ne prend en compte que les pertes aux réflexions sur les miroirs. Elle peut être généralisée en introduisant les autres pertes dans le facteur de réflexion R pour obtenir le taux de puissance réfléchi par aller-retour. Ces pertes supplémentaires sont les pertes d'absorption et de diffusion aux miroirs, et les pertes de diffraction dues à l'ouverture finie des miroirs.

La quantité la plus utile dans l'utilisation du Pérot-Fabry pour nos expériences est le taux de réjection de la porteuse qui peut être calculé à partir du taux de transmission. Soit une porteuse à la fréquence ν_0 et des bandes latérales à $\nu_0 \pm \delta\nu$ avec $\delta\nu < \Delta\nu$, $\delta\nu$ étant la fréquence de modulation. Si la longueur du Pérot-Fabry est telle que l'on ait une transmission maximale pour une bande latérale, on a:

$$\phi(\nu_0 + \delta\nu) = 2k\pi$$

soit

$$\phi(\nu_0) = 2k\pi - \frac{2\pi \delta\nu}{\Delta\nu}$$

Dans ces conditions le taux de transmission de la porteuse est alors de :

$$\frac{I_t}{I_M} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2N}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi \delta\nu}{\Delta\nu}\right)}$$

La réjection maximale sera obtenue quand l'étalon présentera une antirésonance pour la porteuse. Elle vaut alors:

$$\frac{I_t}{I_M} = \frac{1}{1 + \left(\frac{2N}{\pi}\right)^2}$$

soit pour un étalon de finesse nettement supérieure à 1:

$$\frac{I_t}{I_M} = \frac{\pi^2}{4N^2}$$

En pratique pour une finesse de 10, on a une réjection de l'ordre de 16 dB.

3.3.2. Coupe du cristal

Pour réaliser un modulateur de phase avec un rendement maximal, il faut choisir une coupe de cristal telle que le champ appliqué soit perpendiculaire au plan cristallographique (001) (voir le paragraphe 1.3.1.). De plus, on choisit x et y à 45° de la direction de propagation de façon à ce que x' et y' , axes principaux en présence de champ appliqué, soient l'un dans la direction de propagation de l'infra-rouge, et l'autre perpendiculaire à cette direction. Nous avons utilisé des galettes d'AsGa fabriqués par Wacker-Chemitronic GmbH et dont la taille est schématisée à la figure 3-3-1. Cette coupe correspond à la position désirée, en faisant une permutation circulaire des axes, ce qui est équivalent étant données les symétries du cristal.

3.3.3. Présentation générale du modulateur réalisé

Nous avons choisi d'utiliser comme guide une couche abrasée puis repolie à une épaisseur de quelques dizaines de microns sur une

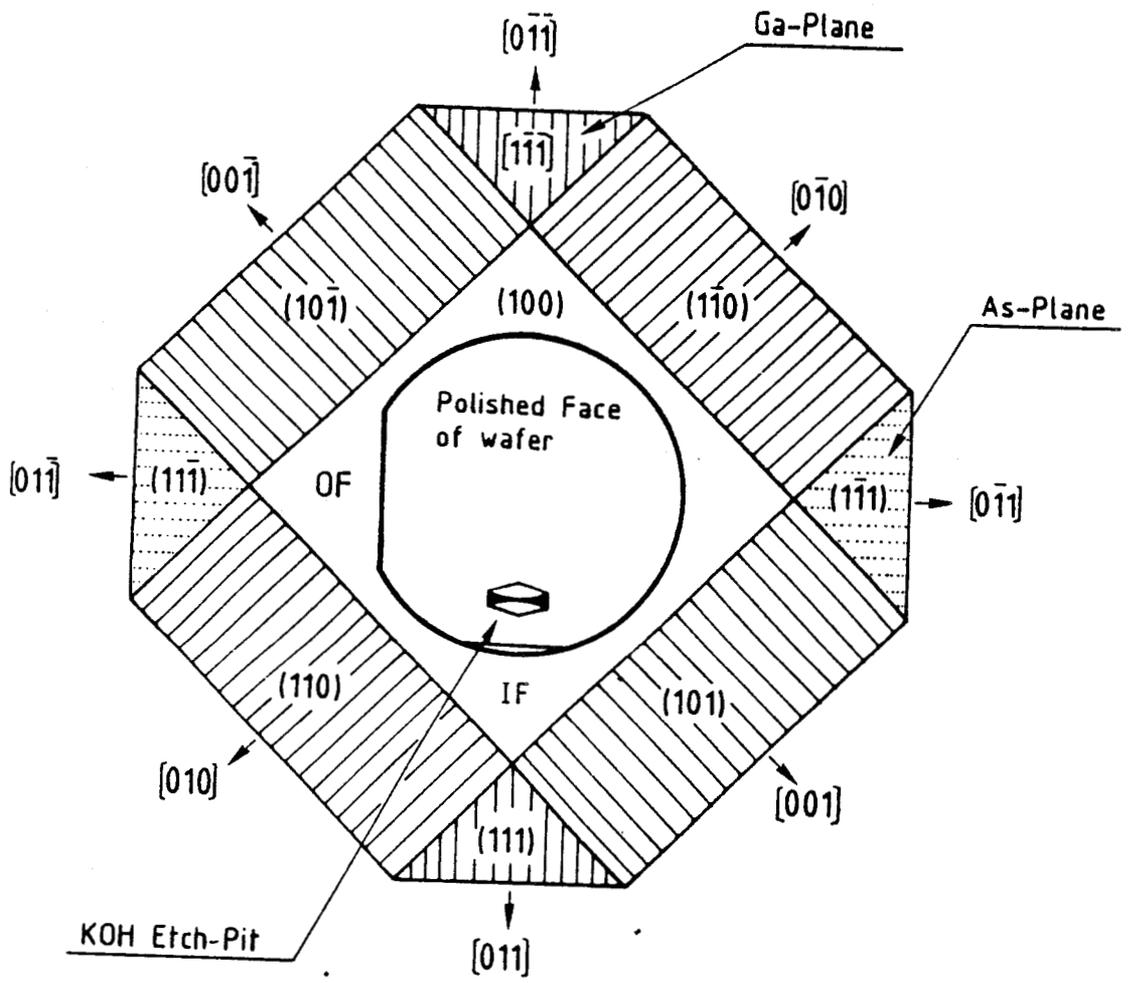


Figure 3-3-1: Orientation des plans cristallographiques de la galette d'AsGa

longueur de 5 cm. Une telle couche est évidemment très fragile, et pour éviter tout risque de destruction, elle est collée sur un support de cuivre ou de laiton. Ce collage est définitif et permet de la manipuler sans risque pour la suite des opérations (dépôt de ligne, test de couplage, etc). Pour ne pas perdre l'avantage des couches minces, il faut impérativement que le joint de colle soit le plus fin possible. Pratiquement les joints de colle réalisés ne dépasseront pas une épaisseur de 2 à 3 microns. Cette étape technologique est décrite en détail ultérieurement (voir le paragraphe 4.1.5.).

De plus, on dépose sur la galette d'AsGa un film d'or sur toute la surface pour retrouver la structure guidante (Voir le paragraphe 3-2-2-2). Ce film d'une épaisseur de 5000 Å d'or est déposé sur une couche d'accrochage en titane d'épaisseur 500 Å.

Compte tenu de l'espace occupé par les prismes de couplage, la longueur de la partie active de la ligne hyperfréquence est d'environ 3 cm. Le modulateur présentera à la fois une structure transverse multicouche et une structure longitudinale avec les éléments de couplage et de modulation comme cela est illustré à la figure 3-3-2. La structure transverse se présente de la façon suivante: un support de cuivre ou de laiton sur lequel est collée la couche d'AsGa, avec sur sa base un film d'or et sa couche d'accrochage; sur le dessus du guide est déposée l'électrode en or avec une couche d'accrochage. Longitudinalement, on trouve deux prismes de germanium posés aux extrémités de la couche pour coupler et découpler l'infra-rouge et entre ces prismes l'électrode en or.

Dans la partie suivante, nous décrivons les différentes étapes de la réalisation de ce modulateur puis sa caractérisation et son comportement en hyperfréquence.

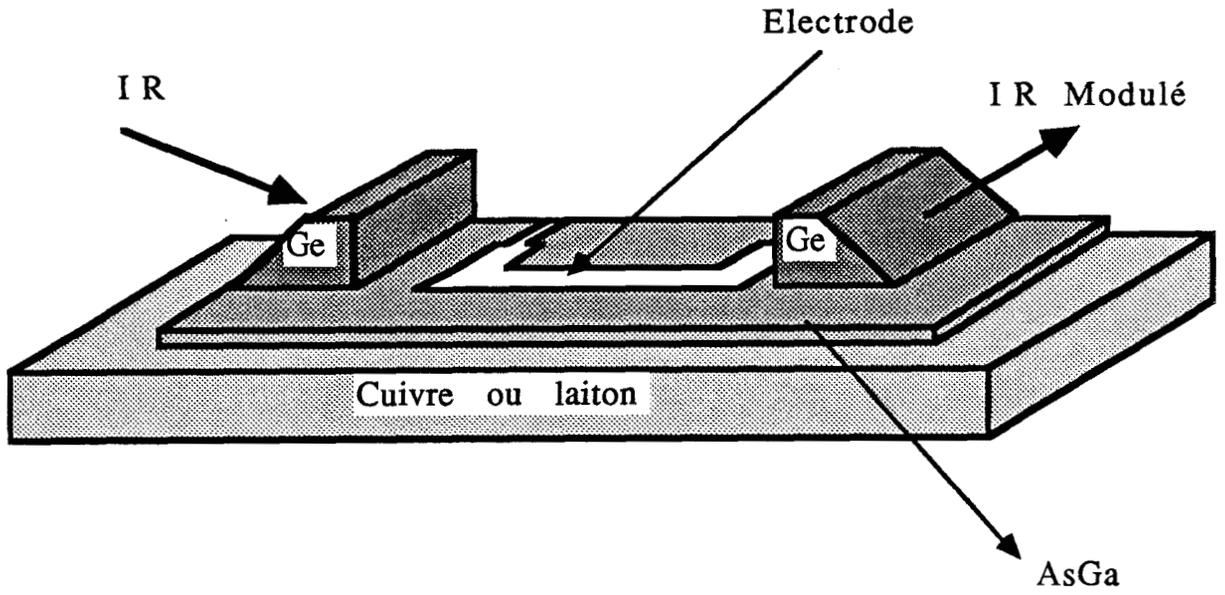


Figure 3-3-2: Le modulateur en optique intégrée

QUATRIEME PARTIE:

LE MODULATEUR EN OPTIQUE INTÉGRÉE: RÉALISATION

Les modulateurs demandent pour leur réalisation une très grande attention aussi bien lors de l'affinement du guide effectué par rodage et polissage que lors du dépôt de la ligne micro-ruban en or. Dans cette partie, nous décrivons d'abord la réalisation du guide et sa caractérisation infra-rouge ainsi que le dépôt de la ligne et sa caractérisation micro-onde, puis nous présentons les résultats obtenus pour nos premiers essais de modulation hyperfréquence.

4.1. LE POLISSAGE

La phase de réalisation des guides est très délicate car il faut obtenir un bon état de surface pour une épaisseur très faible sur une longueur de guide de quelques centimètres. Ceci a nécessité l'utilisation d'une polisseuse de précision Logitech PM2A. Cette machine nous a permis d'abraser le guide puis de le polir et ce de façon satisfaisante. Dans ce paragraphe, après une courte présentation de la polisseuse, sont décrites les différentes étapes de la réalisation du guide; un tableau récapitulatif de ces étapes est donné à la figure 4-1-1.

4.1.1. Présentation de la polisseuse

La polisseuse est composée principalement de trois éléments: un cylindre à abrasif, un plateau de polissage et le polissoir (les différentes versions des deux premiers éléments étant sélectionnées suivant l'opération désirée).

- Le cylindre à abrasif contient l'abrasif et permet par un système judicieux de le distribuer à débit réglable sur le plateau de polissage tout en conservant son homogénéité par brassage des grains en suspension. On utilise un cylindre par qualité d'abrasif de façon à ne pas polluer les abrasifs de qualité plus fine.

opérations et conditions	matériel utilisé
mise à plat du plateau d'abrasion	Alumine 9 μm à pression élevée 70 tours/mn
abrasion du support en verre	Alumine 9 μm à pression élevée 30 tours/mn
collage du bloc de laiton sur le support en verre	cire 65°
mise à plat du bloc de laiton	Alumine 9 μm puis 3 μm à pression élevée 30 tours/mn
découpe de la plaquette d'AsGa	
collage de la plaquette d'AsGa	Epotek 353 ND 60° 3 Heures sous pression
abrasion de la tranche de la plaquette d'AsGa	Alumine 9 μm pression élevée 10 tours/mn
abrasion de la plaquette d'AsGa	Alumine 3 μm pression faible 10 tours/mn
polissage de la plaquette d'AsGa	Chemlox pression faible 70 tours/mn (5 mn)

Figure 4-1-1: Tableau récapitulatif des différentes opérations pour la réalisation d'un guide en AsGa

- Le plateau de polissage sur lequel vient frotter l'échantillon à polir ou à abraser. Pour le rodage on utilise un plateau en verre ou en fonte qui sont rectifiés régulièrement; pour le polissage on utilise un plateau en acier inoxydable sur lequel est collé un disque de feutre.

- Le polissoir est composé d'une partie fixe et d'une partie mobile qui porte l'échantillon à polir (voir la figure 4-1-2). Cet échantillon est collé à la cire sur un disque de verre, ce disque est solidarisé au polissoir par une dépression créée par une pompe à vide. Ce système de fixation permet de retirer l'échantillon du polissoir sans perdre la référence de planéité. Un micromètre est solidarisé avec la partie fixe du polissoir de façon à pouvoir effectuer une mesure différentielle de l'épaisseur de l'échantillon. Trois vis micrométriques permettent de placer la partie mobile du polissoir parallèle à la partie fixe qui sert de plan de référence. Une vis permet de régler la pression exercée sur la partie mobile du polissoir.

Suivant la phase d'abrasion ou de polissage, on sélectionne la qualité d'abrasif. Pour une abrasion rapide et grossière, on utilise une suspension de grains d'alumine de qualité 9 μm ; pour une abrasion plus fine et délicate ce sera une suspension de grains d'alumine de qualité 3 μm ; et pour la phase de polissage, on utilise un produit permettant un polissage mécano-chimique: suspension de grains d'alumine très fins dans une solution chlorée.

