

50376  
1986  
251

50376  
1986  
251

N° d'ordre : 1364

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Denis REMIENS



## ETUDE ET REALISATION D'UN MODULATEUR ELECTRO-OPTIQUE SUR ARSENIURE DE GALLIUM

Soutenue le 19 Novembre 1986 devant la Commission d'Examen

M. E. CONSTANT  
M. D. DECOSTER  
M. A. CARENCO  
M. M. PAPUCHON  
M. .E. BRIDOUX  
M. L. RACZY  
M. P. KENNIS

Président  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Examineur

✓

Ce travail a été effectué au "CENTRE HYPERFREQUENCES ET SEMICONDUCTEURS", dirigé par Monsieur le Professeur SALMER. Monsieur le Professeur CONSTANT, Directeur du "C.H.S." au début de ce travail, m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider la Commission d'Examen.

Monsieur D. DECOSTER, Maître de Conférences à l'Université de LILLE I, m'a proposé le sujet de ce travail. Je le remercie de m'avoir accepté dans son équipe et de m'avoir ainsi permis de m'initier dans la façon d'aborder un travail scientifique tout en bénéficiant, et c'est une chance précieuse, de discussions et collaborations avec de nombreux chercheurs, tant au C.H.S. qu'à l'extérieur du laboratoire.

Un grand nombre de caractérisations présentées dans ce travail ont été effectuées au "Centre National d'Etudes des Télécommunications" (Bagneux) dans le service "Onde Optique Guidée", dirigé par Monsieur A. CARENCO, membre du Comité des programmes de la Conférence Européenne sur l'optique intégrée. Les nombreuses discussions que j'ai eues avec lui se sont toujours avérées très fructueuses. Sa compétence scientifique m'a apporté un appui considérable. Je suis très touché qu'il ait bien voulu accepter de juger ce travail et je suis heureux de pouvoir lui exprimer ici mes plus sincères remerciements.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Monsieur M. PAPUCHON, chef du laboratoire d'optique intégrée du Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-CSF pour les discussions enrichissantes que nous avons eues et du support expérimental qu'il n'a jamais hésité à m'apporter. Je suis très sensible à sa présence dans mon jury et le remercie pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail.

Je remercie Monsieur E. BRIDOUX, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrasis pour m'avoir initié aux techniques de réalisation de réseaux. Je lui suis très reconnaissant pour sa participation au jury.

Un certain nombre d'épitaxies ont été fournies par l'équipe dynamique et compétente "Matériau" du C.H.S., dirigée par Monsieur le Professeur L. RACZY. Il me fait l'honneur d'examiner ce travail et je l'en remercie sincèrement.



Qu'il me soit permis d'exprimer ma reconnaissance envers Monsieur P. KENNIS, Maître de Conférences à l'Université de LILLE I pour les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a fait profiter de son expérience scientifique. Je le remercie vivement de participer à mon jury. Je ne peux oublier Messieurs PRIBETICH, SEGUINOT et LEGIER de l'équipe "Circuits et Propagation Hyperfréquences" pour l'aide efficace qu'ils m'ont apportée et leur compétence dont ils m'ont fait bénéficier. Je les en remercie profondément.

Je tiens à remercier vivement Mesdames FATTORINI et MIENS, Mademoiselle LEGRIS, Messieurs GRIMBERT, LEROY et VANDERMOERE de l'équipe de technologie, dirigée par Monsieur VANBREMEERSCH. Leur disponibilité et leur compétence m'ont été d'un grand secours.

Je suis heureux d'associer à ce travail Messieurs GRIMBERT et VANDERMOERE pour l'aide considérable qu'ils m'ont apportée pour les réalisations technologiques présentées dans ce travail.

Je remercie également Messieurs ANDRIES, JENNEQUIN et MICHON de l'atelier de mécanique pour leur collaboration efficace.

La bibliographie faite dans ce travail aurait été amputée d'un grand nombre d'articles sans l'efficacité de Madame BRIDOUX, responsable du service "PRET-INTER" de la Bibliothèque Inter-Universitaire de Lille I. Un grand merci et toutes mes excuses pour cette tâche ingrate et difficile que je lui ai infligée.

Mesdames CHARVET, MEESMACKER et VANBREMEERSCH ont assuré la dactylographie de ce mémoire. Je leur en suis très reconnaissant et les remercie de leur patience, de leur disponibilité et de la qualité de leur travail.

La mise en forme finale de ce mémoire a été effectuée par Monsieur DEHORTER, des services techniques de l'U.F.R. d'IEEA ; je l'en remercie vivement.

X

S O M M A I R E

Page

INTRODUCTION

X CHAPITRE I

I - CONSTANCE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU .....	6
II - SUSCEPTIBILITE DES PORTEURS LIBRES .....	9
III - VARIATION DE L'INDICE LIEE AUX PORTEURS LIBRES .....	13
III.1. GaAs .....	13
III.1.a. Indice de réfraction.....	13
III.1.b. Variation de l'indice du GaAs avec le dopage.....	16
III.2. InP .....	18
III.2.a. Indice de réfraction de l'InP.....	18
III.2.b. Variation d'indice de l'InP avec le dopage.....	18
IV - GUIDE D'ONDE OPTIQUE DIELECTRIQUE .....	20
IV.1. Définition .....	20
IV.2. Guide plan sur matériaux semiconducteurs .....	22

IV.2.a. Homostructure GaAs et InP .....	22
IV.2.b. Structure de guidage sur hétérojonctions .....	24
IV.2.b.1. Hétérostructure GaAs/GaAlAs/GaAs.....	24
IV.2.b.2. Hétérojonction GaInAsP/InP.....	26
<b>V - ETUDE DU GUIDE D'ONDE PLAN .....</b>	<b>28</b>
V.1. Description de la structure .....	28
V.2. Approche par la méthode des rayons .....	29
V.3. Etude de la propagation d'un guide plan par les équations de Maxwell .....	37
V.3.a. Généralités .....	37
V.3.b. Résolution partielle des équations dans le cas d'un profil $n(z)$ quelconque.....	39
V.3.c. Résolution complète des équations dans l'hypothèse d'un milieu d'indice de réfraction constant.....	40
V.3.c.1. Résolution en modes TE .....	40
V.3.c.2. Résolution en modes TM .....	46
BIBLIOGRAPHIE chapitre I .....	49

## CHAPITRE II

<b>I - GUIDE D'ONDE PLAN SUR ARSENIURE DE GALLIUM .....</b>	<b>52</b>
I.1. Position du problème .....	52
I.2. Diagramme de dispersion.....	54
I.2.a. Epaisseur de coupure .....	57
I.2.b. Dopage de la structure .....	58

I.3. Profil des modes guidés .....	64
I.4. Facteur de confinement .....	66
<b>II - ETUDE DES PERTES DE PROPAGATION .....</b>	<b>70</b>
II.1. Généralités .....	70
II.2. Perte par dispersion .....	72
II.2.a. Pertes par dispersion en volume .....	72
II.2.b. Pertes par dispersion liées à l'état de surface du guide .....	73
II.3. Pertes par absorption .....	76
II.3.a. Absorption interbande .....	76
II.3.b. Absorption liée aux porteurs libres ou absorption intrabande .....	76
II.3.b.1. Expression du coefficient d'absorption.....	77
II.3.b.2. Application aux structures de guidage sur AsGa.	79
II.3.b.2.a. Couche guidante .....	80
II.3.b.2.b. Substrat .....	80
<b>III - DEFINITION DU GUIDE D'ONDE COMPOSE ET ETUDE DES DIFFERENTS MODES DE PROPAGATION QU'IL DEFINIT.....</b>	<b>85</b>
III.1. Généralités .....	85
III.2. Equation des grands modes .....	85
III.3. Equation des modes profonds .....	89
III.4. Guide composé sur GaAs .....	90

III.4.1. Présentation des structures .....	90
III.4.2. Diagramme de dispersion.....	91
<b>IV - STRUCTURES DE GUIDAGE A DEUX DIMENSIONS .....</b>	<b>95</b>
IV.1. Présentation des structures bidimensionnelles .....	95
IV.2. Propriétés optiques des différentes structures .....	97
IV.3. Présentation des différentes méthodes d'analyse.....	99
IV.3.1. Généralités .....	99
IV.3.2. Etude par la méthode des indices équivalents et des indices effectifs.....	100
IV.3.2.a. Définition de l'indice effectif .....	100
IV.3.2.b. Application aux guides en arête .....	101
IV.3.2.c. Application aux guides en ruban .....	101
IV.3.3. Méthode d'analyse .....	103
IV.3.3.a. Méthode de l'indice équivalent .....	103
IV.3.3.b. Méthode de l'indice effectif.....	104
IV.4. Application de la méthode des indices effectifs à quelques guides sur AsGa .....	107
IV.4.1. Guides en arête .....	107
IV.4.1.a. Intensité du contraste de l'indice effectif....	108
IV.4.1.b. Courbe de dispersion.....	110
IV.4.1.c. Profil des modes guidés .....	114
IV.4.1.d. Facteur de confinement .....	117
IV.4.1.e. Pertes en transmission .....	120
IV.4.2. Guide chargé par un ruban .....	122
IV.4.2.a. Intensité du contraste de l'indice effectif ...	123
IV.4.2.b. Courbe de dispersion .....	125
IV.4.2.c. Pertes en transmission.....	125
BIBLIOGRAPHIE Chapitre II.....	130

## X CHAPITRE III

<b>I - ETUDE DE SEPARATEUR D'INTENSITE EN OPTIQUE INTEGREE .....</b>	<b>134</b>
I.1. Séparateur d'intensité par couplage .....	135
I.1.a. Présentation et étude du couplage .....	135
I.1.b. Fonctionnement en diviseur de puissance .....	137
I.1.c. Application aux guides AsGa .....	139
I.2. La jonction Y .....	142
I.2.a. Description de la structure.....	142
I.2.b. Principe de fonctionnement .....	143
I.2.b.1. Fonctionnement sens direct.....	143
I.2.b.2. Fonctionnement sens inverse .....	145
I.2.c. Propriétés de la jonction .....	147
I.2.c.1. Région conique .....	148
I.2.c.2. Zone d'embranchement.....	149
I.2.c.3. Influence des imperfections sur les pertes .....	151
<b>II - EFFET ELECTROOPTIQUE .....</b>	<b>154</b>
II.1. Généralités .....	154
II.2. Effet électro-optique dans l'AsGa .....	156
II.2.a. Mécanisme physique .....	156
II.2.b. Coefficient électrooptique de l'AsGa.....	158
II.2.b.1. Tenseur électrooptique.....	158
II.2.b.1.a. Effet lié à la biréfringence .....	159
II.2.b.2.b. Effet lié à la photoélasticité.....	160
II.2.c. déformation de l'ellipsoïde des indices .....	161

<b>III - INFLUENCE DU METAL SUR LES PROPRIETES DE PROPAGATION DU GUIDE..</b>	<b>167</b>
III.1. Généralités.....	167
III.2. Courbe de dispersion.....	169
III.3. Profil des modes guidés .....	169
III.4. Pertes liées à la présence du métal.....	172
III.5. Mode TMO .....	174
III.6. Effet des contraintes.....	174
<b>IV - MODULATEUR DE PHASE .....</b>	<b>177</b>
IV.1. Modulateur de phase en volume .....	177
IV.2. Modulation électrooptique en champ quelconque.....	179
IV.3. Efficacité de modulation .....	181
IV.3.a. Hypothèse d'un champ électrique uniforme .....	182
IV.3.b. Tension de commande .....	184
IV.3.c. Champ électrique triangulaire .....	187
<b>V - MODULATEUR D'INTENSITE.....</b>	<b>189</b>
<b>VI - MODULATEUR D'INTENSITE INTEGRE.....</b>	<b>190</b>
VI.1. Le coupleur directif.....	191
VI.2. L'interféromètre de MACH-ZEHNDER.....	191

VI.2.a. Description du dispositif.....	191
VI.2.b. Principe de fonctionnement .....	193
VI.2.c. Performances du dispositif.....	196
VI.2.c.1. Pertes totales de l'interféromètre .....	196
VI.2.c.2. Tension de commande .....	198
VI.2.c.3. Rapport d'extinction.....	198
VI.2.c.4. Bande passante électrique.....	199
VI.2.c.4.a. Constantes localisées .....	200
VI.2.c.4.b. Ondes progressives .....	200
VI.3. Quelques critiques et avantages du dispositif.....	204
BIBLIOGRAPHIE Chapitre III.....	206

## CHAPITRE IV

### PARTIE TECHNOLOGIQUE

I - LES EPITAXIES .....	213
II - REALISATION DES MASQUES .....	216
III - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION DE COMPOSANTS ACTIFS	217
III.1. La photolithographie .....	217
III.2. La gravure .....	220
III.3. Guide en arête (en ruban) .....	222
III.4. Séparateur de faisceau .....	225



#### IV - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION DE COMPOSANTS ACTIFS

IV.1. Déphaseur Ti/Pt/Ti/Au.....	229
IV.1.a. Le contact ohmique .....	230
IV.1.b. Dépôt de l'électrode de commande .....	230
IV.1.b.1. Photolithographie.....	230
IV.1.b.2. Préparation de la surface .....	230
IV.1.b.3. La métallisation .....	232
IV.1.b.4. Le méso .....	234
IV.2. Déphaseur OR .....	236
IV.2.a. Dépôt de l'électrode de commande .....	236
IV.2.a.2. Métallisation sur toute la surface.....	237
IV.2.b. Le méso .....	240
IV.3. Réalisation de l'interféromètre de MACH-ZEHNDER .....	240

#### V - AMINCISSEMENT DU SUBSTRAT .....

V.1. Généralités.....	247
V.2. Rodage mécanique .....	247

### PARTIE EXPERIMENTALE

#### VI - CARACTERISATION DES STRUCTURES REALISEES.....

VI.1. Couplage de la lumière dans le guide .....	250
VI.1.a. Couplage par prisme .....	250
VI.1.b. Couplage par réseau .....	251

VI.1.b.1. Rappels .....	252
VI.1.b.2. Réalisation pratique .....	252
VI.1.c. Couplage par la tranche .....	253
VI.2. Détermination expérimentale des propriétés caractéristiques des structures .....	254
VI.3. Méthode de caractérisation.....	255
 VII - BANC DE CARACTERISATION .....	255
 + VIII - CARACTERISATION DES GUIDES .....	261
VIII.4.a. Observation du champ proche .....	261
VIII.4.b. Nature des guides .....	263
VIII.4.b.1. Guide en arête.....	263
VIII.4.b.1.a. Influence de l'épaisseur de la couche $n^-$ ...	263
VIII.4.b.1.b. Influence de la largeur de l'arête.....	266
VIII.4.b.1.c. Influence de la hauteur de l'arête.....	266
VIII.4.b.2. Guide chargé par un ruban .....	268
VIII.4.c. Mesure des pertes en transmission.....	268
VIII.4.c.1. Guides en arête.....	270
VIII.4.c.2. Guides chargés par un ruban .....	272
VIII.4.d. Conservation de l'état de polarisation .....	273
VIII.5. Caractérisation des jonctions Y .....	274
VIII.6. Caractérisation du déphaseur.....	274
VIII.6.a. Mesure des pertes en transmission.....	274

VIII.6.a.1. Métallisation Ti/Pt/Ti/Au.....	274
VIII.6.a.1.a. Influence de l'épaisseur de Ti.....	274
VIII.6.a.2. Mesure des pertes supplémentaires liées au Ti	
VIII.6.a.3. Mesure des pertes supplémentaires liées à l'or	277
 VIII.6.b. Réponse statique du déphaseur.....	 283
 VIII.7. Caractérisation de l'interféromètre de MACH-ZEHNDER....	 287
 VIII.7.a. Réponse statique du dispositif.....	 287
VIII.7.a.1. Caractérisation dans la configuration	
$V_1 = - V ; V_2 = - V$ .....	
VIII.7.a.2. Caractérisation selon la configuration	
$V_1 = 0 ; V_2 = - V$ .....	290
 VIII.7.b. Pertes d'insertion.....	 293
 VIII.7.c. Bande passante électrique.....	 293
  CONCLUSION .....	
  ANNEXES .....	

x

# Introduction

## INTRODUCTION GENERALE

Les recherches sur les Télécommunications optiques ont connu un essor particulier dans les années 60, avec la mise au point du laser à semiconducteur et la réalisation de fibres optiques à faibles pertes. L'apparition de cette nouvelle source lumineuse, dont les propriétés de directivité, de cohérence et de monochromaticité sont bien connues, laissait entrevoir la possibilité de transmettre des informations avec comme support un faisceau de lumière. L'avantage essentiel, pour les transmissions, des ondes lumineuses par rapport aux ondes radioélectriques réside dans leur fréquence beaucoup plus élevée, qui autorise un débit d'informations bien supérieur: les fréquences optiques, de l'ordre de  $10^{15}$  Hz devraient permettre de gagner quatre ordres de grandeur sur la capacité de transmission.

La réalisation de systèmes de télécommunications optiques à grand débit d'information nécessite un certain nombre de composants optiques et pour des raisons de compacité, de stabilité et aussi de performances, il est exclu de l'envisager avec les moyens habituels de l'optique. On s'est donc orienté vers des solutions nouvelles et au cours des années 1969-1970, un certain nombre de prévisions théoriques, développées en particulier à Bell Laboratories [1] ont montré qu'il était possible de réaliser des composants optiques en couches minces, utilisant les ondes optiques guidées et les guides d'ondes diélectriques. Les technologies évoquées furent celles des couches minces et des circuits électroniques intégrés, cette dernière conférant le nom "d'optique intégrée" à ce nouveau domaine de recherche. L'intérêt potentiel des dispositifs de l'optique intégrée, outre les guides de lumière, réside dans le fait qu'ils peuvent remplir des fonctions analogues à celles rencontrées en électronique tout en permettant l'exploitation de la grande bande passante des fibres monomodes. Parmi les principales fonctions nous citerons notamment la modulation externe de l'intensité du laser à semiconducteur ; il est certes possible de

moduler la puissance émise par un laser semiconducteur directement par le courant mais la modulation rapide s'accompagne d'une modulation indésirable de la longueur d'onde. Citons également les fonctions de commutation, de multiplexage ou de démultiplexage ou encore de "transistor optique".

ETAT DE L'ART : Le nombre de publications, consacrées aux composants optiques à onde guidée a considérablement augmenté ces dernières années. De l'ensemble des travaux publiés, il apparaît que deux voies se développent simultanément :

- L'association "hybride" de composants optiques.
- L'association en intégration monolithique

en utilisant une terminologie consacrée aux composants électroniques.

La première voie peut permettre de développer chacun des composants dans les meilleures conditions possibles, notamment dans le choix du matériau. Elle reste cependant tributaire de problèmes de connectique qui, dans l'avenir, risque d'affecter la fiabilité des systèmes réalisés. A l'heure actuelle, ce sont les cristaux ferro-électriques du type  $\text{LiNbO}_3$  (Niobate de Lithium) qui semblent donner les meilleurs résultats. A l'étranger de nombreux modulateurs ont été réalisés sur  $\text{LiNbO}_3$  avec des structures du type coupleur directif [2] et interféromètre de Mach-Zehnder [3] pour ne citer que quelques exemples. En France, l'équipe de Papuchon, au Laboratoire Central de Recherche de Thomson, réalise pour la première fois un Coupleur directif (COBRA) [4]; depuis, leurs travaux sont considérables [5]. Les Universités de Valenciennes [6], de Nice [7], la CGE [8] mais surtout le CNET Bagnoux ont acquis une grande expérience sur  $\text{LiNbO}_3$  [9].

La seconde voie est la voie monolithique. Elle s'affranchit de la plupart des contraintes de connectique rencontrées sur  $\text{LiNbO}_3$ , mais elle nécessite l'emploi d'un matériau unique pour la réalisation de l'ensemble du circuit intégré (source laser, modulateur, détecteur). Cette condition suppose l'utilisation de matériaux semiconducteurs III-V à partir desquels on peut fabriquer des sources lasers. Dans ce contexte, des études sont actuellement développées pour diminuer les pertes

associées au guide de lumière; de trop fortes pertes sont en effet incompatibles avec la mise en oeuvre de circuits optoélectroniques intégrés complexes. A l'étranger, un grand nombre de laboratoires ont développé des études relatives aux guides de lumière et aux coupleurs directs sur AsGa; Texas Instruments qui réalise le premier coupleur directif [10], Bell Laboratories [11], Lincoln Laboratories MIT [12], Central Research Laboratory HitachiLtd pour n'en citer que quelques uns. Citons également les travaux de Buchmann (IBM Research Laboratory) qui a réalisé récemment le premier dispositif interférométrique de Mach-Zehnder en Y [14]. En France, les travaux les plus importants sur matériaux III-V sont dûs au Centre National d'Etudes des Télécommunications (CNET Bagneux), au Laboratoire Central de Thomson-CSF et au Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (LEP). Ces derniers ont développé des techniques d'épitaxie localisée pour l'obtention de guides à faibles pertes [15]. Le groupe Carencio du CNET Bagneux a réalisé de nombreux coupleurs directs sur GaAs [16] et InP [17] modulables au delà de 1GHz. Ce groupe a également réalisé des structures avec hétérojonction GaAlAs/GaAs, le matériau ternaire étant utilisé pour améliorer le confinement optique [18]. Au Laboratoire Central de Recherche de Thomson, l'équipe de Papuchon développe la filière InP [19].

Parmi toutes les études envisagées jusqu'à présent, il nous paraît intéressant d'étudier la compatibilité des composants optiques intégrés avec des composants optoélectroniques ou électroniques tels que des photodétecteurs ou des transistors à effet de champ sur AsGa. Notre laboratoire a une bonne expérience des composants hyperfréquences et étudie un certain nombre de détecteurs optiques depuis quelques années. Cependant, il n'a aucune expérience dans le domaine de l'optique guidée; c'est pourquoi notre travail a consisté en la conception et la réalisation de quelques composants de l'optique intégrée. Dans ce but, nous avons choisi le modulateur de lumière du type interféromètre de Mach-Zehnder en Y, puisque ce dispositif nous permet de cerner les principales difficultés associées à l'étude des composants optiques sur GaAs (propagation monomode, pertes en transmission, efficacité de modulation, réalisation, caractérisation). En outre, lorsque nous avons commencé nos travaux, aucun résultats expérimentaux relatifs à ce dispositif n'avaient été publiés.

Le premier chapitre est consacré à la définition des milieux de propagation et donc aux propriétés optiques de l'Arséniure de Gallium. Partant des variations d'indice liées aux modifications de la concentration en porteurs libres, nous définissons une structure de guide d'onde plan et nous établissons les modes de propagation propres à cette structure. Les milieux étant définis, l'objectif à atteindre est l'obtention d'une propagation monomode de l'onde lumineuse.

Dans le deuxième chapitre nous déterminons à partir des équations de Maxwell établies dans le chapitre précédent, les caractéristiques de l'épitaxie (dopages, épaisseur de la couche) qui conduisent à une structure de guide plan monomode tout en présentant des pertes en transmission minimales. Dans une deuxième partie nous présentons différentes structures bidimensionnelles. Leurs caractéristiques de propagation sont analysées à partir de la méthode des indices effectifs.

Dans le troisième chapitre nous donnons et nous analysons deux dispositifs servant à séparer le faisceau guidé en deux parties égales. Nous rappelons ensuite les principes de base de l'effet Pockels (ou effet électro-optique) qui modifie les propriétés de propagation de la lumière. Puis nous décrivons la structure d'un modulateur de phase qui est un composant fondamental de l'optique intégrée et nous évaluons ses principales performances (pertes en transmission, tension d'extinction,...). Enfin nous définissons la structure du modulateur de Mach-Zehnder qui devrait conduire à des performances optimales.

Le quatrième chapitre est consacré à la réalisation des composants optiques passifs et actifs et à leurs caractérisations. Dans une première partie, nous présentons l'ensemble des problèmes technologiques rencontrés lors de la réalisation de ces composants (photolithographie,...). Dans la deuxième partie de ce chapitre nous donnons les principaux résultats expérimentaux obtenus avec ces dispositifs, nous vérifions notamment: le caractère monomode et les pertes en transmission des guides, la fonction de séparateur d'une jonction Y et ses pertes liées à l'angle d'ouverture entre les deux branches, la tension d'extinction des déphaseurs et du modulateur, les pertes d'insertion.... L'ensemble de ces résultats expérimentaux sont comparés aux estimations effectuées dans les chapitres II et III.



BIBLIOGRAPHIE de L'INTRODUCTION

- [1] S.E.MILLER. Bell Syst.Tech.Journal. 48 p.2059 (1969)
- [2] W.E.MARTIN. APL 26 p.560 (1975)  
R.C.ALFERNESS, N.P.ECONOMOU, L.L.BUHL. APL 38 p.214 (1981)  
K.KUBOTA, J.NODA, O.MIKAMI. IEEE QE 16 p.754 (1980)  
S.KOROTKY, R.C.ALFERNESS. Journal Light wave technology LT 1 p.244  
(1983).
- [3] C.M.GEE, H.W.THURMOND, H.W.YEN. Appl.Opt. 22 p.2034 (1983)  
F.AURACHER, R.KEIL. APL (36) p.626 (1980)  
D.DJUPSJOBACKA. Elect.Lett. 21 p.908 (1985)
- [4] M.PAPUCHON and All. APL 27 p.289 (1975)
- [5] M.PAPUCHON, A.M.ROY, D.B.OSTROWSKY. APL 31 (1977)  
M.PAPUCHON, C.PUECH, A.SCHNAPPER. Elect.Lett. 16 p.142 (1980)  
H.J.ARDITTY, M.PAPUCHON, S.WATOUS, Y.BOURDIN, C.PUECH. Paper PDP10  
Topical Meeting on integrated and guided wave optics Asilomar (1982)  
J.P.POCHOLLE, J.RAFFY, E.RANDRIANANDRASANA, M.PAPUCHON. pp. NL1  
6ème Journées nationales d'optiques guidées (Mars 1985)
- [6] J.MARCOU, R.ATTIA, M.GREMILLET. pp.RD3. 6ème Journées nationales  
d'optiques guidées (Mars 85)
- [7] J.BOTINEAU, K.X.DING, C.LEYCURAS, L.MACON, A.SAYSOI pp.NL3  
6ème Journées nationales d'optiques guidées (Mars 85)
- [8] C.DUCHET, R.MARTIN. Elect.Lett. 20 p.567 (1984)
- [9] R.GUGLIELMI, A.CARENCO. 1<sup>rst</sup> European Conference on integrated and  
guided wave optics (Londres 1981)  
P.THILOULOUSE, A.CARENCO, R.GUGLIELMI. IEEE QE 17 p.535 (1983)  
C.SABATIER, A.CARENCO. pp.CO3. 7ème Journées Nationales d'Optiques  
guidées (Avril 1986)

- [10] J.C.CAMPBELL, F.A.BLUM, D.W.SHAW, K.C.LAWLEY APL 29 p.203 (1975)
- [11] J.C.SHELTON, F.K.REINHART, R.A.LOGAN. Appl.Opt.17 p.2548 (1978)
- [12] J.P.DONNELLY and all. APL 45 p.360 (1984)
- [13] H.INOUE and all. IEEE ED 22 p.2662 (1985)
- [14] P.BUCHMANN and all. APL 46 p.462 (March 1985)
- [15] M.ERMAN, N.VODJDANI, J.B.THEETEN, J.P.CABANIE. APL 43 p.894 (1983)
- [16] A.CARENCO, L.MENIGAUX. APL 37 p.880 (1980)
- [17] A.CARENCO, L.MENIGAUX, N.T.LINH. APL 40 p.653 (1982)
- [18] A.CARENCO, P.SANSONETTI, L.MENIGAUX, J.BRANDON, M.RONDOT. Proc.of  
int. Guided wave Optics Conference Floride (1984)
- [19] Y.BOURDIN, J.C.BLONDEAU, A.ENARD, M.RAZEGHI, B.deCREMOUX, M.PAPUCHON  
7ème Journées Nationales d'Optiques Guidées (Avril 86).

# Chapitre I

## INTRODUCTION :

Dans ce premier chapitre, nous rappelons la définition des constantes optiques d'un milieu diélectrique : indice de réfraction et coefficient d'extinction. Nous présentons ensuite une théorie simplifiée de l'effet des porteurs libres sur l'indice de réfraction dans un matériau semiconducteur. Sont examinés les cas de quelques matériaux semiconducteurs III-V tels que l'Arséniure de Gallium et le Phosphure d'Indium. Partant des variations d'indices liées aux modifications de la concentration des porteurs, nous définissons ensuite une structure de guide d'onde sur Arséniure de Gallium qui est le matériau semiconducteur à la base de ce travail. Pour cette structure de guide plan nous établissons le spectre des modes à partir des lois de l'optique géométrique. Nous comparons ensuite les conditions de propagation mises en évidence par cette première méthode à celles obtenues par la résolution des équations de Maxwell.

## I - CONSTANCE DIELECTRIQUE D'UN MATERIAU :

Dans sa formulation la plus générale, une configuration électromagnétique dans un milieu est décrite par les quatre équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla}_\wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (3)$$

$$\vec{\nabla}_\wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

Dans ce qui suit, nous supposons que l'on s'intéresse à un milieu non magnétique, linéaire, dans lequel se propage une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$ , décrite par un terme  $\exp(j\omega t)$ . Nous supposons de plus le milieu diélectriquement neutre ( $\rho = 0$ ), homogène et isotrope ( $\epsilon = \text{cte}$ ). Les équations de Maxwell s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_\wedge \vec{E} &= j\omega\mu_0 \vec{H} & ; & & \vec{\nabla}_\wedge \vec{H} &= j\omega \epsilon^* \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \vec{\nabla} \cdot \vec{B} & = & 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Dans ces expressions, nous avons introduit une constante diélectrique complexe  $\epsilon^*$ , définie par :

$$\vec{J} + j\omega \vec{D} = j\omega \epsilon_0 \epsilon^* \vec{E} \quad (6)$$

$\epsilon^*$  se décompose en parties réelles et imaginaires :  $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$  où  $\epsilon'$  est la constante diélectrique relative du matériau et  $(\omega\epsilon_0\epsilon'')$  un terme de conductivité caractérisant les pertes dans le matériau, (Par la suite,  $\epsilon^*$  sera appelée la constante diélectrique relative complexe).

Du système d'équation (5), on obtient l'équation de d'Alembert:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{\omega^2 \epsilon^*}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (7)$$

dont les solutions sont des ondes planes de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp. [j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$$

avec

$$k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon^*}{c^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \gamma^2$$

où  $\eta$  est l'indice complexe du matériau défini par :

$$\eta = n - j k \quad (8)$$

$n$  et  $K$  représentent respectivement l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction du milieu.  $\epsilon^*$  est liée aux constantes optiques du milieu par :

$$\epsilon^* = (n - j k)^2 \quad (9)$$

soit, en identifiant parties réelles et imaginaires :

$$\begin{aligned} \epsilon' &= n^2 - k^2 \\ \epsilon'' &= 2nk \end{aligned} \quad (10)$$

**Cas particuliers :**

- Milieu parfaitement transparent :  $k=0$   $\epsilon' = \epsilon = n^2 > 0$   
la constante diélectrique est réelle et positive

- Milieu absorbant, on distingue alors deux cas :

(1) milieu faiblement absorbant :  $K \ll n$   $\epsilon' \sim n^2 > 0$   
 $\epsilon'' \sim 2nK$   $\epsilon'' \ll \epsilon'$

(2) milieu fortement absorbant :  $K \gg n$

$$\epsilon' \approx -K^2 < 0 ; \epsilon'' \approx 0$$

La constante diélectrique est réelle et négative ; c'est le cas de certains métaux aux fréquences optiques tels que l'Or, l'Aluminium, l'Argent...

Enfin, d'une façon générale, le coefficient d'absorption en énergie  $\alpha$  d'un milieu est relié au coefficient d'extinction  $K$  par la relation :

$$\alpha = \frac{2\omega K}{c}$$

## II - SUSCEPTIBILITE DES PORTEURS LIBRES :

L'excitation par un champ électromagnétique d'un électron de la bande de conduction (ou d'un trou de la bande de valence) peut se représenter comme une transition à l'intérieur de cette bande. La modification correspondante du vecteur d'onde  $k$  résulte de deux effets :

- action du champ  $\vec{E}$  sur les porteurs du réseau
- interaction avec le milieu (réseau, impuretés etc...).

A ce titre de nombreux travaux ont été publiés [1,2,3] et particulièrement les travaux de Spitzer et Fan [4] qui donnent l'expression générale de la susceptibilité.

Nous rappelons dans le cadre de ce travail, la théorie de Drüde-Lorentz [5] qui décrit de façon satisfaisante les propriétés optiques dues aux porteurs libres.

Considérons un système formé d'une distribution de charges se déplaçant librement dans le réseau cristallin et soumises au champ périodique d'une onde lumineuse :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$$

L'équation de mouvement d'un électron dans un champ électromagnétique s'écrit :

$$m^* \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau_c} \frac{d\vec{r}}{dt} = -e \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (11)$$

où :  $\vec{r}$  est le vecteur déplacement

$e$  la charge de l'électron

$m^*$  la masse effective :  $m_e^*$  pour l'électron

$m_t^*$  pour les trous

$\frac{m^*}{\tau_c} \frac{d\vec{r}}{dt}$  représente un terme d'amortissement. Le temps de relaxation  $\tau_c$  est un paramètre qui décrit de manière phénoménologique les processus de diffusion de l'électron par les vibrations du réseau, les impuretés ou les défauts.

En substituant  $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{i\omega t}$  dans l'équation (11) et sachant que la densité de courant  $\vec{J}$  est donnée par :  $\vec{J} = -Ne \frac{d\vec{r}}{dt}$  où  $N$  est le nombre de porteurs libres par unité de volume, on obtient :

$$\vec{J} = Ne^2 \vec{E}_0 e^{i\omega t} / m^* \left( \frac{1}{\tau_c} + i\omega \right) \quad (12)$$

Par application de la loi d'Ohm,  $\vec{J} = \sigma^* \vec{E}$ , la conductivité complexe  $\sigma^*$  s'écrit :

$$\sigma^* = Ne^2 / m^* \left( \frac{1}{\tau_c} + i\omega \right) = Ne^2 / m^* \left( \frac{\omega_c - i\omega}{\omega_c^2 + \omega^2} \right) \quad (13)$$

en posant  $\frac{1}{\tau_c} = \omega_c =$  pulsation de collision.

La conductivité complexe, se décompose en parties réelles et imaginaires :

$$\sigma^* = \sigma' + i\omega \epsilon_0 \chi$$

où  $\sigma'$  représente la conductivité réelle et  $\chi$  la susceptibilité électronique du matériau (c'est à dire associée aux porteurs libres).

Nous en déduisons :

$$\sigma' = \frac{Ne^2}{m^*} \frac{\omega_c}{\omega_c^2 + \omega^2} \quad (14)$$

et l'expression de la permittivité :

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi) = \epsilon_0 - \frac{Ne^2}{m^*} \frac{1}{\omega_c^2 + \omega^2} \quad (15)$$

En fait, il est nécessaire d'ajouter dans l'expression (15) de la constante diélectrique, la contribution du matériau lui-même que l'on appellera  $\epsilon_L$ .



La constante diélectrique relative peut alors se mettre sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_L - \sum_i \frac{N_i e^2}{m_i^* \varepsilon_0} \frac{1}{\omega_{ci}^2 + \omega^2} \quad (16)$$

où la somme est relative aux différents types de porteurs libres (électrons et trous).

Nous admettrons dans la suite, que la fréquence de collision  $\omega_{ci}$  est petite devant la fréquence  $\omega$  de l'onde optique. Cela revient en fait à considérer le milieu optiquement non absorbant. Une étude détaillée des conséquences sur les propriétés optiques des matériaux semiconducteurs dans le cas où  $\omega_{ci} \neq 0$  a été faite par [6]. L'équation (16) devient donc :

$$\varepsilon = \varepsilon_L - \sum_i \frac{N_i e^2}{m_i^* \varepsilon_0 \omega^2} = \varepsilon_L - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \quad (17)$$

où  $\omega_{pi}$  est appelée la fréquence de plasma relative aux porteurs libres définie par :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{N_i e^2}{m_i^* \varepsilon_0}}$$

de (14) et (16) nous tirons les relations tout à fait générales :

$$\left. \begin{aligned} n^2 - k^2 = \varepsilon &= \varepsilon_L - \sum_i \frac{N_i e^2}{m_i^* \varepsilon_0} \frac{1}{\omega_{ci}^2 + \omega^2} \quad (18a) \\ \text{et} \quad 2nk &= \frac{\sigma'}{\varepsilon_0 \omega} = \sum_i \frac{\omega_{ci}}{\omega} \left( \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2 + \omega^2} \right) \quad (18b) \end{aligned} \right\} (18)$$

et dans l'hypothèse d'un milieu non absorbant, ces relations deviennent simplement :

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon_L - \left( 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon_L \omega^2} \right)}$$

ou encore

$$n = n_L \left( 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\varepsilon_L \omega^2} \right) \quad (19)$$

$n_L$  représente l'indice du matériau en l'absence de porteurs libres. La relation (19) montre que toute modification de la concentration volumique  $N_i$  d'un certain type de porteurs libres va modifier l'indice de réfraction du milieu d'une quantité  $\Delta n$  :

$$n = n_L + \Delta n$$

Dans la mesure où la variation d'indice est relativement faible, ainsi que l'ont confirmé de nombreuses observations expérimentales effectuées sur des matériaux semiconducteurs [7,8],  $\Delta n$  peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta n \approx -\frac{1}{2} \sum_i \frac{N_i e^2}{n_L m_i^* \epsilon_0 \omega^2} \quad (20)$$

Dans le cas d'un matériau semiconducteur dopé, caractérisé par une concentration  $N_D$  de donneurs et  $N_A$  d'accepteurs par unité de volume, l'expression (20) devient :

$$\Delta n = -\frac{1}{2} \left[ \frac{N_D e^2 \lambda_0^2}{n_L m_e^* \epsilon_0 4\pi^2 c^2} + \frac{N_A e^2 \lambda_0^2}{n_L m_h^* \epsilon_0 4\pi^2 c^2} \right] \quad (21)$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde de l'onde lumineuse dans le vide et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

La relation (21) montre qu'il existe une très forte dépendance de la variation d'indice,  $\Delta n$ , avec la longueur d'onde (dépendance en  $\lambda_0^2$ ) que  $\Delta n$  est directement proportionnelle à la concentration en porteurs libres et inversement proportionnelle à la masse effective des porteurs libres. Dans le paragraphe suivant nous évaluons cette variation d'indice pour quelques matériaux semiconducteurs III-V tels que le GaAs et l'InP.

### III - VARIATION DE L'INDICE LIEE AUX PORTEURS LIBRES :

#### III.1. GaAs :

Pour le GaAs, le rapport des masses effectives  $\frac{m_t^*}{m_e^*}$  est de l'ordre de 6. Il en résulte qu'à concentration égale, la contribution de la variation d'indice liée aux trous est beaucoup plus faible que celle liée aux électrons. Ce résultat signifie également que si l'on veut obtenir une variation d'indice la plus forte possible en modifiant le dopage d'un semiconducteur, on aura tout avantage à utiliser des semiconducteurs dopés N. La modification d'indice s'écrira donc :

$$\Delta n = - \frac{1}{8} \frac{N_D e^2 \lambda^2}{m_t m_e^* \epsilon_0 \pi^2 c^2} \quad (22)$$

avec  $m^* = 0,068m_0$  pour le GaAs ( $m_0 =$  masse au repos de l'électron) et où  $N_D$  représente la concentration en donneurs. L'évaluation numérique de la variation d'indice, nécessite la connaissance de l'indice de réfraction  $n_L$  de l'Arséniure de Gallium intrinsèque (non intentionnellement dopé).

#### III.1.a. Indice de réfraction du GaAs :

De nombreux travaux ont été publiés sur ce sujet, aussi bien sur le plan théorique qu'expérimental. Nous ne développerons pas dans le cadre de ce travail une étude théorique ou expérimentale de la détermination de l'indice; nous nous limiterons simplement à énumérer les principaux modèles théoriques utilisés. Parmi ceux-ci nous citerons :

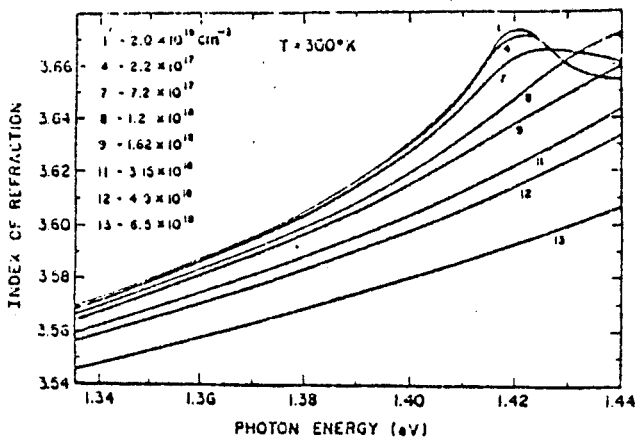
- Le Modèle semi-empirique de l'oscillateur harmonique effectif unidimensionnel [9,10].
- Le Modèle fondé sur les relations de dispersion de Kramers-Kronig.

C'est ce modèle qui est le plus utilisé : La réponse d'un matériau à un champ électromagnétique est traduite par la constante diélectrique  $\epsilon^*$ . Le phénomène de causalité permet de relier les parties imaginaires et réelles de cette constante diélectrique par les relations de Krämers-Kronig. La détermination de l'indice à partir de ces relations nécessite cependant la connaissance de la valeur du coefficient d'absorption  $\alpha(\nu)$  du matériau sur toute l'étendue du spectre, la susceptibilité  $\chi_s$  s'écrivant en fonction de  $\alpha(\nu)$  [11] :

$$\chi(\nu_0) = \frac{mc}{4\pi^3} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\nu)}{\nu^2 - \nu_0^2} d\nu \quad (\text{unite' cgs}) \quad (23)$$

P désignant la partie principale de l'intégrale ( sommation de 0 à  $\nu_0 - \epsilon$  et de  $\nu_0 + \epsilon$  à  $+\infty$  ). Différents modèles ont été développés prenant en compte l'absorption liée au réseau, l'absorption intra et interbande [12,13] et l'absorption liée à la transition Wannier-exciton [14,15].

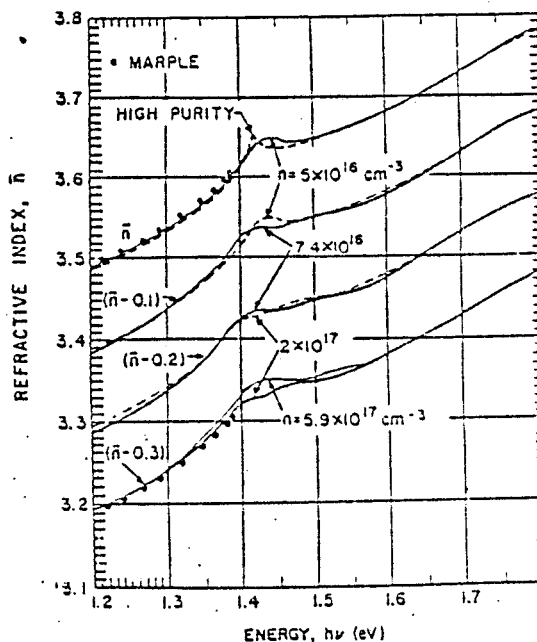
En pratique, il ne sera évidemment pas possible de connaître  $\alpha(\nu)$  sur tout le spectre. La formule (23) sera cependant précieuse pour calculer l'importance de certains effets sur l'indice de réfraction du matériau tel que le dopage. La modification du coefficient d'absorption peut être calculée soit directement mesurée. De ce dernier point de vue, nous présentons figure (1), l'évolution de l'indice avec l'énergie des photons incidents, à partir des données expérimentales de l'absorption de Hwang [16] et calculée en utilisant (23) [17]. De même, les figures (2) et (3) montrent les variations de l'indice respectivement pour des échantillons de type n ou p, obtenues expérimentalement par la mesure de réflectivité sous incidence normale [7] (traits continus) soit par la méthode du prisme [8,18], qui conduisent à des valeurs d'indices sensiblement équivalentes. Les écarts proviennent probablement des difficultés inhérentes à la mesure (introduction d'impuretés, présence de défauts dans le réseau cristallin, état de surface du matériau), les précisions obtenues étant de l'ordre de 0,5%.



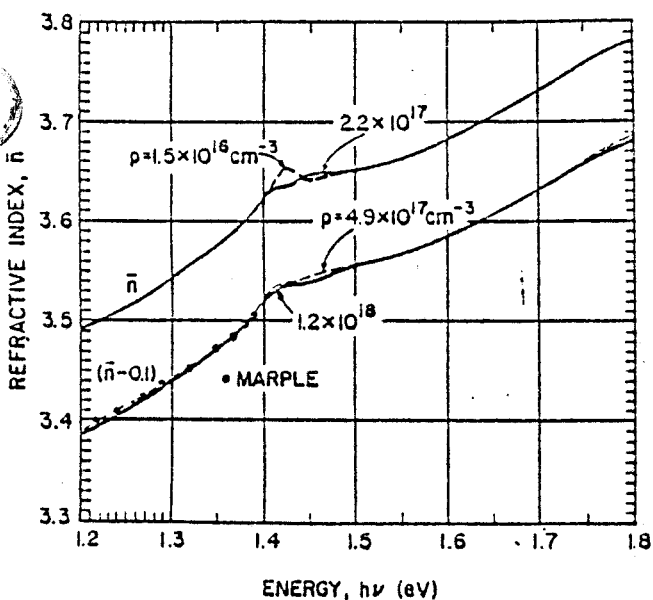
Index of refraction of *n*-type GaAs at 300 °K, calculated from the absorption data of Hwang (Ref. 8). Free-carrier contribution is not included but has been given in Table I.

Figure 2 : Indice de réfraction du GaAs de type *n* à T=300K obtenu expérimentalement par Marple [8] (points) et par Stell [7] (traits continus).

Figure 1 : Indice de réfraction du GaAs de type *n* à T=300K en fonction de l'énergie des photons incidents [17] . (Calculé à partir des données d'absorption de Hwang).



Refractive index at 297 K for samples No. 1 (high purity,  $n = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), No. 2 ( $n = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), No. 3 ( $n = 7.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), No. 4 ( $n = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), and No. 5 ( $n = 5.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Marple's data (Ref. 1) are also shown.



Refractive index at 297 K for samples No. 9 ( $p = 1.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), No. 10 ( $p = 2.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), No. 11 ( $p = 4.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), and No. 12 ( $p = 1.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Marple's data (Ref. 1) are also shown.

Figure 3 : Indice de réfraction du GaAs de type *p* à T=300K obtenu expérimentalement par Marple [8] (points) et par Stell [7] (traits continus).

### III.1.b Variation de l'indice du GaAs avec le dopage :

Nous avons calculé les variations d'indice avec la concentration en porteurs libres à partir de la relation (21). A titre d'exemple, la figure (4) présente les variations de l'indice de réfraction du GaAs avec le dopage  $N_D$  et  $N_A$  pour les longueurs d'ondes  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  et  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  qui seront nos longueurs d'ondes de travail. Notons qu'à ces longueurs d'ondes on vérifie que le GaAs est transparent puisque l'énergie des photons incidents est inférieure à l'énergie de bande interdite (1,46eV à 300K).

Pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ , les variations d'indice peuvent être approchées par les expressions suivantes [17] :

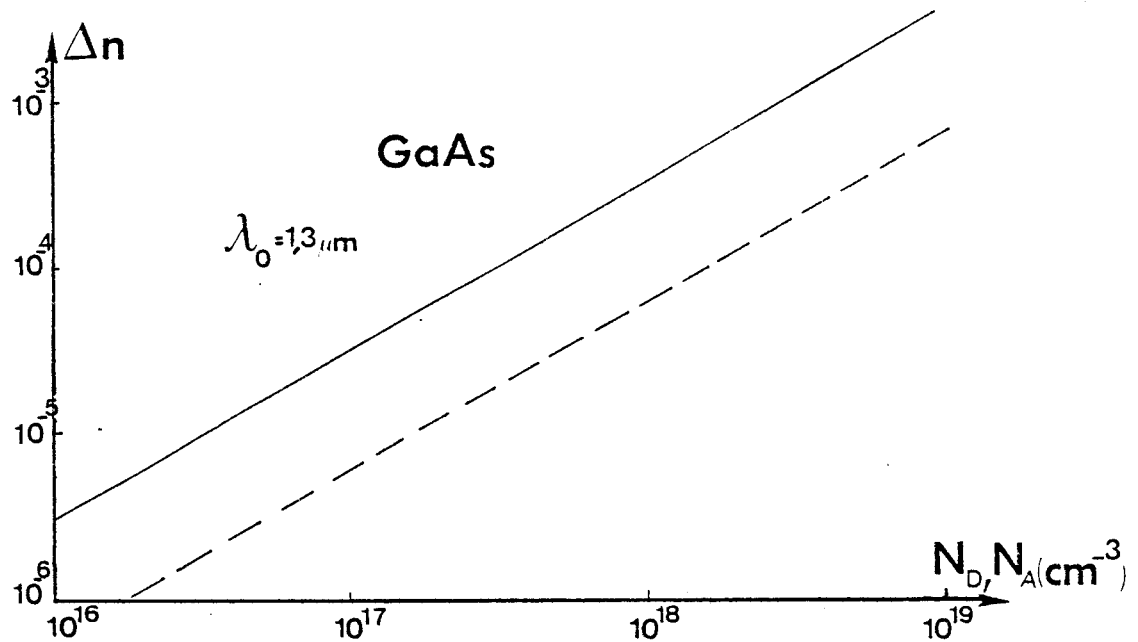
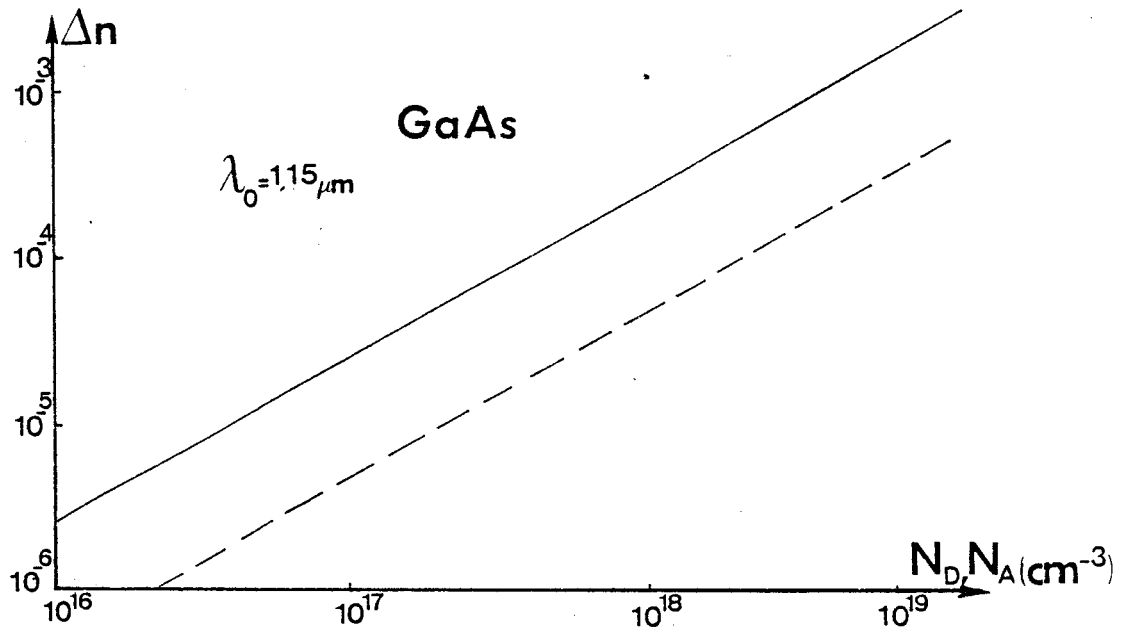
$$\Delta n_t = - 9,9 \cdot 10^{-22} N_A \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

$$\Delta n_e = - 2,4 \cdot 10^{-21} N_D \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

Pour une même concentration de porteurs libres, le rapport  $\frac{\Delta n_e}{\Delta n_t}$  est de l'ordre de 2,42, ce qui nous amène, ainsi que nous l'avions déjà signalé à l'utilisation de GaAs dopé N pour la réalisation de guides optiques. Les valeurs de l'indice de réfraction ( $n_L$ ) du matériau intrinsèque ont été obtenues par extrapolation des résultats expérimentaux de Marple [8] de l'évolution de l'indice en fonction de la longueur d'onde soit :

$$n_L = 3,45 \quad \text{pour } \lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$$

$$n_L = 3,384 \quad \text{pour } \lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$$



**Figure 4 :** Variation de l'indice de réfraction du GaAs avec le dopage pour les longueurs d'ondes  $1.15 \mu\text{m}$  et  $1.3 \mu\text{m}$  .  
 traits continus : contribution des électrons  
 traits pointillés : contribution des trous.

### III.2. InP :

Dans ce cas, la variation d'indice en fonction de la concentration en porteurs libres est également donnée par application de l'expression (21) connaissant la masse effective des porteurs dans l'InP et l'indice de réfraction de ce matériau non dopé.

La masse effective des électrons dans l'InP est plus grande que dans l'AsGa ( $m_e^* = 0,08 m_0$  pour l'InP [19]), on en déduit donc qu'à concentration égale la variation de l'indice dans l'InP sera plus faible que dans le GaAs. L'influence des trous est également réduite puisque  $\frac{m_t}{m_e} \sim 8$  pour l'InP.

#### III.2.a. Indice de réfraction de l'InP :

Un grand nombre d'études ont été effectuées pour déterminer la valeur de l'indice de réfraction de l'InP. A titre d'exemple la figure (5) montre l'évolution de la constante diélectrique ( $\epsilon = n^2$ ) en fonction de l'énergie des photons incidents pour un échantillon d'InP dopé à  $10^{15}/\text{cm}^3$  obtenue théoriquement [14] (trait continu) et expérimentalement (points)[20].

#### III.2.b. Variation d'indice de l'InP avec le dopage :

Nous avons représenté figure (6) les variations  $\Delta n = f(N_D)$  pour l'InP, aux longueurs d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  et  $1,3 \mu\text{m}$ , variations que nous avons calculées à l'aide de la relation (21). La valeur de l'indice de réfraction  $n_L$  a été prise égale à 3,240 pour  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  et à 3,193 pour  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Comme prévu, on constate que la variation d'indice est plus faible dans l'InP que dans le GaAs. Ainsi pour une concentration en porteurs libres de  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  et pour  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ , elle vaut  $\Delta n = 2,8 \cdot 10^{-3}$  dans l'InP et  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$  dans le GaAs.



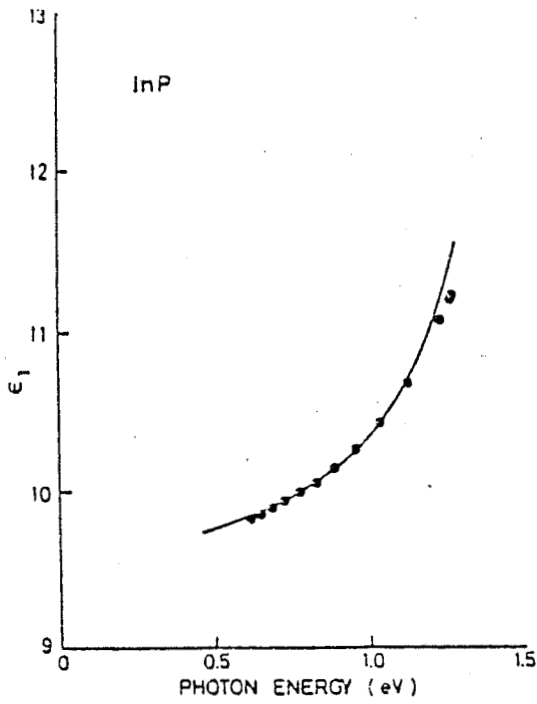


Figure 5 : Constante diélectrique de l'InP ( $n=10^{15}/\text{cm}^3$ ) en fonction de l'énergie des photons obtenue théoriquement [14] (trait continu) et expérimentalement [20] (points).

Comparison of dielectric-constant data<sup>13</sup> and calculated result of this model for InP.

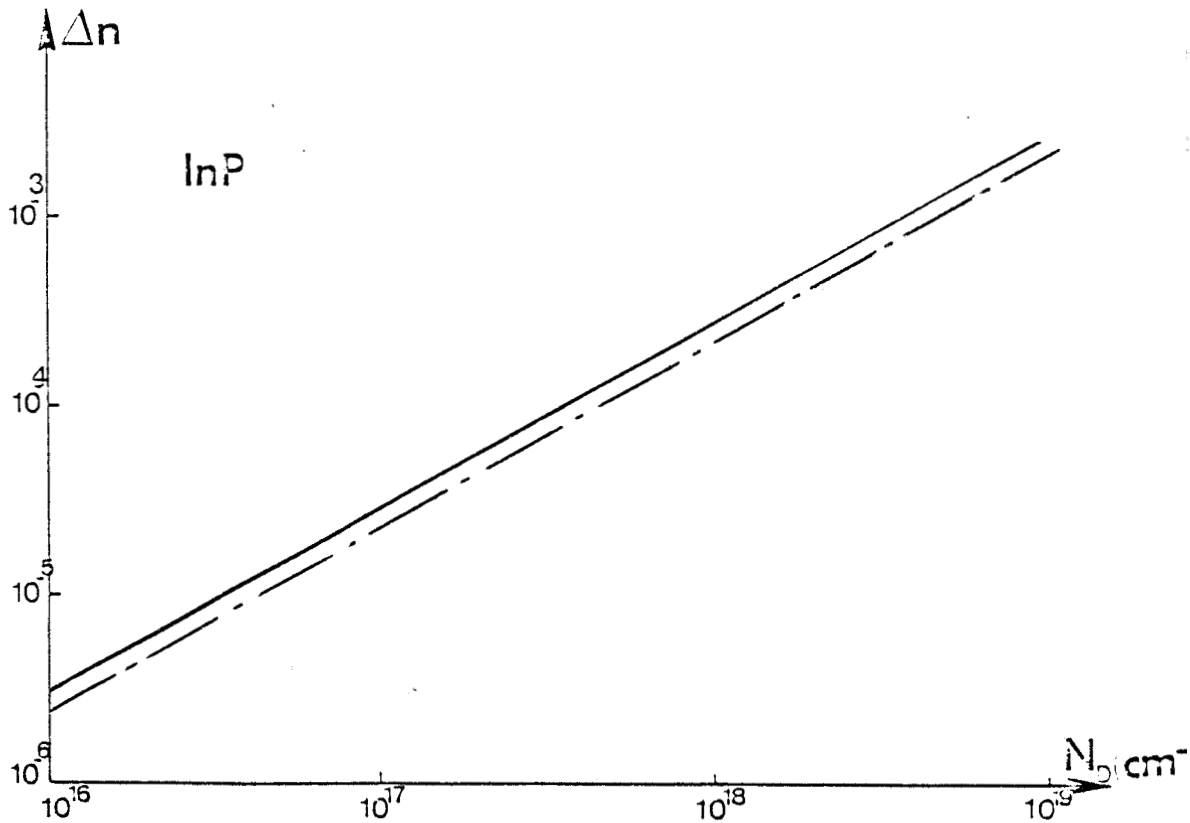


Figure 6 : Variation de l'indice de l'InP avec la concentration en atomes donneurs  $N_D$  pour les longueurs d'ondes  $1.15\mu\text{m}$  (traits pointillés) et  $1.3\mu\text{m}$  (trait continu)

Nous venons d'étudier à partir d'une théorie simplifiée, l'effet des porteurs libres sur l'indice de réfraction de quelques matériaux semiconducteurs. Notre objectif est d'utiliser ce phénomène pour définir une structure couramment utilisée en optique intégrée : le guide d'onde optique. Il apparaît cependant que les variations de dopage s'accompagnent d'une variation d'indice extrêmement faible ( $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ ), ce qui nécessite une parfaite connaissance de l'indice de réfraction du matériau pour l'application envisagée.

#### IV - GUIDE D'ONDE OPTIQUE DIELECTRIQUE :

##### IV.1. Définition :

En optique guidée, le confinement de la lumière est assuré par une modification de l'indice optique. Il est en général constitué d'un milieu diélectrique transparent de haut indice de réfraction, entouré de milieux diélectriques transparents d'indices de réfraction plus faibles. Un exemple d'une telle structure est donné figure (7). Nous appellerons guide d'onde simple, la superposition des trois diélectriques suivants :

- Un diélectrique d'indice de réfraction  $n_0$  qui constitue généralement le substrat.
- Une couche mince diélectrique, d'indice de réfraction  $n_1$ , déposée sur le substrat et que nous appellerons guide.
- Un diélectrique d'indice de réfraction  $n_2$  et qui est en général de l'air ( $n_2 = 1$ ).

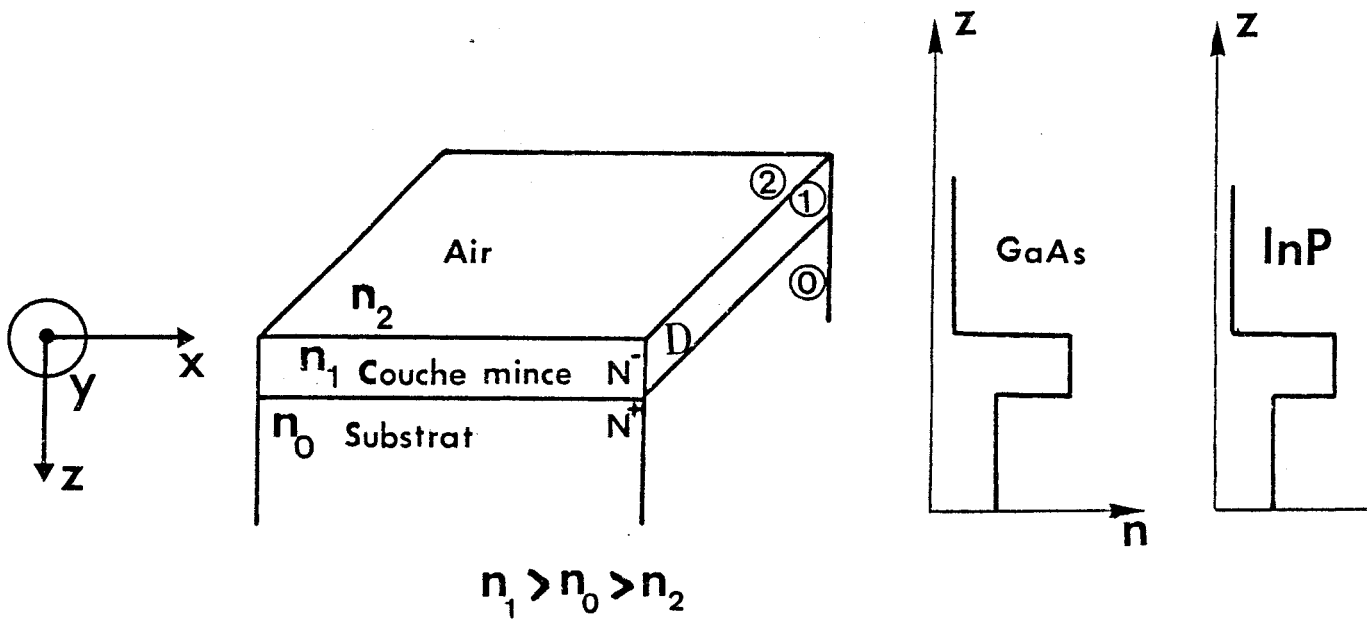


Figure 7 : Schéma d'un guide plan à saut d'indice et profil d'indice

Le milieu d'indice le plus élevé est la couche mince, déposée sur le substrat. Le troisième milieu est constitué par l'air. Ce type de configuration permet à une onde optique de se trouver piégée, par réflexion totale, dans la couche 1

$$n_1 > n_0 > n_2$$

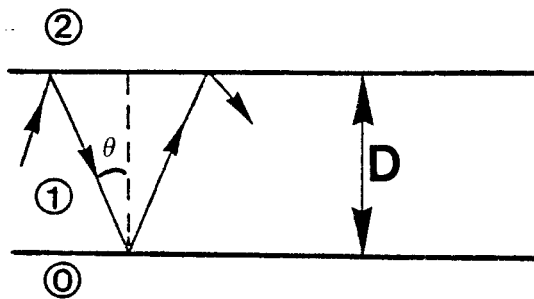


Figure 8 : Piégeage d'une onde optique dans la structure décrite ci-dessus

Les trois indices de réfraction  $n_0$ ,  $n_1, n_2$  vérifient la relation:

$$n_1 > \text{Sup} (n_0, n_2)$$

Nous supposons ce qui est en général le cas, que  $n_0$  est plus grand que  $n_2$  si bien que nous avons la relation suivante :  $n_1 > n_0 > n_2$  figure (7).