4.1.2. Mise en marche de la polisseuse

Avant toute utilisation de la polisseuse en phase d'abrasion, il est nécessaire de s'assurer de la planéité des plateaux utilisés. Dans ce but,

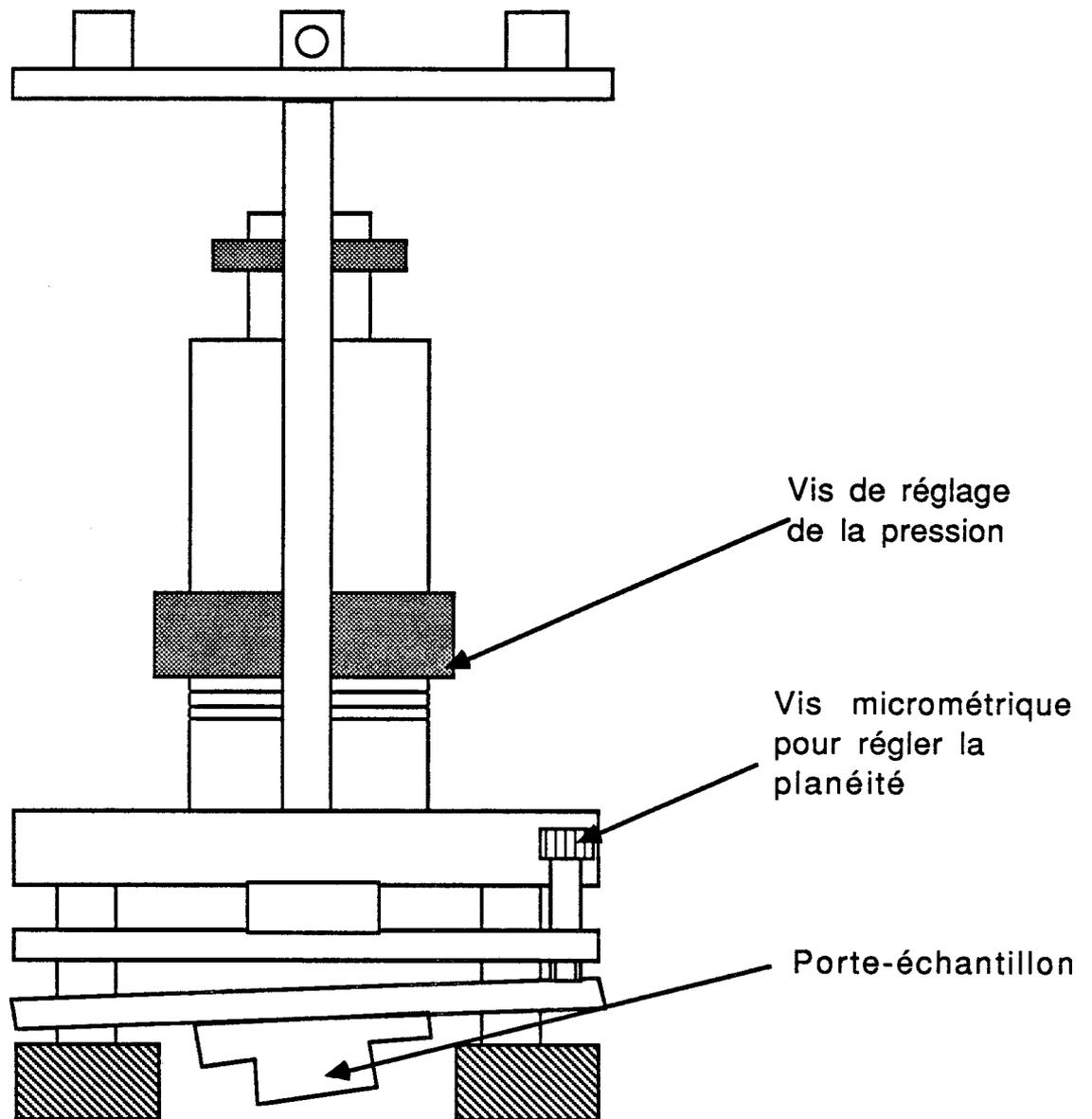


Figure 4-1-2: Le polissoir, les angles sont exagérés pour illustrer le débattement possible

on abrase un bloc-plan de même composition que le plateau (verre sur verre, fonte sur fonte) de façon à ce qu'il prenne la forme complémentaire du plateau (le plateau est convexe si le bloc est concave et vice versa) comme l'indique la figure 4-1-3. Pour cette opération, on utilise un abrasif agressif (alumine $9\mu\text{m}$) ainsi qu'une grande vitesse de rotation (70 tours/minute) et l'on exerce sur le bloc-plan une forte pression (3,5 Kg); au bout d'environ 20 minutes, on peut considérer que le bloc a pris la forme du plateau. Il nous faut maintenant estimer la planéité du bloc-plan à l'aide d'un micromètre dont la touche est au centre d'un trièdre qui en forme l'armature; ainsi en posant les extrémités du trièdre sur le bord du bloc-plan et la touche au centre, on peut estimer la courbure du bloc-plan à condition d'avoir au préalable réglé le "zéro" du micromètre sur un plan de référence.

Si le plateau n'est pas plan, on peut le rectifier en abrasant le bloc-plan tout en le faisant osciller de manière à ce que le bloc-plan et le plateau ne soient pas en correspondance, ainsi on peut rattraper très rapidement des défauts de planéité de l'ordre d'une dizaine de microns.

Il est nécessaire d'effectuer cette opération de maintenance très régulièrement car la planéité du plateau peut évoluer rapidement (quelques microns en une seule journée de travail).

4.1.3. La préparation du support

La première étape de fabrication des guides consiste à abraser le disque de verre pour en rendre les faces parallèles. On utilise un plateau de polissage en fonte et une suspension de grains d'alumine $9\mu\text{m}$. On abrase la première face pour obtenir un plan de référence puis on

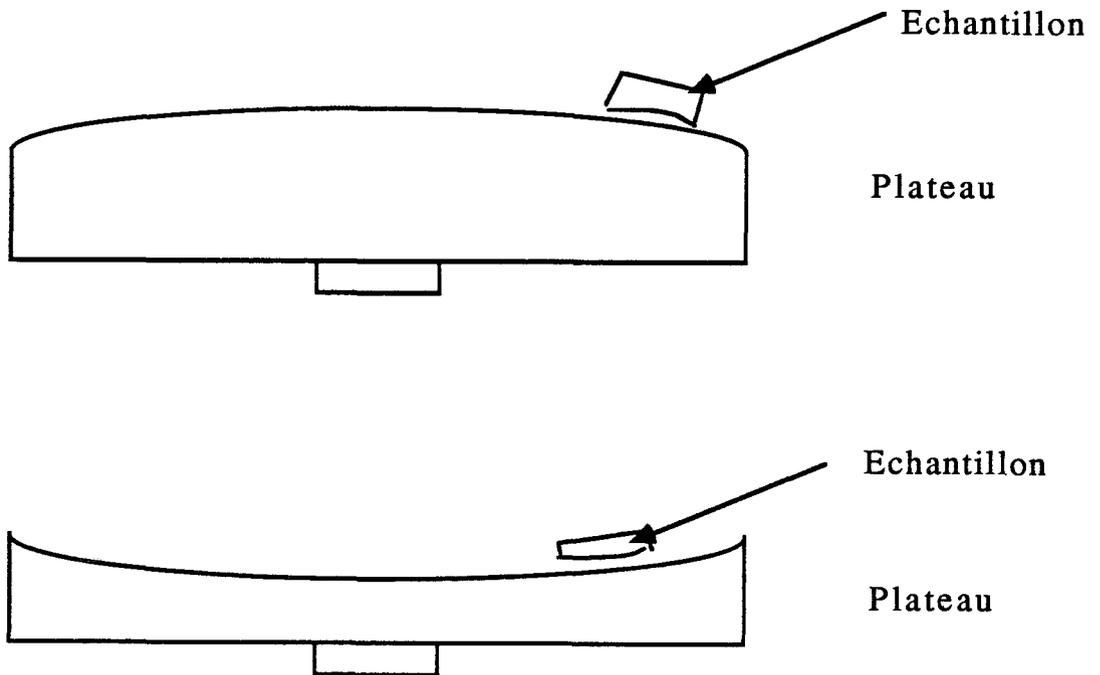


Figure 4-1-3: Lors de l'abrasion l'échantillon prend la forme contraire à celle du plateau (concave si le plateau est convexe et vice et versa)

abrase l'autre face jusqu'à ce que le verre soit totalement dépoli et de là on abrase sur encore 10 à 20 microns.

Ce disque de verre va nous servir désormais à maintenir les supports de laiton de façon à garder le parallélisme du plan de référence. Le support de laiton est collé sur le disque de verre comme l'indique la figure 4-1-4. Ce collage doit nous permettre en fin de processus de démonter le support de laiton sans dommage pour la couche d'AsGa; et donc on utilise une cire basse température (fusion à 65°). Pour obtenir un film de cire fin et régulier, une pression est exercée de façon uniforme durant tout le temps du collage sur le support. Une légère imprécision d'uniformité dans l'épaisseur du film de cire est tolérée car elle peut être rattrapée à l'étape suivante.

En effet, pour obtenir un guide en AsGa d'épaisseur homogène, il faut être certain que la face du support en laiton sur laquelle la plaquette d'AsGa va être collée soit parallèle au plan de référence. On abrase alors la face du support de laiton jusqu'à ce qu'il soit plan et parallèle à la surface de référence. Pour cette phase, nous utilisons le plateau de verre et un abrasif en alumine de grain 9 μm . A la fin de cette étape il faut vérifier l'état de surface, car c'est sur cette surface que sera collé l'AsGa et la qualité de ce collage dépend beaucoup de l'état de surface de ce support. Dans la structure où l'on cherche à obtenir le film de colle le plus fin possible, il est indispensable que cette surface soit polie. On y pourvoit à l'aide d'un abrasif fin (3 μm) voire un polissage mécano-chimique sur disque de feutre.

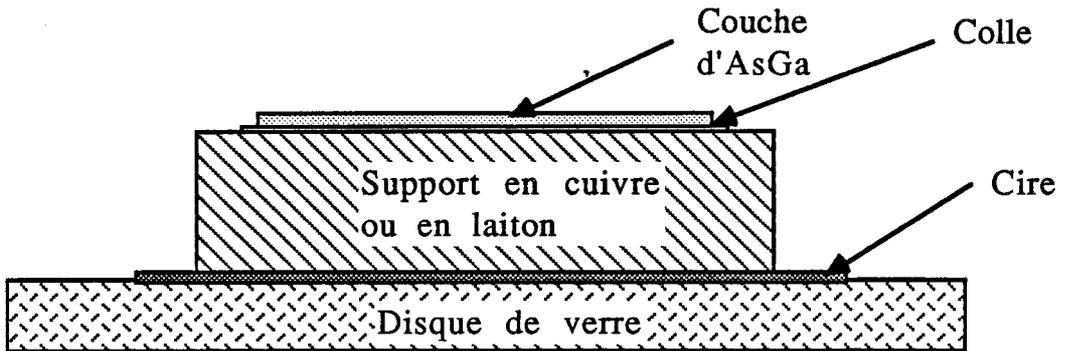


Figure 4-1-4: Système de positionnement de la plaquette d'AsGa et du support pour l'abrasion et le polissage de l'AsGa

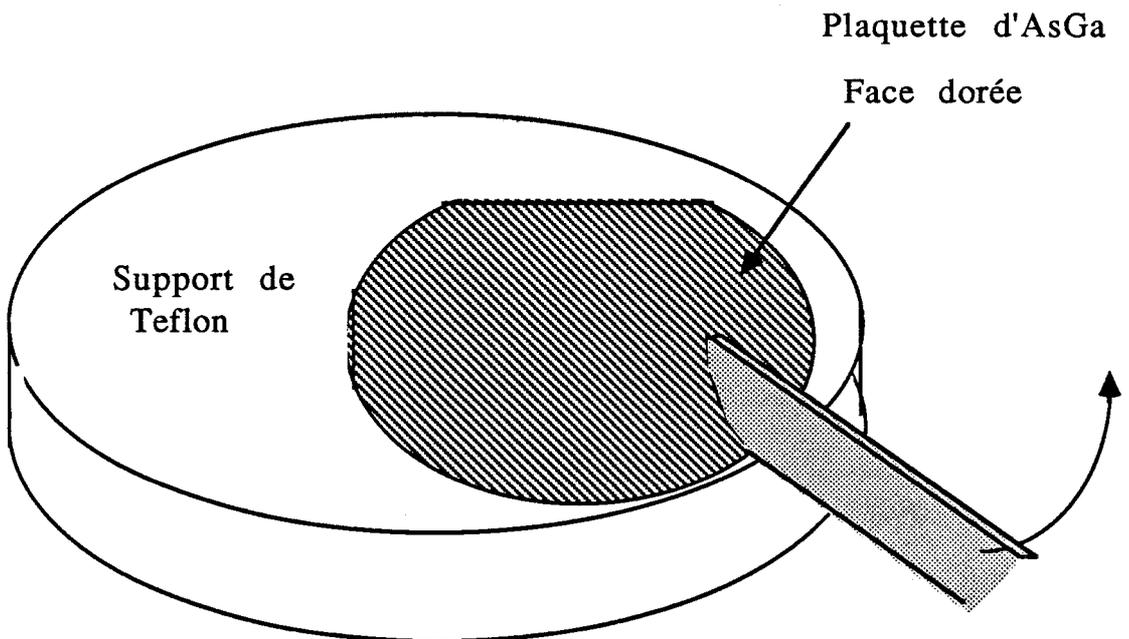


Figure 4-1-5: Clivage d'une plaquette d'AsGa

4.1.4. La préparation de la plaquette d'AsGa

L'AsGa nous est fournie sous la forme de galettes de 2 pouces de diamètre que l'on fait dorer sur une face. Cette galette est clivée en plaquettes de largeur environ 9 mm suivant l'un des deux axes cristallographiques possibles ($[0\bar{1}\bar{1}]$ et $[0\bar{1}1]$).

La figure 4-1-5 schématise la découpe de la plaquette. On place celle-ci sur un bloc de teflon dont la surface ne présente aucune aspérité; et avec une lame courbe bien aiguisée, on vient appuyer légèrement puis progressivement plus fort sur le bord de la plaquette jusqu'à ce qu'une cassure se crée sur le bord ce qui provoque un clivage sur toute la plaquette suivant l'axe cristallographique désiré. L'or étant déposé en film sur toute la galette, pour obtenir une découpe du film la plus fidèle à celle-ci, on oriente la face dorée de la galette sur le dessus; en effet comme le clivage correspond à une fracture qui se propage, il faut aussi qu'initialement le film d'or soit coupé pour qu'il se déchire uniformément, sinon le film se comporte comme une pelure et se détache de la couche d'AsGa.

4.1.5. Le collage

Le collage est une étape déterminante pour la réalisation des guides, car les coefficients de dilatation du laiton et de l'AsGa sont très distincts et une fois la colle polymérisée, un chauffage abusif de l'échantillon occasionne des fractures dans la couche d'AsGa. Pour éviter cette difficulté on s'efforcera de chauffer le moins possible l'échantillon au cours des différentes étapes du processus de réalisation qui sont détaillées ci-dessous.

Pour coller la plaquette d'AsGa sur son support de laiton, on utilise une colle Epotecny (EPO-TEK 353ND) qui est une résine epoxy à deux composants. L'intérêt de cette colle est de polymériser à basse température (jusque 60°) et d'être extrêmement fluide lorsque l'on chauffe le mélange des deux composants (avant polymérisation), ce qui permet d'obtenir des films très fins, de l'ordre de quelques microns d'épaisseur.

On commence par nettoyer très soigneusement les deux faces à coller, avec un solvant type éthanol ou acétone. On effectue le mélange des deux composants de la résine en respectant au mieux les proportions et on laisse reposer environ une heure de façon à éliminer toutes les inclusions d'air.

Puis on chauffe légèrement le support de laiton ainsi que la résine pour la rendre fluide. On place la plaquette d'AsGa sur le support de laiton à l'aide d'un coin de façon à obtenir un angle faible; puis l'on dépose la colle le long d'un bord de la plaquette et on la laisse fluer par capillarité tout en laissant descendre l'AsGa sur le laiton (voir la figure 4-1-6). Par cette méthode on place la plaquette d'AsGa sur la colle tout en étant certain de ne pas avoir d'inclusions d'air dans le joint de colle.

Il est impératif d'éliminer toutes les inclusions d'air, car comme l'épaisseur du joint n'est que de quelques microns, une telle inclusion s'étale et occupe une place importante. Et à de faibles épaisseurs, la plaquette d'AsGa n'étant pas collée localement, il se créera dans la couche des fractures ou des cratères.

Une fois le joint formé, on exerce une pression sur la plaquette d'AsGa par l'intermédiaire d'une cale de teflon pour amortir toutes vibrations ou chocs. De plus comme le teflon n'adhère pas à la colle, on peut appliquer

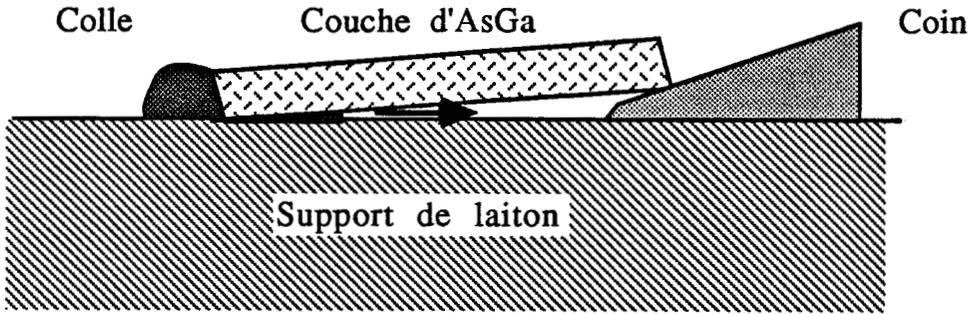


Figure 4-1-6: Technique de dépôt de colle pour former un film uniforme

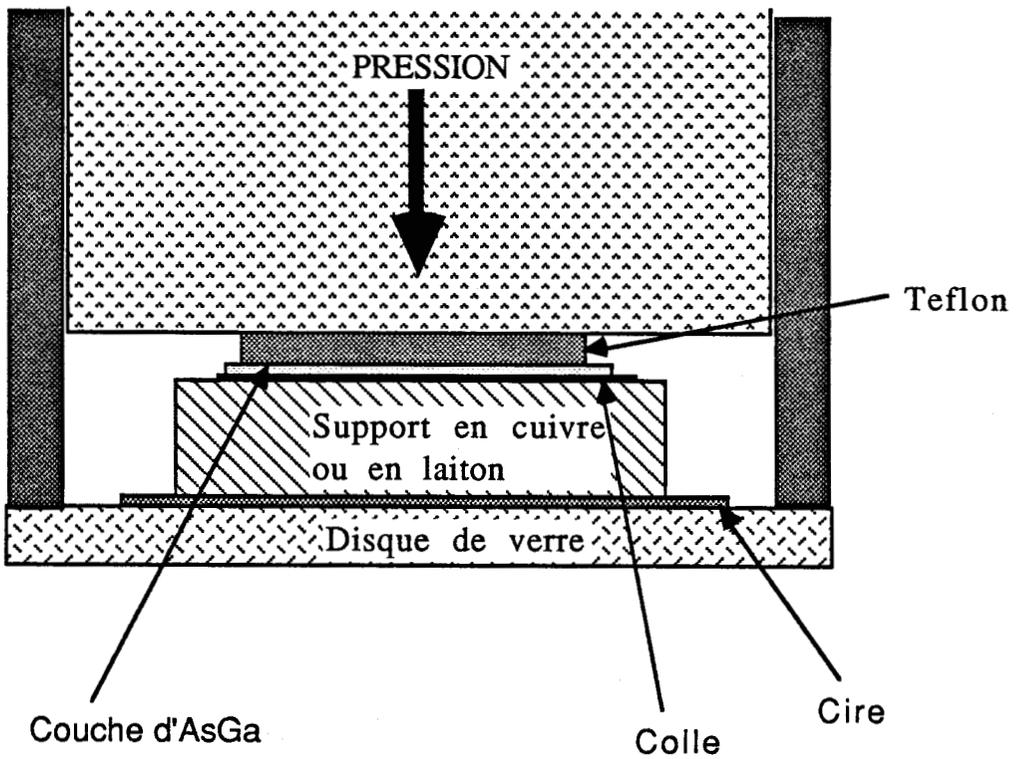


Figure 4-1-7: Collage de la plaquette d'AsGa sous pression pour obtenir un film de colle mince et uniforme

une pression directement sans craindre de remontées de colle (voir la figure 4-1-7).