Une onde optique peut alors être piégée par réflexion totale , même pour des épaisseurs de couche mince très faibles. Cette onde se propage dans le milieu 1 parallèlement aux interfaces diélectriques 1-substrat et air-diélectrique 1. Ce type de structure est appelé guide d'onde plan diélectrique assymétrique, puisque  $n_0 \neq n_2$ . Lorsque les milieux diélectriques entourant le guide sont identiques ( $n_0 = n_2$ ) on parlera alors de guide d'onde plan symétrique. La définition générale du guide d'onde optique que nous venons de donner n'impose à priori aucune restriction quant aux choix des matériaux diélectriques, hormis leur transparence à la longueur d'onde d'utilisation. Par un choix judicieux du matériau ou de la longueur d'onde ( $\lambda > \lambda_c = 1,24/\epsilon_g$ ) il est donc possible de réaliser un guide plan sur matériau semiconducteur.

## **IV.2. Guide plan sur matériaux semiconducteurs :**

### **IV.2.a. Homostructure GaAs et InP :**

Nous avons montré que la présence de porteurs libres dans un semiconducteur diminue son indice par rapport à ce même semiconducteur non intentionnellement dopé (expression 21).

Ainsi la différence d'indice entre les milieux 1 et 0 de la figure (7) peut être obtenue en déposant, sur un substrat fortement dopé ( $N^+$ ), une couche épitaxiée non dopée (dopage résiduel de type N) d'épaisseur D. C'est ce type de guide qui sera à la base de notre étude dans le cadre de ce travail. L'indice de la couche guidante est relié à l'indice du substrat par la relation :

$$n_0^2 = n_1^2 - \frac{\Delta N_D e^2}{m_e^* \epsilon_0 \omega^2} \quad (24)$$

où  $\Delta N_D = N_1 - N_2$  représente la différence de dopage entre le substrat et la couche guidante respectivement  $N_1$  et  $N_2$ .

Typiquement, pour un substrat de l'ordre de  $1.2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  et une couche non intentionnellement dopée, correspondant à un dopage résiduel de l'ordre de quelques  $10^{14}/\text{cm}^3$ , on obtient un contraste d'indice  $\Delta n$  voisin de  $5 \cdot 10^{-3}$  pour le GaAs et de  $2,8 \cdot 10^{-3}$  pour l'InP à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Nous avons également représenté figure (7) l'allure du profil d'indice de chacune de ces structures appelées : structures "à saut d'indice". Comme nous l'avons déjà fait remarquer, le contraste d'indice mis en jeu dans ces homostructures est faible, ce qui se traduira en termes de propagation par un confinement médiocre de l'onde lumineuse. L'obtention de guide de bonne qualité nécessite un dopage de la couche guidante parfaitement uniforme. A ce propos les techniques de croissance habituellement utilisées pour réaliser ces structures sont les procédés classiques: épitaxie par jet moléculaire, épitaxie en phase vapeur, épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM) et épitaxie en phase liquide. L'utilisation de bombardement protonique permet également l'obtention de telles structures [21] : le fait d'introduire des protons dans le réseau cristallin entraîne des défauts dans celui-ci qui deviennent alors des pièges à électrons et par conséquent diminuent la concentration de ceux-ci. La variation d'indice dans les homostructures dépend principalement du dopage du substrat (puisque généralement  $N_1 \gg N_2$ ). On peut donc penser que plus le substrat sera dopé, plus le contraste d'indice sera important et donc meilleur sera le confinement de l'onde.

Cependant nous verrons que cette amélioration de la qualité du guidage se fait au détriment d'autres propriétés importantes du guide (pertes...). L'obtention de structures de guidage présentant un plus grand contraste d'indice nécessite alors la mise en oeuvre de structures à hétérojonctions.

Nous décrivons brièvement dans les paragraphes suivants ce type de guide d'onde optique, bien qu'il ne soit pas utilisé dans le cadre de ce travail.

#### IV.2.b. Structure de guidage sur hétérojonctions :

##### IV.2.b.1. Hétérostructure GaAs( $n^+$ )/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As( $n$ )/GaAs( $n$ ).

Un tel guide est représenté figure (9). Il est obtenu par superposition à partir d'un substrat GaAs dopé  $n^+$ , d'une couche de Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As faiblement dopée, sur laquelle on fait croître une couche de GaAs non intentionnellement dopée. Citons qu'un tel système de guidage a été mis à profit dans la réalisation des lasers à hétérostructures [22]. Le profil d'indice de la structure est présenté figure (9). Il montre que le Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As possède un indice de réfraction plus faible que le GaAs. Plus précisément la figure (10) montre l'évolution de l'indice de réfraction du Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As ( $n \sim 10^{16} / \text{cm}^3$ ) en fonction de l'énergie des photons pour différentes valeurs de la concentration en Aluminium  $0,07 < x < 0,3$ . Ces résultats ont été obtenus théoriquement [23] et expérimentalement [24]. L'indice de réfraction du Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As diminue lorsque la concentration en Aluminium augmente et ceci quelle que soit la longueur d'onde. L'écart entre les variations d'indice du GaAs intrinsèque [8] et du Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As obtenus à partir des données expérimentales de Casey et Panish [24] est présenté figure (11) en fonction de la longueur d'onde. Dans le domaine des longueurs d'ondes  $\lambda_0 = 1-1,15 \mu\text{m}$ , la variation d'indice est donnée approximativement par [25]:

$$\Delta n = -0,4x \left( \frac{n_{\text{GaAs}}}{n_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}}} \right)$$

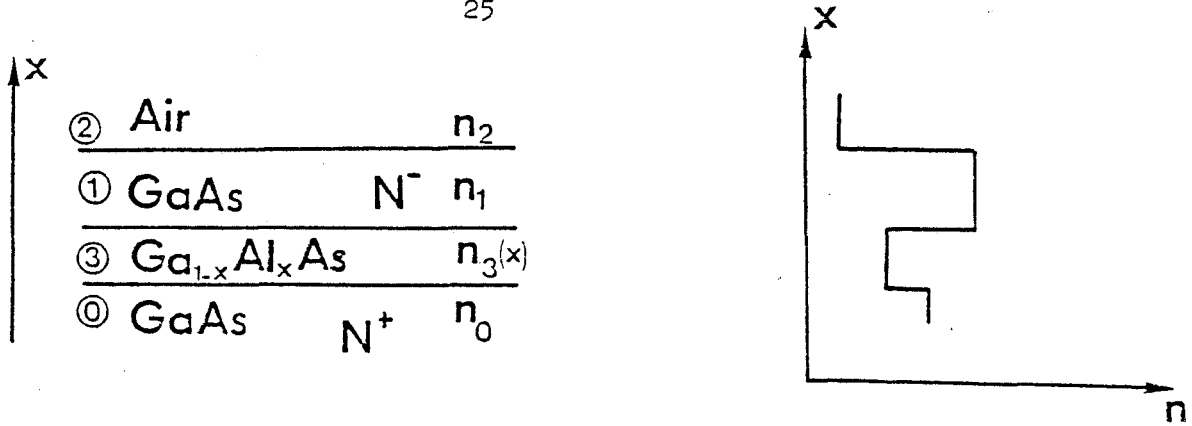


Figure 9 : Guide plan sur hétérojonction GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As et profil d'indice  
L'onde optique est piégée par réflexion totale dans le milieu 1 .

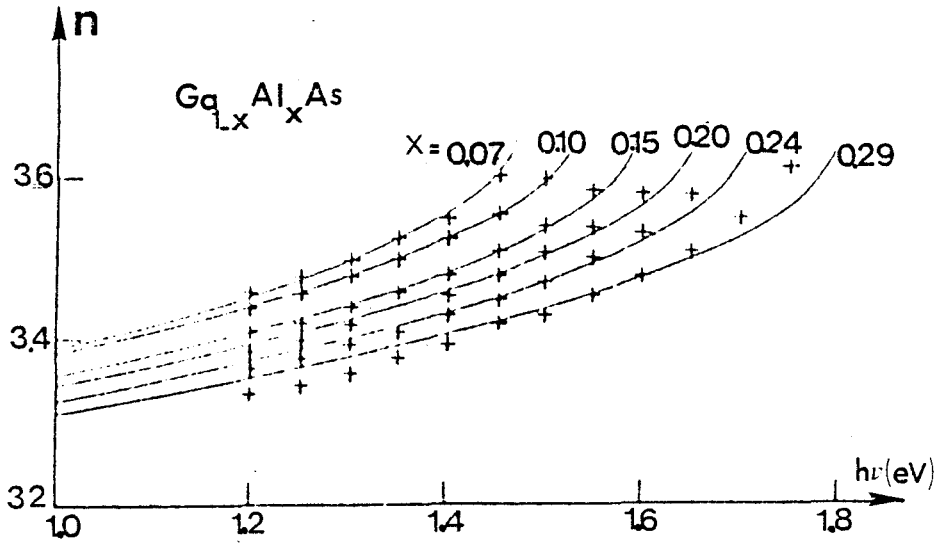


Figure 10 : Indice de réfraction du Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As ( $n=10^{16}/\text{cm}^3$ ) en fonction de l'énergie des photons incidents  $0,07 < x < 0,3$  obtenu théoriquement [23] (traits continus) et expérimentalement [24] (croix).

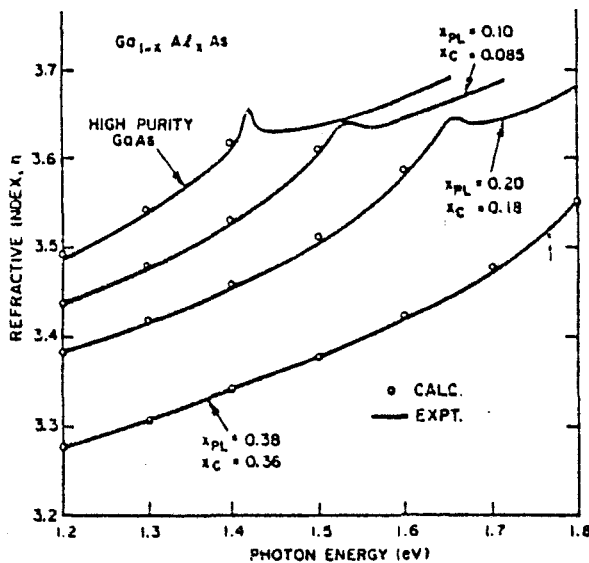


Figure 11 : Ecart entre les variations d'indice du GaAs intrinsèque [8] et du Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As en fonction de l'énergie des photons incidents obtenue expérimentalement [24] ( $x_{PL}$ ) et théoriquement [23] ( $x_C$ )<sup>PL</sup>

Comparison of refractive index data<sup>9</sup> and calculated results of this model for the Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As system.

Ainsi pour une concentration en Aluminium  $x=0,1$ , la variation d'indice entre la couche guidante et la couche  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  est de  $\Delta n = 4.10^{-2}$  soit environ un facteur 10 par rapport aux structures réalisées sur homojonction GaAs. Il en résulte un meilleur confinement de l'onde guidée. Notons que le GaAlAs est en bon accord de maille avec le GaAs. Pour le GaAs, le paramètre de réseau est de  $5,64\text{\AA}$  alors que celui de AlAs est de  $5,66\text{\AA}$ . Le système ternaire  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  peut donc être combiné avec une concentration d'AlAs quelconque sans altérer les constantes de réseau. La quasi-égalité des paramètres permet l'obtention d'une interface dépourvu d'irrégularités. L'onde guidée peut alors se propager sans subir de dispersion à l'interface de ces deux matériaux.

#### IV.2.b.2. Hétérojonction $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ .

De telles structures de guidage sur matériau quaternaires  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$  ont été récemment réalisées [26,27]. Elles présentent la possibilité, tout comme les structures du paragraphe précédent, d'une intégration monolithique du guide avec la diode laser.

Une onde lumineuse injectée dans le guide se propage dans le  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , puisque celui-ci présente un indice plus élevé que l'InP figure (12). Pour donner un ordre de grandeur de l'importance de la concentration en Arsenic sur la variation d'indice, nous avons représenté figure (13) à partir des résultats de [15], la variation de l'indice en fonction de l'énergie des photons, pour différentes concentrations en Arsenic et pour une concentration en Gallium de  $x=53\%$  et ceci malgré les désaccords de mailles possibles avec l'InP. Cette variation est relativement importante, ainsi pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$ ,  $\Delta n \sim 3.10^{-2}$  pour  $y=0,1$ .

Pour ce qui nous concerne, compte tenu des possibilités technologiques mises à notre disposition, nous nous limiterons à l'étude de guide d'onde optique AsGa obtenu par variation de dopage. La structure correspondante ayant été définie, nous étudions maintenant ses propriétés caractéristiques de propagation.



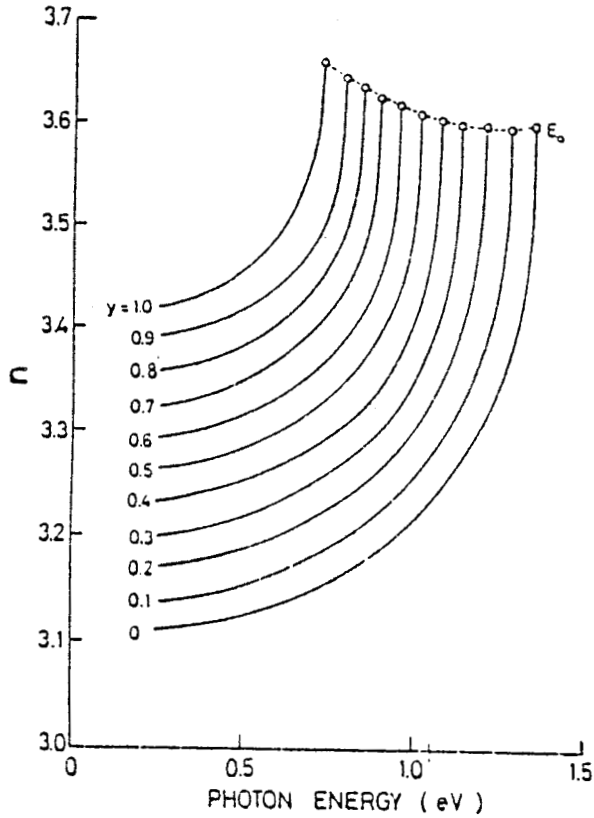
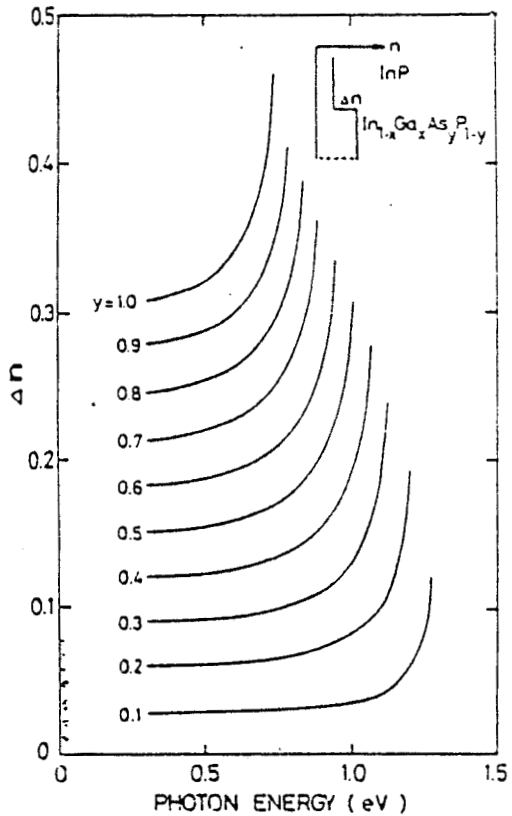


Figure 12 : Indice de réfraction du  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  en fonction de l'énergie des photons incidents pour différentes concentrations en Arsenic  $0,1 < y < 1$  [15]

... Calculated refractive indices of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , as a function of the photon energy with  $y$ -composition increments of 0.1.

Figure 13 : Variation d'indice entre l'InP et l' $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  en fonction de l'énergie des photons incidents pour différentes concentrations en Arsenic  $y : 0,1 < y < 1$  [15]



... Refractive-index steps between  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , and InP as a function of the photon energy.



## V - ETUDE DU GUIDE PLAN :

L'étude du guide plan peut se faire par deux approches :

- L'étude des champs : on résout les équations de Maxwell adaptées à la structure, cette approche est la plus rigoureuse.

- La méthode du rayon optique, fréquemment utilisée : une onde est remplacée par un rayon équivalent, selon l'approximation de base de l'optique géométrique. Les trajectoires des différents rayons produits par des excitations d'angles d'incidence différents sont déterminées à partir des lois classiques de l'optique géométrique. Cette méthode donne des résultats satisfaisants. Cependant elle est approchée, nous discuterons son degré de validité dans le cadre de notre application.

Nous nous proposons dans ce qui suit d'appliquer ces deux méthodes au cas du guide plan et de comparer ainsi les résultats obtenus.

### V.1. Description de la structure :

La géométrie du guide plan diélectrique est celle donnée par la figure (7). Nous le supposons infini dans les deux directions  $ox$  et  $oy$  et invariant le long de l'axe  $oy$ . L'invariance en translation le long de  $oy$  de ce système implique que les champs ne dépendent pas explicitement de  $y$ . Cette dernière identité introduite dans les équations de Maxwell, conduit à l'existence de deux types de polarisation :

- L'un caractérisé par un champ électrique parallèle à l'axe  $oy$  dans le système de coordonnées choisi à la figure (7). Le vecteur  $E$  est alors défini par :  $E_y \neq 0$  et  $H_x = H_z = 0$  et définit la polarisation transverse électrique TE.

- L'autre pour laquelle le champ magnétique est parallèle à  $Oy$   $H_y \neq 0$  et  $H_x = H_z = 0$  et qui définit la polarisation transverse magnétique TM.

La propagation se fait suivant l'axe  $ox$ . Les milieux seront considérés comme non absorbants à nos longueurs d'ondes de travail, isotropes, non magnétiques et électriquement neutres.

Comme nous l'avons précisé au paragraphe I.4, nous appelons guide d'onde optique, un milieu d'indice de réfraction élevé par rapport à ces deux espaces adjacents. Nous allons voir que cette condition sur l'indice de réfraction est nécessaire mais non suffisante pour obtenir le guidage de l'onde lumineuse.

Remarque : Nous verrons dans la suite des calculs que des profondeurs de quelques dizaines de microns pourront être considérées comme infinies. La définition précédente (guide plan infini) pourra donc pleinement s'appliquer dans notre cas.

Dans le cadre de ce travail, nous ne traiterons que les guides d'ondes à "saut d'indice". Le profil de l'indice est alors représenté figure (7).

## V.2. Approche par la méthode des rayons :

On peut tenter une première approche théorique, en supposant que l'onde optique piégée dans le milieu 1 est constituée de rayons lumineux qui se propagent par réflexion totale à l'intérieur du guide. La validité de cette hypothèse a été démontrée pour la première fois par Tien [28]; la méthode n'est en général applicable qu'à des modes éloignés de la coupure. La propagation de l'onde lumineuse peut alors simplement s'expliquer par les lois classiques de l'optique géométrique : les lois de Snell-Descartes et les relations de la réflexion totale.

Appelons  $\theta_0$ ,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les angles mesurés entre le rayon lumineux et la normale aux interfaces : substrat-film et film-air respectivement comme l'indique la figure (8). Nous avons, suivant la loi de Snell-Descartes :

$$\sin \theta_2 / \sin \theta_1 = n_1 / n_2 \quad \text{et} \quad \sin \theta_0 / \sin \theta_1 = n_1 / n_0$$

Dans un premier temps, nous définirons la condition sur  $\theta_1$  pour qu'il y ait réflexion totale de l'onde dans la couche mince, ce qui nous amènera à identifier les différents modes susceptibles de se propager dans la structure.

Lorsque  $\theta_1$  est petit, une onde lumineuse venant du milieu 2 passe dans le milieu d'indice  $n_1$  et se réfracte une seconde fois avant d'atteindre le substrat figure (15). Dans ce cas, l'onde se propage librement dans les trois milieux : ce sont les modes d'air. Si  $\theta_1$  augmente jusqu'à une valeur supérieure à l'angle critique donné par  $\sin^{-1}(\frac{n_2}{n_1})$  correspondant à la réflexion totale à l'interface air-film comme il est indiqué sur la figure (16), l'onde ne se propage plus librement dans l'air. L'énergie lumineuse véhiculée dans le film rayonne uniquement dans le substrat : ce sont les modes de substrat. Quand  $\theta_1$  devient supérieur à l'angle critique  $\sin^{-1}(\frac{n_0}{n_1})$  qui correspond à la réflexion totale à l'interface film-substrat, l'onde lumineuse, comme le montre la figure (17) est réfléchié totalement aux deux interfaces du film. L'énergie lumineuse est alors confinée à l'intérieur du film. Ce sont les modes guidés, dans ce cas les ondes lumineuses se propagent selon un mouvement de "zig-zag". La condition sur l'angle  $\theta_1$  est donc établie, nous avons dans le cas le plus général :

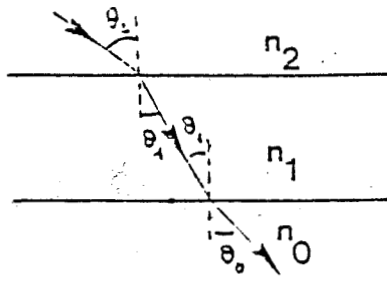
$$\theta_1 > \max. \left\{ \arcsin \frac{n_0}{n_1}, \arcsin \frac{n_2}{n_1} \right\} \quad (25)$$

Nous pouvons représenter ce mouvement de "zig-zag" par deux vecteurs d'ondes  $\vec{A}_1$  et  $\vec{B}_1$ , comme indiqué sur la figure (18). Les composantes du vecteur d'onde  $\vec{A}_1$  (resp  $\vec{B}_1$ ) sont données par :

$$\begin{cases} k_0 n_1 \sin \theta_1 & (\parallel x) \\ k_0 n_1 \cos \theta_1 & (\parallel z) \end{cases}$$

La projection suivant l'axe de propagation du vecteur d'onde  $\vec{A}_1$  ( $\vec{B}_1$ ) correspond à la constante de propagation de l'onde, elle sera notée  $\beta$ . La vitesse de phase de l'onde est donnée par :  
 et la longueur d'onde guidée  $\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$  ou  $\omega$  et  $k$  représentent respectivement la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde dans l'air. Le facteur  $(\frac{\beta}{k})$  est une quantité que l'on rencontrera souvent par la suite, il exprime le rapport de la vitesse de l'onde lumineuse dans le vide sur la vitesse de propagation de l'onde dans le guide. En changeant l'angle  $\theta_1$  nous changons la direction des vecteurs d'ondes  $\vec{A}_1$  et  $\vec{B}_1$  et par conséquent la vitesse de propagation de l'onde.

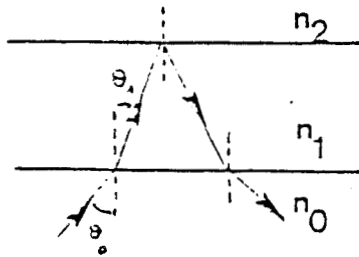
$$n_1 > n_0 > n_2$$



Modes d'Air

$$0 < \theta_1 < \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

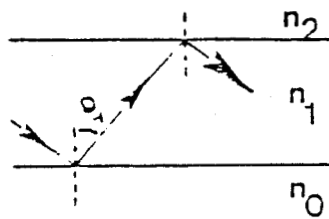
Figure 15



Modes de Substrat

$$\sin^{-1}\left(\frac{n_0}{n_1}\right) < \theta_1 < \sin^{-1}\left(\frac{n_0}{n_1}\right)$$

Figure 16



Modes Guidés

$$\theta_1 > \sin^{-1}\left(\frac{n_0}{n_1}\right)$$

Figure 17

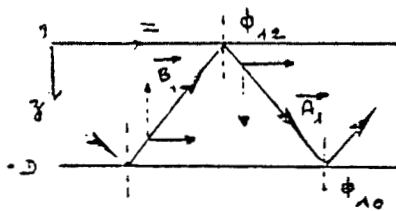


Figure 18 : L'onde lumineuse se propage selon un mouvement de "Zig-Zag" représenté par les deux vecteurs d'ondes  $\vec{A}_1$  et  $\vec{B}_1$

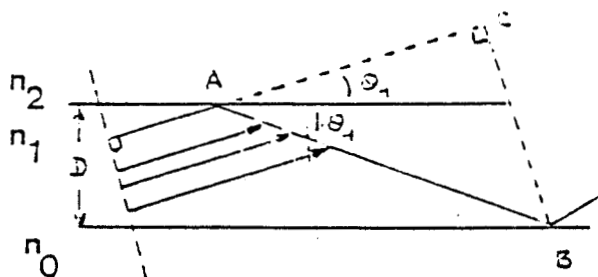


Figure 19 : La condition nécessaire pour qu'il y ait conservation du plan d'onde s'écrit :  $e^{i\phi A} - e^{i\phi A} - e^{i\phi AB} - e^{i\phi B} = e^{i\phi AC} \quad [2\pi]$

La condition (23) sur  $\theta_1$  n'est pas suffisante, en effet si l'on veut que les ondes qui se réfléchissent ne se détruisent pas mutuellement, il faut que celles-ci interfèrent de manière constructive, ce qui restreint encore le choix de l'angle  $\theta_1$ .

Considérons le guide de la figure (19), on conçoit intuitivement que si la condition de réflexion totale est vérifiée, un rayon peut être renvoyé indéfiniment d'un bord à l'autre du guide. Mais une onde plane, définie par un vecteur  $A_1$ , faisant un angle  $\theta_1$  avec la surface de séparation subit lors de la réflexion totale sur cette surface un certain retard  $\phi$  : c'est le glissement de Goös-Haenchen [29]. La valeur absolue de ce déphasage est connue. Elle est fonction de  $\theta_1$  et des indices respectifs de chaque milieu, il se déduit des relations [30] :

$$\begin{aligned} \text{pour le mode TE} \quad & \begin{cases} \text{tg } \phi_{12} = (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} / n_1 \cos \theta_1 \\ \text{tg } \phi_{10} = (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_0^2)^{1/2} / n_1 \cos \theta_1 \end{cases} \\ \text{et} \quad & \begin{cases} \text{tg } \phi_{12} = n_1^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} / n_2^2 n_1 \cos \theta_1 \\ \text{tg } \phi_{10} = n_1^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_0^2)^{1/2} / n_0^2 n_1 \cos \theta_1 \end{cases} \end{aligned} \quad (26)$$

La condition nécessaire pour qu'il y ait conservation du plan d'onde au cours de la propagation s'écrit donc :

$$e^{i\phi_A} \cdot e^{i\phi_{AB}} \cdot e^{i\phi_B} = e^{i\phi_{AC}} \quad [2\pi]$$

$$\text{soit} \quad 2\theta_0 n_1 D \cos \theta_1 - 2\phi_{10} - 2\phi_{12} = 2m\pi \quad (27)$$

ou  $D$  est l'épaisseur du guide, les termes  $2\phi_{10}$  et  $2\phi_{12}$  sont les valeurs absolues des déphasages à la réflexion totale aux deux interfaces.

C'est l'équation des modes, appelée parfois "Condition transverse de résonance". Elle exprime la condition d'existence des modes guidés. Le nombre  $m = 0, 1, 2, \dots, M$  est un entier, il correspond à l'ordre du mode. L'équation (27) définit  $(M+1)$  modes propres de propagation. Elle est vérifiée aussi bien pour la polarisation TE que pour la polarisation TM, seule l'expression des  $\phi_{ij}$  diffère.

Après substitution de (26) dans l'équation (27) nous obtenons pour le mode TE :

$$(28) \quad k_0 m_1 D \left[ 1 - \left( \frac{\beta}{k n_1} \right)^2 \right]^{1/2} = \operatorname{arctg} \frac{[(\beta/k)^2 - m_0^2]^{1/2}}{m_1 \left[ 1 - (\beta/k n_1)^2 \right]^{1/2}} + \operatorname{arctg} \frac{[(\beta/k)^2 - n_2^2]^{1/2}}{n_1 \left[ 1 - (\beta/k n_1)^2 \right]^{1/2}} + m \pi$$

C'est une équation transcendantale fonction uniquement de  $\beta/k$  ( $\theta_1$ ) si on introduit les variables :

$$\begin{aligned} p_1 &= [m_1^2 - (\beta/k)^2]^{1/2} \\ q_2 &= [(\beta/k)^2 - m_2^2]^{1/2} \\ q_0 &= [(\beta/k)^2 - m_0^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (29)$$

qui correspondent à la projection transversale ( $//z$ ) du vecteur d'onde  $\vec{A}_1(\vec{B}_1)$  de l'onde guidée respectivement dans les milieux 1, 2 et 0 alors l'équation (28) devient :

$$k_0 D p_1 = \operatorname{arctg} \frac{q_2}{p_1} + \operatorname{arctg} \frac{q_0}{p_1} + m \pi \quad (30)$$

c'est l'équation des modes pour un mode de propagation TE.

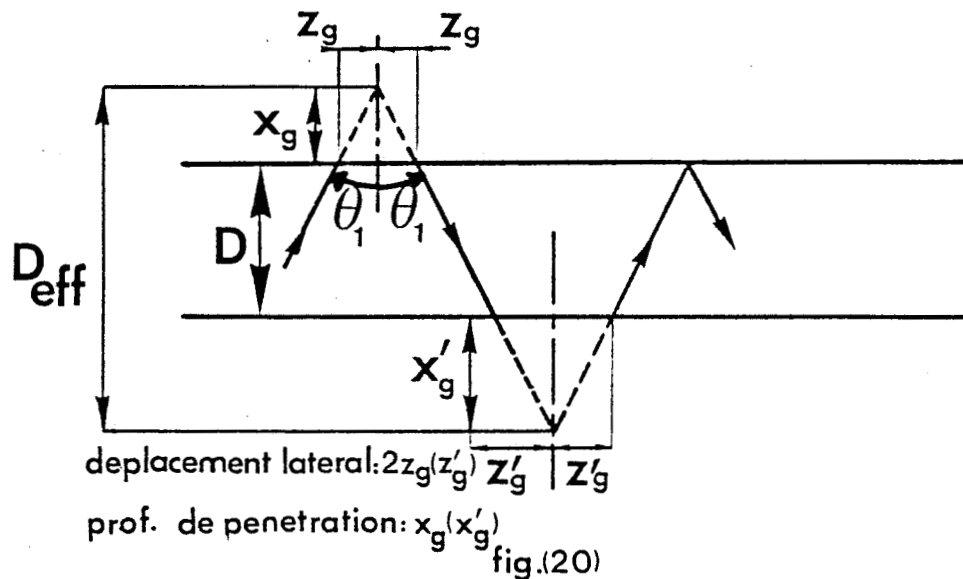
Pour le mode TM, on utilise la même démarche, on introduit l'expression (26) dans l'équation (27) et on obtient l'équation des modes pour un mode de propagation TM :

$$k_0 D p_1 = \operatorname{arctg} \frac{m_1^2}{m_2^2} \frac{q_2}{p_1} + \operatorname{arctg} \frac{m_1^2}{m_0^2} \frac{q_0}{p_1} + m \pi \quad (31)$$

Les équations (30) et (31) constituent les relations de dispersion du guide d'onde plan, elles nous fournissent une relation entre la constante de propagation du mode  $\beta$  et les paramètres caractéristiques du guide ( $D, n_0, n_1, n_2$ ). Elles nous apprennent que pour un

guide donné, il n'existe qu'un nombre fini de modes  $m$  capables de s'y propager et qu'à chaque mode  $m$  est associé une constante de propagation spécifique  $\beta_m$ . La détermination des propriétés optiques du guide (nombre de modes en fonction de l'épaisseur de celui-ci...) passe par la résolution de ces équations.

**Remarque** : Nous avons vu que lors de la réflexion totale de l'onde aux interfaces 1/2 et 1/0, l'onde subit un déphasage que nous avons noté respectivement  $\phi_{10}$  et  $\phi_{12}$ . Ce déphasage correspond à un "glissement" de l'onde à chaque interface. Comme l'indique la figure (20).



L'onde est réfléchiée sur une surface fictive parallèlement à l'interface 0/1 (1/2) et déplacée d'une distance  $x_g$  ( $x'_g$ ).  $x_g$  et  $x'_g$  correspondent à la profondeur de pénétration de l'onde respectivement dans l'air et dans le substrat. Kogelnick [31] donne pour les déplacements latéraux l'expression analytique suivante :

$$z_g = \left( \frac{1}{k_0 q_2} \right) \tan \theta_1$$

avec  $q_2$  et  $q_0$  définis précédemment

et

$$z'_g = \left( \frac{1}{k_0 q_0} \right) \tan \theta_1$$

soit

$$x_g = \left( 1 / k_0 q_2 \right)$$

$$x'_g = \left( 1 / k_0 q_0 \right)$$



on voit donc que tout se passe comme si l'onde se propage dans un guide d'épaisseur  $D_{eff}$ . C'est l'épaisseur effective du guide. Elle est donnée par :

$$D_{eff} = D + \frac{1}{k_0 p_2} + \frac{1}{k_0 p_0} \quad (32)$$

Nous reviendrons ultérieurement sur ce nouveau paramètre caractéristique important du guide, qui traduit la qualité de confinement de l'onde guidée.

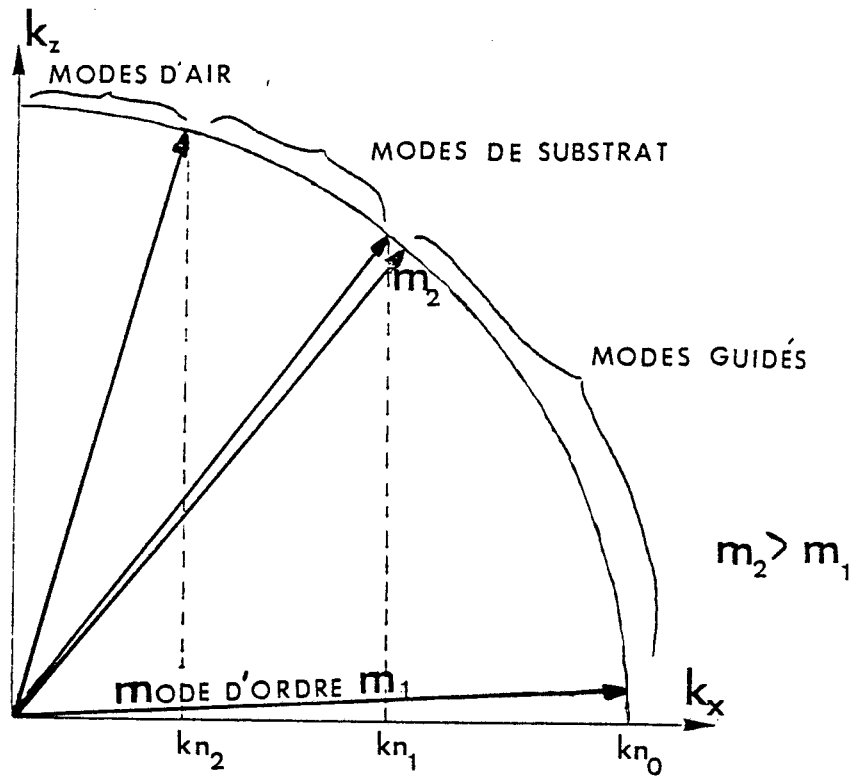
L'approche du problème par la méthode des rayons, nous a permis d'étudier les conditions de propagation d'un mode  $m$  du guide de façon très simple. La figure (21) résume les résultats obtenus. (Tous les rayons du quart de cercle représentent une direction possible pour le vecteur d'onde  $\vec{A}_1(\vec{B}_1)$ ). Cette approche possède l'avantage de montrer physiquement le comportement du guide d'onde simple : le milieu d'indice  $n_1$  est un support pour véhiculer de l'énergie lumineuse. Une condition nécessaire est la réflexion totale des ondes sur les interfaces 1/0 et 1/2. Il y aura alors propagation si toutes ces ondes réfléchies interfèrent constructivement. Néanmoins cette approche est astreinte à plusieurs limitations:

- Les modes qui se propagent dans la structure doivent être des modes d'ordre élevé.

- L'approximation par l'optique géométrique impose que l'indice de réfraction ne varie pas à l'échelle de la longueur d'onde. Or nous étudions des structures dont les dimensions transversales sont de l'ordre du micron et la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique qui s'y propage ne peut plus être considérée comme tendant vers zéro.

- Le concept de rayon optique repose sur la notion d'ondes planes qui n'existent pas à l'intérieur d'une structure guidante.

- Enfin si l'on veut des précisions sur la puissance transportée par chaque mode, sur les couplages possibles entre modes, cette approche par les rayons devient insuffisante et même fautive. Ainsi l'application de la méthode des rayons au cas de structures composées donne des résultats erronés.



Condition de Guidage :  $\sin^{-1}\left(\frac{m_0}{m_1}\right) < \theta_1 < \frac{\pi}{2}$

à l'intérieur de cet intervalle, il y a un ensemble discret de direction qui satisfait l'équation des modes. Chaque direction correspond à un mode guidé du film.

Il n'y aura guidage dans la structure que lorsque :

$$kn_0 < \beta < kn_1$$

$$kn_2 < \beta < kn_0$$

Ce sont les modes de substrat

$$0 < \beta < kn_2$$

Ce sont les modes d'air



Figure 21

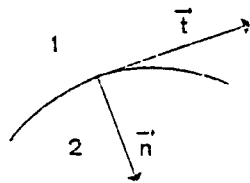
Ces quelques remarques montrent qu'il est nécessaire de mettre en oeuvre une approche plus rigoureuse du phénomène de guidage de la lumière dans ces structures. Celle-ci passe par la résolution des équations de Maxwell adaptées au problème. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le prochain paragraphe.

### V.3. Etude de la propagation d'un guide d'onde plan par les équations de Maxwell :

La résolution des équations de Maxwell appliquée au guide plan diélectrique est bien connue [32,33,34] et nous la rappelons succinctement.

#### V.3.a. Généralités :

Les milieux sont considérés homogènes, isotropes et non absorbants. Aux quatre équations du paragraphe I.1, il convient d'ajouter  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  (33) et  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  (34) ainsi que les conditions de continuité du champ électromagnétique à l'interface de deux milieux diélectriques :



$$\vec{E}_1 \cdot \vec{n} = \vec{E}_2 \cdot \vec{n} \quad (35)$$

$$\vec{H}_1 \cdot \vec{n} = \vec{H}_2 \cdot \vec{n} \quad (36)$$

$$\vec{B}_1 \cdot \vec{n} = \vec{B}_2 \cdot \vec{n} \quad (37)$$

$$\vec{D}_1 \cdot \vec{n} = \vec{D}_2 \cdot \vec{n} \quad (38)$$

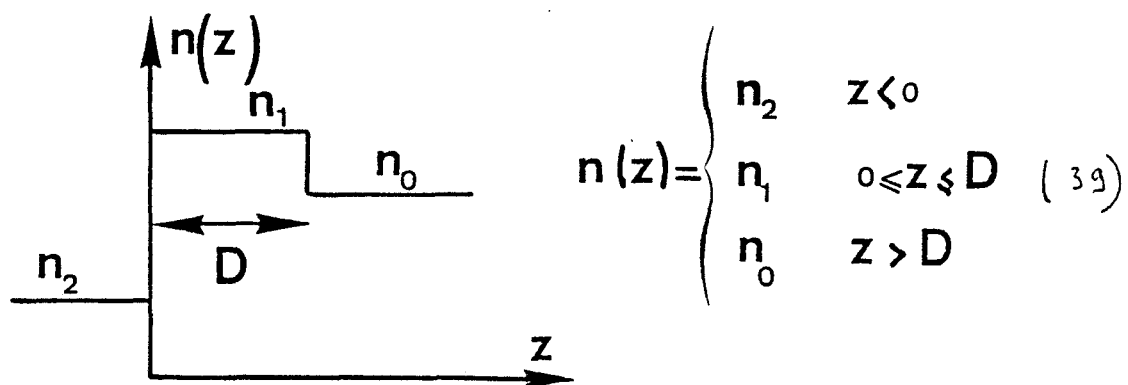
$\vec{n}$  est le vecteur unitaire normal à la surface de séparation des milieux 1 et 2 .

On considère comme pour l'étude par la méthode des rayons, la structure figure (7) du paragraphe précédent, infinie dans les directions  $ox$  et  $oy$  et invariante par translation le long de  $oy$ . Il en

résulte deux types de solutions selon la polarisation du champ électromagnétique considérée :

- Polarisation transversale électrique TE
- Polarisation transversale magnétique TM.

La résolution des équations de Maxwell se fera donc toujours soit en mode transverse électrique, soit en mode transverse magnétique. Tout autre configuration de champ électromagnétique peut se traiter à l'aide des résultats obtenus pour ces deux configurations du champ incident. Le traitement que nous allons aborder implique la définition analytique des variations de l'indice de réfraction des différents milieux considérés. Nous considérons dans la présente étude, des guides plans à "saut d'indice". Dans ce cas l'indice de réfraction prend la forme :



où  $n_1$  et  $n_0$  sont respectivement les indices du guide et du substrat  $n_2$  sera l'air ( $n_2=1$ ).  $D$  est l'épaisseur du guide. Comme précédemment, l'onde se propage suivant la direction  $ox$ . L'origine des axes de coordonnées sera prise à l'interface air-guide.

**Remarque :** Cette notion de guide d'onde ne tient absolument pas compte de la façon dont la lumière a pu pénétrer dans le guide optique, nous supposons celle-ci présente et nous étudions ces conditions de propagation.

V.3.b. Résolution partielle des équations dans le cas d'un profil  $n(z)$  quelconque :

V.3.b.1. Modes TE ( $E_y \neq 0$ ,  $E_x = E_z = 0$ ) :

En utilisant les équations (1)(2)(33) et (34) nous obtenons pour un milieu isotrope de constante diélectrique  $\epsilon(z)$ :

$$\text{rot rot } E_y = \mu_0 \frac{\epsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

en utilisant l'équation (4) nous sommes conduits à :

$$\Delta E_y = \frac{\mu \epsilon(z)}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

en supposant le milieu invariant et infini suivant l'axe  $oy$  et  $E_y$  de la forme :

$$E_y(x, z, t) = E_y(z) e^{i\omega t - \beta x} \quad (40)$$

ou  $\beta$  est la constante de propagation du champ suivant la direction  $ox$ , nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 E_y(z)}{dz^2} + [n^2(z) k_0^2 - \beta^2] E_y(z) = 0 \quad (41)$$

V.3.b.2. Modes TM ( $H_y \neq 0$ ,  $H_x = H_z = 0$ )

De la même façon nous obtenons en utilisant les équations (1)(2)(33) et (34) :

$$\text{rot } \frac{1}{\epsilon(z)} \text{rot } H_y = -\frac{\mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2}$$

en prenant également  $H_y$  de la forme :

$$H_y(x, z, t) = H_y(z) e^{i(\omega t - \beta x)}$$

nous sommes conduits à l'équation différentielle :

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{n^2(z)} \frac{dH_y}{dz} \right) + \left[ k_0^2 - \frac{\beta^2}{n^2(z)} \right] H_y = 0 \quad (42)$$

**Remarque** : Notons tout de suite que l'équation (42) se réduit à la même forme que (41) si le milieu considéré a un indice de réfraction constant

$$\frac{d^2 H_y(z)}{dz^2} + [n^2 k_0^2 - \beta^2] H_y(z) = 0 \quad (43)$$

### V.3.c. Résolution complète des équations dans l'hypothèse d'un milieu d'indice de réfraction constant :

La remarque précédente vient de nous montrer que les deux types de solutions recherchés obéissent à la même équation différentielle :

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + [n^2 k_0^2 - \beta^2] Z = 0 \quad (44)$$

ou  $Z$  représente  $E_y(z)$  pour les modes TE et  $H_y(z)$  pour les modes TM.

#### V.3.c.1. Résolution en modes TE :

Deux formes de solutions sont possibles suivant le signe du facteur  $n^2 k_0^2 - \beta^2$  :

$$\bullet \quad k_0^2 n^2 - \beta^2 > 0$$

$$E_y = [A e^{i k_0 p z} + B e^{-i k_0 p z}] e^{i \omega t - i \beta x} \quad (45)$$

avec 
$$p = \sqrt{n^2 - (\beta/k_0)^2}$$

•  $k_0^2 n^2 - \beta^2 < 0$

$$E_y = [C e^{k_0 q z} + D e^{-k_0 q z}] e^{i\omega t - i\beta x} \quad (46)$$

avec 
$$q = \sqrt{(\frac{\beta}{k_0})^2 - n^2}$$

suivant la valeur choisie pour la constante de propagation  $\beta$ , nous pouvons avoir dans un modèle à saut d'indice, trois types de solutions puisque les indices des différents milieux vérifient les inégalités suivantes :

$$n_2(\text{indice de l'air}) < n_0 < n_1 \quad (47)$$

#### a) Modes d'air

si  $\frac{\beta}{k_0} < n_2$ , le terme  $k^2 n^2 - \beta^2$  est positif pour tous les milieux considérés. Les solutions pour le champ  $E_y$  sont périodiques selon la direction  $oz$  et la lumière n'est confinée dans aucun des milieux. Ce type de modes est dégénéré car pour chaque valeur de la constante de propagation  $\beta$ , on peut définir un mode d'air symétrique et un mode d'air antisymétrique.

#### b) Modes de substrat

si  $n_2 < \frac{\beta}{k_0} < n_0$ , le champ  $E_y$  ne pouvant devenir infini aux bornes, il ne peut donc être qu'évanescent dans l'air. Il sera par contre périodique selon  $oz$  dans les deux autres milieux.

#### c) Modes guidés

si  $n_0 < \frac{\beta}{k_0} < n_1$ , le champ  $E_y$  est évanescent dans les deux milieux extrêmes et périodique selon  $oz$  dans le milieu intermédiaire. La lumière est donc confinée dans ce seul milieu. Ce cas est évidemment le seul

intéressant et nous allons l'étudier plus en détail. Nous donnons figure (22) un exemple de fonction  $E_y(z)$  pour chaque type de mode. Les champs électriques et magnétiques dans les différents milieux pour les modes guidés ont la forme suivante :

.Milieu 2 ( $z < 0$ )

$$(48) \quad \begin{cases} E_y(x, z, t) = C e^{k_0 q_2 z} e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_x(x, z, t) = \frac{c}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{c}{i\omega\mu_0} [C k_0 q_2 e^{k_0 q_2 z}] e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_z(x, z, t) = -\frac{c}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{c}{\omega\mu_0} [C \beta e^{k_0 q_2 z}] e^{i\omega t - i\beta x} \\ E_x = E_z = H_y = 0 \end{cases}$$

avec

$$q_2 = \sqrt{\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 - n_2^2}$$

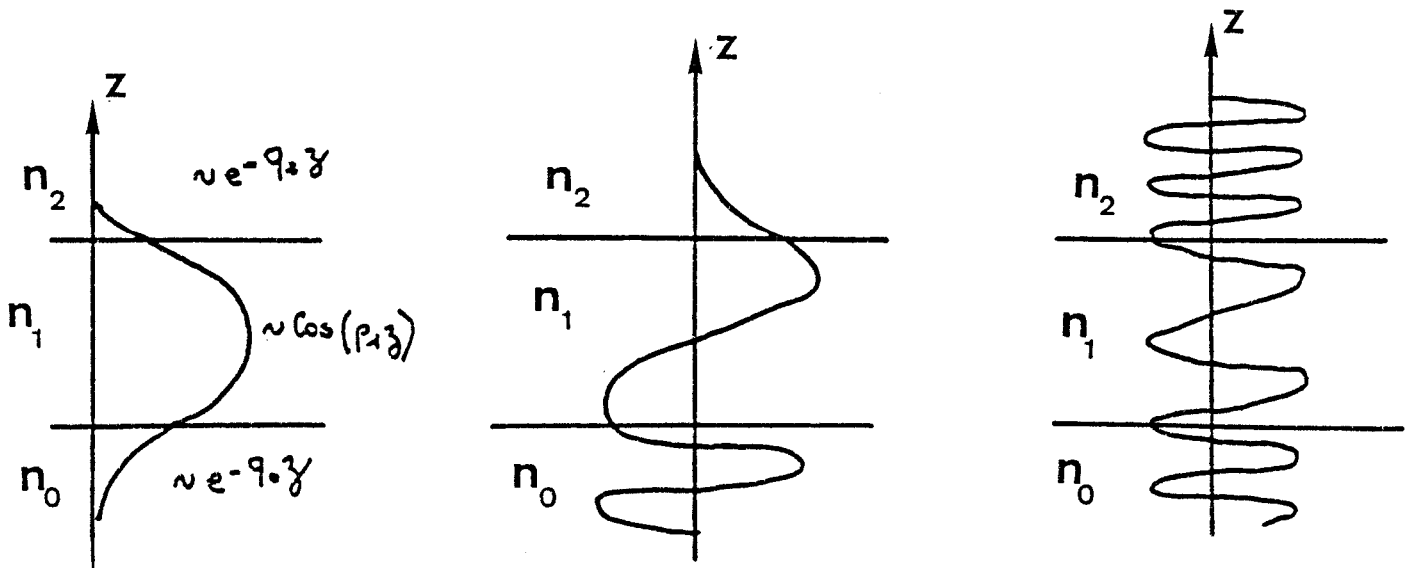
.Milieu 1 ( $0 < z < D$ )

$$(49) \quad \begin{cases} E_y(x, z, t) = [A e^{i k_0 p_1 z} + B e^{-i k_0 p_1 z}] e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_x(x, z, t) = \frac{c}{\omega\mu_0} [A k_0 p_1 e^{i k_0 p_1 z} - B k_0 p_1 e^{-i k_0 p_1 z}] e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_z(x, z, t) = \frac{c}{\omega\mu_0} [A \beta e^{i k_0 p_1 z} + B \beta e^{-i k_0 p_1 z}] e^{i\omega t - i\beta x} \\ E_x = E_z = H_y = 0 \end{cases}$$

avec

$$p_1 = \sqrt{n_1^2 - \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2}$$





Mode m du guide  
( $m=0$ )

$q_0$  et  $q_2$  sont  
imaginaires purs

Mode de substrat

$q_2$  est imaginaire  
pur

Mode d'air  
champ sinusoïdal  
dans les 3 milieux

Figure 22



.Milieu 0 ( $z > D$ )

$$(50) \quad \begin{cases} E_y(x, z, t) = F e^{-k_0 q_0 (z-D)} e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_x(x, z, t) = -\frac{c}{i\omega \mu_0} F k_0 q_0 e^{-k_0 q_0 (z-D)} e^{i\omega t - i\beta x} \\ H_z(x, z, t) = \frac{c}{\omega \mu_0} F \beta e^{-k_0 q_0 (z-D)} e^{i\omega t - i\beta x} \\ E_x = E_z = H_y = 0 \end{cases}$$

avec

$$q_0 = \sqrt{(\beta/k_0)^2 - \eta_0^2}$$

Les relations de continuité (35) et (36) des composantes tangentielles du champ électromagnétique aux deux interfaces conduisent alors aux quatre équations suivantes :

- interface 2.1 ( $z=0$ )

$$\begin{cases} C = A+B \\ Cq_2 = i(A-B) P_1 \end{cases}$$

- interface 1.0 ( $z=D$ )

$$\begin{cases} A e^{-i k_0 P_1 D} + B e^{-i k_0 P_1 D} = F \\ i P_1 [A e^{-i k_0 P_1 D} - B e^{-i k_0 P_1 D}] = F q_0 \end{cases}$$

Ce système homogène n'admet de solution non nulle que si son déterminant est nul. Cette condition conduit à l'équation suivante :

$$\cos(k_0 P_1 D) [q_0 + q_2] P_1 - \sin(k_0 P_1 D) [P_1^2 - q_0 q_2] = 0 \quad (51)$$

soit :

$$\text{tang.}(\beta_0 p_1 D) = \frac{[q_0 + q_2] p_1}{p_1^2 - q_0 q_2} \Leftrightarrow \beta_0 p_1 D + m\pi = \text{arctg} \frac{[q_0 + q_2] p_1}{p_1^2 - q_0 q_2}$$

qui peut encore s'écrire :

$$\beta_0 p_1 D + m\pi = \text{arctg} \frac{q_0}{p_1} + \text{arctg} \frac{q_2}{p_1} \quad (52)$$

Cette équation montre que le guidage de la lumière dans le film se fera pour certaines constantes de propagation ( $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_m$ ) solutions de l'équation précédente. On retrouve le résultat obtenu lors de l'étude faite à partir de l'approximation des rayons. L'équation (52) est analogue à l'équation des modes (30). En outre, on trouve que la phase de chacun des modes de constante  $\beta_m$  varie comme :

$$\exp j(\omega t - \beta_m x \pm \beta_0 p_1 z) = \exp(j\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

avec  $\vec{k} \rightarrow \begin{cases} k_x = \beta_m \\ k_z = (-\beta_m^2 + \beta_0^2 m^2)^{1/2} \end{cases}$

chaque mode est donc virtuellement assimilable à une superposition de deux ondes planes  $A_1$  (resp  $B_1$ ) de vecteur d'onde  $(\beta_m, \pm p_1)$  ce qui correspond à la représentation de mode guidé faite dans l'approximation des rayons.

La condition (52) étant vérifiée, il est alors possible d'écrire l'expression analytique du champ électrique  $E_y$  en fonction d'un seul paramètre :

$$(53) \quad E_y(x, z, t) = \begin{cases} C \exp(\beta_0 q_2 z) e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } z < 0 \\ C \left[ \cos(\beta_0 p_1 z) + \frac{q_2}{p_1} \sin(\beta_0 p_1 z) \right] e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } 0 < z < D \\ C \left[ \cos(\beta_0 p_1 D) + \frac{q_2}{p_1} \sin(\beta_0 p_1 D) \right] \exp(-\beta_0 q_0 (z - D)) e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } z > D \end{cases}$$

Les valeurs de  $H_x$  et  $H_z$  se déduisent immédiatement de cette expression en utilisant les équations (48)(49) et (50). La détermination de la constante arbitraire  $C$  peut être obtenue soit en normalisant la valeur du champ  $E_y$  soit en normalisant le flux d'énergie transportée par unité de longueur dans la direction  $oy$ . Dans le premier cas, la condition s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_y E_y^* dz = 1 \quad (54)$$

et dans le second :

$$\frac{1}{2} \int E_y H_z^* dz = \frac{\beta}{2\omega\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y E_y^* dz = 1$$

Ces deux conditions sont identiques à un facteur connu près. Associée à la valeur du champ  $E_y$  en fonction de  $z$  (53) et en utilisant l'équation aux modes (52), elle conduit à la valeur de la constante  $C$  suivante [3] :

$$C = \sqrt{2} p_1 \sqrt{\frac{1}{\left(D + \frac{1}{k_0 q_0} + \frac{1}{k_0 q_2}\right) (p_1^2 + q_2^2)}} \quad (55)$$

#### V.3.c.2. Résolution en modes TM :

Elle est tout à fait similaire à la précédente. Elle conduit de la même façon et pour des conditions identiques à la notion de "modes d'air" "modes de substrat" et surtout de modes guidés. Nous allons seulement nous intéresser à ce dernier cas.

Les champs électromagnétiques ont la forme suivante :

$$(57) \quad \begin{cases} H_y(x, z, t) = H_y(z) e^{i\omega t - i\beta x} \\ E_z(x, z, t) = \frac{c}{i\omega\mu_0} \frac{\partial H_y(x, z, t)}{\partial x} \\ E_x(x, z, t) = -\frac{c}{i\omega\mu_0} \frac{\partial H_y(x, z, t)}{\partial z} \\ H_x = H_z = E_y = 0. \end{cases}$$

Un raisonnement analogue à celui du paragraphe précédent conduit en utilisant (43) à l'équation aux modes suivante :

$$\cos(k_0 p_1 D) \left[ \frac{q_0}{n_0^2} + \frac{q_2}{n_2^2} \right] \frac{p_1}{n_1^2} - \sin(k_0 p_1 D) \left[ \frac{p_1^2}{n_1^4} - \frac{q_0 q_2}{n_2^2 n_0^2} \right] = 0 \quad (58)$$

de la même façon cette équation peut se mettre sous la forme :

$$k_0 p_1 D + m\pi = \arctang \frac{n_1^2 q_0}{n_0^2 p_1} + \arctang \frac{n_2^2 q_2}{n_0^2 p_1} \quad (59)$$

identique à l'équation (31).

Cette condition étant vérifiée, le champ magnétique s'écrit alors :

$$(60) \quad H_y(x, z, t) = \begin{cases} C \frac{p_1 m_2^2}{q_2 n_1^2} \exp[k_0 q_2 z] e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } z < 0 \\ C \left[ \frac{p_1 m_2^2}{q_2 n_1^2} \cos(k_0 p_1 z) + \sin(k_0 p_1 z) \right] e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } 0 < z < D \\ C \left[ \frac{p_1 m_2^2}{q_2 n_1^2} \cos(k_0 p_1 D) + \sin(k_0 p_1 D) \right] \exp[-(k_0 q_0 (z - D))] e^{i\omega t - i\beta x} & \text{pour } z > D. \end{cases}$$

Les champs  $E_z$  et  $E_x$  se déduisent immédiatement à partir des équations (29). Si nous normalisons le champ  $H_y(x,z,t)$  nous sommes conduits à la valeur de la constante  $C$  suivante :

$$C = \sqrt{2} \sqrt{1/K} \quad (61)$$

avec

$$K = \frac{q_2^2 n_1^4 / n_2^4 + p_1^2}{q_2^2 n_1^4 / n_2^4} \left[ \frac{D}{n_1^2} + \frac{q_2^2 + p_1^2}{\frac{q_2^2 n_1^4}{n_2^4} + p_1^2} \cdot \frac{1}{n_2^2 \epsilon_0 q_2} + \frac{q_2^2 + p_1^2}{\frac{q_2^2 n_1^4}{n_0^4} + p_1^2} \cdot \frac{1}{n_0^2 q_0 \epsilon_0} \right]$$

Notons que, aussi bien pour les modes TE que pour les modes TM, cette constante  $C$  dépend de la valeur  $\beta$  et donc du mode guidé. Nous donnons dans l'annexe I, l'expression analytique complète des champs électriques et magnétiques correspondant aux modes d'air et aux modes de substrat.

Les équations aux modes trouvées précédemment montrent que la structure de modes aussi bien en TE qu'en TM est discrète. D'autre part, nous constatons que la condition (47) sur les indices de réfraction n'est pas suffisante, en effet, pour qu'au moins une solution de la condition (52) ou (59) existe (en faisant  $m=0$ ), il est nécessaire que le guide ait une épaisseur minimale (les indices de réfraction  $n_i$  étant fixés).

Nous nous proposons dans le prochain chapitre d'appliquer les résultats obtenus par cette étude et en particulier l'équation des modes (52) et (59) respectivement pour les modes TE et TM à un guide plan réalisé sur GaAs.

**BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I :**

- [1] H.Y.FAN and M.BECKER  
Semiconducting materials, Butterworth Scientific Publications  
Ltd (1951).
  
- [2] S.VISRAMATHAN  
Phys.Rev., 120 p.376 (1960).
  
- [3] R.ROSENBERG and M.LAX  
Phys.Rev., 112 p.843 (1958).
  
- [4] W.G.SPITZER and H.Y.FAN  
Phys.Rev., 106 p.882 (1957).
  
- [5] H.A.LORENTZ  
Theory of electrons and its applications to the phenomena of light  
and radiant heat (NY.1906).
  
- [6] C.VANNESTE  
Thèse de spécialité : Université de Paris Sud (1975).
  
- [7] D.D.STELL, H.C.CASEY and K.W.WECHT  
JAP 45 n°6 p.2650 (1974).
  
- [8] D.T.F. MARPLE  
JAP 35 p.1241 (1964).
  
- [9] S.H.WEMPLE, M.DIDOMINICO  
Phys.Rev., B3 p.3697 (1973).
  
- [10] J.ZOROOFCHI, J.K.BUTLER  
JAP 44 p.3697 (1973).
  
- [11] F.ABELES  
Optical properties of solids (North-Holland, Amsterdam 1972).

- [12] L.I.KOROVIN  
Sov.Phys.Solid State 1 p.1202 (1960).
- [13] M.CARDINA  
In Solid State Physics. Nuclear physics and particular physics  
edited by I.Saavedra (Benjamin NY 1968) p.737.
- [14] S.ADACHI  
JAP 53 n°8 p.5863 (1982).
- [15] S.ADACHI, K.OE  
JAP 54 n°11 p.6620 (1983).
- [16] C.J.HWANG  
JAP 40 p.3731 (1969).
- [17] F.STERN  
Phys.Rev., A133 p.1653 (1964).
- [18] H.R.PHILIPP  
Phys.Rev., 129 p.1550 (1963).
- [19] T.P.PEARSALL  
GaInAsP - Alloy semiconductors (Bell laboratories, Murray Hill)
- [20] G.D.PETTIT and W.J.TWINER  
JAP 36 p.2081 (1965).
- [21] E.GARMIRE, H.STOLL, A.YARIV  
APL 21 p.87 (1972).
- [22] ZH.I.ALFEROV, V.M.ANDREEV  
Sov.Phys.Semicond. 3 p.1107 (1970).
- [23] B.JENSEN, A.TARABI  
IEEE QE 19 n°5 p.877 (1983).