Sur cette cale on applique un poids de quelques kilogrammes (typiquement 3,5 Kg). Ce poids est guidé verticalement afin que la pression s'exerce bien perpendiculairement au support de laiton. De plus le poids peut coulisser dans ce guide ce qui permet lors de l'élévation en température de ne pas contraindre et casser la plaquette en la comprimant de façon excessive.

Enfin, on laisse la colle polymériser en chauffant à la température minimale de polymérisation pour limiter les constantes de dilatation; en pratique on chauffe à 60° durant trois heures environ dans une étuve.

Il est impératif de respecter scrupuleusement les proportions du mélange ainsi que de laisser chauffer suffisamment longtemps pour assurer une polymérisation complète. Si ces conditions ne sont pas scrupuleusement respectées, la colle risque d'être facilement attaquée par les solvants de type acétone utilisés par la suite.

De plus la température de polymérisation est légèrement inférieure à celle de fusion de la cire ce qui assure de garder le parallélisme avec le plan de référence car même ramollie, la cire ne bouge pas étant donné le poids qui fait pression durant tout le collage (le poids n'étant enlevé qu'après refroidissement du système).

4.1.6. L'abrasion de l'AsGa

Une fois la plaquette d'AsGa collée sur son support de laiton, commence la phase d'abrasion. On replace le disque de verre portant le support de laiton et la couche d'AsGa sur le polissoir en vérifiant la propreté des

deux surfaces pour être sûr de retrouver le même parallélisme entre le disque de verre et la face de référence du polissoir que lors de la mise à plat du support de laiton.

Il faut s'efforcer d'abraser de façon la plus douce possible car l'AsGa est un matériau très fragile. A cette fin, on utilise pour cela un grain d'alumine de 3 μm sur plateau de verre et on limite la vitesse d'abrasion en régulant la pression exercée par le polissoir tout en gardant une faible vitesse de rotation du plateau de verre, le débit d'abrasif n'intervenant que peu dans la vitesse d'abrasion du matériau qui en pratique doit être au plus égale à 10 $\mu\text{m}/\text{min}$. On suit l'évolution de l'épaisseur de la plaquette par l'intermédiaire d'un micromètre fixé sur le polissoir, ce qui nous permet d'effectuer la phase d'abrasion de l'AsGa en une seule "passe". On arrête la phase d'abrasion à une épaisseur de 5 à 10 μm avant l'épaisseur finale désirée (ce qui correspond à l'épaisseur abrasée en phase de polissage).

La couche ainsi obtenue est d'épaisseur uniforme sur toute sa surface, mais complètement dépolie. La phase suivante consistera donc à lui donner un poli optique.

4.1.7. Le polissage de l'AsGa

Une fois l'abrasion terminée, on nettoie très soigneusement la polisseuse, le polissoir, ainsi que la plaquette et le support de laiton pour éviter toute contamination par des grains trop gros ce qui provoquerait des rayures sur la plaquette. Ce nettoyage s'effectue à l'aide d'eau désionisée. De plus, il est nécessaire d'enlever le bourrelet de colle qui s'est formé tout autour de la plaquette lors du collage. En effet si la présence de la colle n'est pas gênante en phase d'abrasion (elle est abrasée de la même façon que l'AsGa et sert de protection pour les bords

de la plaquette contre une action trop agressive de l'abrasif), elle le devient en phase de polissage car l'action est ici mécano-chimique, et la colle n'est pas attaquée par la solution.

Pour le polissage, on utilise un disque de feutre collé sur un plateau d'acier inoxydable et un abrasif composé de fins grains d'alumine dans une solution chlorée. Pour obtenir un bon poli, il faut que l'équilibre entre la vitesse d'attaque chimique et celle d'attaque mécanique soit respecté. On utilise alors une vitesse de rotation du plateau maximale (70 tours/min) pour un débit d'abrasif régulé par le cylindre à environ une goutte toutes les deux secondes. Le poids à exercer par le polissoir correspond à une pression légère pour ne risquer aucune rayure.

Le temps moyen nécessaire pour obtenir un poli optique correspond à environ 5 minutes. On peut y parvenir plus vite mais au détriment de sa qualité. La vitesse d'abrasion observée lors du polissage est typiquement de l'ordre de 5 microns pour 5 minutes de polissage.

Une fois cette phase terminée, il faut s'empresse de nettoyer à l'eau distillée la plaquette, ainsi que le polissoir et le feutre, car l'agent chimique continue son action. Puis pour éliminer au mieux les grains d'alumine qui restent présent sur la plaquette, on nettoie cette dernière à l'aide de "Teepol" et d'eau tiède ou légèrement chaude et enfin, on sèche la plaquette à l'aide d'air filtré sous pression.

Le poli ainsi obtenu est exempt de toute rayure, par contre il apparait des tombées de bords sur la plaquette car dans la technique employée, la plaquette d'AsGa s'enfonce dans le feutre du disque lors du polissage. Pour limiter ces tombées de bords, il faut un temps de polissage le plus court possible. Pour les supprimer, il faudrait utiliser une autre technologie: polissage sur disque en polyuréthane expansé avec du gel

de silice (technique beaucoup plus longue et que nous n'avons pas explorée).

4.1.8. L'abrasion de la tranche

Pour effectuer facilement un contact électrique à la ligne qui sera déposée sur la plaquette, on place lors du collage la plaquette sur le bord du support de laiton. Mais ce positionnement est approximatif car à ce moment, la colle est très fluide et la plaquette glisse sur le support. Il faut donc, une fois le collage effectué, abraser le support jusqu'à ce que la plaquette soit sur le bord sur toute sa longueur. Il est impératif d'effectuer cette opération avant d'abraser la plaquette d'AsGa, car une fois arrivée à son épaisseur finale, celle-ci est trop fragile pour être abrasée sur la tranche; en effet le bord de la plaquette se frie ou se casse en petits morceaux entraînant même des fractures sur toute la largeur de la couche.

Pour cette phase nous avons utilisé un abrasif en alumine de qualité 9 μm sur un plateau de verre, car le matériau à abraser est principalement du laiton, qui est un matériau dur et qui rend donc cette opération d'autant plus longue que la plaquette est mal positionnée.

4.2. LES CARACTÉRISTIQUES INFRA-ROUGE DE LA COUCHE

Une fois le guide réalisé sa caractérisation infra-rouge va nous permettre d'estimer la qualité de réalisation du guide en mesurant les taux de couplage et de transmission de ce dernier.

4.2.1. Schéma de montage

Le couplage s'effectue grâce à un prisme en germanium dont la face d'entrée est traitée anti-reflet. Ce prisme est placé et maintenu sur la plaquette à l'aide d'un système à pression variable (voir la figure 4-2-1), ce qui permet de faire varier l'épaisseur de l'interstice d'air situé entre le prisme et la couche. On presse par l'intermédiaire d'une vis BTR sur une lamelle flexible en acier sur laquelle est fixée un tampon en KEL-F taillé de façon à s'imbriquer sur le sommet du prisme. Ce système permet d'appliquer des pressions importantes sans briser le prisme ni la couche.

L'ensemble est fixé sur un support avec une platine de rotation motorisée pas à pas permettant de régler l'angle d'incidence du faisceau laser sur le prisme. Deux platines de translation positionnent le point d'impact du faisceau sur ce prisme. Le faisceau laser est fourni par un laser CO₂ "C7" de la S.A.T. (Société Anonyme de Télécommunications) délivrant une puissance de plusieurs watts sur une dizaine de raies. Par l'intermédiaire d'une lame de germanium, un faisceau issu d'un laser He-Ne est superposé au faisceau infra-rouge pour le visualiser. Une lentille de ZnSe de focale 25,4 cm est placée sur le trajet du faisceau de façon à le refocaliser au niveau de l'interstice d'air situé entre le prisme et la couche d'AsGa (voir la figure 4-2-2).

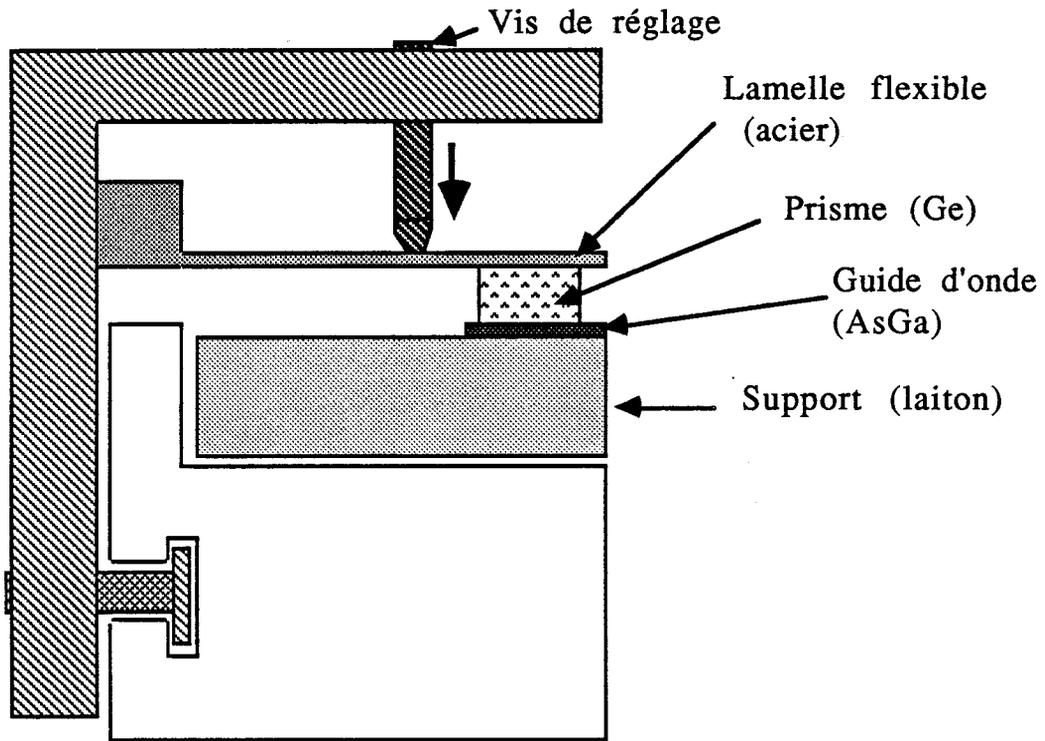


Figure 4-2-1: Système de fixation des prismes sur le guide planaire pour coupler l'infra-rouge

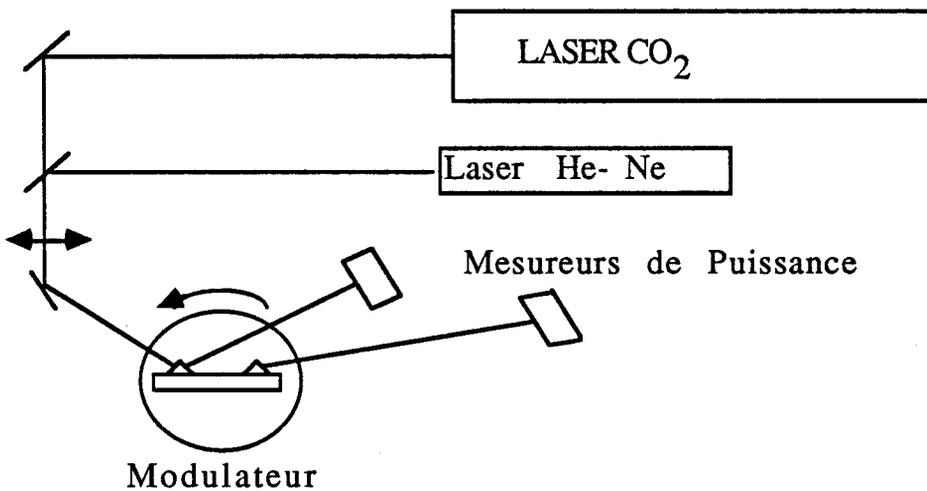


Figure 4-2-2: Schéma de l'expérience de caractérisation optique des guides infra-rouge

4.2.2. Le couplage

Les lignes noires peuvent être observées sur des plaques phosphorescentes sous un éclairage ultra-violet. Ainsi, en faisant varier l'angle de couplage on observe le défilement des différents modes couplés.

Comme l'angle de couplage d'un mode dans la couche dépend de l'épaisseur du guide, on déduit l'épaisseur à partir des angles de couplage des différents modes.

Des séries de mesure ont ainsi été effectuées sur des couches de différentes épaisseurs. Deux exemples des résultats correspondants sont présentés aux tableaux de la figure 4-2-3. On remarque que l'erreur sur l'épaisseur du guide dépend du mode utilisé: plus l'indice du mode est élevé, plus la précision de mesure est bonne. Une série de mesures sur une couche nous permet de déterminer son épaisseur avec une précision meilleure que le micron comme on peut le constater à la figure 4-2-4. Les erreurs de lecture sont de deux types: erreur de précision de la lecture directe de l'angle optimal de couplage du mode, et erreur systématique dans le positionnement du zéro de l'angle du faisceau incident à la normale du prisme. La valeur d'erreur de lecture ($\pm 0,2^\circ$) a été choisie suivant des critères de reproductibilité des résultats.