- [24] H.C. CASEY, D.D.SELL, M.B.PANISH  
APL 24 p.63 (1974).
- [25] E.GARMIRE  
Semiconductors Components for monolithic application chap.VI,  
p.252 (1975) edited by T.Tamir.
- [26] L.M.JOHNSON, Z.L.LIAU  
Conf.in integrated optics and guided wave 1984.
- [27] Y.BOURDIN, J.C.BLINDEAU, A.ENARD, M.RAZEGHI, B.de CREMOUX,  
M.PAPUCHON  
"Guides d'ondes en composés quaternaires pour 1,55 microns"  
7ème Journées Nationales d'optique guidée. Avril 86.
- [28] P.K.TIEN  
Appl Opt. 10 p.2395 (1971).
- [29] F.GOOS, H.HAENCHEN  
Ann.Phys 1 p.333 (1947).
- [30] M.BORN, E.WOLF  
Principles of optics (1970).
- [31] H.KOGELNIK, T.P.SOSNOWSKI, H.P.WEBER  
JOSA 64 p.174 (1974).
- [32] H.J.ADAMS  
Introduction to optical waveguides 1981.
- [33] S.MARTELLUCI and A.W.CHESTER  
Integrated optics 1981.
- [34] K.S.KAPANY and J.J.BURKE  
Optical waveguides. Academic NY 1972.

## Chapitre II

## INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous étudions les propriétés caractéristiques des phénomènes de propagation d'une onde lumineuse dans un guide d'onde plan réalisé sur Arséniure de Gallium : épaisseur de coupure, profil de dopage, pertes en transmission... à l'aide du formalisme introduit au chapitre précédent. Nous abordons ensuite l'étude de structures bidimensionnelles par la méthode des indices effectifs. Nous terminons par la définition des paramètres optogéométriques de la structure de guidage que nous avons adoptée pour la poursuite de ce travail.

## I - GUIDE D'ONDE PLAN SUR ARSENIURE DE GALLIUM

### I.1. Position du problème :

Les structures que nous étudions sont des guides d'ondes sur Arséniure de Gallium. Ils sont constitués d'une couche non intentionnellement dopée épitaxiée sur un substrat  $n^+$ . La discontinuité de l'indice au passage des différents milieux a été étudiée au premier chapitre ainsi que les modes de propagation propres à la structure. Compte tenu des hypothèses de départ ce sont :

- les modes  $m$  du guide qui forment un ensemble fini et discret de modes de propagation ; à chacun de ces modes est associée une constante de propagation  $\beta_m$  qui vérifie l'équation des modes.

- les modes d'air et de substrat qui forment un ensemble continu de modes de propagation.

Tout champ électromagnétique existant dans la structure peut se décomposer sur la base des modes propres, mise en évidence dans le chapitre précédent, de la façon suivante :

$$E_y(x, z) = \sum_m C(m) E_{ym}(z) e^{i\beta_m x} + \int_{-n_0 k_0}^{n_0 k_0} c(\beta) E_{y\beta}(z) e^{i\beta x} d\beta$$

où  $\beta$  correspond à la constante de propagation des modes d'air et des modes de substrat.  $C(m)$  et  $C(\beta)$  tiennent compte des amplitudes respectives des modes propres dans la décomposition du champ et le signe  $\int$  inclût éventuellement la somme sur les modes symétriques ou antisymétriques.

Rappelons que les fonctions  $E_{ym}(z)$  et  $E_{y\beta}(z)$  peuvent être choisies de telle sorte qu'elles vérifient les relations d'orthonormalisation suivantes :

$$\frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{y\beta}(z) E_{y\beta'}^*(z) dz = \delta(\beta - \beta') \quad \text{pour les modes du continu}$$

et

$$\frac{\beta_m}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{ym}(z) E_{yn}^*(z) dz = \delta_{m,n}$$

Partant de ces propriétés, nous allons définir les paramètres optogéométriques du guide AsGa (fig. 1) c'est-à-dire l'épaisseur  $D$ , les indices  $n_1$  et  $n_0$  respectivement de la couche guidante et du substrat et donc la carte de dopage de la structure, qui permettront la propagation de un ou de plusieurs modes dans un guide réalisé sur GaAs.

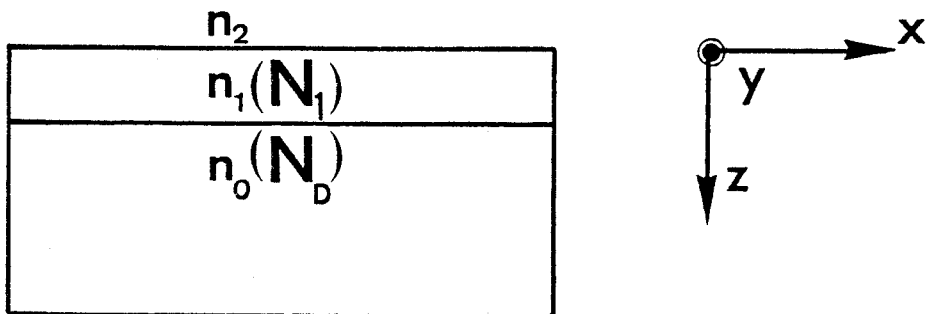


Figure 1 : guide plan sur Arséniure de Gallium  
paramètres variables :  $D$ ,  $N_0(N_D)$ ,  $N_1(N_1)$

## I.2. Diagramme de dispersion :

Il est commode de représenter les solutions des équations aux modes (52) pour le mode TE et (59) pour le mode TM par le système de courbes  $D = f(\beta/k_0)$  où  $\beta$  et  $k_0$  représentent respectivement la constante de propagation du mode guidé et la constante de propagation libre dans l'air ; les indices de réfraction sont fixés. Les valeurs de ces derniers sont obtenues à partir des données de Marple présentées au chapitre I paragraphe (III.1.a) le milieu d'indice  $n_2$  est l'air ( $n_2=1$ ).\*

Les fig. (2a-2b-2c) donnent l'allure générale de ces courbes pour différentes valeurs de dopage du substrat :  $N_D = 6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  ;  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  et  $10^{19}/\text{cm}^3$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Les déphasages à la réflexion étant plus importants en TM qu'en TE, la propagation d'un mode TM d'ordre donné, se fait pour un guide plus épais. Lorsque l'épaisseur du guide augmente, les modes apparaissent dans l'ordre suivant :  $TE_0$ ,  $TM_0$ ,  $TE_1$ ,  $TM_1$ ,...

Ces résultats mettent en évidence deux propriétés caractéristiques essentielles propres à ces structures : l'existence d'une épaisseur de coupure en dessous de laquelle aucun mode ne peut se propager et l'influence du dopage sur les conditions de propagation.

---

\* Notons l'existence de paramètres normalisés introduits par Kogelnik [1] et qui permettent d'aboutir à des diagrammes universels de dispersion pour différentes symétries du guide.

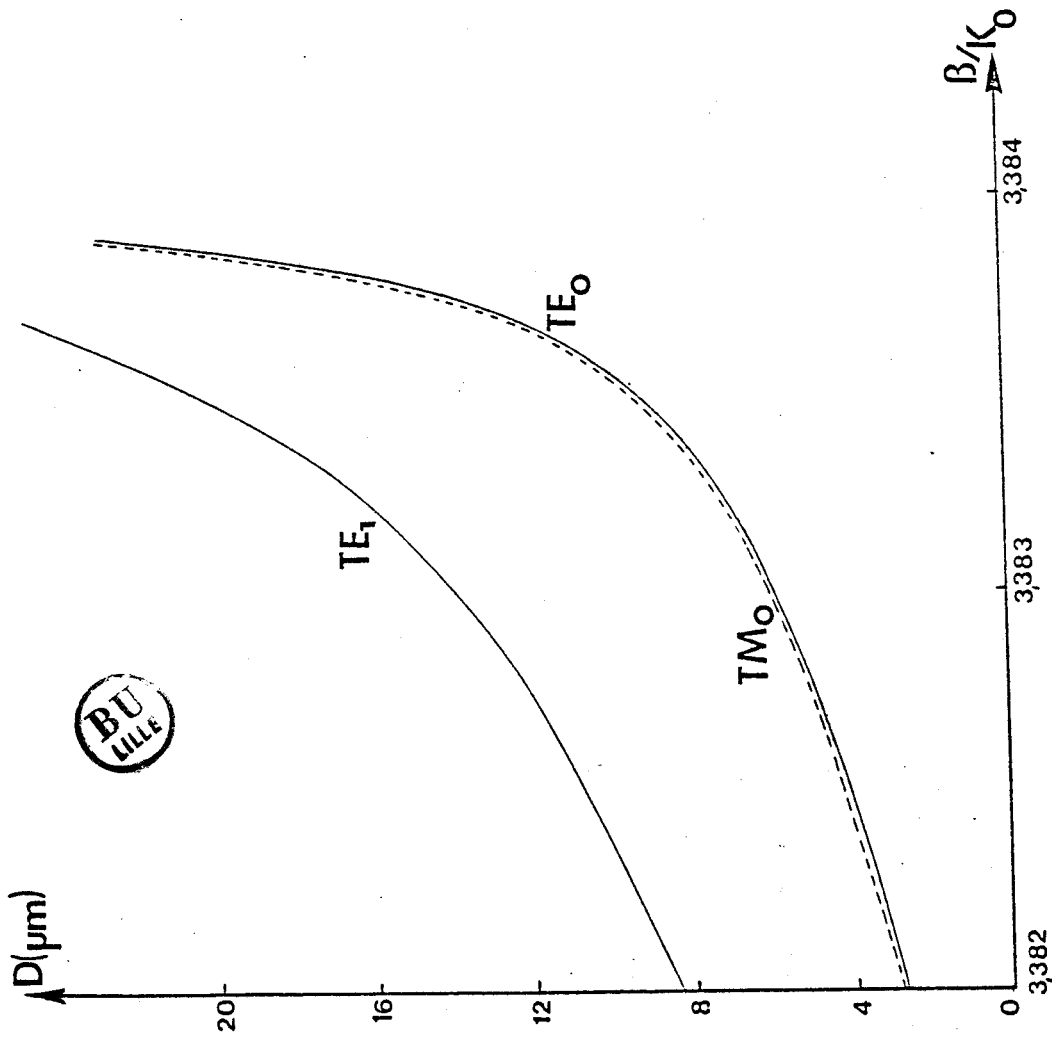
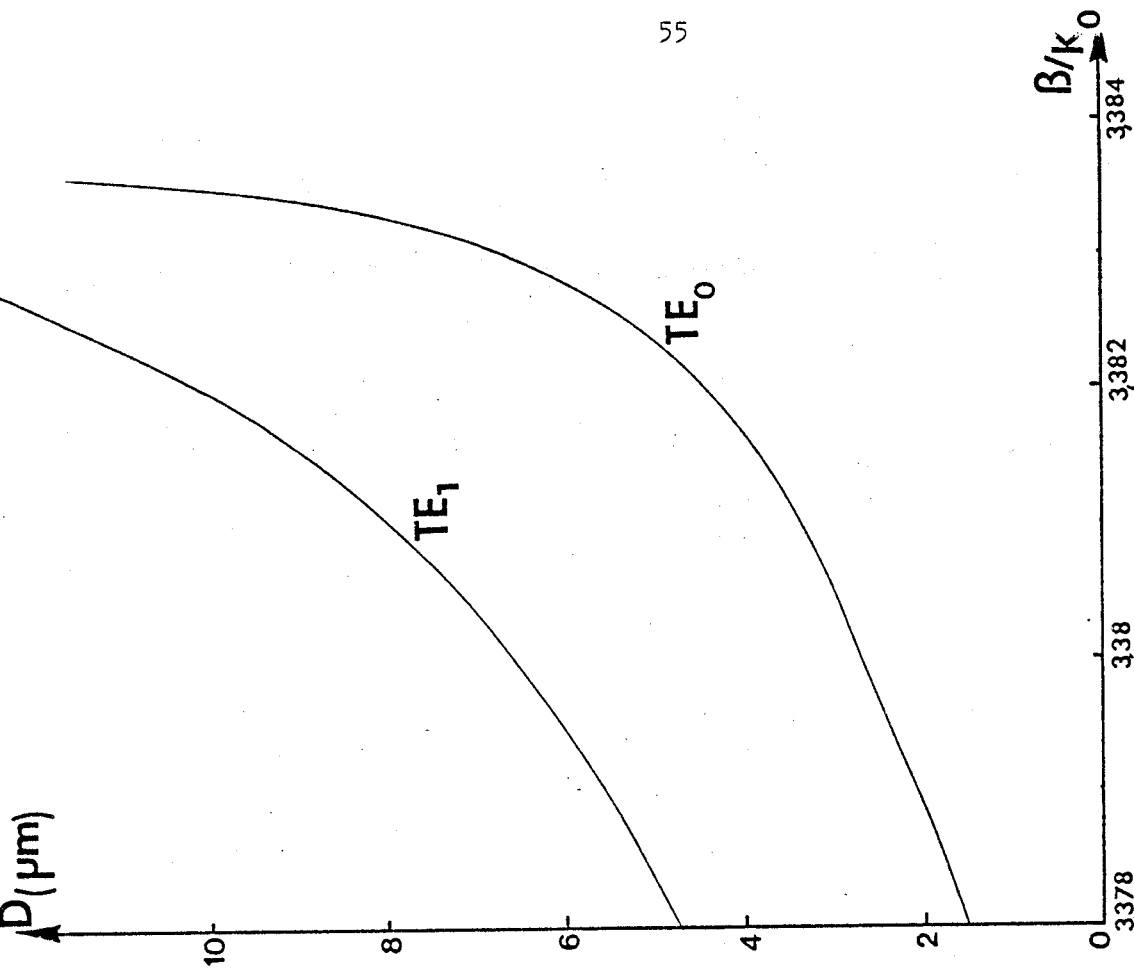


fig. 2a : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 6.10^{17}/\text{cm}^3$  ;  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  ;  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .  
 fig. 2b : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 2.10^{18}/\text{cm}^3$  ;  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  ;  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

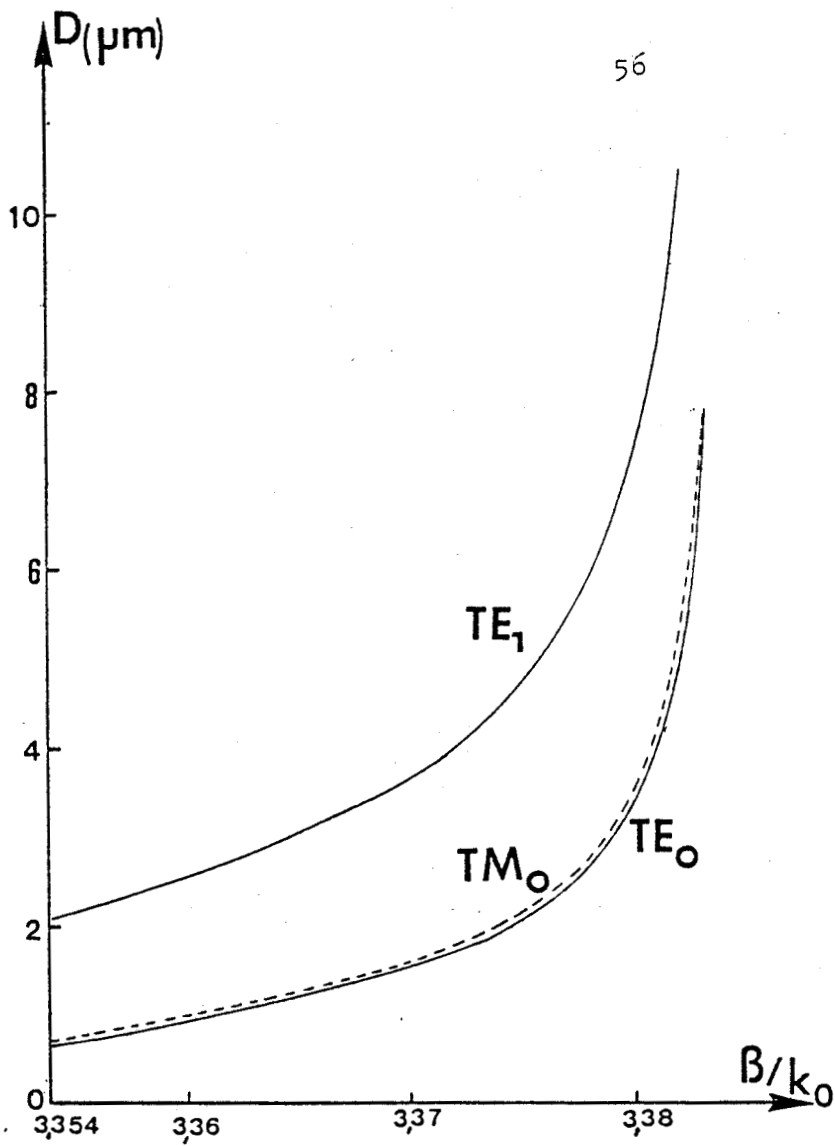


fig. 2c : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 10^{19}/\text{cm}^3$ ,  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

	TE	TM
$D_{C_0} (\mu\text{m})$	1,49	1,54
$D_{C_1} (\mu\text{m})$	4,58	4,64



tableau I : épaisseur de coupure -  $D_{C_0}$  des modes fondamentaux  $TE_0$  et  $TM_0$   
 -  $D_{C_1}$  des modes d'ordre 1 ( $TE_1$  et  $TM_1$ )  
 $N_D = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$   $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

### I.2.a. Épaisseur de coupure :

De façon générale, le guide de lumière admettra  $m$  modes propres si son épaisseur  $D$  a une valeur minimale  $D_{cm}$  (épaisseur de coupure pour le mode  $m$ ). Cette épaisseur est obtenue en donnant à la constante de propagation sa plus petite valeur compatible avec les conditions de guidage, c'est-à-dire  $(\frac{\beta}{k_0})_m = n_0$ . En introduisant cette expression dans l'équation (52) pour le mode TE, il vient :

$$D_{cm} = \frac{1}{k_0} \left[ m\pi + \arctg \sqrt{\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2}} \right] \times \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2}} \quad (1)$$

et dans l'équation (59) pour le mode TM

$$D_{cm} = \frac{1}{k_0} \left[ m\pi + \arctg \frac{n_1^2}{n_2^2} \sqrt{\frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2}} \right] \times \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2}} \quad (2)$$

Dans le cas où  $m = 0$ , nous obtenons l'épaisseur de coupure  $D_{c0}$  proprement dite du guide au-delà de laquelle aucun mode ne peut se propager\*. A titre d'exemple, le tableau I donne les épaisseurs de coupure  $D_{c0}$  et  $D_{c1}$  (limite de la propagation monomode) calculées en utilisant les relations (1) et (2) pour la structure suivante : substrat : dopé  $N_D = 2.10^{18}/\text{cm}^3$ , guide : non intentionnellement dopé  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

\* Pour un guide symétrique ( $n_0 = n_2$ ), cette notion d'épaisseur de coupure n'existe plus. Les équations (1) et (2) montrent que lorsque  $n_0 = n_2$   $D_{c0}(\text{TE}, \text{TM}) = 0$ . Ce résultat est important puisqu'il exprime le fait qu'il y aura toujours propagation du mode d'ordre le plus bas ( $\text{TE}_0$  ou  $\text{TM}_0$ ) quelle que soit l'épaisseur de la structure [2].



Ces résultats montrent que dans tous les cas, les épaisseurs de coupure sont plus grandes en mode TM qu'en mode TE, puisque le rapport  $\left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2$  est supérieur à 1. Cependant cet écart est faible et si l'onde lumineuse incidente n'est pas polarisée avant l'injection dans le guide les deux types de modes se propageront.

Ces quelques valeurs montrent que l'épaisseur du guide est un paramètre qui doit être connu avec précision et qu'une faible variation de celui-ci peut modifier totalement le comportement de la structure de guidage. Ainsi pour un guide d'épaisseur  $D = 4,60 \mu\text{m}$  la structure sera bimode en polarisation TE (ou TM). Il sera monomode en TE (ou TM) pour  $D = 4,50 \mu\text{m}$ .

Nous venons de montrer pour un profil d'indice donné, l'importance de l'épaisseur du guide sur la propagation dans la structure proposée. Mais ce profil d'indice est directement relié à la concentration en porteurs libres des milieux constituant le guide. Nous nous proposons dans le paragraphe suivant d'étudier l'influence du dopage sur les conditions de propagation.

### I.2.b. Dopage de la structure

Nous limiterons cette étude aux modes de propagation de type TE, le cas des modes TM est rigoureusement identique. Nous avons montré dans le paragraphe précédent que la condition d'existence du mode  $TE_0$  s'exprime sous la forme :

$$\frac{2\pi D \sqrt{n_1^2 - n_0^2}}{\lambda_0} \geq \operatorname{arctg} \left( \frac{n_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_0^2} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Dans les structures que nous étudions, le milieu 2 est l'air, soit  $n_0 > n_2$ . La différence d'indice existant entre le guide et le substrat étant de l'ordre de quelques  $10^{-3}$  (chap. I), on peut donc considérer en première approximation que  $n_1 = n_0 + \Delta n$  avec  $\Delta n \ll 1$ .

L'équation (3) peut alors se mettre sous la forme :

$$n_1 - n_0 = \Delta n \geq \frac{\pi^2}{8m_0} \left\{ \frac{1}{\frac{2\pi D}{\lambda_0} + \frac{1}{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}}} \right\}^2 \quad (4)$$

en approchant  $n_1^2 - n_0^2$  par  $2n_0\Delta n$ , en utilisant l'identité mathématique  $\text{artg}(x) = \frac{\pi}{2} - \arctg\left(\frac{1}{x}\right)$  et en développant la fonction  $\arctg x$  en série de Taylor.

En reliant la variation d'indice à la variation de dopage de la structure (relation (21) du chapitre I), l'inégalité peut être transcrite en terme de dopage :

$$(N_D - N_1) \geq \frac{\epsilon_0 m^* \pi^4 c^2}{e^2 \lambda_0^2} \left\{ \frac{1}{\frac{2\pi D}{\lambda_0} + \frac{1}{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}}} \right\}^2 \quad (5)$$

où  $N_D$  et  $N_1$  sont respectivement le dopage du substrat et de la couche guidante. Dans la mesure où le dopage du substrat est nettement supérieur au dopage de la couche guidante,  $N_D \gg N_1$ , la condition de propagation du mode  $TE_0$  dans la structure exprimée par l'inégalité (5) se ramène alors à une condition sur le dopage du substrat.

En généralisant aux modes d'ordres supérieurs, l'expression (5) devient :

$$(N_D - N_1) \geq \frac{4\epsilon_0 m^* \pi^4 c^2}{e^2 \lambda_0^2} \left(l + \frac{1}{2}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\frac{2\pi \lambda_0}{D} + \frac{1}{(n_0^2 - n_2^2)^{1/2}}} \right\}^2 \quad (6)$$

avec  $l = 0, 1, 2, \dots$

En fonction de la variation d'indice, cette relation s'écrit :

$$\Delta n \geq \frac{(\ell + \frac{1}{2})^2}{2 n_0} \left( \frac{d_0}{2 D} \right)^2 \quad (7)$$

Dans le domaine des longueurs d'ondes appartenant au proche infra-rouge,  $(N_D - N_1)$  tend vers une valeur asymptotique donnée par [3]

$$(N_D - N_1)_{\text{coup.}} = \frac{c^2 \epsilon_0 m^* \pi^2}{e^2 D^2} \left( \ell + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (8)$$

Cette relation exprime la condition de coupure en terme de dopage et plus précisément de dopage du substrat puisque  $N_D \gg N_1$ .

Ainsi pour une épaisseur de guide donnée, le mode d'ordre  $\ell$  se propagera dans la structure si le dopage du substrat possède une concentration minimale donnée par :

$$(N_D)_{\text{coup.}} = \frac{c^2 \epsilon_0 m^* \pi^2}{e^2 D^2} \left( \ell + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (9)$$

Plus cette concentration augmente et plus le nombre de modes présents dans la structure est élevé comme l'indique le tableau (II). Les valeurs obtenues ont été calculées à partir de l'expression (9) et pour un guide de 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

Dopage substrat ( $N_D/\text{cm}^3$ )	$\ell$ (ordre du mode)
$5.10^{17}$	- pas de propagation
$1.10^{18}$	0 seul le mode $TE_0$ se propage
$6.10^{18}$	0,1 propagation des modes $TE_0$ et $TE_1$

tableau (II) -  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  -  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

Nous avons représenté fig.(3) les variations  $D = f(N_{D\text{coup}})$  pour le mode  $TE_0$ . Plus le dopage du substrat diminue et plus l'épaisseur du guide doit être importante pour permettre la propagation du mode fondamental.

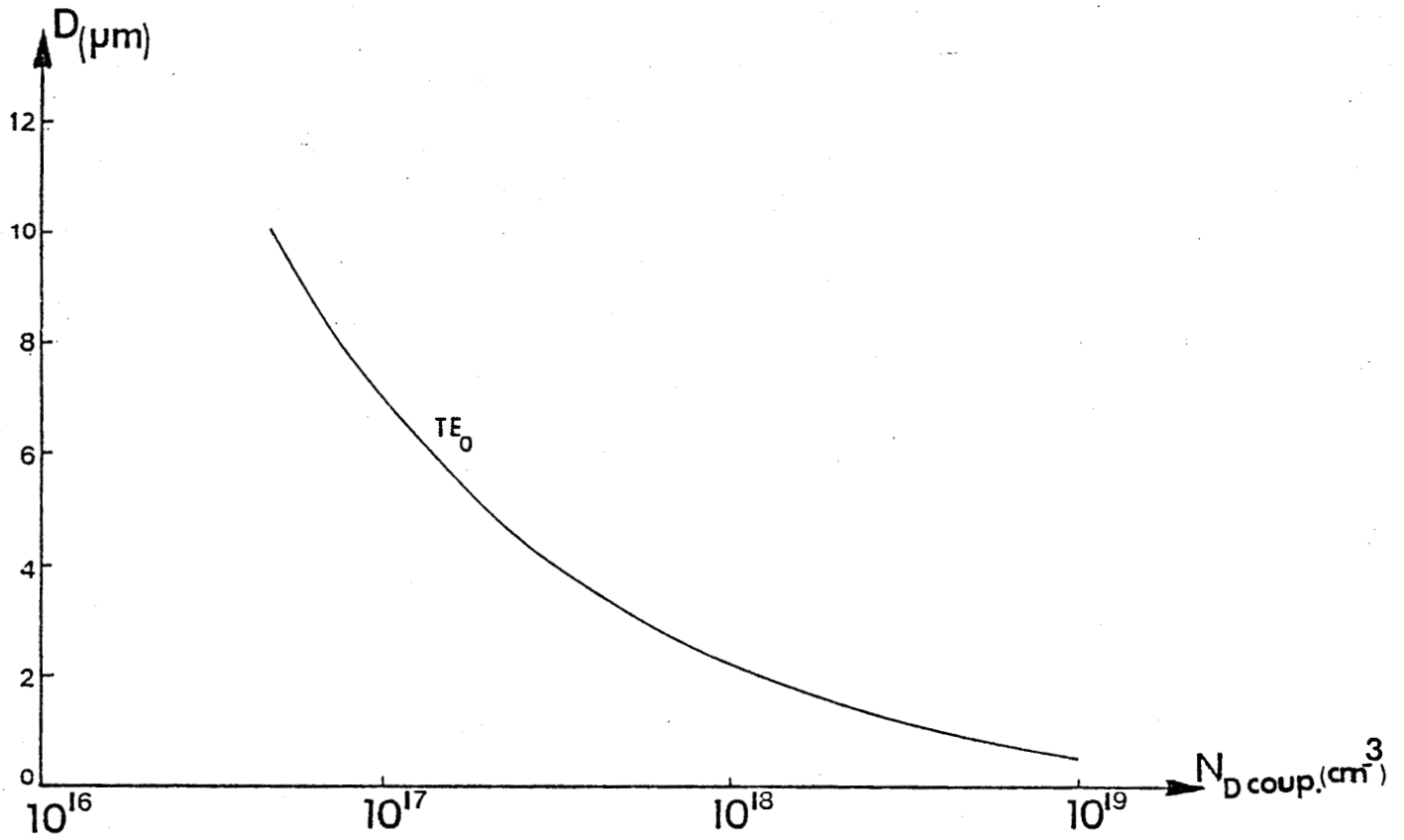


fig. 3 :  $D = f(N_{D \text{ coup.}})$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Plus le dopage du substrat est important plus l'épaisseur du guide doit être faible pour assurer la propagation du mode  $\text{TE}_0$ .

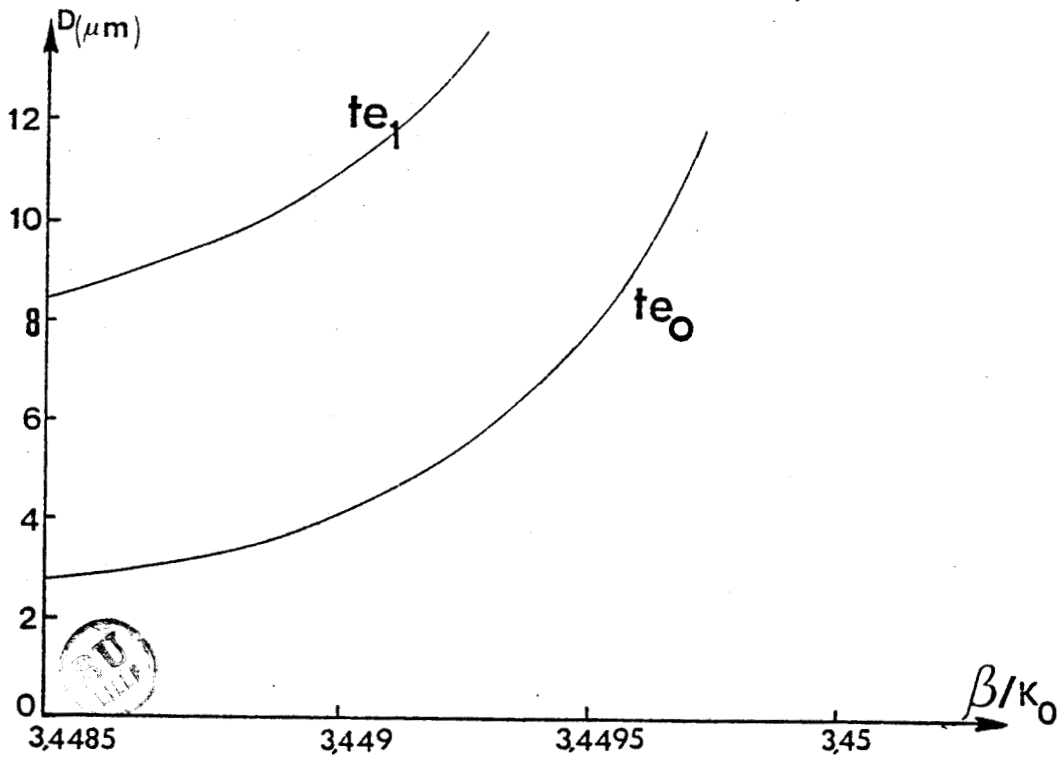


fig. 4a : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$   $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ .

L'un des avantages de ces structures en homojonction  $n^-/n^+$  réside dans le fait que la condition de coupure (9) est indépendante de la longueur d'onde dans le domaine considéré. Pour un dopage du substrat permettant le guidage de la lumière à une longueur d'onde donnée, il y aura également guidage pour toutes les longueurs d'ondes. Les fig.(4a-4b-4c) montrent les variations de  $D = f(B/k_0)$  pour les mêmes valeurs de dopage du substrat que précédemment mais cette fois pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ . On vérifie que la condition de coupure est indépendante de la longueur d'onde pour ces structures. Les résultats expérimentaux de Garmire [4] ont confirmé pour la première fois ce résultat. Ils ont notamment permis de prouver la validité du modèle simplifié utilisé pour déterminer la variation de l'indice de réfraction liée aux porteurs libres, présenté au chapitre I.

Remarque : Notons que la condition (7) n'est pas restrictive aux guides en homostructures (GaAs, Inp,-). Elle s'applique également aux guides en hétérostructures définis au chapitre I paragraphe (II.2.b.1). Nous avons vu que pour ces structures la variation d'indice peut s'exprimer en fonction de la concentration en atomes d'Aluminium  $x$ , selon la relation  $\Delta_n = -0,4 x$  dans le domaine des longueurs d'ondes voisins de  $1 \mu\text{m}$ . En introduisant cette expression dans la relation (7), la condition imposée sur  $\Delta_n$  se ramène alors en une condition sur la concentration  $x$  d'atomes d'Aluminium. Ainsi pour que le mode d'ordre le plus bas puisse se propager dans ces structures, constituées d'un film de GaAs d'épaisseur  $D$  (guide) entouré d'un côté par l'air et de l'autre par du  $\text{Ga}_x \text{Al}_{1-x} \text{As}$ ,  $x$  doit vérifier [5]

$$0,022 \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)^2 < x < 0,07 \left( \frac{\lambda_0}{D} \right)^2$$

Ainsi un guide d'épaisseur  $4 \mu\text{m}$  impose la condition :  $0,0018 < x < 0,006$  pour être monomode (TE) pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ . De telles concentrations en Aluminium sont difficilement réalisables, dans la pratique on préférera diminuer l'épaisseur du guide et atteindre des valeurs en concentration plus facilement contrôlables.

Pour ces guides à base d'hétérostructures, la condition de coupure n'est plus indépendante de la longueur d'onde.

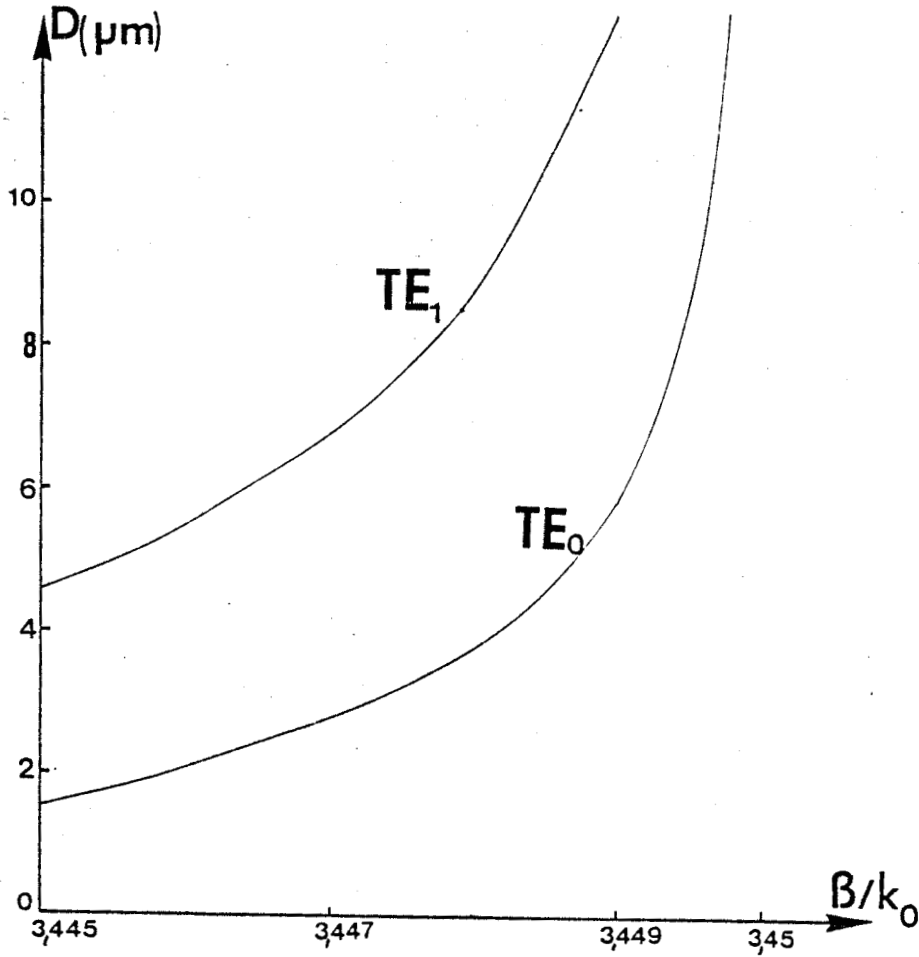


fig. 4b : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$   $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ .

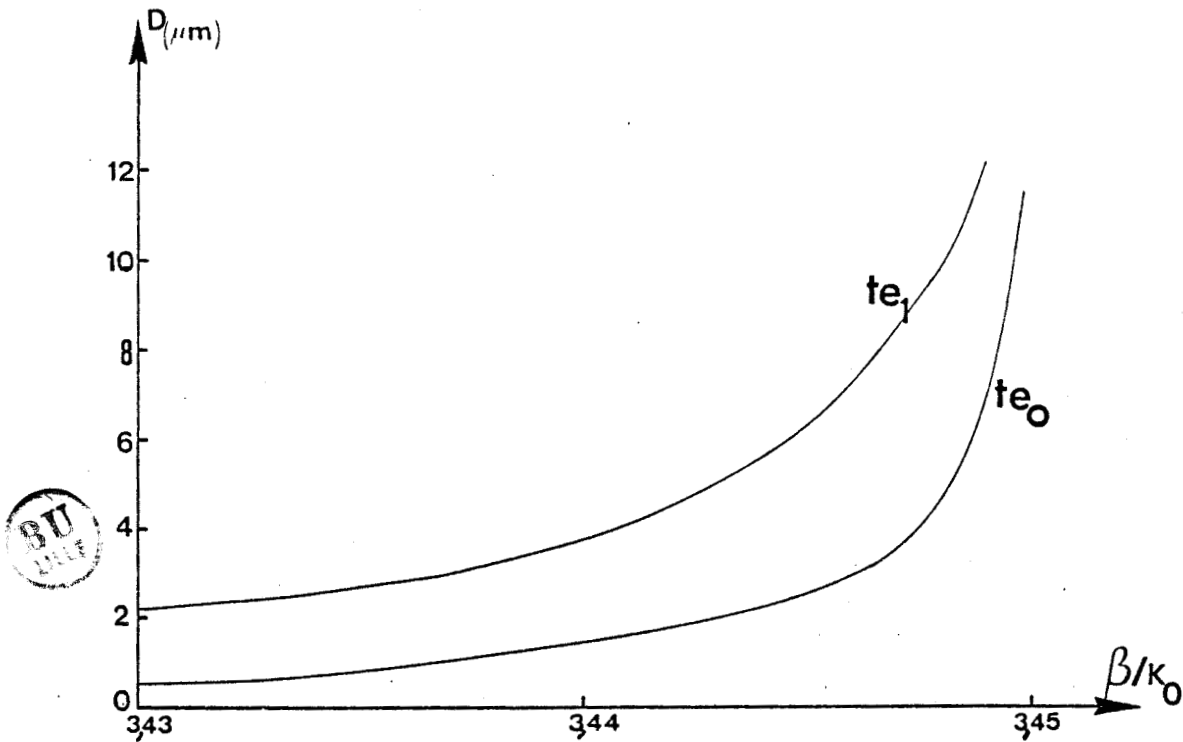


fig. 4c : courbe de dispersion  $D = f(\beta/k_0)$  :  $N_D = 10^{19}/\text{cm}^3$   $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ .

Nous venons de voir que la propagation du mode fondamental ( $TE_0$  ou  $TM_0$ ) dans un guide d'onde sur Arséniure de Gallium impose au dopage du substrat de vérifier la relation  $N_{Dmin} < N_D < N_{Dmax}$  pour une épaisseur  $D$  donnée. Cependant il convient de connaître la valeur du dopage permettant d'obtenir des performances optimales. Cette étude fait l'objet des paragraphes suivants.

### I.3. Profil des modes guidés - répartition du champ $E_y$ pour les modes TE :

En prenant l'origine  $z = 0$  au niveau du premier maximum du champ  $E_y$  plutôt qu'à l'interface air-guide comme sur la figure(1), il est possible d'exprimer ce champ électrique sous la forme suivante :

$$(10) \quad \begin{cases} E_y = A \cos \phi_{12} \exp(q_2 k_0 (z + D_{12})) & \text{pour } z < -D_{12} \\ E_y = A \cos k_0 p_1 z & \text{pour } -D_{12} < z < D - D_{12} \\ E_y = A \cos(\phi_{10} + m\pi) \exp(-q_0 k_0 (z - D + D_{10})) & \text{pour } z > D - D_{12} \end{cases}$$

(A est une constante arbitraire).

$D_{10}$  et  $D_{12}$  étant définis par :

$$D_{10} = \phi_{10} / k_0 p_1 \quad \text{et} \quad D_{12} = \phi_{12} / k_0 p_1 \quad (11)$$

L'épaisseur totale du guide peut alors s'écrire :  $D = D_{10} + D_{12} + mD_1$  (12)  
avec  $D_1 = \pi / k_0 p_1$ .

$D_{12}$  représente donc la profondeur séparant l'interface 1.2 du premier maximum du champ  $E_y$  et  $D_{10}$  la profondeur séparant le dernier maximum du champ  $E_y$  de l'interface 1.0. La distance séparant chaque maximum intermédiaire est  $D_1$ .

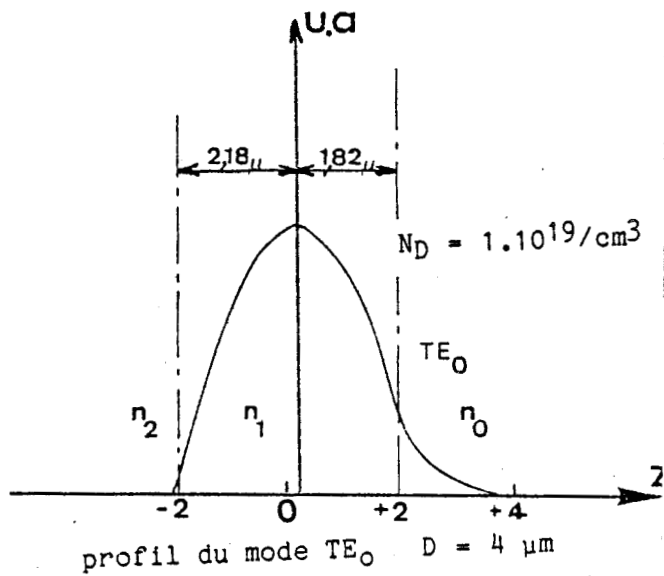
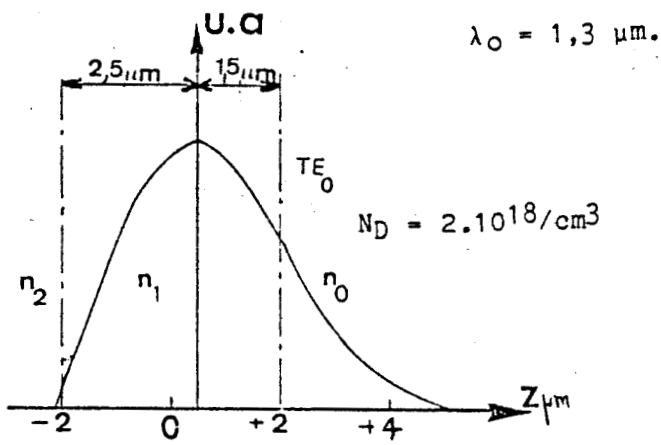


fig. 5a : profil du mode  $TE_0$   $D = 4 \mu\text{m}$

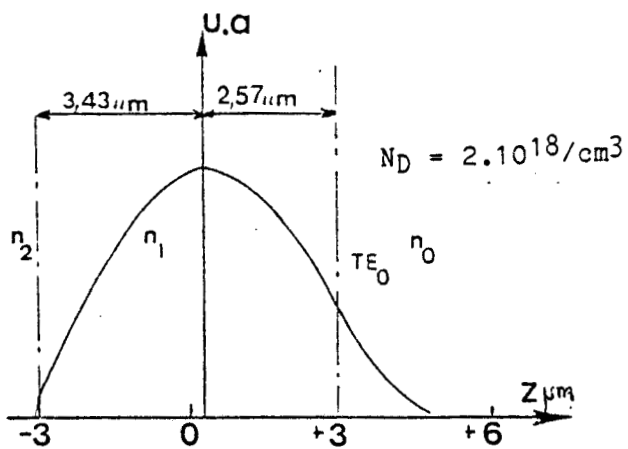
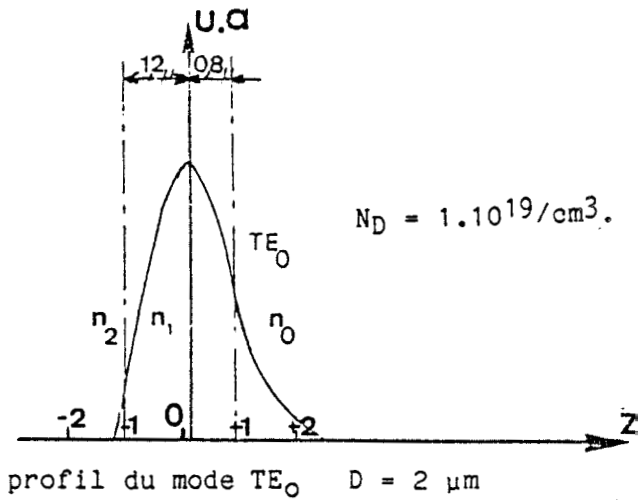


fig. 5b : profil du mode  $TE_0$   $D = 6 \mu\text{m}$



profil du mode  $TE_0$   $D = 2 \mu\text{m}$

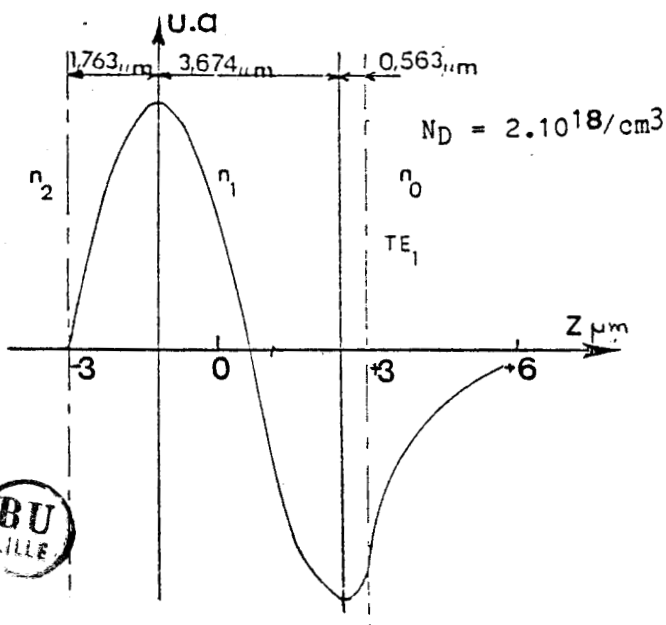
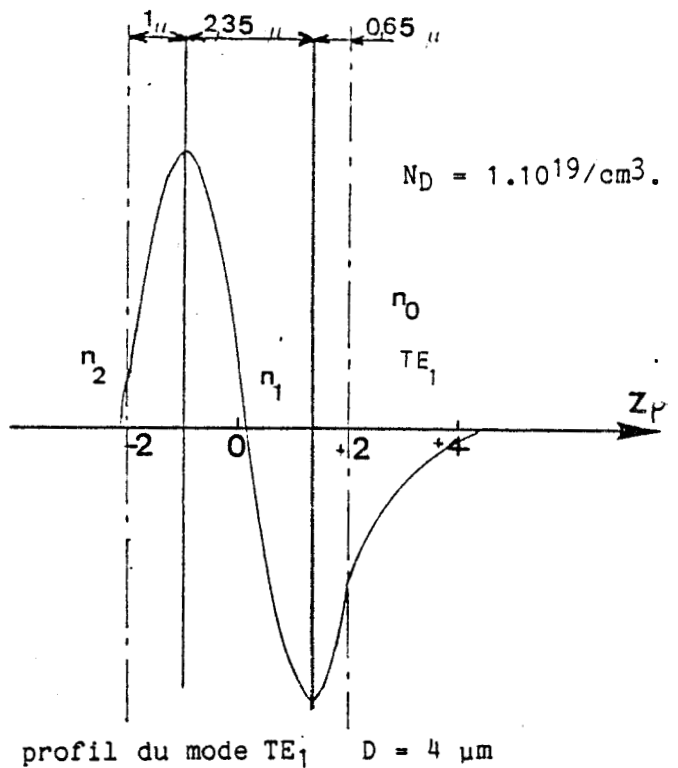


fig. 5c : profil du mode  $TE_1$   $D = 6 \mu\text{m}$



profil du mode  $TE_1$   $D = 4 \mu\text{m}$





Nous avons représenté fig(5a) le profil du mode  $TE_0$  pour deux guides de même épaisseur mais de dopage de substrat différents. De manière générale les profils des modes ne possèdent pas la symétrie de révolution autour de l'axe  $oz$  puisque les structures sont fortement asymétriques. L'étendue du mode guidé dans le substrat est fortement réduite lorsque celui-ci est surdopé : plus le dopage du substrat est important plus le mode est repoussé vers l'air. Ainsi pour l'épaisseur de guide considéré, la profondeur de pénétration de l'onde dans le substrat est de  $0,48 \mu\text{m}$  pour un dopage de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  alors qu'elle est de  $1,33 \mu\text{m}$  pour un dopage de  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le mode est d'autant mieux confiné dans la couche guidante que le dopage du substrat est élevé. La fig(5b) correspond au profil du mode  $TE_0$  mais cette fois pour deux épaisseurs de guides différentes, le dopage du substrat étant identique. Nous constatons un étalement du mode guidé lorsque le guide s'élargit et une réduction de l'onde évanescente dans le substrat. L'épaisseur du guide conditionne donc également la qualité du confinement. Ce dernier est d'autant plus important que l'épaisseur du guide est élevée. Nous avons également représenté fig(5c) la distribution du champ électrique  $E_y$  pour le mode  $TE_1$ . La repartition du champ  $H_y$  pour le mode TM s'obtient en utilisant comme précédemment les relations (11) et (12) où les  $\phi_{ij}$  sont cette fois relatifs à la polarisation TM. L'amplitude du champ  $H_y$  présente des variations comparables à celles obtenues pour le champ  $E_y$ .

#### I.4. Facteur de confinement

L'existence d'ondes évanescentes dans l'air et dans le substrat, caractéristique des guides diélectriques, peut s'exprimer en utilisant la notion d'épaisseur effective du guide,  $D_{\text{eff}}$ , dont la définition a été donnée au premier chapitre (§ V.2). A titre d'exemple les tableaux (III) et (IV) donnent des valeurs de  $D_{\text{eff}}$  pour deux structures dont le substrat est dopé à  $2 \cdot 10^{18}$  et  $1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

	D( $\mu\text{m}$ )	D <sub>2</sub> ( $\mu\text{m}$ )(air)	D <sub>0</sub> ( $\mu\text{m}$ )(substrat)	D <sub>eff</sub> = D+D <sub>0</sub> +D <sub>2</sub> ( $\mu\text{m}$ )
Monomode	1,55		$\infty$	$\infty$
	2	0,064	2,69	4,75
	3	-	1,6	4,66
	4	-	1,33	5,39
	6	-	1,16	7,16
	10		1,06	11,06

tableau (III)  $N_D = 2.10^{18}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  Mode TE<sub>0</sub>

	D	D <sub>2</sub> ( $\mu\text{m}$ )	D <sub>0</sub> ( $\mu\text{m}$ )	D <sub>eff</sub> ( $\mu\text{m}$ )
Monomode	1	0,064	1	2,06(4)
	1,5	-	0,63	2,19(4)
	2	-	0,55	2,61(4)
	4	-	0,48	4,54(4)
	6	-	0,47	6,53(4)

tableau (IV)  $N_D = 10^{19}/\text{cm}^3$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  Mode TE<sub>0</sub>

Ces résultats amènent les constatations suivantes :

- Pour  $D = D_{CO}$ , on ne peut plus parler de modes guidés puisque dans ce cas l'onde pénètre fortement dans le substrat ( $D_{eff} \rightarrow \infty$ ). On ne pourra donc pas augmenter indéfiniment la densité d'énergie véhiculée dans le guide en diminuant son épaisseur (dans ce cas il peut apparaître également des effets optiques non linéaires).
- L'onde lumineuse pénètre très peu dans l'air ( $\approx 640 \text{ \AA}$ ). Cette faible étendue est liée au fort contraste d'indice air/guide.
- L'étendue du mode guidé dans le substrat ne peut être réduite indéfiniment.

On peut également traduire l'existence des ondes évanescentes en termes de facteur de confinement. Il est défini par le rapport de l'intensité lumineuse véhiculée à l'intérieur du guide à la somme des intensités lumineuses à l'intérieur et à l'extérieur (air-substrat) de ce dernier.

L'intensité lumineuse transportée par unité de longueur dans la direction  $oy$  est donnée par le flux du vecteur de Poynting [5] :

$$I = |S| = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) dz \quad (13)$$

soit dans le cas d'un mode TE :

$$I = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y(z)|^2 dz$$

L'expression analytique du facteur de confinement est donc donnée par :

$$0 < \Gamma < 1 \quad \Gamma = \frac{\int_{-D}^0 |E_y(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{-D} |E_y(z)|^2 dz + \int_{-D}^0 |E_y(z)|^2 dz + \int_0^{+\infty} |E_y(z)|^2 dz} \quad (14)$$

L'expression analytique du champ  $E_y(z)$  étant connue (I.3), nous pouvons évaluer  $\Gamma$ . Nous avons représenté fig(6) les variations  $\Gamma = f(D)$  pour trois valeurs de dopage du substrat et pour le mode  $TE_0$ .

Nous constatons que pour un dopage de substrat donné, le confinement de l'onde guidée est d'autant meilleur que l'épaisseur du guide est élevée. Ainsi 90 % de l'intensité lumineuse est confinée dans le guide lorsque celui-ci est à la limite d'une propagation monomode pour un substrat dopé à  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ . Pour une épaisseur de guide donnée, plus le dopage du substrat est important, plus le facteur de confinement est élevé. Pour un guide d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$  le confinement de l'onde est de l'ordre de 25 % pour un substrat dopé à  $6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  alors qu'il est proche de 96 % pour un substrat de  $10^{19}/\text{cm}^3$ . C'est la conséquence directe d'un meilleur contraste d'indice guide/substrat.

L'étude du guide plan diélectrique et plus particulièrement sur Arséniure de Gallium que nous avons effectuée, met en évidence un certain nombre de propriétés caractéristiques du guide que nous résumons ci-dessous en termes de paramètres optogéométriques de la structure.

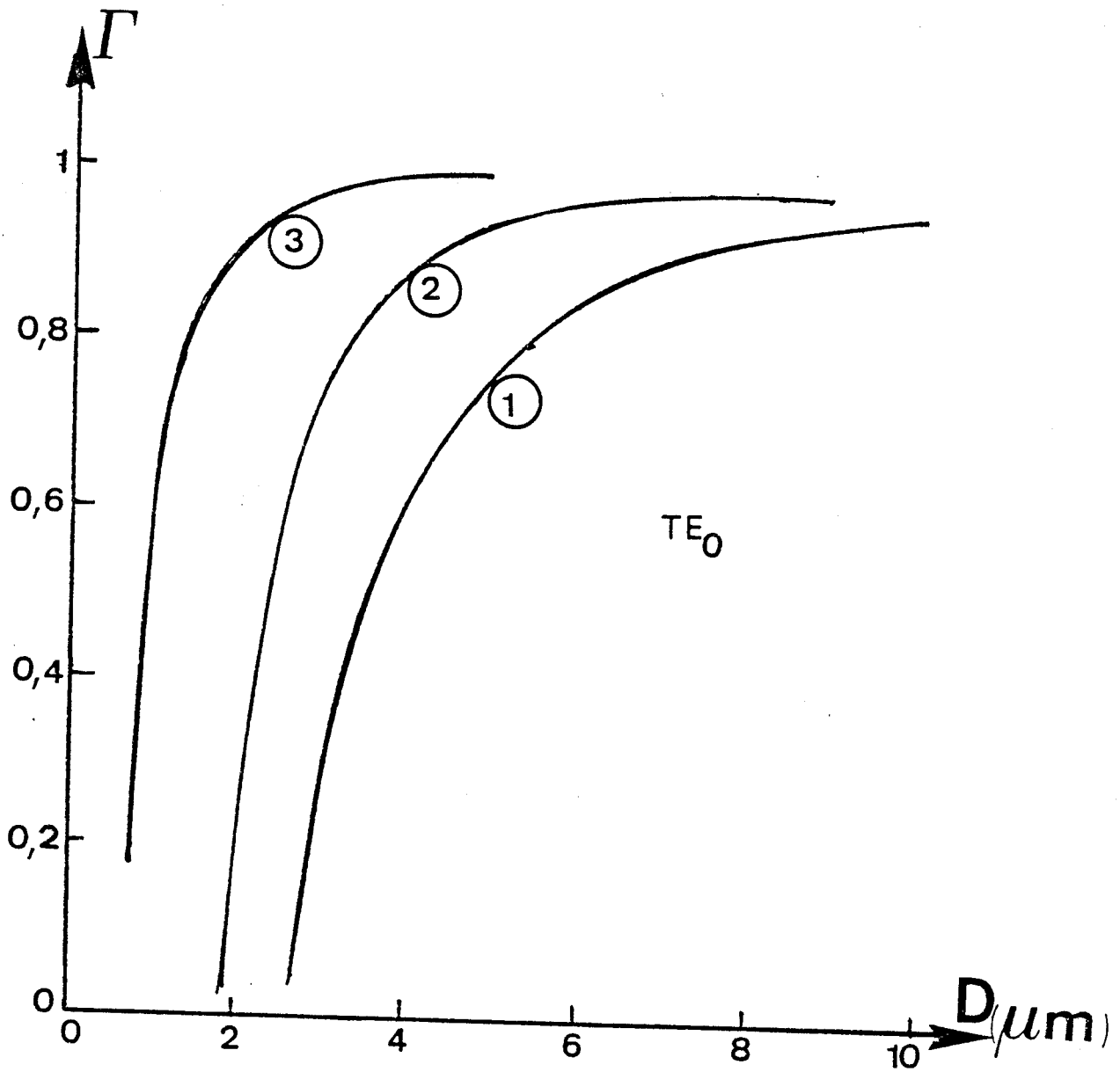


fig. 6 : facteur de confinement  $\Gamma = f(D)$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

1  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  ;  $N_D = 6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  ( $n_2 = 1$ )

2  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  ;  $N_D = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  ( $n_2 = 1$ )

3  $N_1 = 10^{14}/\text{cm}^3$  ;  $N_D = 1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  ( $n_2 = 1$ ).



- La propagation du mode d'ordre le plus bas du type TE(TM) nécessite une épaisseur de guide telle que  $D_{CO} \leq D \leq D_{C1}$ . Ainsi pour un substrat dopé à  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ , D doit vérifier  $1,5 \mu\text{m} < D < 4,5 \mu\text{m}$ . Par ailleurs l'obtention d'un mode bien confiné impose une épaisseur de guide la plus grande possible dans les limites d'une propagation monomode c'est-à-dire  $D = D_{C1} = 4,5 \mu\text{m}$ .

- Pour un guide d'épaisseur donnée, le mode fondamental se propagera dans la structure si le dopage  $N_D$  du substrat vérifie la condition (9). Appliqué à une structure d'épaisseur assurant un bon confinement de l'onde guidée ( $D=D_{C1}$ ) un dopage de l'ordre de  $10^{18}/\text{cm}^3$  satisfait cette condition. Toutefois une plus forte concentration en porteurs libres ( $10^{19}/\text{cm}^3$ ) permet de réduire considérablement l'étendue du mode guidé dans le substrat. Cette configuration semble donc à priori souhaitable. Cependant, pour définir la structure optimale il faut tenir compte d'un autre critère : l'influence de la concentration en porteurs libres du substrat sur les pertes de propagation de la structure. C'est l'objet du paragraphe suivant.

## II - ETUDE DES PERTES DE PROPAGATION

### II.1. Généralités :

L'atténuation de l'onde lumineuse qui se propage dans la structure est une propriété caractéristique importante du guide puisqu'elle permet de nous informer sur la puissance lumineuse incidente nécessaire pour assurer la transmission d'un signal optique. Nous supposons dans ce qui suit que l'onde lumineuse est présente dans le guide, c'est-à-dire que l'on fait abstraction des pertes de couplage onde libre - onde guidée qui seront abordées ultérieurement. Nous ne considérons que les pertes "intrinsèques" de la structure.

Dans une structure réalisée sur matériau semiconducteur, les pertes associées à la propagation de l'onde lumineuse sont essentiellement dues à deux mécanismes.

- Les pertes par dispersion liées au volume de la couche guidante (inhomogénéité du matériau...) et à son état de surface.

- Les pertes par absorption de la couche guidante et du substrat.\*

La variation de l'intensité lumineuse véhiculée par le guide est décrite par l'expression :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (15)$$

où  $x$  est la direction de propagation,  $I_0$  est l'intensité de l'onde en  $x = 0$ , et  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation qui décrit les pertes engendrées par la structure.

Nous l'exprimons sous la forme d'une somme de deux termes

$$\alpha = \alpha_{sc} + \alpha_{fc} \quad (16)$$

où  $\alpha_{sc}$  représente le coefficient d'atténuation lié à la dispersion et  $\alpha_{fc}$  représente le coefficient d'atténuation lié à l'absorption due aux porteurs libres.

Dans ce paragraphe nous rappelons les principales méthodes qui permettent de tenir compte des mécanismes physiques responsables de ces pertes et d'obtenir des ordres de grandeur de ces dernières. Dans ce qui suit nous admettons toujours l'invariance par translation suivant

$$y \left( \frac{\partial}{\partial y} = 0 \right).$$

---

\* Signalons également l'existence d'une autre source d'atténuation de l'onde guidée liée au fait que les guides peuvent présenter une courbure ; il y a alors pertes par rayonnement. Cependant pour le guide plan sur semiconducteur leur contribution aux pertes totales est négligeable comparativement aux pertes par absorption du substrat [5].

## II.2. Perte par dispersion :

Les pertes par dispersion ont généralement deux origines :

- Nous avons considéré jusqu'à présent des guides parfaits, homogènes. Cependant il est très difficile de réaliser de tels guides : des impuretés ou défauts présents sont la source de mécanismes de diffusion et induisent des pertes : ce sont les pertes par dispersion en volume.

- Les frontières entre les zones d'indices différents présentent souvent des irrégularités, qui même minimales, perturbent la propagation des différents modes : ceux-ci se couplent entre-eux, et l'énergie initialement guidée fuit hors du guide par l'intermédiaire des modes rayonnés. Ce sont les pertes liées à l'état de surface du guide.

### II.2.a. Pertes par dispersion en volume :

La dispersion de la lumière dans le volume que constitue le guide est liée à des imperfections du réseau cristallin : présence de défauts, d'impuretés, qui peuvent entraîner des variations locales de l'indice de réfraction dans la couche guidante. Des études faites sur les conséquences de ces variations locales de l'indice montrent que les pertes associées sont proportionnelles au nombre de centres de dispersion et dépendent fortement de la dimension de ces imperfections. L'expression du coefficient d'atténuation associé à un centre de dispersion est donnée par [6] :

$$\alpha = \frac{4\pi^3}{3\lambda^4} \langle (n^2 - \bar{n}^2)^2 \rangle d_c^3 \quad (17)$$

où  $d_c^3$  est le volume du centre de dispersion

$\lambda$  est la longueur d'onde dans le matériau

$\langle (n^2 - \bar{n}^2)^2 \rangle$  est la variance de la variation locale de l'indice ( $n$  = indice moyen).