On remarque en outre à la figure 4-2-6 que les modes les mieux couplés ne sont pas les modes d'ordre les plus faibles. En fait l'ordre le mieux couplé est d'autant plus élevé que l'épaisseur du guide est importante. De plus on vérifie naturellement que plus l'épaisseur est importante plus il y a de modes couplés. On a réussi ainsi à coupler et à propager jusqu'à

Angle	Mode	Epaisseur
-1,04	11	53,04
2	10	52,68
5,15	9	52,87
8	8	53,05
10,48	7	53,02
12,62	6	52,7
14,46	5	52,05
16,18	4	51,94
17,49	3	50,64
18,74	2	51,63
19,63	1	54,3

Angle	Mode	Epaisseur
7	4	28,04
11,41	3	27,66
15,14	2	27,49
17,65	1	25,84
19,17	0	20,09

Figure 4-2-3: Tableaux de mesure des lignes noires effectuées pour:

- a) un guide d'épaisseur 53 μm
- b) un guide d'épaisseur 28 μm

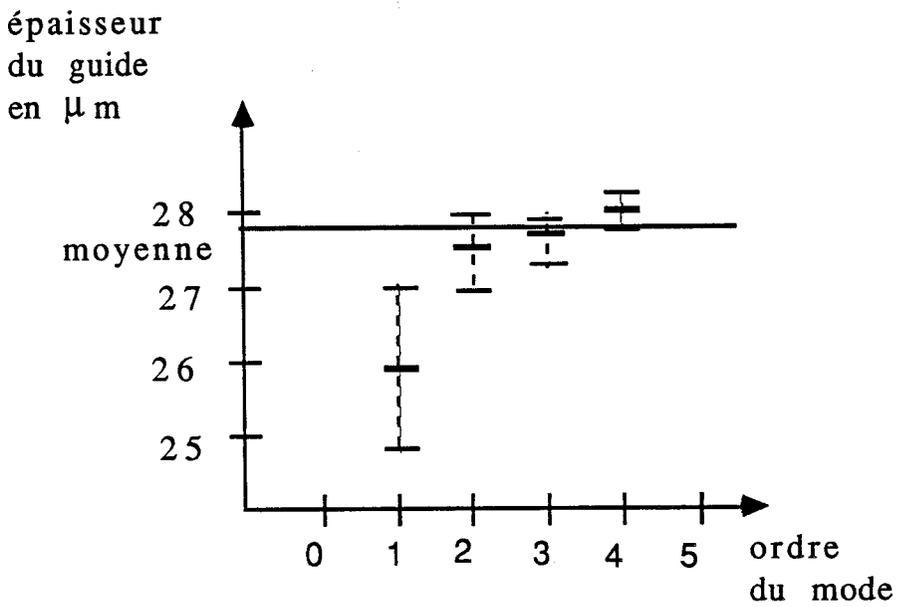
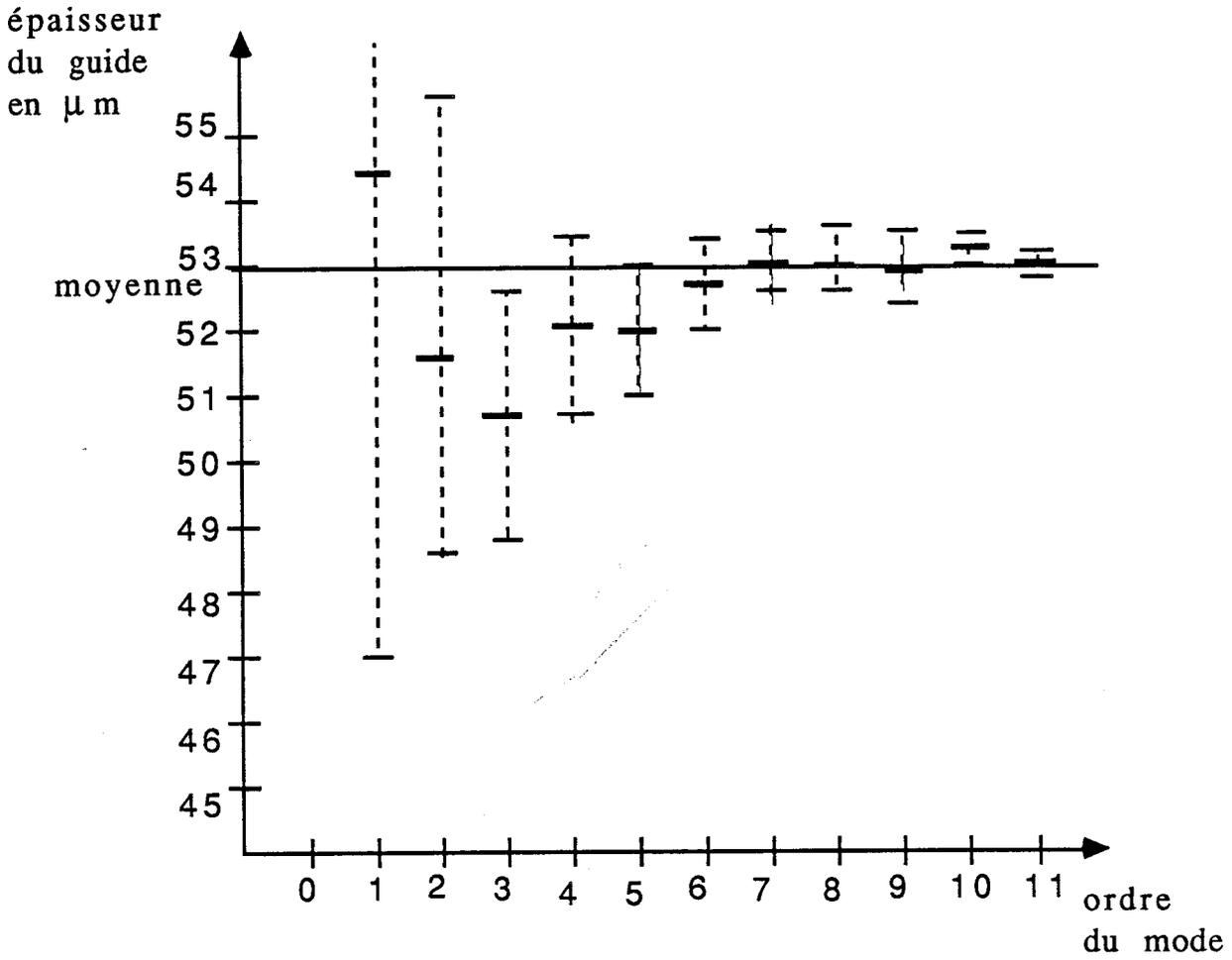


Figure 4-2-4: Courbes obtenues à partir des mesures rapportées à la figure 4-2-3. Les barres d'erreur sont déduites de l'incertitude de mesure évaluée à $\pm 0,2^\circ$

une trentaine de modes TE sur une couche d'épaisseur environ 100 microns.

4.2.3. La transmission

Le découplage de l'énergie du guide s'effectue de la même façon que le couplage soit en pressant un prisme sur la surface du guide. De même que pour le couplage, on voit en sortie du second prisme défiler la puissance transmise dans les différents modes en faisant varier l'angle de couplage.

4.2.4. Bilan de puissance

Pour évaluer les performances des guides réalisés, il est intéressant d'établir un bilan de puissance des couches. Ce bilan doit se faire à plusieurs niveaux: le couplage, la transmission et le découplage (voir la figure 4-2-5).

Déterminer les bilans de couplage et de découplage est rendu délicat parce que les positionnements du prisme sur le guide et du guide par rapport au faisceau incident ne sont jamais identiques, et ces opérations sont donc peu reproductibles. En particulier les coefficients de couplage varient beaucoup d'un essai à l'autre pour une même couche, et de nombreuses mesures sont requises pour obtenir des résultats significatifs. De plus, toutes les couches réalisées sont différentes et ont des caractéristiques qui peuvent être très dispersées. Les résultats donnés ci-dessous sont relatifs à quelques couches réalisées au laboratoire; ils représentent ce qui est couramment obtenu et sont donnés à titre d'exemple, une présentation exhaustive des couches réalisées serait en effet fastidieuse.

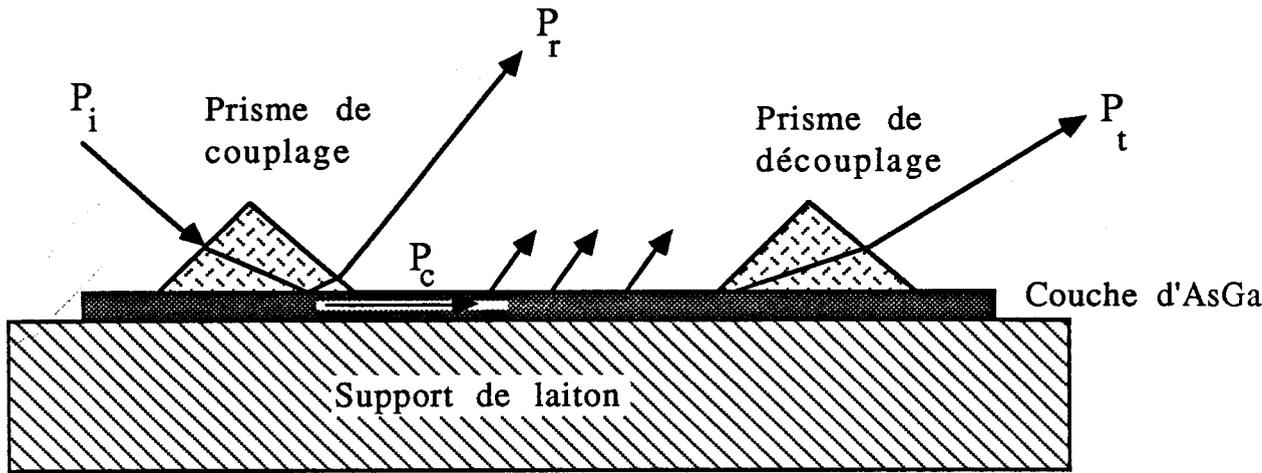


Figure 4-2-5: Schéma de la propagation d'une onde infra-rouge dans le modulateur

La mesure du rapport de la puissance réfléchi sur la base du prisme (P_r) à la puissance incidente P_i donne une évaluation de l'énergie couplée dans le guide. Il est à noter que cette mesure ne permet pas de déterminer la partie de l'énergie dissipée lors du couplage, celle-ci est considérée comme couplée et faisant partie des pertes du guide.

Le coefficient de couplage ainsi évalué est de l'ordre de 80% pour les modes les mieux couplés dans les couches c'est à dire les modes d'ordre les plus élevés (voir la figure 4-2-6). Ce taux de couplage correspond au taux théorique maximal qui est de 81% (Cf le paragraphe 3.1.2.2); toutefois nos mesures prennent en compte l'énergie dissipée. Ce taux de couplage $\left(1 - \frac{P_r}{P_i}\right)$ diminue régulièrement lorsque l'ordre du mode diminue

ce qui peut s'expliquer en considérant que pour les modes d'ordre faible il faut une longueur d'interaction très importante (Cf le paragraphe 3.1.2.3.) tandis que pour les modes d'ordre plus élevé où la longueur nécessaire au couplage est plus faible, le couplage reste optimal.

La seule information dont on dispose pour la transmission est la puissance découplée par le prisme de sortie, et les pertes au découplage sont donc incluses dans les pertes de transmission. Pour essayer de caractériser les pertes au découplage, on a réalisé l'expérience suivante: on couple l'infra-rouge par un prisme puis on le découple par un second prisme, puis un troisième prisme est positionné pour découpler l'énergie qui pourrait encore rester dans la couche. De cette manière, on a pu détecter aucune énergie découplée par le troisième prisme et l'on peut donc considérer que la totalité de l'énergie du guide est découplée dès le deuxième prisme. Par la suite, on considérera le découplage comme parfait.

On peut évaluer les pertes par propagation dans les guides réalisés par deux méthodes:

- en mesurant l'atténuation des différents modes guidés pour une même longueur de propagation,
- en mesurant l'atténuation d'un mode pour différentes longueurs de propagation.

La première méthode permet de caractériser la couche (épaisseur, taux de transmission) ainsi que le couplage, la seconde aide à caractériser le mode de propagation étudié (taux de couplage, atténuation du mode).

Un exemple de mesures effectuées suivant la première méthode est donné à la figure 4-2-6 pour une couche d'épaisseur 67 μm . On remarque sur cette figure que la puissance transmise (P_t) est maximale pour les modes 6 à 10. Tandis que pour les modes les plus faibles elle chute de façon proportionnelle à la puissance couplée ($P_c=1-P_r$). De même pour les modes d'ordre plus élevé, la puissance chute, ce qui correspond à une atténuation plus importante du guide pour ces modes. On peut en déduire l'atténuation du guide suivant le mode tout en s'affranchissant des pertes dues au couplage en traçant la courbe P_r+P_t en fonction de l'ordre du mode; cette atténuation est donnée au tableau de la figure 4-2-8.

La seconde méthode nous permet de mesurer l'atténuation du guide en fonction de la longueur de couplage et du mode de propagation. Les courbes obtenues pour quelques modes sont tracées à la figure 4-2-7. La pente de ces courbes donne l'atténuation par unité de longueur, l'intersection avec l'axe des ordonnées la puissance couplée au guide. L'atténuation obtenue pour différents modes est donnée au tableau de la

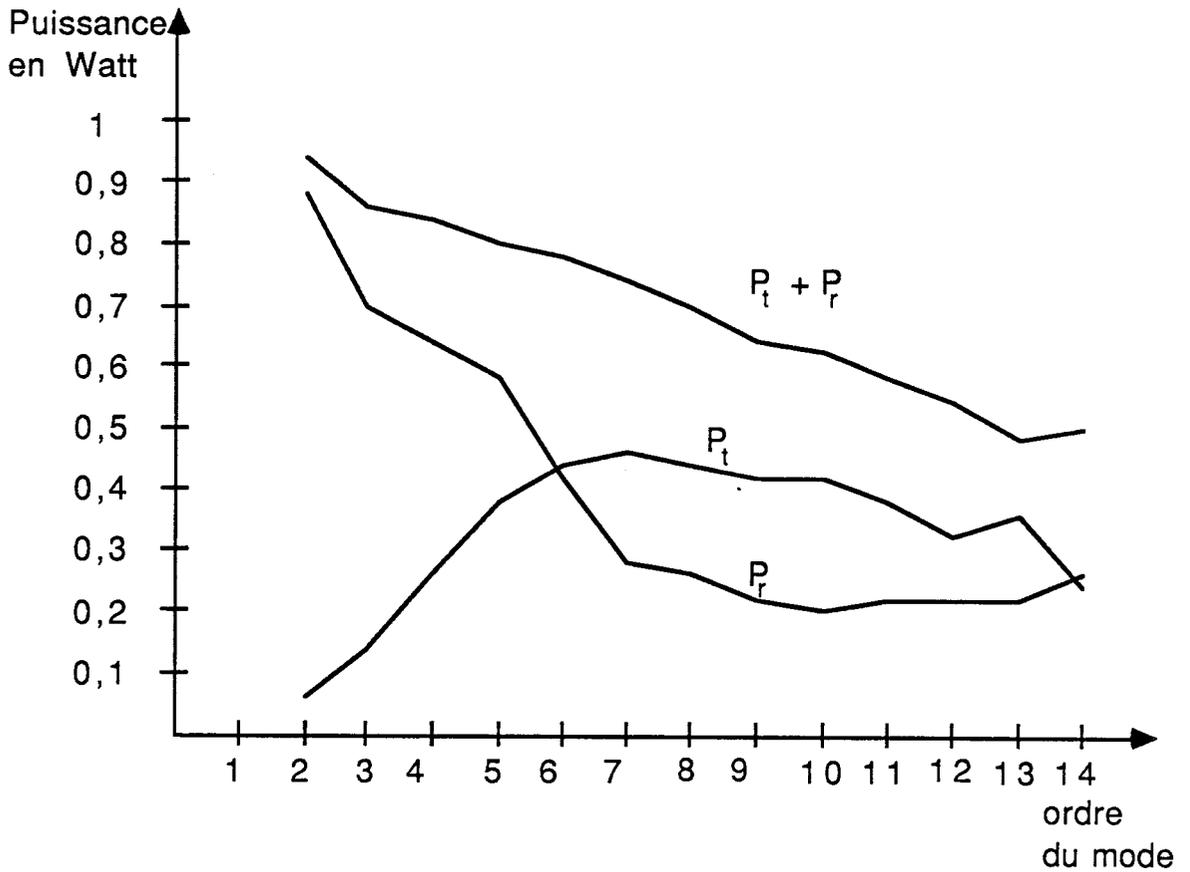


Figure 4-2-6: Puissance réfléchie et puissance transmise en fonction de l'ordre du mode pour une puissance incidente de 1,2 W