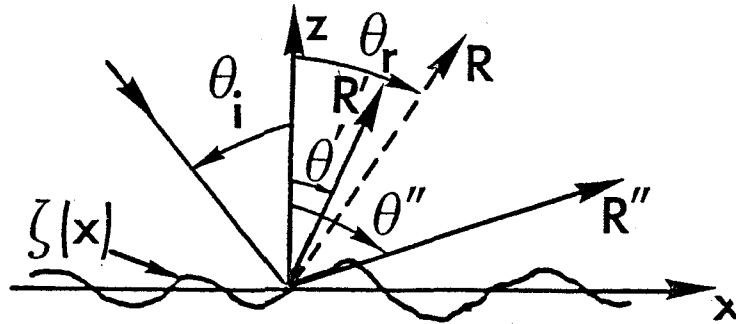
De manière générale, les variations de l'indice s'étendent sur des distances très inférieures à la longueur d'onde guidée et la diffraction de la lumière sur ces imperfections est négligeable. Les différentes équations obtenues lors de l'étude du guide plan restent donc valables si l'on considère comme nous l'avons fait un indice de réfraction moyen pour chaque région. Nous négligerons dans la suite ces pertes mais leur existence montre qu'une importance particulière doit être donnée quant à la qualité de la croissance épitaxiale de la couche guidante.

#### II.2.b. Pertes par dispersion liées à l'état de surface du guide

Dans notre étude de propagation, nous avons jusqu'à présent considéré les interfaces film/air et film/substrat parfaitement plans et parallèles. Or les parois du guide présentent toujours des irrégularités. Ces imperfections des surfaces délimitant le guide jouent le rôle de centres de dispersion et une partie de la lumière est perdue par diffusion. De nombreux travaux théoriques [7, 8] donnent l'expression du coefficient d'atténuation,  $\alpha_{sc}$ , lié à ces pertes. Citons notamment les travaux de Marcuse [9] qui traduisent mathématiquement les imperfections des parois du guide par une variation de l'indice  $\Delta n$  dans la zone perturbée. Cette variation, considérée comme une perturbation dans l'équation de propagation conduit à un couplage d'énergie du mode guidé en modes rayonnés ou dans d'autres modes guidés. La référence [10] donne une étude complète du couplage entre modes.

Une autre méthode d'évaluation des pertes consiste à développer un traitement statistique des irrégularités de surface dont la référence [11] donne une étude complète. Nous nous proposons brièvement de donner les grandes lignes de cette méthode. Les irrégularités de surface du plan sont schématisées fig (7)





fig(7) : irrégularités de l'état de surface du guide. Cas d'une onde libre.

(R) : rayon lumineux réfléchi sur une surface parfaitement plane

(R', R'') : dispersion du rayon réfléchi lié aux irrégularités.

Le traitement du problème nécessite l'introduction de grandeurs statistiques caractéristiques des fluctuations  $\xi(x)$ . Nous nous limitons dans ce qui suit au problème à une dimension. Les fluctuations spatiales sont décrites par une distribution statistique caractérisée par une densité de probabilité  $w(z)$  et une fonction de corrélation spatiale

$$C(z) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} \xi(x) \xi(x+z) dx$$

où  $\tau = x_1 - x_2$   $x_1$  et  $x_2$  repèrent deux points de la surface du guide. Dans l'approximation du critère de dispersion de Rayleigh, la distribution statistique des rugosités suit une loi normale. Dans ce cas, le coefficient d'atténuation a été évalué [12]. Nous donnons en annexe (II) le détail des calculs. Pour une onde polarisée TE, le coefficient d'atténuation a pour expression :

$$\alpha (\text{cm}^{-1}) = K^2 \left( \frac{1}{2} \frac{\cos^3 \theta_1}{\sin \theta_1} \right) \left\{ \frac{1}{D + \frac{1}{q_0} + \frac{1}{q_2}} \right\} \quad (18)$$

avec  $K^2 = \left(\frac{4\pi}{\lambda_1}\right) (\sigma_{10}^2 + \sigma_{12}^2)^2$  où  $\sigma_{10}$  et  $\sigma_{12}$  sont relatifs respectivement aux interfaces guide/substrat et guide/air,  $\lambda_1$  la longueur d'onde dans le guide;  $D$ ,  $q_0^{-1}$ ,  $q_2^{-1}$  sont respectivement l'épaisseur du guide, la profondeur de pénétration de l'onde dans le substrat et dans l'air et  $\theta_1$  l'angle entre le mode guidé et la normale au guide.

Cette expression du coefficient d'atténuation est en bon accord avec celle obtenue par Marcuse dans le cas de grandes distances de corrélations [9] et prouve la validité du modèle. Il apparait dans cette relation (18) que le coefficient d'atténuation est le produit de trois facteurs indépendants :

- le premier terme,  $K^2$ , qui dépend uniquement de la "qualité" des interfaces. C'est une grandeur sans dimension qui permet de comparer la rugosité de surface du guide à la longueur d'onde véhiculée par celui-ci. Comme on pouvait s'y attendre les pertes seront d'autant plus élevées que les hauteurs des dénivellations sont voisines (ou supérieures) à la longueur d'onde.

- le second terme, fonction uniquement de l'angle  $\theta_1$ . Il indique que plus l'ordre du mode est élevé ( $\theta_1$  diminue), plus les pertes sont importantes.

Enfin le troisième terme montre que les pertes sont inversement proportionnelles à l'épaisseur effective du guide. Ainsi ces pertes sont minimales si l'onde guidée pénètre fortement dans les milieux juxtaposant le guide, c'est-à-dire dans le cas d'une structure à faible contraste d'indice ou si l'épaisseur du guide est importante.

Appliqué aux guides semiconducteurs sur AsGa c'est donc l'interface Guide/air qui est la source principale des pertes par dispersion. ( $n_1/n_2 = 3,5$ ). Cependant les techniques de croissance épitaxiale de l'AsGa permettent l'obtention de très bonnes qualités d'interfaces [13] (variation de l'épaisseur de quelques Å) et les pertes par dispersion du guide plan sur matériaux semiconducteurs sont souvent négligeables devant une autre source de pertes beaucoup plus importantes : les pertes associées à l'absorption des porteurs libres du substrat.

### II.3. Pertes par absorption :

Il existe deux sources de pertes par absorption : l'absorption interbande et l'absorption intrabande.

#### II.3.a. Absorption interbande :

Elle résulte du phénomène de photocréation de porteurs lorsque les photons associés à l'onde lumineuse qui se propage dans le guide ont une énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite du matériau semiconducteur constituant la structure. Cependant par un choix judicieux de la longueur d'onde c'est-à-dire,  $\lambda \geq \lambda_c = 1,24/\epsilon_g$  où  $\lambda_c$  est la longueur d'onde de coupure, l'absorption disparaît. La longueur d'onde de coupure de quelques matériaux semiconducteurs est donnée dans le tableau (V) [14, 15] ( $T = 300K$ ).

Matériau	GaAs	InP	GaP	GaAlAs	GaInQsP
$\epsilon_g$ (eV)	1,42	1,35	2,26	1,7	0,75+1,35
$\lambda_c$ ( $\mu m$ )	0,87	0,92	0,55	0,73	0,92+1,65

Tableau V [14, 15]

#### II.3.b. Absorption liée aux porteurs libres ou absorption intrabande :

L'absorption intrabande se produit lorsqu'un photon cède son énergie à un électron de la bande de conduction ou à un trou de la bande de valence. La présence des porteurs libres sur la propagation du mode guidé se traduit par l'introduction d'indices complexes,  $n = n - jK$ , caractéristiques du milieu dans les équations de Maxwell. L'équation des modes 52 (chap. I) est alors complexe et ses solutions sont du type :  $\beta = \beta' + j\beta''$  où  $\beta'$  est la constante de propagation du mode guidé et  $\beta''$  est relié à la constante d'atténuation  $\alpha$  par l'expression :  $\alpha = -2\beta''(\beta' \ll \alpha)$  [16]. Cette méthode de calcul est la plus rigoureuse. Dans ce qui suit nous développons une autre méthode beaucoup plus simplifiée mais qui

permet cependant une première estimation du coefficient d'absorption. Pour s'assurer de la validité des résultats obtenus nous les comparons à ceux obtenus par la méthode exacte.

### II.3.b1. Expression du coefficient d'absorption :

L'expression du coefficient d'absorption en volume,  $\alpha_{fc}$ , est obtenue par la théorie classique de l'électromagnétisme [17, 18]. L'influence des porteurs libres sur la constante diélectrique complexe du matériau semiconducteur a été abordée au premier chapitre. Nous avons montré qu'elle pouvait s'écrire sous la forme :

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{Ne^2/m^* \epsilon_0}{\omega^2 - i g} \quad (19)$$

où  $g$  est un coefficient d'amortissement (noté  $\frac{1}{\tau_c}$  dans le chapitre I), il se déduit de l'expression de la mobilité [19] :  $g = e/\mu m^*$  (20).

La partie imaginaire,  $\epsilon_i$ , de l'égalité (19) conduit à l'expression du coefficient d'absorption en volume,  $\alpha_{fc}$ , lié aux porteurs libres :

$$\epsilon_i = \frac{(Ne^2g)/m^* \omega \epsilon_0}{\omega^2 + g^2} \quad (21)$$

il vient donc,

$$\alpha_{fc} = \frac{k \epsilon_i}{n_0} = \frac{d_0^2 e^2}{4\pi^2 c^3 m_0 \epsilon_0} \left\{ \frac{N_D}{(m_e^*)^2 \mu_e} + \frac{N_A}{(m_h^*)^2 \mu_h} \right\} \quad (22)$$

où nous avons, sans restreindre la généralité du problème, négligé le coefficient d'amortissement  $g$  par rapport à la pulsation  $\omega$  [19] et pris en compte la contribution des électrons mais également celle des trous.

Le coefficient d'atténuation dépend fortement de la longueur d'onde comme le montre le tableau (VI) où nous avons calculé à partir de la relation (22) les pertes par absorption d'une onde libre se propageant dans de l'arséniure de Gallium dopé à  $N_D = 10^{18}/\text{cm}^3$ .

$\lambda_0 (\mu\text{m})$	$\alpha_{fc} (\text{dB/cm})$
1,15	21,7
1,3	28,2
10,6	571,5

tableau VI : pertes par absorption d'une onde libre se propageant dans un barreau d'Arséniure de Gallium (Bulk) dopé  $N_D = 10^{18}/\text{cm}^3$

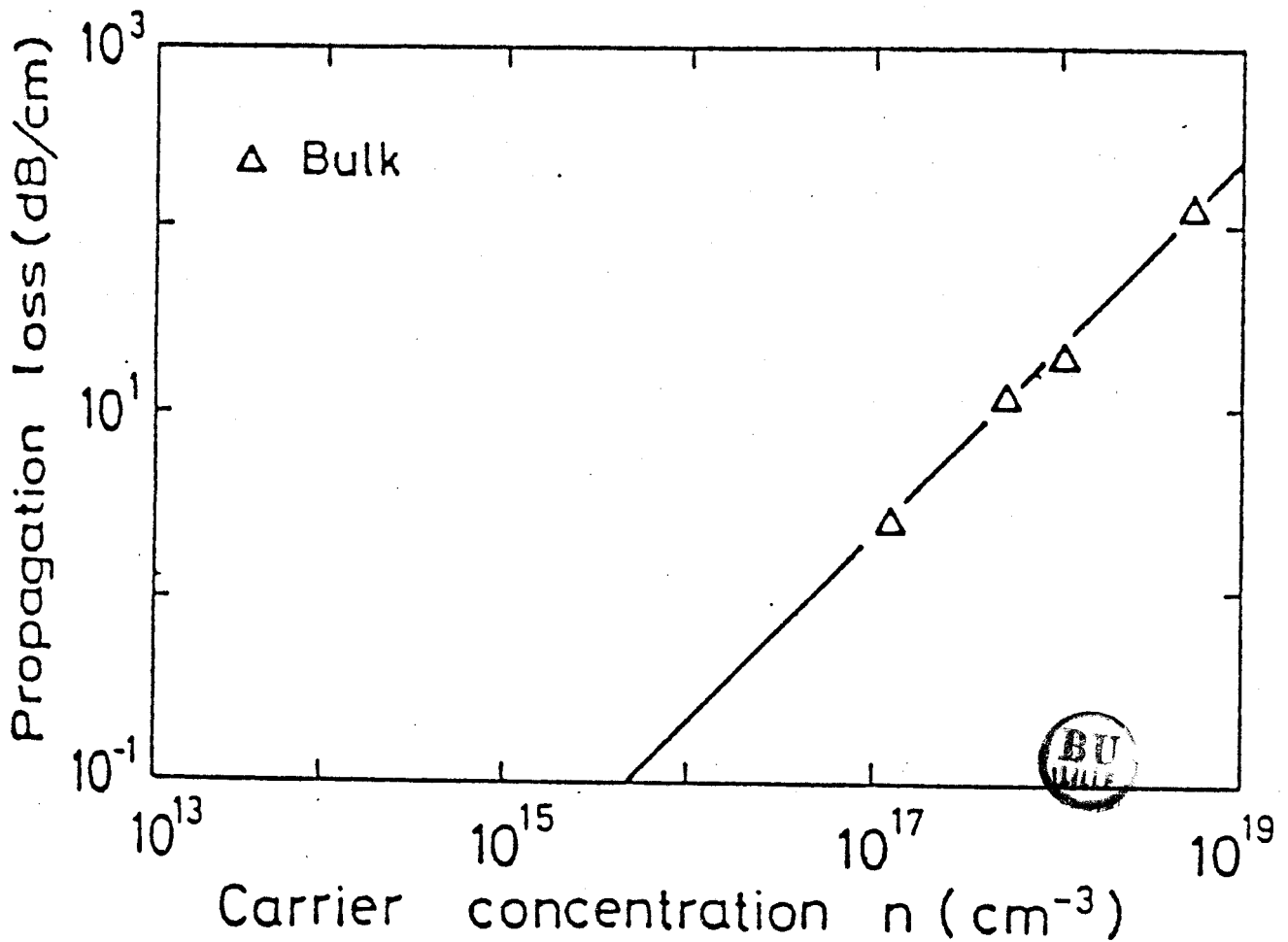


fig. 8 : pertes par absorption en volume en fonction du dopage du semiconducteur (AsGa type n) [20].

La fig(8) montre les variations du coefficient d'absorption d'une onde lumineuse se propageant dans un barreau de semiconducteur en fonction du dopage de ce dernier et pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . Cette courbe est issue des résultats expérimentaux de Spizer et Whelan [20]. Nous constatons une décroissance des pertes de propagation lorsque la concentration en porteurs diminue. La relation (22) n'est cependant qu'une approximation. En effet l'hypothèse d'un coefficient d'amortissement constant quelle que soit la nature de l'interaction (et de la longueur d'onde) n'est pas toujours vérifiée. Pankove [21] donne l'expression du coefficient d'absorption en considérant un coefficient d'amortissement différent suivant le type d'interaction :  $\alpha_{fc} = A\lambda_0^{1,5} + B\lambda_0^{2,5} + C\lambda_0^{3,5}$  où A, B et C sont relatifs aux interactions respectivement électrons-phonons acoustiques, électrons-phonons optiques et électrons-impuretés ionisées. Toutefois, l'expression (22) dans le domaine des longueurs d'ondes visibles et proche-infrarouge est une très bonne approximation.

### II.3.b2. Application aux structures de guidage sur arséniure de Gallium

Le but de ce paragraphe est d'évaluer numériquement les pertes de propagation liées à l'absorption des porteurs libres dans les différents milieux semiconducteurs qui forment la structure. Les guides considérés sont constitués

- d'un substrat en arséniure de Gallium, dopé par  $N_D / \text{cm}^3$
- d'une couche épitaxiée en arséniure de Gallium, d'épaisseur D et dopé par  $N_1 / \text{cm}^3$  avec  $N_1 \ll N_D$ .

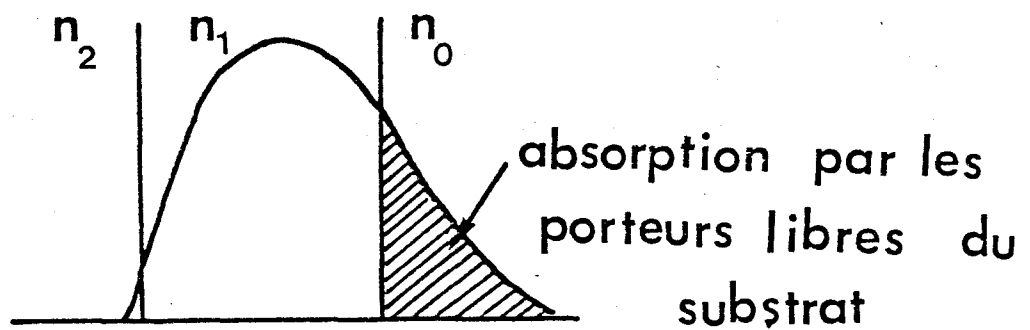
L'influence des deux milieux est étudiée séparément, ce qui nous amène à préciser les valeurs de dopage optimales du substrat et du guide en vue de minimiser les pertes. Uniquement l'effet des électrons libres est pris en compte.

### II.3.b2a. Pertes liées à l'absorption dans la couche guidante

L'expression (22) du coefficient d'absorption et les résultats expérimentaux de Spizer [20] montrent que la couche guidante doit être la moins dopée possible si l'on veut que la contribution des porteurs libres présents dans celle-ci soit quasiment nulle. A titre d'exemple pour une couche guidante dopée à  $N_1 \approx 7 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$ , les pertes associées sont de l'ordre de 0,1 dB/cm (fig. 8). Cette condition de faible dopage est d'ailleurs compatible avec l'obtention d'une structure de guidage à fort contraste d'indice ( $N_1 \approx 10^{14}/\text{cm}^3$ ). On peut donc considérer dans la suite comme négligeable les pertes par absorption de la couche guidante. Remarque : La qualité de certaines techniques de croissance et plus particulièrement la croissance épitaxiale en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM) (très bonne homogénéité et haut niveau de pureté) confirme cette considération [22, 23].

### II.3.b2b. Pertes liées à l'absorption du substrat :

Nous supposons dans ce qui suit que les profils des modes guidés obtenus au paragraphe (I.3) restent inchangés. Cette approximation consiste donc à négliger la partie imaginaire de l'indice de réfraction du GaAs, pour les longueurs d'ondes considérées, dans les équations de Maxwell [24]. Partant de cette hypothèse, nous avons vu dans l'étude du guide plan qu'une partie de l'onde guidée pénètre dans le substrat (fig. 9). C'est cette extension du mode dans le substrat qui est à l'origine des pertes par absorption du substrat.

fig. (9) : Profil du mode  $TE_0$ 

Pour évaluer ces pertes, nous devons donc connaître l'étendue de l'onde dans le substrat. Le coefficient d'atténuation peut s'exprimer à l'aide du facteur de confinement,  $\Gamma$ , par l'expression [25] :

$$\alpha = \alpha_{fc} (1 - \Gamma) \quad (23)$$

où l'on admet que l'intensité lumineuse véhiculée dans l'air est négligeable ; cette approximation est généralement vérifiée ( $\delta_{air} = 640\text{\AA}$  et  $\Gamma_{air} = 1,77 \cdot 10^{-5}$  pour un guide d'épaisseur  $4 \mu\text{m}$  alors que  $\Gamma_{substrat} = 10\%$ ).

Nous avons étudié l'influence de l'épaisseur du guide  $D$  sur les pertes à partir de la relation (23) pour la structure suivante :

- substrat :  $N_D = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$
- guide :  $N_1 = 1 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$

Le facteur de confinement de la structure est celui du paragraphe (I.4) puisque l'on considère le profil du mode inchangé ; la valeur de  $\alpha_{fc}$  est donnée par [20]. Les résultats obtenus sont résumés par la fig. (10) pour les longueurs d'ondes  $1,15 \mu\text{m}$  et  $1,3 \mu\text{m}$  et pour le mode  $TE_0$ . Pour des guides d'épaisseurs voisines de l'épaisseur de coupure ( $D_{c0} = 1,5 \mu\text{m}$ ) les pertes sont prohibitives, à titre d'exemple pour un guide d'épaisseur  $D = 2 \mu\text{m}$  l'atténuation est de l'ordre de  $23,6 \text{ dB/cm}$  pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . Notons que celles-ci restent importantes mêmes pour des guides plus épais. En particulier pour un guide dont l'épaisseur est à la limite de propagation du mode  $TE_1$  ( $D_{c1} = 4,5 \mu\text{m}$ ) les pertes sont de l'ordre de  $4 \text{ dB/cm}$  et  $2,7 \text{ dB/cm}$  respectivement pour



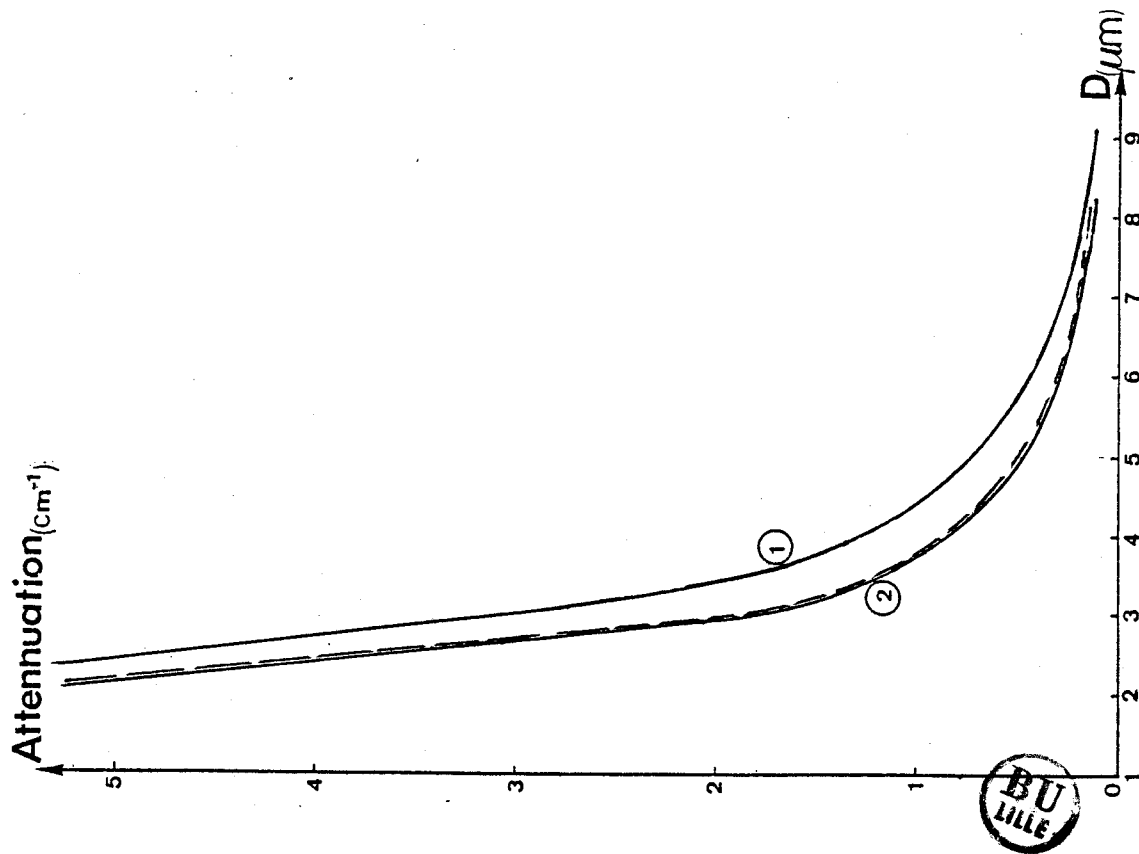


fig. 10 : atténuation liée aux porteurs libres du substrat en fonction de l'épaisseur du guide :  $Att. = f(d)$

1	$N_D = 2.10^{18}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$	$\lambda_0 = 1,3 \mu m$
2	$N_D = 2.10^{18}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$	$\lambda_0 = 1,15 \mu m$
en pointillés	$N_D = 2.10^{18}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$	

$\lambda_0 = 1,15 \mu m$  [26].

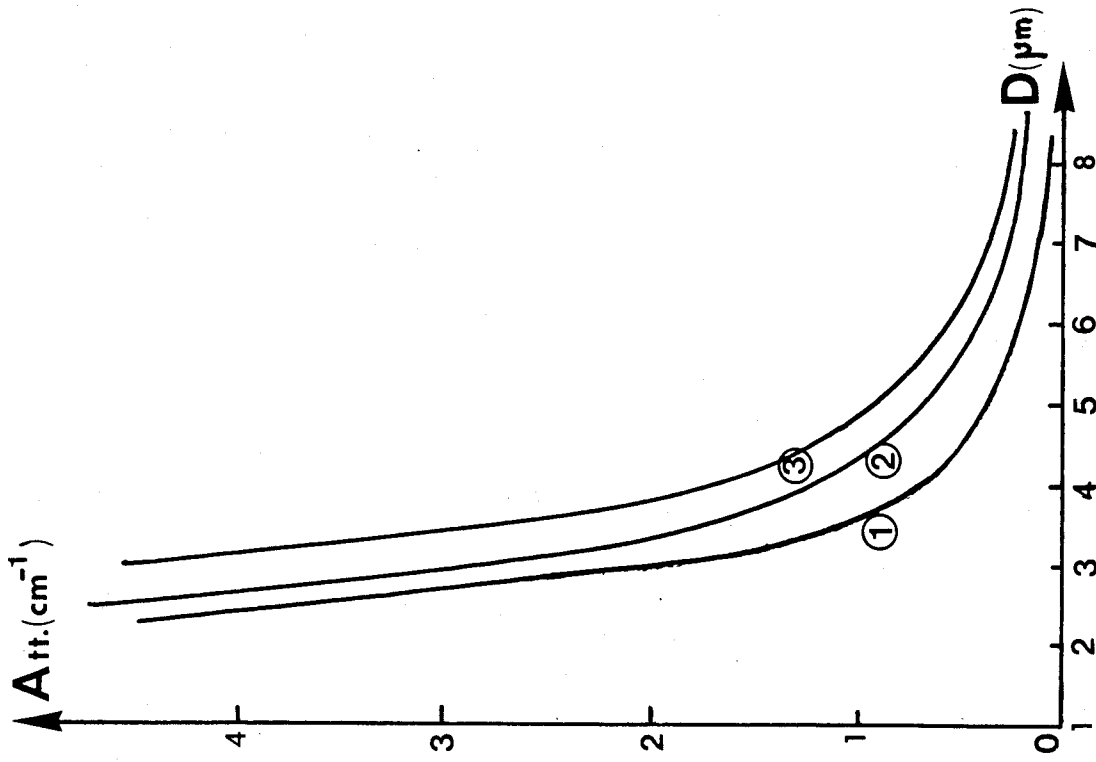


fig. 11 : atténuation liée aux porteurs libres du substrat en fonction de l'épaisseur du guide :  $Att. = f(D)$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu m$

1	$N_D = 10^{19}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$
2	$N_D = 2.10^{18}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$
3	$N_D = 6.10^{17}/cm^3$	$N_1 = 10^{14}/cm^3$

les longueurs d'ondes  $1,3 \mu\text{m}$  et  $1,15 \mu\text{m}$ . Ce résultat est la conséquence d'une extension importante de l'onde guidée dans le substrat. Nous avons également représenté fig. (10) les pertes par absorption du substrat, calculées par Carencio par la méthode exacte décrite au début du paragraphe (II.3b [16][26]), pour la même structure et pour la longueur d'onde  $1,15 \mu\text{m}$ . L'accord entre les résultats obtenus par ces deux méthodes montre la validité du modèle simplifié que nous avons utilisé. L'extension du mode guidé dans le substrat dépend essentiellement du dopage de ce dernier. Plus précisément nous avons vu (§ I.3) que l'intensité de la répulsion du mode guidé vers l'air est d'autant plus importante que l'indice du substrat est faible. Dans la mesure où l'onde évanescente est repoussée d'un milieu fortement absorbant ( $n^+$ ) vers un milieu non absorbant (air), un substrat "surdopé" doit permettre une diminution des pertes. A ce titre nous avons calculé l'atténuation de l'onde guidée pour un substrat dopé à  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Les résultats sont présentés fig. (11) pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Comme on pouvait s'y attendre on observe une décroissance beaucoup plus accentuée de l'atténuation que lorsque le substrat est dopé à  $2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ . Ainsi pour un guide d'épaisseur  $D = 4,5 \mu\text{m}$  les pertes sont de l'ordre de  $2,20 \text{ dB/cm}$ . Cependant l'obtention d'une propagation monomode de l'onde guidée dans cette structure impose une épaisseur limite de guide de  $D_{c1} = 2,2 \mu\text{m}$  (fig. 2c) et les pertes associées sont alors de  $6,5 \text{ dB/cm}$ . Bien que l'étendue de l'onde guidée dans le substrat soit fortement réduite, cette configuration ne permet pas de minimiser les pertes de propagation tout en conservant un caractère monomode de la structure. Nous avons également représenté fig. (11) l'évaluation de l'atténuation pour un substrat dopé à  $6 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . Pour des faibles épaisseurs de guides les pertes sont plus importantes que dans les cas précédents ( $4,9 \text{ dB/cm}$  pour  $D = 4,5 \mu\text{m}$ ) : la concentration en électrons libres du substrat étant moins importante, le mode s'étale beaucoup plus dans le milieu fortement absorbant qu'est le substrat.

Un dopage du substrat de l'ordre de quelques  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  (1-2) et une épaisseur de guide voisine de l'épaisseur de coupure du mode  $\text{TE}_1$  apparaît donc comme la structure la mieux adaptée. Elle permet un bon confinement de l'onde guidée associée à des pertes de propagation non prohibitives bien que restant importantes ( $\approx 4 \text{ dB/cm}$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ). C'est

l'inconvénient majeur de ces structures à faible guidage  $n^-/n^+$  réalisées sur GaAs ou sur tout autre homostructure semiconductrice telle que l'InP [27]. A titre de comparaison les pertes de propagation des guides réalisés sur  $\text{LiNbO}_3$  sont beaucoup moins importantes puisque voisines du dB/cm [28]. Cependant ce matériau ne permet pas une intégration monolithique avec d'autres composants optiques ou optoélectroniques à base de GaAs. Notons également que les guides en hétérostructure GaAs/ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ /GaAs présentés au chapitre I sont caractérisés par des pertes en transmission fortement réduites Comparativement aux homostructures. L'introduction du  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  permet "d'isoler optiquement" le mode guidé du substrat et ainsi de réduire les pertes liées à l'absorption de ce dernier. Pour une épaisseur de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  suffisante, c'est-à-dire pour laquelle la profondeur de pénétration de l'onde guidée dans le substrat est quasiment nulle et pour un faible dopage, les pertes en transmission de ces structures approchent leur valeur minimale théorique fixée par l'absorption intrinsèque de la couche guidante [22]. Citons également une autre méthode d'isolation du guide et du substrat qui consiste à déposer une couche de  $\text{SiO}_2$  entre ces derniers [21].

Les résultats obtenus montrent qu'il est donc possible d'obtenir des guides monomodes présentant des pertes de propagation optimales en ajustant d'une part la dimension du guide et d'autre part le dopage du substrat. Nous résumons dans le tableau (VII) les paramètres optogéométriques de la structure.

	épaisseur	dopage (n)	perte (dB/cm)
couche guidante	4.4,5	qqes $10^{14}$ (1-2)	$\approx 4$
substrat	-	qqes $10^{18}$ (1-2)	

tableau (VII) : Configuration optimale du guide plan GaAs.

Il n'apparaît à priori aucune restriction sur l'épaisseur du substrat. Celui-ci est typiquement de l'ordre de 400  $\mu\text{m}$ .