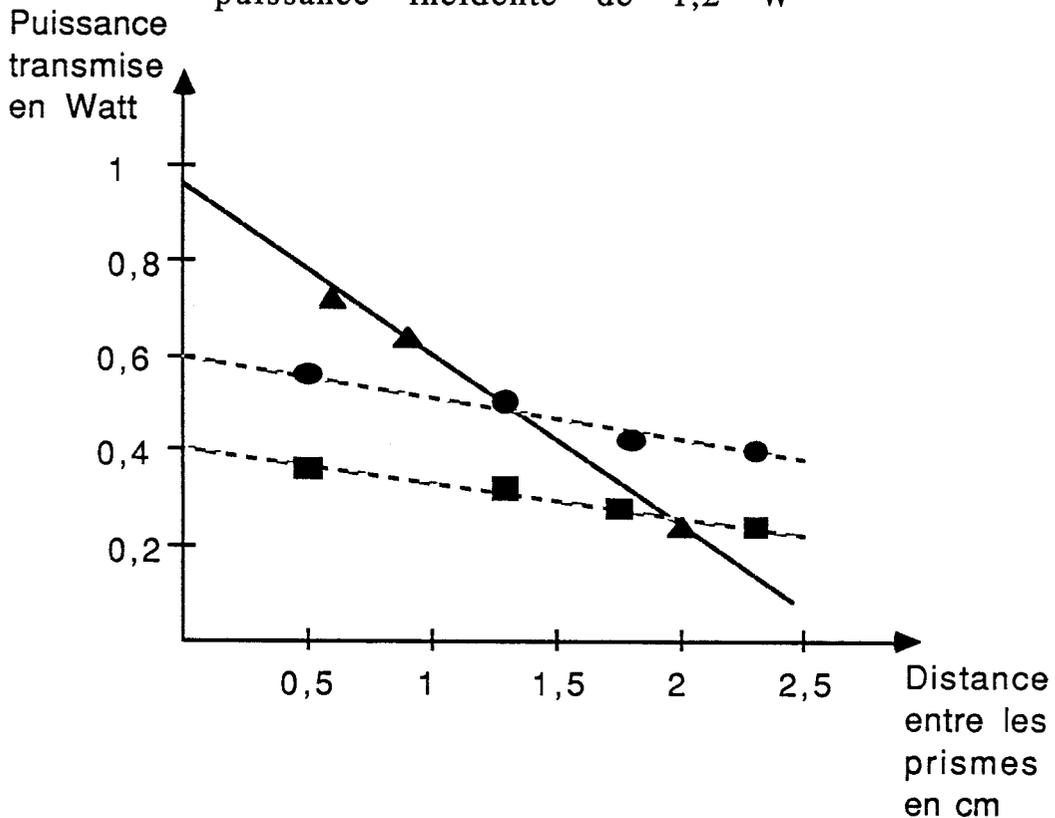


Figure 4-2-7: Puissance transmise en fonction de la longueur de transmission pour différents modes $m=3$ (■) $m=5$ (●) $m=7$ (▲)

figure 4-2-9. On remarque que l'atténuation du mode d'ordre 5 est plus importante que celle du mode d'ordre 3 ce qui est inattendu et est probablement dû à une erreur de mesure pour le mode d'ordre 5; en effet il suffit de décaler la dernière valeur pour obtenir une atténuation plus importante ($\approx 1,2$ dB), et un bon accord avec l'atténuation obtenue par la première méthode (figure 4-2-8). A cette erreur près, on peut vérifier que l'atténuation du mode est d'autant plus importante que l'ordre du mode est élevé.

m	dB/cm 1 ^{ère} méthode	dB/cm 2 ^{ème} méthode
3	1,1	1
5	1,3	0,8
7	1,8	1,9
12	3	3

Figure 4-2-8: Pertes en transmission pour différents modes déduites d'après la première méthode et calculées par la seconde

4.3. LA MODULATION BASSE FRÉQUENCE

Le premier test de modulation a été réalisé en basse fréquence en posant une électrode en métal adhésif sur la couche. Rappelons que pour le modulateur de phase réalisé ici, les bandes latérales sont dans la même polarisation que la porteuse. Il faut donc utiliser un dispositif interférométrique à deux ondes pour séparer les bandes latérales de modulation de la porteuse. Les interférences sont réalisées de la façon décrite à la figure 4-3-1 en utilisant d'une part le faisceau transmis par la couche et d'autre part le faisceau réfléchi à la base du prisme; ces deux faisceaux formant un angle petit ($\alpha \leq 1^\circ$) et se recouvrant dans une zone où l'on place un détecteur HgCdTe que l'on peut déplacer perpendiculairement au faisceau.

Il est important d'avoir des franges d'interférences bien espacées (i.e.: α petit) car le détecteur est une pastille de dimension $0,3 \times 0,3 \text{ mm}^2$ et il nous faut un interfrange au moins égal à $0,6 \text{ mm}$ (soit $\alpha \leq 1^\circ$) pour avoir une bonne définition des interférences. L'ensemble du champ d'interférences enregistré en déplaçant le détecteur est présenté à la figure 4-3-2.

Une tension continue appliquée à la couche provoque un changement de phase de l'onde la traversant, et provoque un déplacement de l'ensemble des franges d'interférences. Pour observer facilement cet effet, on applique sur la couche une tension modulée par tout ou rien (signal carré) et on place le détecteur au point de plus grande pente de façon à maximiser la variation de luminosité pour une tension donnée. Le signal obtenu en vidéo-détection directe est donné à la figure 4-3-3.

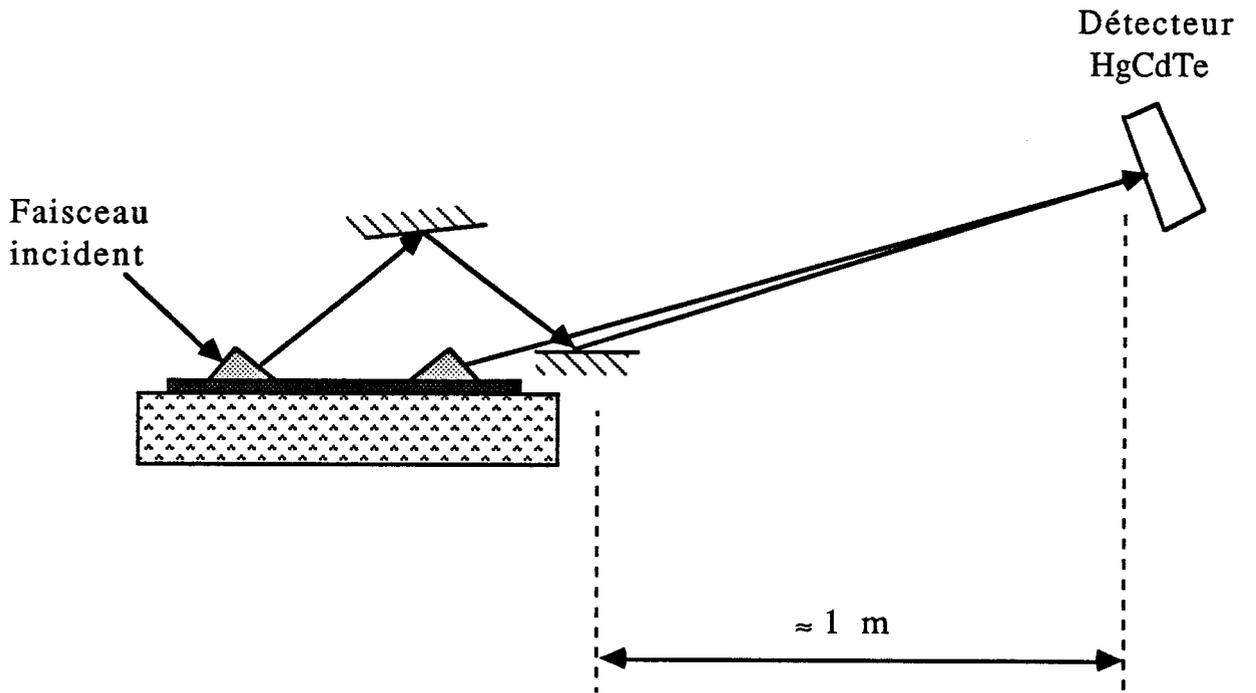


Figure 4-3-1: Modulation basse fréquence du faisceau infra-rouge et détection par interférences

Le taux de modulation obtenu est estimé à quelques pourcent de la puissance infra-rouge transmise par la couche pour une tension de modulation $V_{cc}=20$ V. Le retard de phase correspondant $\Gamma=\Delta\phi = \frac{\Delta I}{I} \Delta I$ étant l'intensité modulée et I l'intensité totale nous donne par extrapolation une tension de modulation de $V_{\pi} \approx 350$ V pour un déphasage de $\Gamma=\pi$. Cette valeur est en bon accord avec l'estimation théorique qui prévoit pour une longueur d'électrode $L=2,5$ cm et une épaisseur $d=30$ μm , une tension $V_{\pi}=300$ V.

Des essais ont été effectués à plus haute fréquence, jusque 100 MHz avec des taux de modulation décroissants au fur et à mesure que la fréquence augmente. Cet effet est lié à la nature capacitive de la charge et à sa mauvaise adaptation au câble. A ces fréquences il serait nécessaire de constituer un circuit résonant "RLC". Cette voie n'a pas été développée car la bonne efficacité du modulateur a été vérifiée, et on ne pourra pas aboutir par cette technique à une modulation hyperfréquence. En effet pour de telles fréquences il faut réaliser une ligne micro-ruban, étape est décrite au paragraphe suivant.

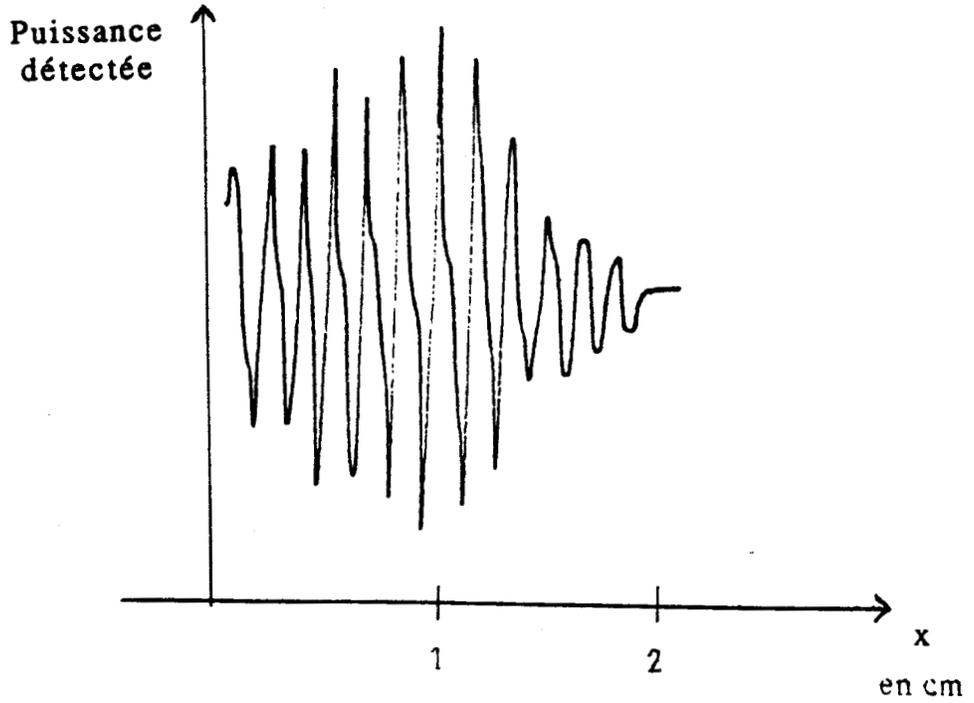


Figure 4-3-2: Puissance infra-rouge enregistrée en déplaçant le détecteur dans le champ d'interférence

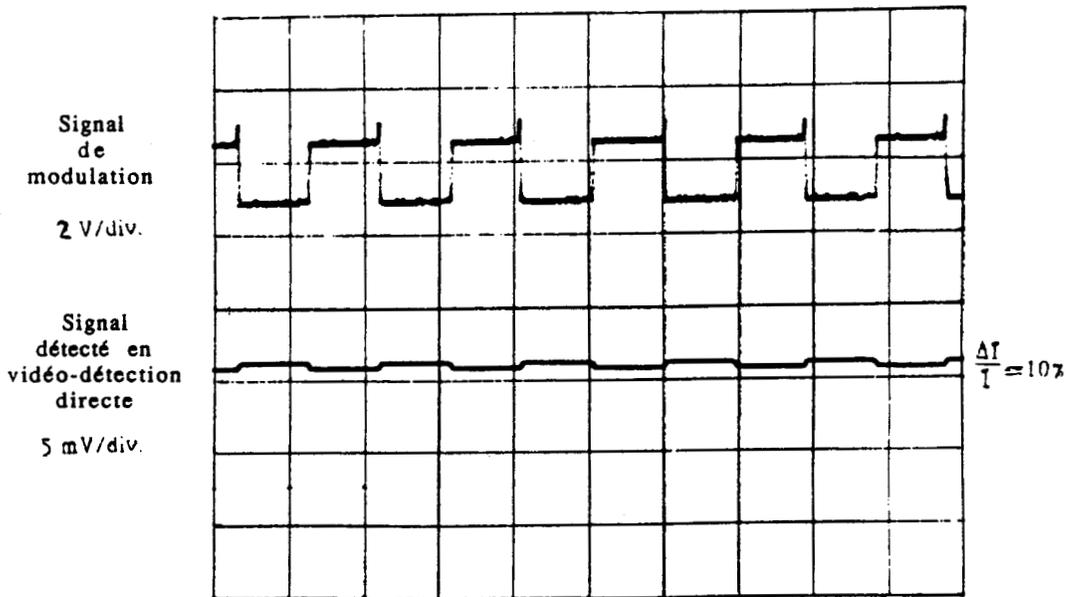


Figure 4-3-3: Enregistrement d'un signal de modulation basse fréquence à 10 KHz

4.4. LA LIGNE HYPERFRÉQUENCE

Le choix de la structure de la ligne est dictée par des considérations d'efficacité comme cela a été discuté précédemment (voir le paragraphe 3-2). On a choisi ici de réaliser une ligne de largeur 1 mm sur une couche de 70 μm , cette structure assure un bon recouvrement des ondes infra-rouge et hyperfréquence.

L'impédance d'une telle ligne est de 6,5 Ω environ et il faut l'adapter jusque 50 Ω en utilisant les systèmes de transformateurs quart-d'onde développés par Young. Pour un tel système à deux sections, les impédances intermédiaires sont respectivement $Z_1 = 11 \Omega$ et $Z_2 = 31 \Omega$ pour une largeur de la ligne de $W_1 = 0,5 \text{ mm}$ et $W_2 = 0,13 \text{ mm}$ respectivement comme indiqué à la figure 4-4-1.

En pratique une ligne de largeur 0,13 mm est trop étroite pour supporter une puissance hyperfréquence importante. Elle est aussi trop étroite pour permettre une bonne application de l'hyperfréquence étant donné que l'âme centrale du connecteur a un diamètre de 0,25 mm. Il faut donc accepter de perdre en qualité d'adaptation et réaliser un tronçon plus large. Dans notre cas la ligne a une largeur de 0,2 mm ce qui fait une impédance de $Z_2 = 24 \Omega$. En fait cette impédance est suffisamment proche de l'impédance optimale pour permettre une adaptation correcte de la ligne en hyperfréquence. Le dernier tronçon d'adaptation est réalisée directement entre la fiche OSM et la ligne micro-ruban. La longueur des tronçons est donnée par (Young 1959):

$$L = \frac{\lambda_{g1} \lambda_{g2}}{2(\lambda_{g1} + \lambda_{g2})}$$

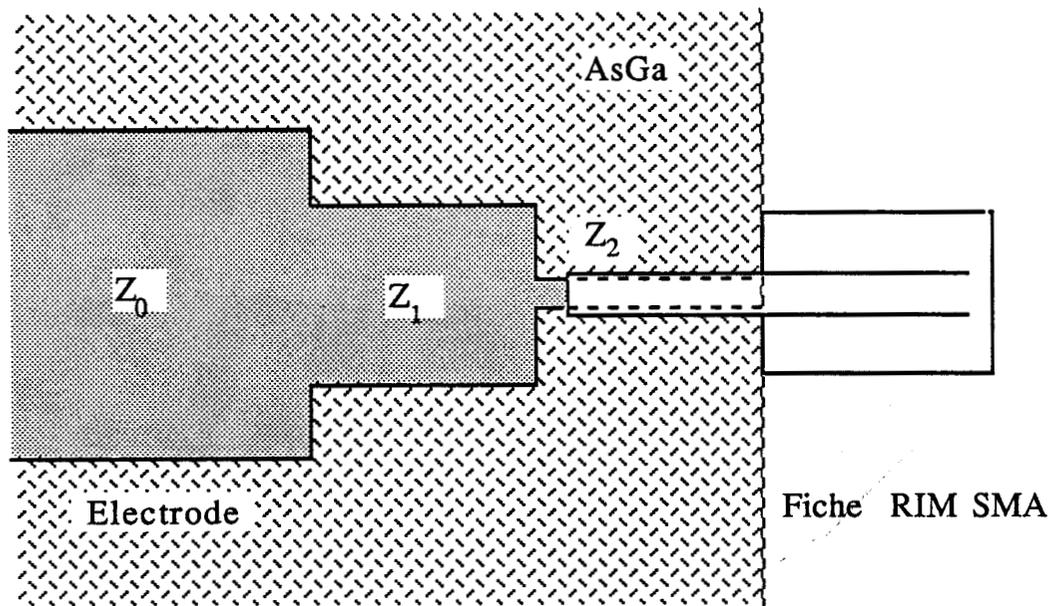


Figure 4-4-1: Schéma d'adaptation de la ligne micro-ruban à la fiche de connexion

avec λ_{g1} la plus grande longueur d'onde et λ_{g2} la plus petite longueur d'onde. On obtient $L_1=1,8$ mm et $L_2=1,9$ mm avec $\epsilon_{\text{reff}1}=10,3$ et $\epsilon_{\text{reff}2}=9,3$.

L'adaptation des vitesses de phase réalisée par une telle ligne permet d'atteindre un rendement meilleur que 90% sur toute la gamme de fréquence 8-18 GHz selon les formules présentées au paragraphe 3.2.4.1.

4.4.1. Réalisation de la ligne hyperfréquence

Toute la réalisation technologique du dépôt de l'électrode excepté pour l'électrolyse est effectuée au C.H.S. (Centre Hyperfréquences et Semi-conducteurs). Plusieurs étapes de réalisation sont nécessaires: (i) fabriquer un masque, (ii) effectuer une photolithographie, puis (iii) un dépôt d'or et enfin (iv) un lift-off. Une fois la ligne réalisée, l'électrolyse d'or nous permet d'épaissir l'électrode. Nous donnons maintenant quelques détails sur ces différentes opérations.

4.4.1.1 La réalisation du masque

Le masque est réalisé en utilisant un coordinatographe ce qui permet d'obtenir une précision du motif de l'ordre de 10 μm . Celui-ci est réalisé en deux étapes. On découpe d'abord dans une feuille de mylar le motif du masque sur le coordinatographe à l'échelle 10; ceci s'effectue avec une épaisseur de trait de découpe de l'ordre de 100 μm et une précision donnée à 1 μm . Puis ce masque est posé sur un banc de réduction Micro-Contrôle et il est tiré à un facteur de réduction nous donnant le dessin sur un film plastique transparent à l'échelle 1, ce film étant recouvert d'une couche de gélatine photosensible. On obtient ainsi après développement le masque désiré.

4.4.1.2. La photolithographie

Cette étape est réalisée à l'aide d'une résine "Shipley AZ 1475", résine photosensible positive et est schématisée à la figure 4-4-2. On dépose de la résine sur l'échantillon; puis par l'intermédiaire d'une tournette sur laquelle est fixé l'échantillon, on étale la résine par centrifugation jusqu'à obtenir un film très mince d'une épaisseur de l'ordre du micron. Un premier recuit est effectué durant 10 à 15 minutes à une température de 60° pour permettre un bon séchage de la résine. Ceci fait, il reste à exposer la plaquette aux U.V. au travers du masque. Il est important d'avoir un bon positionnement du masque par rapport à la plaquette d'AsGa pour obtenir une disposition idéale. Puis on insole le tout durant 30 secondes, ce qui rend la résine exposée soluble pour le développeur. Le développement s'effectue en trempant l'échantillon dans du "AZ developer" dilué à 50% pendant 1 minute tout en agitant.

Enfin un dernier recuit à 60° durant une heure permet d'améliorer la résistance aux agents chimiques de la résine et d'augmenter son adhérence sur le semi-conducteur. Un meilleur recuit serait obtenu en chauffant à 80°; mais dans notre cas il faut absolument éviter une température trop élevée pour ne pas engendrer de fractures dans la couche.

De plus au cours des différentes étapes il faut veiller de façon minutieuse à la propreté de la couche en la nettoyant avant le dépôt de la résine à l'alcool et à l'acétone, à la propreté du masque en vérifiant qu'il n'y ait pas de poussières, à la propreté de la résine en la filtrant avant de la déposer sur la couche. De même, avant le dépôt d'or, il faut s'assurer d'avoir une couche bien propre car la moindre poussière provoque un mauvais contact.

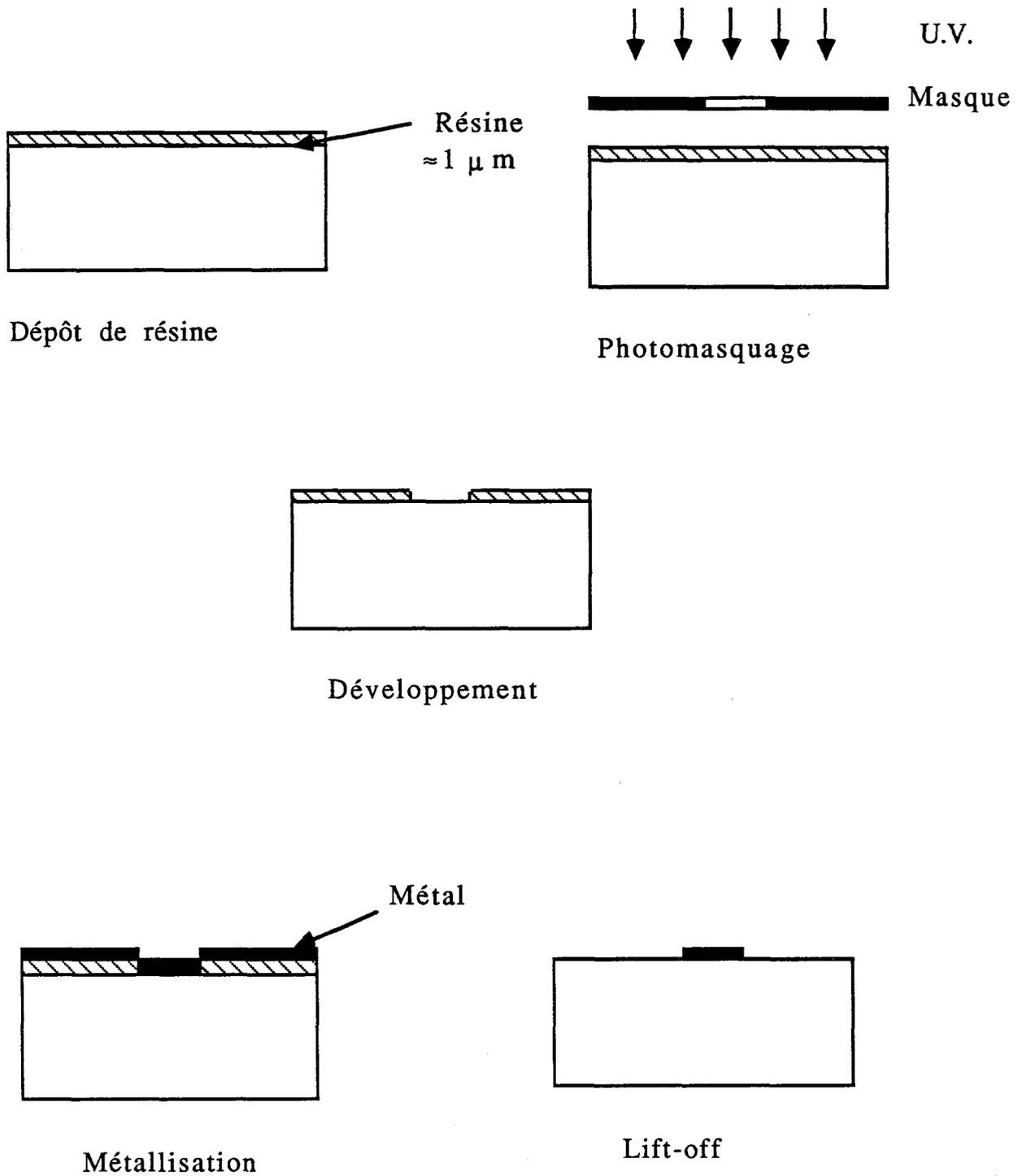


Figure 4-4-2: Les différentes étapes de réalisation de l'électrode en or

4.4.1.3. *Le dépôt d'or*

L'électrode est déposée maintenant sur la plaquette. Théoriquement tout métal déposé sur une plaquette d'AsGa forme naturellement un contact Schottky; en fait pour réaliser une bonne barrière, il faut s'assurer de la qualité de l'état de surface de la couche. Dans notre cas on effectue un dépôt par évaporation sous vide de:

- 500 Å de titane

- 5000 Å d'or.

Le titane sert de couche d'accrochage pour l'or sur l'AsGa. Il nous reste maintenant à effectuer le lift-off.

4.4.1.4. *Le lift-off*

On procède au lift-off pour éliminer l'excès de métallisation en dissolvant la résine restant présente sur la couche (voir la figure 4-4-2). Cette résine se dissout en trempant la couche dans l'acétone, pour accélérer le processus on place le tout dans une cuve à ultra-sons.

Une fois le lift-off effectué, on nettoie la couche à l'alcool pour éliminer les restes de résine et retrouver ainsi l'état de surface initial. Un recuit à 250° durant 1 minute nous permettrait de stabiliser la couche d'or mais cette étape est à proscrire pour les raisons invoquées plus haut.

La phase finale de ce processus est l'électrolyse d'or qui nous permet d'épaissir la ligne afin de diminuer sa résistance électrique et permettre ainsi la transmission de fortes puissances hyperfréquences.

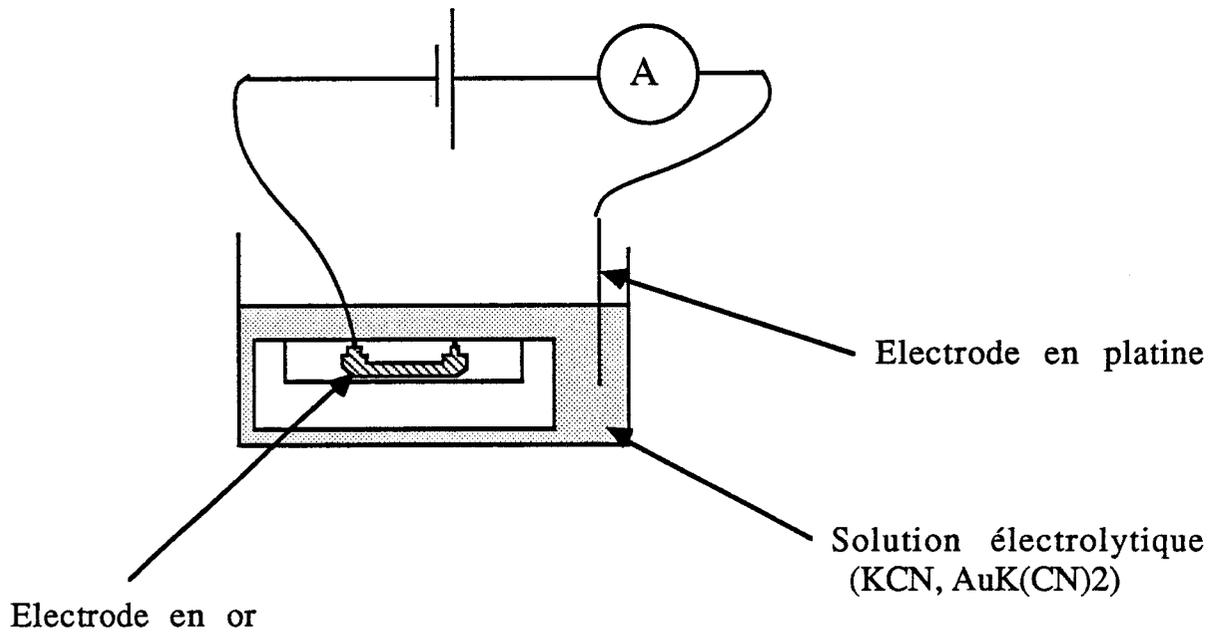


Figure 4-4-3: Epaisseur de la ligne
d'or par électrolyse

4.4.1.5. L'électrolyse

Cette électrolyse est réalisée dans un bain de KCN, AuK(CN)₂ avec les concentrations suivantes: 0,32 gr de KCN et 0,92 gr d'AuK(CN)₂ pour 80 cm³ d'eau distillée. Ce bain est porté à une température de 50°. On plonge la plaquette dans le bain avec un connecteur RIM-SMA pour appliquer la tension d'électrolyse ainsi qu'une cathode en platine (voir la figure 4-4-3). On règle la densité de courant à 250 $\mu\text{A}/\text{dm}^2$, ce qui correspond à une vitesse de dépôt de 0,05 $\mu\text{m}/\text{min}$. On a donc un épaissement d'or de 5 μm en 1 H 20. La vitesse d'épaissement est simplement contrôlée par l'intensité du courant appliqué à la couche.

On apprécie la qualité du dépôt en mesurant l'impédance d'un bout à l'autre de la ligne: l'impédance avant épaissement s'élève à quelques Ohms, tandis qu'après l'électrolyse elle chute à environ 0,25 Ω (y compris l'impédance de contact et les connecteurs RIM-SMA).

4.4.2. Le couplage électrique

Aux fréquences de travail (8-18 GHz), l'onde qui se propage sur la ligne micro-ruban est une onde hybride quasi-TEM. Pour exciter cette ligne, nous utilisons une connexion classique (connecteurs RIM-SMA) puisque le mode fondamental du câble coaxial est le mode TEM. Ces connecteurs sont des connecteurs Radial R 125462 avec une âme centrale cylindrique de diamètre 0,25 mm. Ils sont amenés sur la couche par un système de positionnement réglable verticalement et juste posés sur la couche. On apprécie la qualité de connexion en mesurant l'impédance en statique de la connexion.

4.4.3. La caractérisation de la ligne hyperfréquence

Pour tester les qualités hyperfréquences de la couche, on a mesuré la transmission hyperfréquence sur toute la gamme désirée; un enregistrement de cette mesure est donné à la figure 4-4-4. On peut y noter que la ligne n'est pas adaptée large bande, car la transmission présente des pics régulièrement espacés d'environ 1 GHz. Plus précisément, on a un pic de transmission à -3 dB d'atténuation 4 pics à mieux que -5 dB et 7 pics à mieux que -8 dB. Ces résultats sont reproductibles d'une couche à l'autre, on peut donc en conclure que la mauvaise transmission hyperfréquence est due essentiellement à la géométrie de la ligne: mauvaise adaptation quart-d'onde, problèmes de capacité parasite. L'amélioration des caractéristiques hyperfréquences passe par la conception d'un autre schéma d'adaptation. Nous avons cependant décidé de vérifier les possibilités de modulation hyperfréquence des couches et électrodes ainsi réalisées en effectuant des mesures à des fréquences fixes correspondant à des maxima de transmission. Le paragraphe suivant décrit ces expériences et les résultats obtenus.

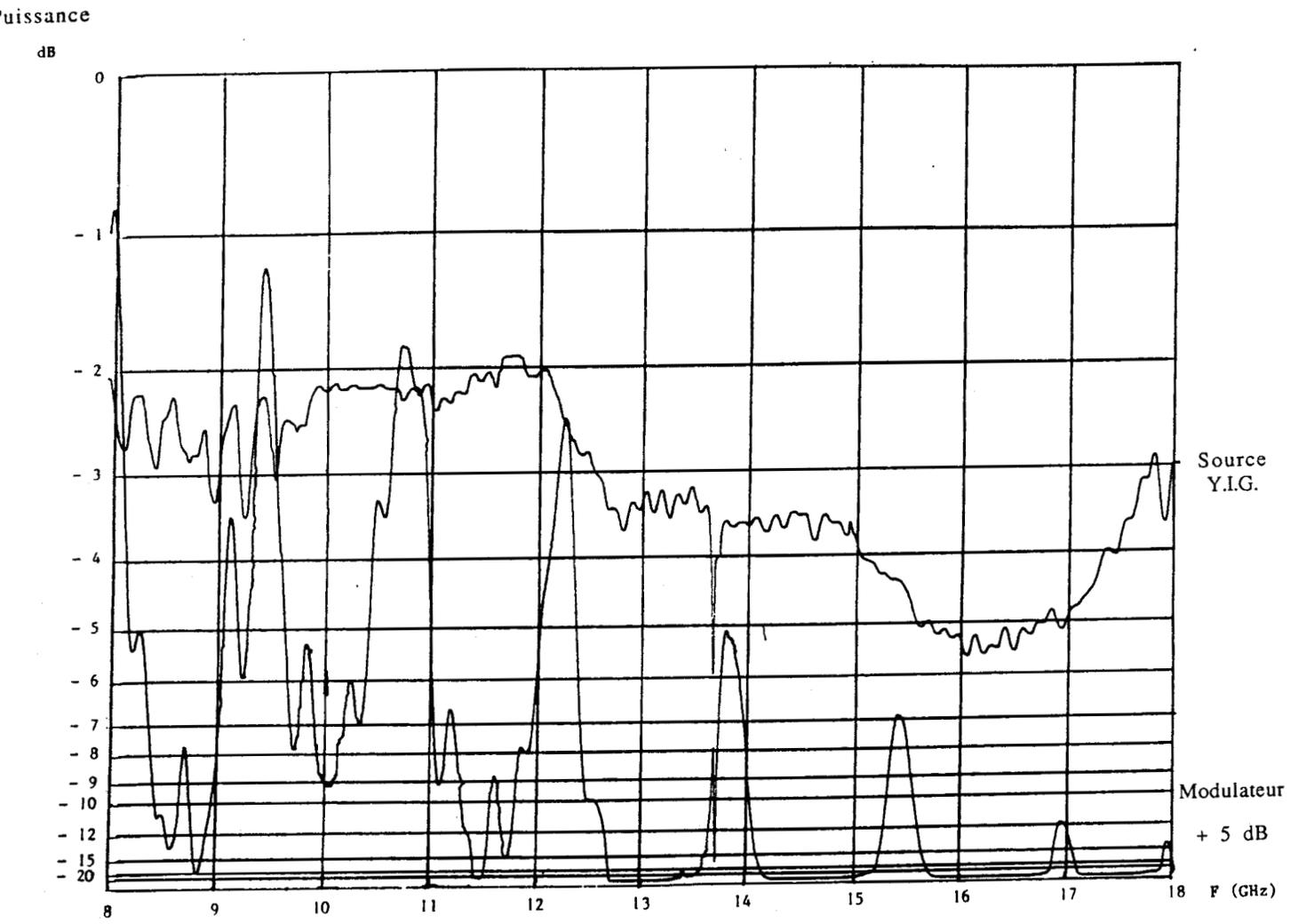


Figure 4-4-4: Enregistrement de la puissance hyperfréquence transmise par le modulateur

4.5. LA MODULATION HYPERFRÉQUENCE

4.5.1. Description de l'expérience

Le schéma expérimental est présenté à la figure 4-5-1: comme pour la modulation basse fréquence, on utilise un laser C7 provenant de la S.A.T. (Société Anonyme des Télécommunications), un laser He-Ne pour visualiser le faisceau et une lentille pour focaliser le faisceau à l'interface prisme-guide. La micro-onde fournie par une source Y.I.G. est amplifiée par le tube à onde progressive déjà utilisé pour le modulateur intracavité. Elle est appliquée sur la couche par l'intermédiaire d'un connecteur RIM-SMA; la ligne est fermée par une charge adaptée. Le faisceau passe ensuite au travers d'une lentille pour être refocalisé sur l'étalon de Pérot-Fabry, situé derrière un polariseur à grille. Ce polariseur est utilisé pour atténuer d'environ 10 dB la puissance transmise lorsque le Pérot-Fabry est accordé à la fréquence de la porteuse. Le Pérot-Fabry permet de filtrer le signal en sélectionnant les bandes latérales tout en atténuant fortement la porteuse. Cet étalon peut être continûment ajusté en longueur. Compte tenu de sa longueur, ($l = 2$ mm) ceci permet de filtrer un intervalle spectral de 18 GHz autour de la porteuse. Enfin la radiation infra-rouge filtrée est récupérée sur un détecteur HgCdTe de la S.A.T. et le signal reçu est traité par une chaîne de détection.

Nous allons maintenant décrire notre étalon de Pérot-Fabry ainsi que la chaîne de détection utilisée.

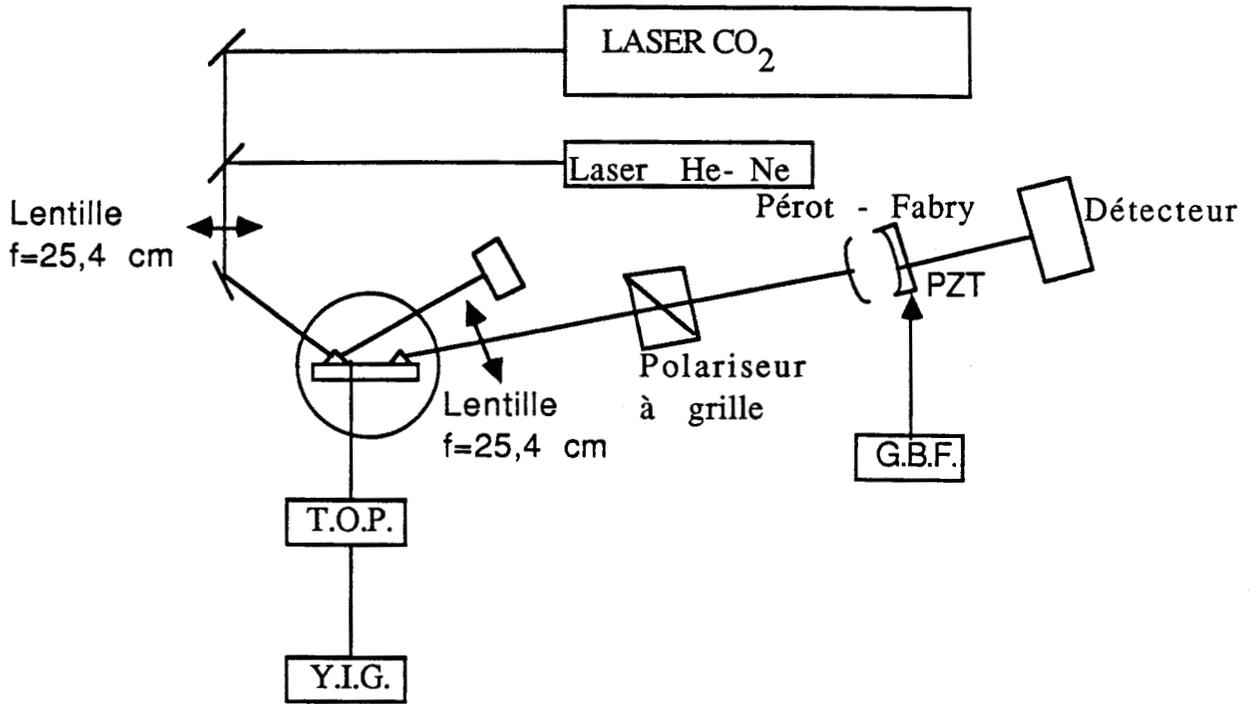


Figure 4-5-1: Schéma bloc de l'expérience de modulation hyperfréquence

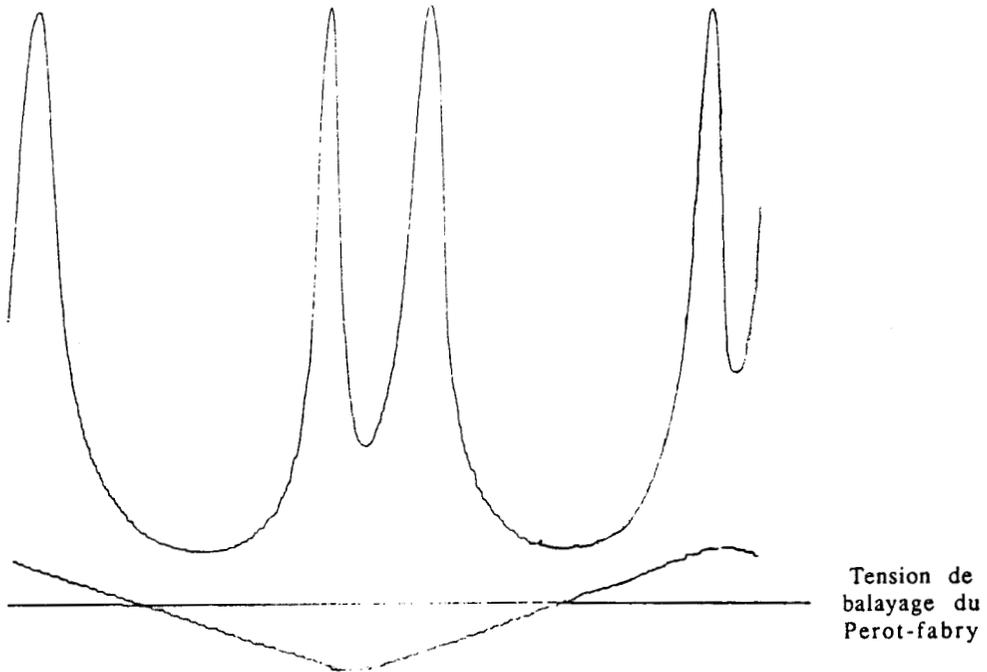


Figure 4-5-2: Courbe de transmission de l'étalon de Pérot-Fabry

4.5.2. L'étalon de Pérot-Fabry

Ce Pérot-Fabry est un étalon de notre fabrication (Laplace 1986). Son intervalle spectral libre de $\Delta\nu = 32$ GHz et sa finesse de l'ordre de 10 permettent une atténuation maximale de la porteuse par rapport aux bandes latérales de:

$$A = 10 \log \frac{I}{I_M}$$

Soit d'après les formules du paragraphe 3.3.1.:

$$A = 10 \log \frac{1}{1 + \left(\frac{2N}{\pi}\right)^2}$$

c'est à dire $A \approx 16$ dB au mieux.

Un enregistrement de la transmission du Pérot-Fabry est donné à la figure 4-5-2. Cet enregistrement est obtenu en balayant l'étalon sur environ 32 GHz à raison d'environ 1 GHz pour une tension de 30 V appliquée aux céramiques piézo-électriques. On remarque que la finesse obtenue dépend essentiellement de l'alignement de l'étalon. En pratique le taux maximal de transmission est de l'ordre de 70%.

Pour obtenir de meilleures performances, un étalon a été acheté à la société Queensgate Instrument en Grande-Bretagne, mais cet étalon ne nous a pas donné satisfaction, et pour l'instant sa finesse reste bien inférieure à celle annoncée par le constructeur.

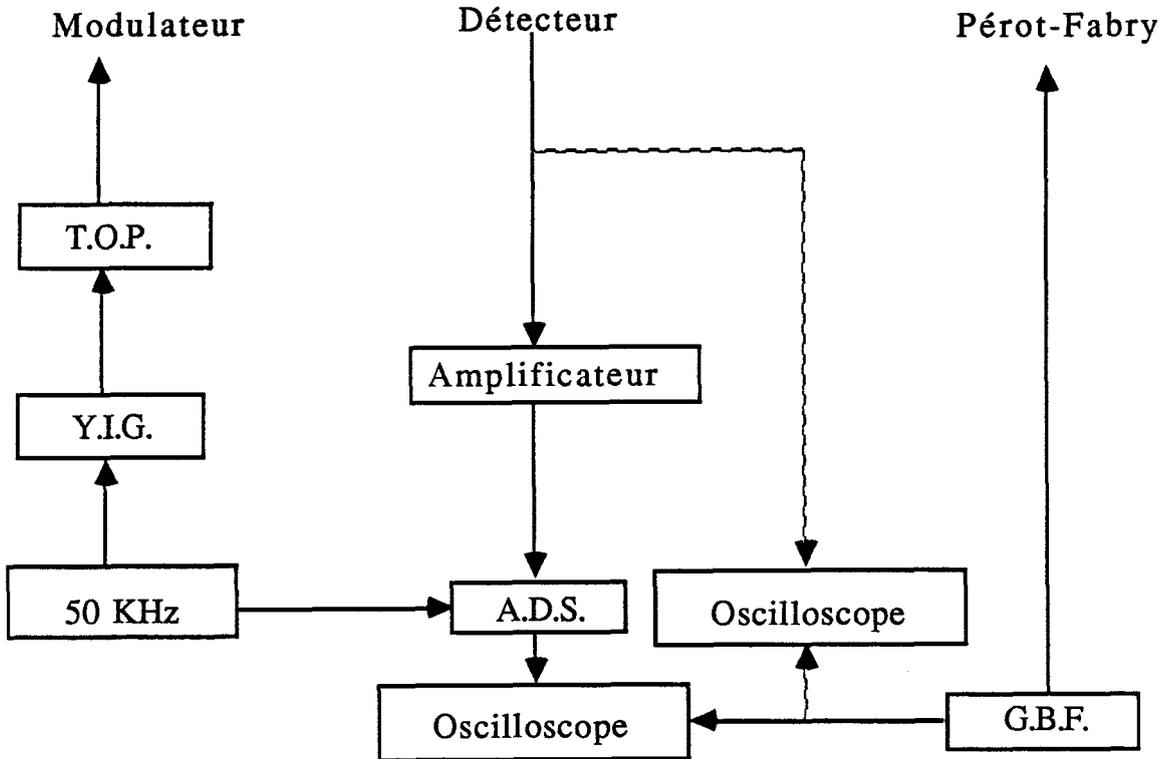


Figure 4-5-3: Chaîne de détection utilisée suivant l'enregistrement choisi

4.5.3. Description de la chaîne de détection

La chaîne de détection a été réalisée suivant la sensibilité désirée et le mode d'enregistrement choisi. Dans un premier temps pour mettre en évidence la modulation, on a utilisé un A.D.S. (voir la figure 4-5-3). On module la source hyperfréquence par tout ou rien à une fréquence de l'ordre de 50 KHz; la tension recueillie sur le détecteur est amplifiée par un pré-amplificateur de gain 40 dB puis traitée par détection synchrone. La sortie de l'A.D.S. est visualisée sur un oscilloscope dont la base de temps correspond à la période de balayage de l'étalon de Pérot-Fabry.

Dans un second temps pour quantifier le taux de modulation obtenue on supprime l'A.D.S. et on observe directement la puissance transmise par le détecteur sur un oscilloscope.

4.5.4. La modulation hyperfréquence

Une modulation hyperfréquence sur toute la gamme 8-18 GHz a été mise en évidence grâce à l'A.D.S. mais le taux de modulation obtenu est très variable, il y a jusqu'à un rapport 40 fois entre le minima et le maxima. L'enregistrement donné à la figure 4-5-4 correspond au signal obtenu en sortie de l'A.D.S. pour une fréquence de modulation de 8 GHz. L'apport de la micro-onde provoque une hausse de puissance pour les bandes latérales et une baisse de puissance pour la porteuse ce qui correspond à une variation de phase à la fréquence de modulation de la source micro-onde (50 KHz) opposée pour la porteuse par rapport aux bandes latérales. On observe en effet lors d'un balayage de l'étalon de Pérot-Fabry deux pics positifs et un négatif, les pics positifs correspondent aux bandes latérales et le pic négatif à la porteuse.

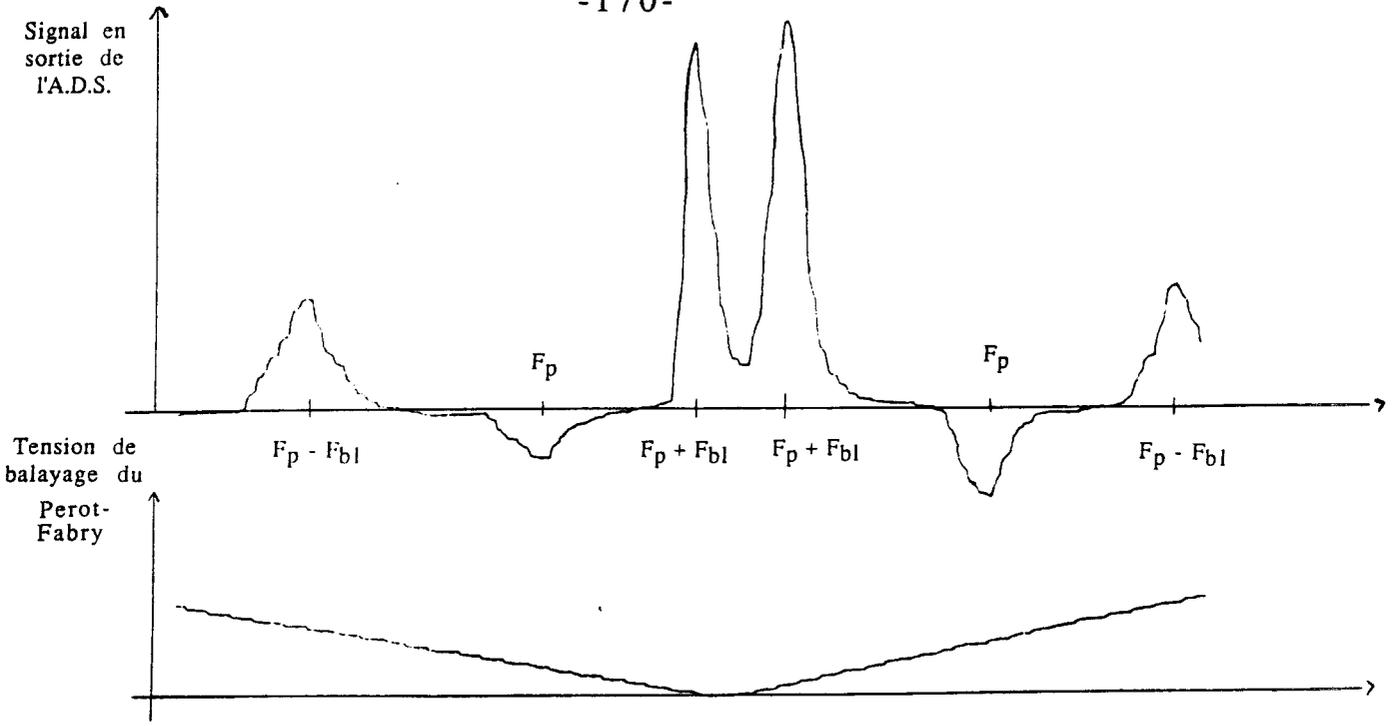


Figure 4-5-4: Spectre obtenu en balayant continuellement le Pérot-Fabry (enregistrement en sortie de l'A.D.S.)

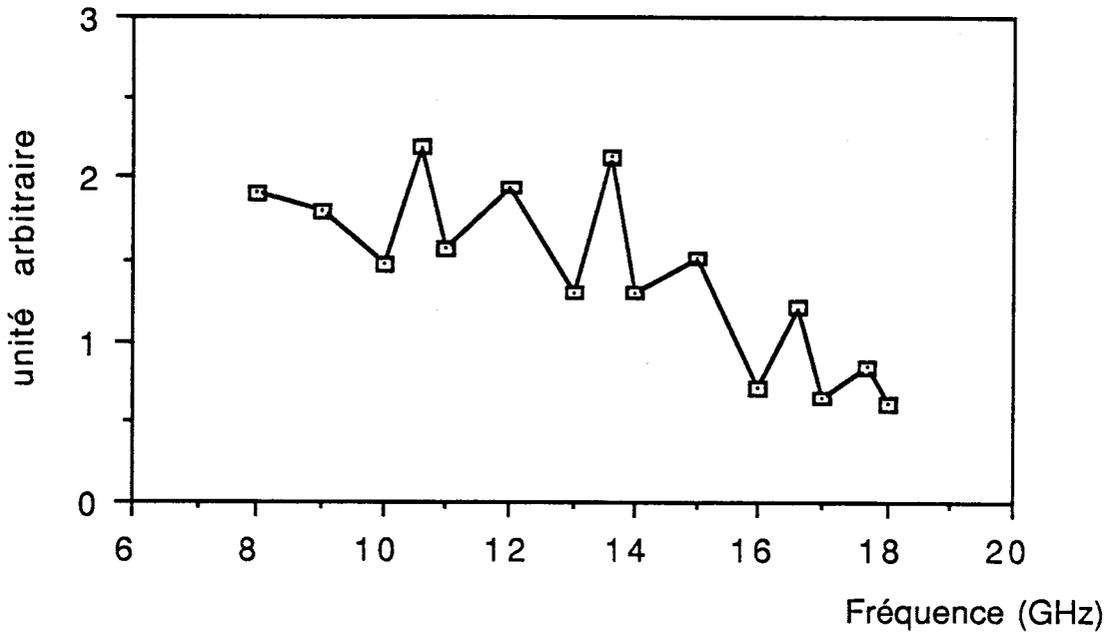


Figure 4-5-5: Reconstruction de la courbe de puissance de bandes latérales en fonction de la fréquence à partir de mesures ponctuelles

A la figure 4-5-5 est tracée la courbe approximative (les points correspondent à des mesures expérimentales) du taux de modulation obtenu sur toute la bande. On voit bien apparaître la forme de la courbe de transmission de la ligne micro-onde, et par conséquent en adaptant la ligne on peut espérer obtenir une modulation uniforme sur toute la gamme.

On a enregistré en vidéo-détection directe le signal obtenu en balayant le Pérot-Fabry et en modulant la source; malgré le faible niveau de puissance infra-rouge incidente utilisée pour ne pas saturer le détecteur, le signal des bandes latérales est significatif (voir la figure 4-5-6). Mais le détecteur n'étant pas linéaire, on ne peut tirer de ces enregistrements la valeur du taux de modulation.

Pour estimer la puissance de bande latérale obtenue, on a enregistré en vidéo-détection directe la sortie du détecteur tout en réglant le Pérot-Fabry pour qu'il soit passant pour une bande latérale et en modulant en amplitude la source hyperfréquence par un signal carré de basse fréquence. En choisissant une fréquence micro-onde correspondant à un pic de modulation (10,6 GHz) on a pu obtenir un signal de l'ordre de 1 mV soit après étalonnage sommaire du détecteur une puissance de bande latérale d'environ 200 μ W pour une puissance de porteuse de 150 mW et une puissance micro-onde de l'ordre de 10 W (voir la figure 4-5-7).

On peut donc estimer le rendement de notre modulateur on a:

$$\frac{P_{BL}}{P_P} \approx 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ pour 1 watt micro-onde et 1 watt infra-}$$

rouge transmis par la couche.

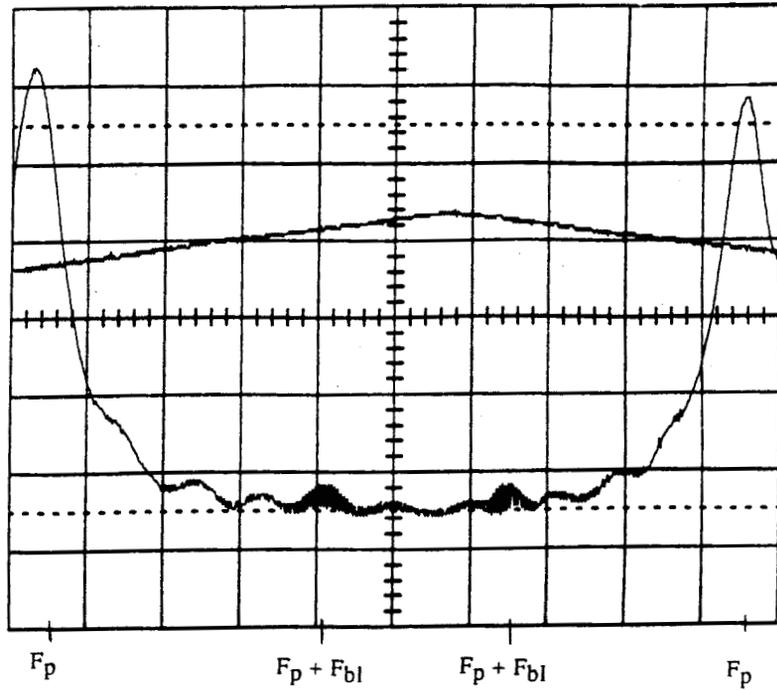


Figure 4-5-6: Spectre obtenu en balayant continûment l'étalon de Pérot-Fabry, la trace du haut correspondant à la tension de balayage de l'étalon

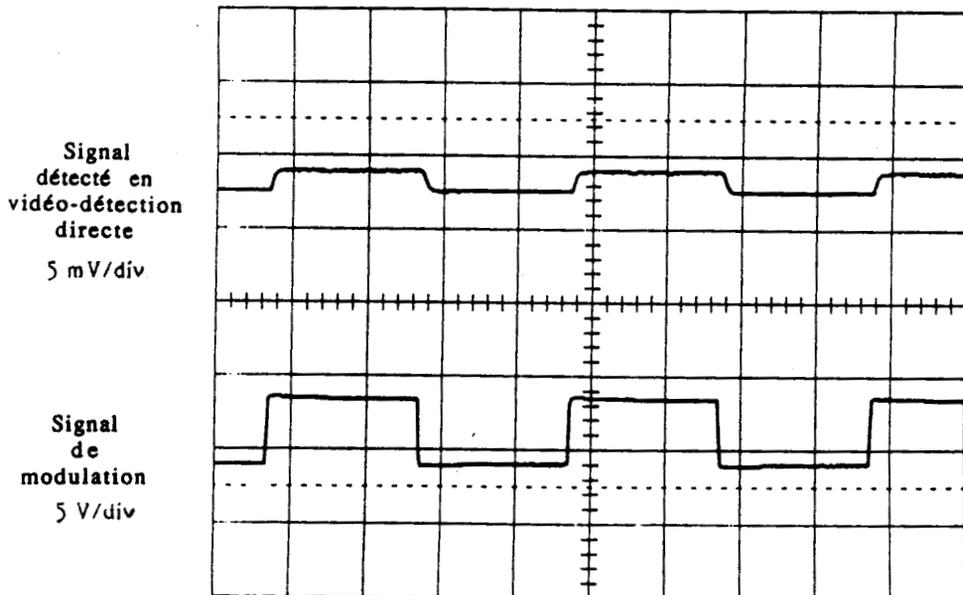


Figure 4-5-7: Signal de modulation hyperfréquence, la source Y.I.G. étant modulée par tout ou rien à 50 KHz

En fait la puissance infra-rouge incidente est de 1,6 W mais la présence de la ligne sur la couche perturbe la transmission infra-rouge, et la puissance transmise au travers est seulement d'environ 10% de la puissance incidente. Le rendement global du modulateur est donc de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-5}$ pour 1 watt micro-onde et 1 watt de infra-rouge émis par le laser.

CONCLUSION

Dans ce travail, deux types de modulateurs électro-optiques ont été présentés: un dispositif intra-cavité, l'autre en optique intégrée.

Pour le modulateur en intra-cavité, il a fallu développer une nouvelle gamme de lasers permettant d'introduire divers éléments optiques (modulateur, polariseur...) dans la cavité. Des guides d'onde hyperfréquence ont été réalisés et le modulateur a pu être inséré dans la cavité, ce qui a permis d'observer une modulation hyperfréquence. L'efficacité de ce dispositif est équivalente à celle du modulateur massif et sa configuration nous permet d'obtenir une puissance des bandes latérales de l'ordre du milliwatt. Mais cette efficacité est entachée par la mauvaise qualité de transmission du guide hyperfréquence. Pour améliorer cette transmission, des transitions pyramidales vont être insérées entre le guide et les coudes; ceci doit permettre de retrouver un guide adapté et une efficacité maximale sur toute la bande 8 - 18 GHz.

Pour le modulateur en optique intégré, des guides d'onde optique de différentes épaisseurs ont été réalisés et caractérisés. Leur bonne qualité nous a permis de développer une ligne hyperfréquence. La présente configuration de cette ligne ne nous a pas permis d'obtenir la bande passante désirée, mais les pics de transmission obtenus nous ont incité à tester la structure en tant que modulateur hyperfréquence. Ici la modulation n'est plus comme précédemment une modulation d'amplitude, mais une modulation de phase et les bandes latérales sont dans la même polarisation que la porteuse; on a donc utilisé un interféromètre de Pérot et Fabry pour filtrer le signal. La puissance de bande latérale obtenue est comparable à celle du modulateur massif en extra-cavité; mais une amélioration de la transmission infra-rouge en présence de la ligne hyperfréquence nous permet d'espérer obtenir une puissance d'un ordre de grandeur supérieur. De plus une adaptation

large bande de la ligne micro-ruban débouchera sur un modulateur performant pour toute la gamme de fréquences 8-18 GHz.

BIBLIOGRAPHIE

- Abrams R. L. (1972) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-8, p. 838
- Bahl I. J., Ramesh Garg (1977) Proc. IEEE vol. 69 p. 1611
- Carlin H. J. (1973) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-21, p. 589
- Chester A. N., Abrams R. L. (1972) Appl. Phys. Lett., vol. 21, p. 576
- Cheo P. K., Berak J. M., Oshinsky W., Swindal J. L. (1973) Appl. Opt. vol. 12, p. 500
- Cheo P. K., Wagner R. (1977) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-13, p. 159
- Chevalier J. M. (1989) Thèse de doctorat, Lille
- Chevalier J. M., Legrand J., Glorieux P., Wlodarczak G., Demaison J. (1989) J. Chem. Phys. vol. 90, p. 6833
- Corcoran V. J., Cupp R. E., Gallagher J. J., Smith W. T. (1970) Appl. Phys. Lett., vol. 16, p. 316
- Corcoran V. J., Martin J. M., Smith W. T. (1973) Appl. Phys. Lett., vol. 22, p. 517
- Degnan J. J., Hall D. R. (1973) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-9, p. 901
- Deidele S., Beyer J. B. (1987) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-35, p. 535
- Delacourt D. (1985) Thèse de doctorat, Nice
- Delacressonniere B. (1988) Thèse de doctorat, Lille
- Edwards T. C., Owens R. R. (1976) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-24, p. 506
- Falco C., Azema A., Botineau J., Ostrowsky D. B. (1982) Appl. Opt. vol. 21, p. 1847
- Fan H. Y. (1967) "Semiconductors and Semimetals" vol. 3, Academic Press, New-York, p 405

- Gestinger W. J. (1973) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-21, p. 34
- Garmire E. M., Stoll H. (1972) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-8, p. 703
- Gupta K. C., Garg R., Bahl I. J. (1979) "Microstrips Lines and Slotlines", Artech House, Dedham, p. 107
- Gürs K., Müller R. (1963) Phys. Lett. vol. 5, p. 179
- Hall D. G. (1980) Appl. Opt. vol. 19, p. 1732
- Hall D. R., Hill C. A. (1987) "Handbook of molecular lasers" (P. K. Cheo ed.), Dekker, New-York, p. 165
- Hammerstad E. O. (1975) Proc. European Microwave Conf. p. 268
- Henderson D. M. (1976) Appl. Opt. vol. 15, p. 1066
- Hoefffer W. J. R., Burton M. N. (1982) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-30, p. 2190
- Kaminow I. P., Turner E. H. (1966) Appl. Opt. vol. 5, p. 1612
- Kaminow I. P. (1968) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-4, p. 23
- Kaminow I. P. (1974) "An introduction to electrooptic devices", Academic Press, New-York, p. 39
- Kiefer J., Yariv A. (1971) Appl. Phys. Lett., vol. 15, p. 26
- Kiefer J. E., Wassmeier T. A., Goodwin F. E. (1972) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-8, p. 173
- Laakmann K. D. (1978) Int. Conf., Lasers Orlando, Fl.
- Laakmann P. (1989) Lasers & Optronics vol. 8, n°3, p. 35
- Lachambre J. L., MacFarlane J., Otis G., Lavigne P. (1978) Appl. Phys. Lett., vol. 32, p. 652
- Laplace B. (1986) memoire d'ingénieur E.S.O.
- Legrand J., Delacressonniere B., Chevalier J. M., Glorieux P. (1989) J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, p. 283

- Lotspeich J. F. (1974) Appl. Opt. vol. 13, p. 2529
- Magerl G., Bonek E. (1976) J. Appl. Phys. vol. 47, p. 4901
- Magerl G., Bonek E. (1979) Appl. Phys. Lett., vol. 34, p. 452
- Magerl G., Schupita W., Bonek E., Kreiner W. A. (1980) J. Mol. Spectrosc. vol. 83, p. 431
- Magerl G., Schupita W., Bonek E. (1982) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-18, p. 1214
- Magerl G., Frye J. M., Kreiner W. A., Oka T. (1983) Appl. Phys. Lett., vol. 42, p. 656
- Marcatili E. A. J., Schmetzer R. A. (1964) Bell Syst. Tech. J. vol 43, p. 1783
- Marcuse D. (1969) Bell Syst. Tech. J. vol 48 p. 3242
- Midwinter J. E. (1970) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-6, p. 583
- Miyanaga S., Imai M., Asakura T. (1978) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-14, p. 30
- Namba S. (1961) J. Opt. Soc. Am., vol. 51, p. 76
- Nash F. R., Smith P. W. (1968) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-4, p. 26
- Nye J. F. (1961) "Propriétés physiques des cristaux", Dunod, p. 247
- Pehl E. (1985) "Microwave technology", Artech House, Dedham, p. 86
- Pucel R. A., Masse D. J., Hartwig C. P. (1968) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-16, p. 342
- Schneider M. V. (1969) Bell Syst. Tech. J. vol 48 p. 1421
- Sharma A. K., Hoeffler W. J. K. (1983) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-31, p. 350
- Smith P. W. (1971) Appl. Phys. Lett., vol. 19, p. 132

- Smith P. W., Wood O. R., Maloney P. J., Adams C. R. (1981) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-17, p. 1166
- Takano T., Hamasaki J. (1972) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-8, p. 206
- Thyagarajan K., Bourbin Y., Enard A., Vatoux S., Papuchon M. (1985) Optics Lett. vol. 10, p. 288
- Tien P. K., Ulrich R. (1970) J. Opt. Soc. Am., vol. 60, p. 1325
- Tien P. K. (1971) Appl. Opt. vol. 10, p. 2395
- Tien P. K. (1977) Rev. Mod. Phys. vol. 49, p. 361
- Troughton P. (1969) Electron. Lett. vol 5, p. 25
- Tsai T. L., Tuan H. S. (1974) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-10, p. 326
- Ulrich R. (1970) J. Opt. Soc. Am., vol. 60, p. 1337
- Veerabhadra Rao K., Paul D. K., Sabbarao E. C. (1980) Ind. J. Phys. vol. 54B, p. 366
- Waksberg A. L. (1973) IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-9, p. 1086
- Wheeler H. A. (1965) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. MTT-13, p. 172
- Wheeler H. A. (1942) Proc. IRE vol. 30, p. 412
- Yariv A., "Quantum Electronics", Wiley, New-York, p. 327
- Young L. (1959) IRE MTT-7, p. 233