L'étude du guide plan nous a permis de définir les conditions optimales de propagation de la lumière dans ce type de structure. Dans la perspective de réaliser des guides de lumière pour lesquels l'onde se propage le long d'un axe ou d'un ruban, l'étude du guide composé s'avère également nécessaire. C'est pourquoi l'objet du paragraphe suivant est consacré à ces nouvelles structures.

### III - DEFINITION DU GUIDE D'ONDE COMPOSE ET ETUDE DES DIFFERENTS MODES

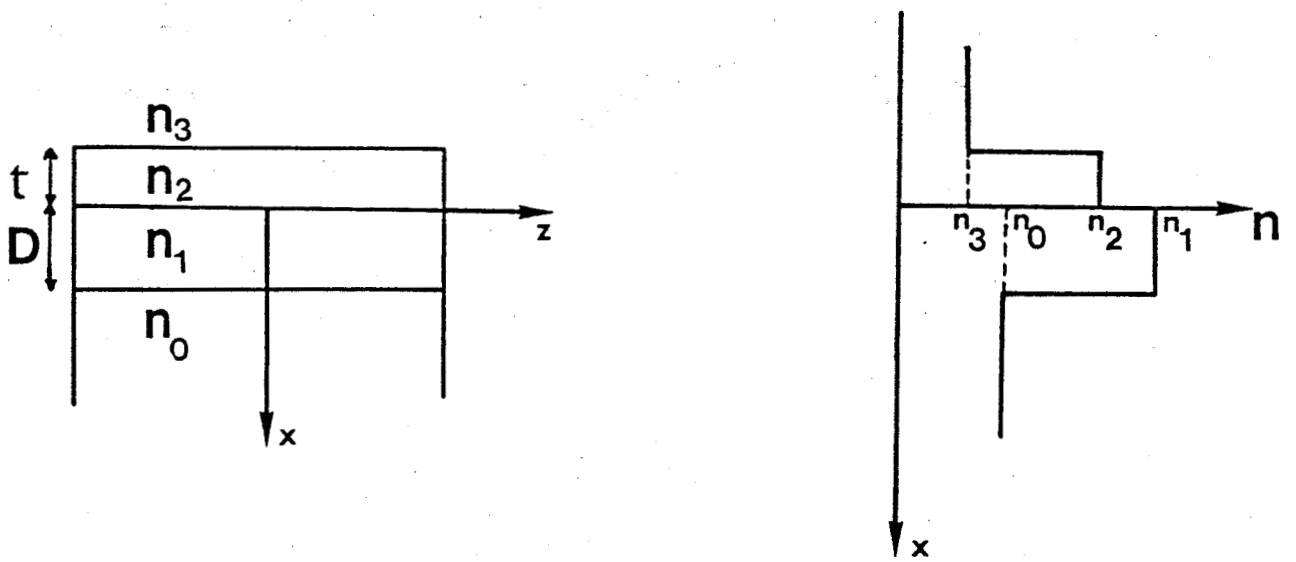
#### DE PROPAGATION QU'IL DEFINIT

##### III.1. Généralités :

Un guide d'onde composé s'obtient par la superposition de quatre milieux diélectriques (fig. 12) :

- un diélectrique d'indice de réfraction  $n_0$ , qui constitue le substrat
- une couche mince d'indice de réfraction  $n_1$ , d'épaisseur  $D$  et qui constitue la couche profonde du guide
- une deuxième couche mince d'indice de réfraction  $n_2$  et d'épaisseur  $t$  qui constitue la couche superficielle du guide
- un diélectrique d'indice  $n_3$  qui est en général l'air.

Nous supposons les milieux non absorbants et  $n_3 < n_0$ , ce qui est en général le cas. Dans ces conditions,  $\sup(n_0, n_3) = n_0$  et  $n_0, n_1, n_2$  vérifient les deux inégalités suivantes :  $n_1 > n_0$  et  $n_2 > n_0$ . Les deux cas sont possibles :  $n_1 > n_2$  et  $n_1 < n_2$ . Le cas  $n_1 = n_2$  nous ramène au guide d'onde simple d'épaisseur  $(D+t)$  étudié au paragraphe précédent. Nous limitons notre étude au cas où l'indice de réfraction de la couche profonde est supérieur à celui de la couche superficielle :  $n_1 > n_2$ . Ce cas correspond au profil d'indice de nos réalisations.



Guide d'onde composé  
Oz : direction de propagation

Profil d'indice du guide  
composé  
 $n_1 > n_2 > n_0 > n_3$

figure 12

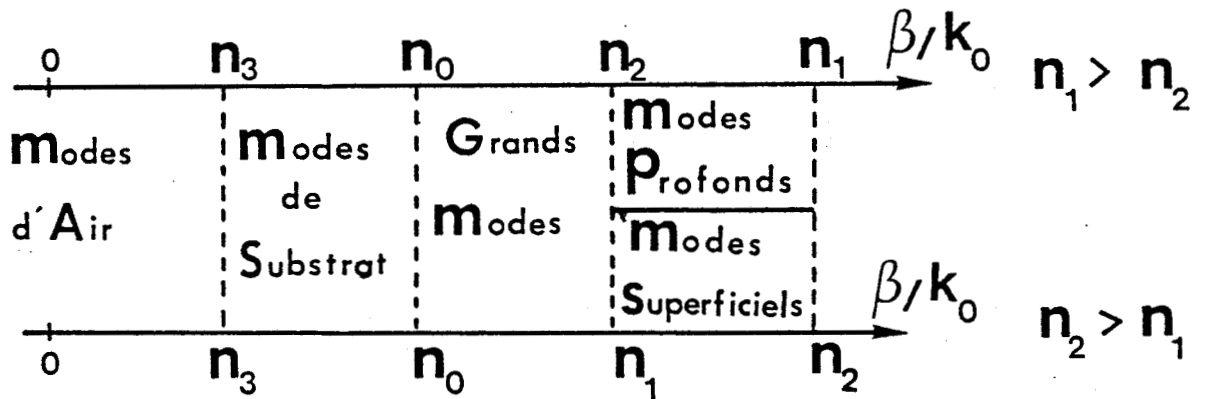


figure 13 : classification des modes du guide composé  
seul le cas où  $n_1 > n_2$  sera considéré

Comme pour un guide plan, nous cherchons à exprimer le champ électromagnétique sous la forme :  $E_y(x,z) = E_y(x) e^{i\beta z}$  pour le mode TE. Selon les valeurs de la constante de propagation  $\beta$ , on distingue quatre types de modes (fig 13). Ces différents modes et leur domaine d'existence sont les suivants :

\*  $0 < \beta/k < n_3$  : Il s'agit des modes d'air dont les propriétés sont identiques à celles des modes d'air du guide d'onde simple ; seule l'expression analytique de la fonction  $E_y(x)$  diffère.

\*  $n_3 < \beta/k_0 < n_0$  : C'est le domaine des modes de substrat comparables à ceux du guide d'onde simple.

\*  $n_0 < \beta/k_0 < n_2$  : Dans ce cas apparaissent les "grands modes" caractérisés par une fonction  $E_y(x)$  qui décroît à l'extérieur de deux couches minces. Corrélativement l'énergie électromagnétique est confinée dans ces couches minces. Les constantes de propagation doivent vérifier, tout comme pour le mode m du guide d'onde simple, une équation caractéristique dite équation des grands modes.

\*  $n_2 < \beta/k_0 < n_1$  : Correspond au domaine d'existence des modes profonds dont les constantes de propagation doivent également vérifier une équation des modes. Pour ce type de mode, l'énergie est confinée pour sa presque totalité dans la couche profonde et la fonction  $E_y(x)$  décroît exponentiellement à l'extérieur de celle-ci.

Dans le cas où  $n_2 > n_1$ , il suffit de permuter les indices 1 et 2 dans les relations précédentes. Les modes profonds deviennent les modes superficiels puisqu'alors l'énergie est confinée dans la couche mince d'indice  $n_2$ . Ce cas particulier ne fait pas partie de notre étude. Il faut noter que les modes profonds et les modes superficiels ont des propriétés très voisines des modes m du guide d'onde simple. Nous donnons en annexe (II) l'expression analytique des champs correspondant à ces différentes situations.

### III.2. Equation des grands modes d'un guide composé :

Elle s'obtient à partir des relations de continuité de la composante tangentielle des champs à chaque interface. Elle permet de relier la constante de propagation  $\beta$  en fonction des divers paramètres optiques et géométriques de la structure à l'aide de l'expression : (le détail des calculs est présenté en annexe (III))

$$\underline{n_0 < \beta/k_0 \leq n_2}$$

$$(25) \quad k_0 D p_1 = N\pi + \tan^{-1} \left( \eta_{10} \frac{q_0}{p_1} \right) + \tan^{-1} \left\{ \eta_{12} \frac{p_2}{p_1} \tan \left[ \tan^{-1} \left( \eta_{23} \frac{q_3}{p_2} \right) - t_{p_2} k_0 \right] \right\}$$

$$\text{avec} \quad p_i = \sqrt{n_i^2 - (\beta/k_0)^2} \quad i = 1, 2$$

$$q_j = \sqrt{(\beta/k_0)^2 - n_j^2} \quad j = 0, 3$$

et

$$\eta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{mode TE} \\ \frac{n_i^2}{n_j^2} & \text{mode T\bar{E}} \end{cases}$$

On constate à l'aide de ces équations qu'il existe pour un guide donné, une suite discrète et finie de grands modes de propagations, chacun d'eux étant repéré par l'entier  $N$ .



### III.3. Equation des modes profonds (respect superficiel) d'un guide composé :

L'application des conditions aux limites : continuité de la composante tangentielle des champs aux trois interfaces (annexe III) donne l'équation [30]

$$k_0 D p_1 = m\pi + \tan^{-1}\left(\eta_{10} \frac{q_0}{p_1}\right) + \tan^{-1}\left\{ \eta_{12} \frac{p_2''}{p_1} \frac{1 - \eta e^{-2p_2''t}}{1 + \eta e^{-2p_2''t}} \right\} \quad (26)$$

$$\text{ou } p_2'' = \left( (\beta/k_0)^2 - n_2^2 \right)^{1/2} \quad \text{et } \eta = \eta_{20} \frac{p_2'' - q_3}{p_2'' + q_3} \quad ; m = 0, 1, 2, \dots$$

C'est l'équation aux valeurs propres des modes profonds, elle pouvait également s'obtenir à partir de l'équation des grands modes du guide composé (éq. 25) en remplaçant  $p_2$  par  $ip_2'$  de façon à tenir compte du caractère évanescent de l'onde dans le milieu 2 dans le cas des modes profonds\*. Cette équation transcendante en  $\beta$  définit pour un guide composé donné une suite discrète et finie de modes profonds qui sont repérés comme dans le cas des modes  $m$  du guide d'onde simple, par un entier  $m$ .

L'équation (26) est très semblable à celle obtenue dans l'étude du guide simple (éq. 52) et on peut montrer que son interprétation est identique : pour ce type de mode la représentation de la propagation par des rayons lumineux est possible et l'on peut introduire les déphasages  $-2\phi_{10}$  et  $-2\phi_{123}$  subit par le rayon lumineux lors des réflexions totales sur les interfaces couche profonde - substrat et couche profonde - couche superficielle. L'équation des grands modes s'écrit donc (interférence constructive)

---

\* Pour les modes superficiels, l'équation est strictement la même, elle s'obtient par la transformation suivante :

$$n_1 \rightarrow n_2, n_3 \rightarrow n_0, D \rightarrow t; n_2 \rightarrow n_1, n_0 \rightarrow n_3, t \rightarrow D;$$

$$q_0 \rightarrow q_3, p_1 \rightarrow p_2, p_2' \rightarrow p_1'$$



$k_0 p_1 D = \phi_{10} + \phi_{123} + m\pi$  où  $\phi_{10}$  et  $\phi_{123}$  sont donnés par

$$\text{Arg } \phi_{10} = \frac{q_0}{P_1} \quad \text{et} \quad \text{Arg } \phi_{123} = \frac{P_2''}{P_1} \frac{q_3 + P_2'' \text{th}(k_0 p_2'' t)}{P_2'' + q_3 \text{th}(k_0 p_2'' t)}$$

En considérant la géométrie particulière du guide considéré dans ce paragraphe et la forme recherchée des solutions des équations de Maxwell, il apparaît trois nouveaux modes de propagation spécifique du guide composé : les grands modes, les modes profonds et les modes superficiels, chacun étant définis par une équation des modes (et une répartition du champ particulière). Nous nous proposons dans le prochain paragraphe de déterminer la constante de propagation d'un mode  $m(N)$  considéré en résolvant les éq. (25) et (26).

### III.4. Guide composé sur GaAs :

#### III.4.1. Présentation des structures :

Nous appliquons les résultats obtenus précédemment aux deux structures de la fig(14).

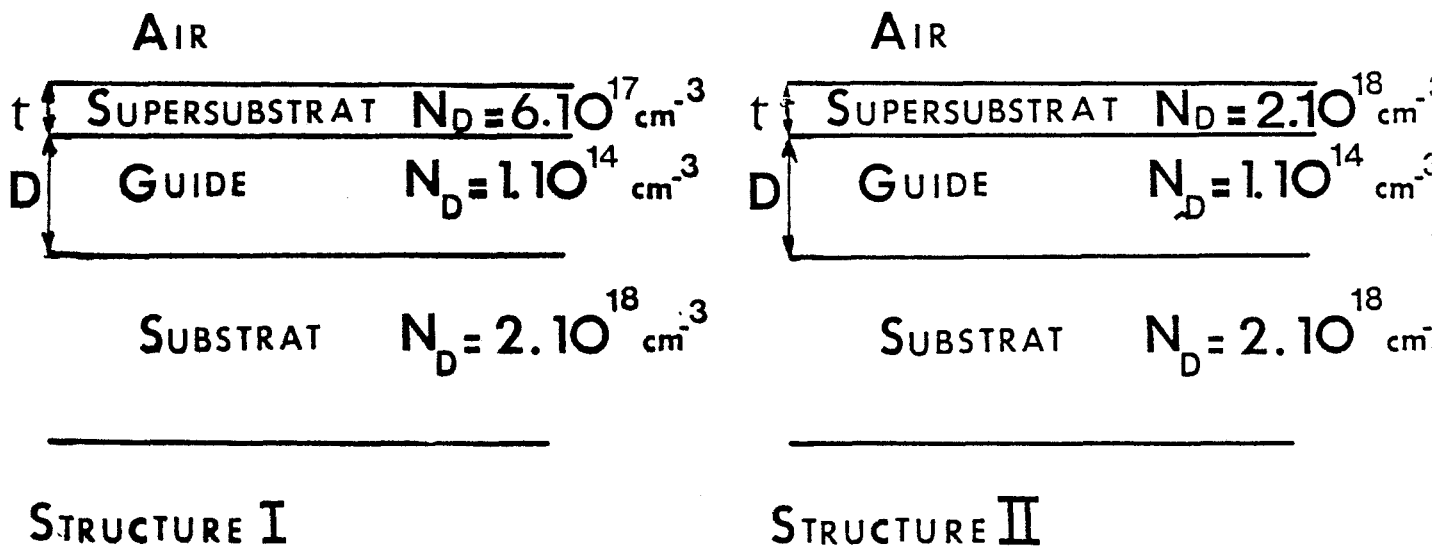


fig.(14)

Elles sont constituées - d'un substrat très fortement dopé  $N_D = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$

- d'une couche épitaxiée non intentionnellement dopée  $N_D = 10^{14}/\text{cm}^3$ , d'épaisseur  $D$ , dans laquelle l'onde se propage

- d'une deuxième couche de Ga As d'épaisseur  $t$ , qui correspond au milieu noté 2 du paragraphe précédent, couramment appelé le supersubstrat. Son dopage est de  $6 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  pour la structure I et de  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  pour la structure II. L'intérêt potentiel de cette dernière couche, ainsi que nous le verrons par la suite, est de diminuer les pertes en transmission des guides optiques (§ IV.2).

. Le milieu d'indice  $n_3$  est l'air.

### III.4.2. Diagramme de dispersion :

Nous nous sommes limités à l'étude des propriétés de propagation des modes profonds, soit  $n_2 \leq \beta/k \leq n_1$ , puisque seuls ces derniers seront pris en considération par la suite. Le problème consiste donc à résoudre l'équation aux modes (26), dont les solutions sont représentées par un réseau de courbes  $D = f(\beta/k_0)$ , les indices de réfraction des différents milieux étant fixés. Ils sont pour valeur respectivement pour le substrat, le guide et le supersubstrat :

$$n_0 = 3,378 \quad n_1 = 3,384 \quad n_2 = \begin{array}{l} 3,382 \text{ (str. I)} \\ 3,378 \text{ (str. II)} \end{array}$$

pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  (chap. I).

En introduisant ces valeurs dans l'expression (26) nous obtenons les diagrammes de dispersion présentés fig (15) et fig (16) respectivement pour les structures I et II calculés pour différentes hauteurs  $t$  de supersubstrat et pour les deux premiers modes TE. Lorsque la hauteur  $t$  est nulle, on retrouve le diagramme de dispersion du guide plan trois couches  $n^+/n^-/\text{air}$  étudié au paragraphe précédent. On constate que pour une valeur  $(\beta/k_0)$  donnée, plus l'épaisseur du supersubstrat augmente et plus l'épaisseur du guide  $D$  doit être faible pour assurer la conservation du caractère monomode de la structure. Les tableaux (VIII) et (IX) indiquent les valeurs de  $D_{CO}$ , épaisseur de coupure des modes profonds.

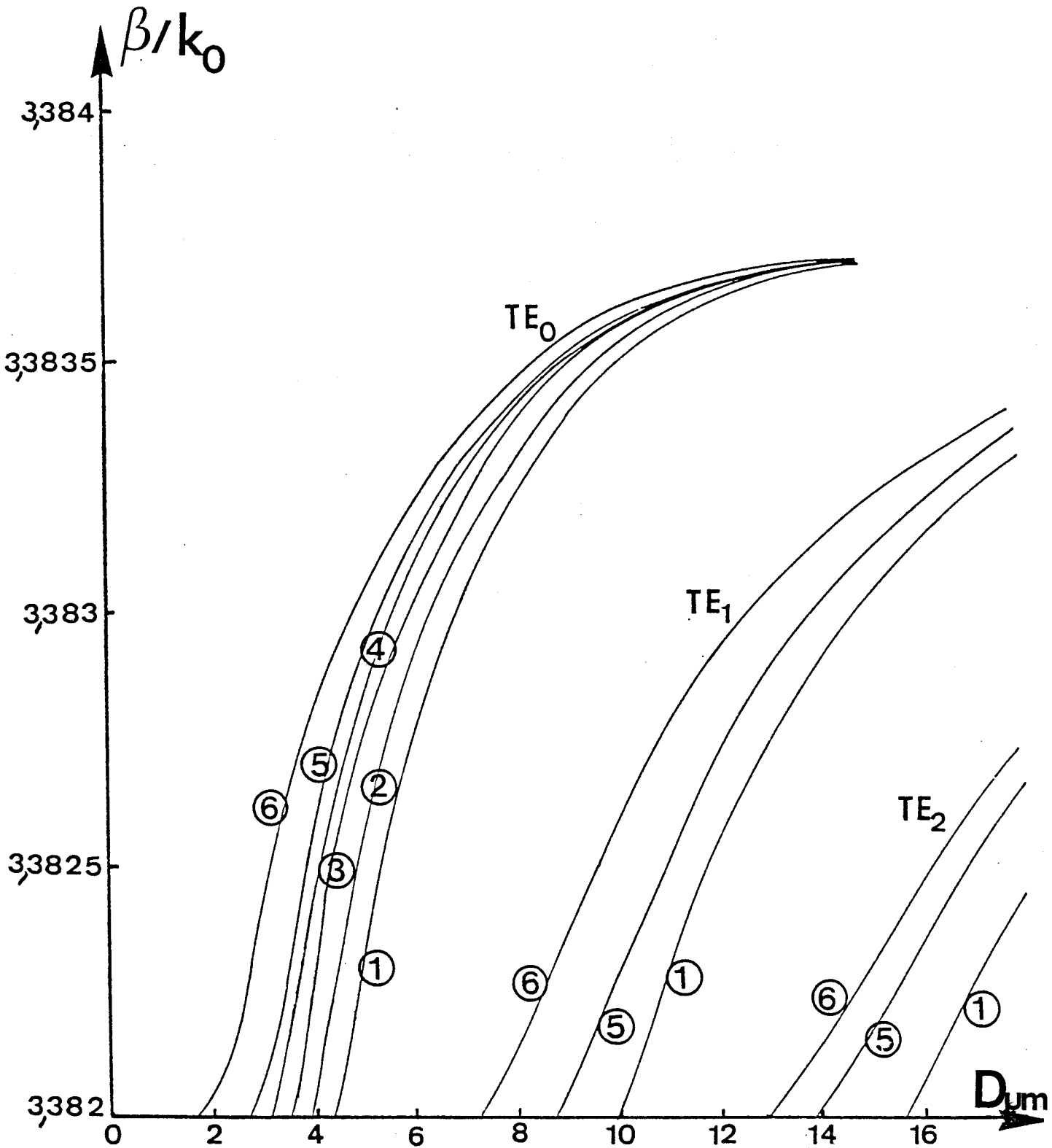


fig. 15 : diagramme de dispersion  $\beta/k_0 = f(D)$  du guide composé défini par la structure I pour différentes hauteurs de supersubstrat  $t$

1	$t = 0$	4	$t = 1,5 \mu m$
2	$t = 0,5 \mu m$	5	$t = 2 \mu m$
3	$t = 1 \mu m$	6	$t = \infty$



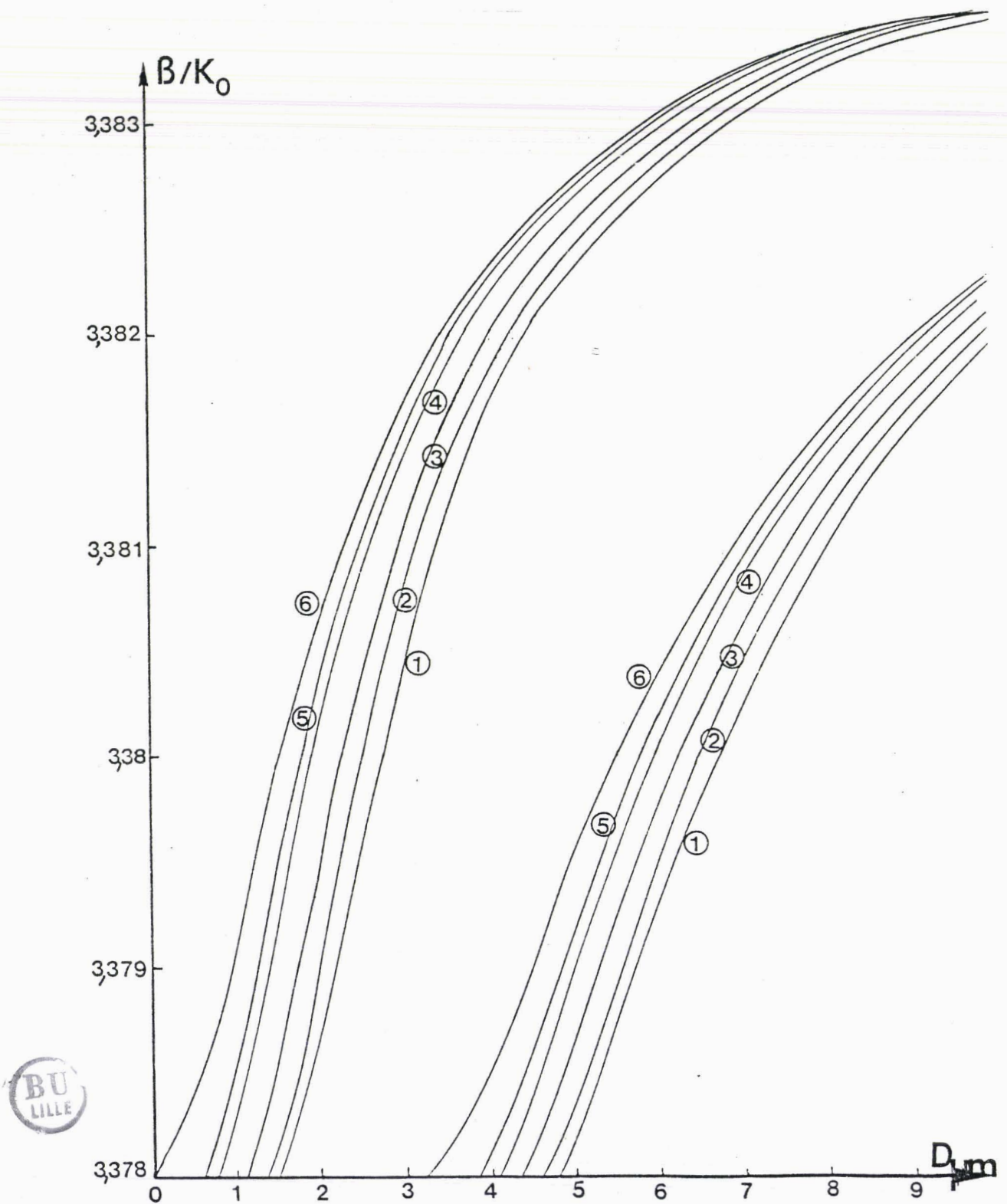


fig. 16 : diagramme de dispersion  $\beta/k_0 = f(D)$  du guide composé défini par la structure II pour différentes hauteurs de supersubstrat

1	$t = 0$	4	$t = 1 \mu m$
2	$t = 0,2 \mu m$	5	$t = 2 \mu m$
3	$t = 0,5 \mu m$	6	$t = \infty$ .

t(μm)	0,5	1	1,5	2	∞(5μm)
D <sub>CO</sub> (μm)	4	3,55	3,30	2,70	1,75

tableau (VIII) - structure I - λ = 1,3 μm

t(μm)	0,2	0,5	1	1,5	2	∞
D <sub>CO</sub> (μm)	1,4	1,15	0,83	0,6	0,47	0

tableau (IX) - structure II - λ = 1,3 μm

Pour t = ∞, on retrouve une structure de guide plan trois couches, mais cette fois l'air est remplacé par le supersubstrat. On peut remarquer à ce titre que la structure II constitue alors un guide symétrique (n<sup>+</sup>/n<sup>-</sup>/n<sup>+</sup>) caractérisé par la disparition de la notion d'épaisseur de coupure (D<sub>CO</sub> = 0).

L'étude numérique de cette structure permet de mettre en évidence une propriété importante de ces guides : la constante de propagation du mode guidé augmente avec l'épaisseur du supersubstrat soit :

$$\left(\frac{\beta}{k}\right)_t > \left(\frac{\beta}{k}\right)_{t'} \quad (27)$$

où t et t' sont deux épaisseurs de supersubstrat tq t > t'.

Nous reviendrons dans le prochain paragraphe sur cette particularité des structures quatre couches.

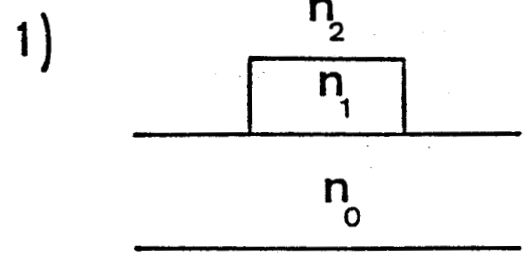
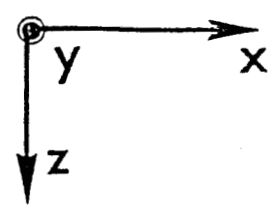
Les paragraphes précédents ont permis d'aborder l'étude du guide d'onde simple et composé et de faire apparaître ainsi les propriétés de ces composants réalisés sur arséniure de Gallium. Cependant de telles structures ne permettent le guidage de la lumière que dans une direction de l'espace : ce sont des structures unidimensionnelles. La réalisation de composants optiques plus élaborés nécessite la mise en oeuvre de structures qui permettent le guidage de l'onde lumineuse dans deux directions de l'espace : ce sont les structures bidimensionnelles. Nous nous proposons dans les paragraphes suivants d'étudier ce nouveau type de structures.

#### IV - STRUCTURE DE GUIDAGE A DEUX DIMENSIONS :

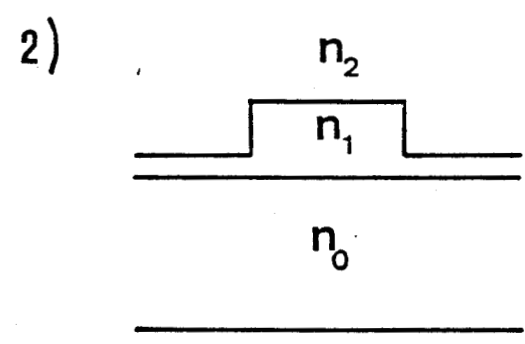
La réalisation de modulateurs nécessitant des tensions de commande de plus en plus faibles, des diodes lasers présentant des courants de seuil toujours plus petits nécessitent la mise en oeuvre de guides d'onde optique de très petites sections, de l'ordre de quelques microns carré. On comprend qu'il est alors illusoire d'utiliser un guide plan pour réaliser ce genre de dispositifs. Des structures plus originales sont alors apparues : les structures de guidage bidimensionnelles. Elles permettent non seulement le confinement longitudinal de l'onde, comme pour le guide plan, mais également un confinement latéral ; on peut ainsi faire se propager sur une longueur aussi grande que souhaitée un faisceau de taille donnée sans qu'il ne diverge. L'utilisation de ces structures en vue d'une intégration monolithique peut être envisagée.

##### IV.1. Présentation de structures bidimensionnelles :

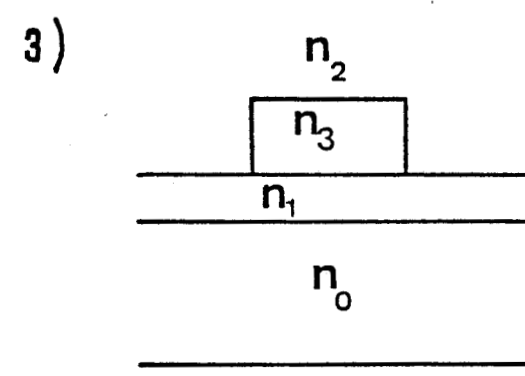
Plusieurs types de guides sur GaAs ont été proposés. Parmi les structures à saut d'indice existantes, nous pouvons citer : le guide rectangulaire (fig 17.1), le guide en arête (fig 17.2) [31], le guide chargé par un ruban (fig 17.3) [32], le guide enterré (fig 17.4) [33], le guide chargé par un métal (fig 17.5) [34] et enfin citons les guides obtenus par épitaxie localisée [35]. Dans toutes ces structures le guide est situé dans le milieu d'indice  $n_1$ . De manière générale les structures (2, 3) sont fondées sur le même concept de guidage : les discontinuités d'épaisseurs ( $h'$ ,  $t$ ) des guides diélectriques assurent le confinement de l'onde dans la direction  $x$ . Pour la direction  $z$  on retrouve le guide plan (ou guide composé) défini précédemment. Pour les structures (1,4) le confinement latéral est assuré par une discontinuité brutale de l'indice. Nous ne développerons pas l'étude de chacune de ces structures, les avantages présentés par les guides 2) et 3) ont orientés notre choix vers la réalisation de ces structures.



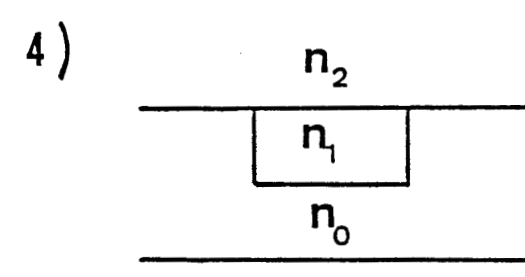
Guide rectangulaire ou guide surelevé  
 $n_1 > n_0$



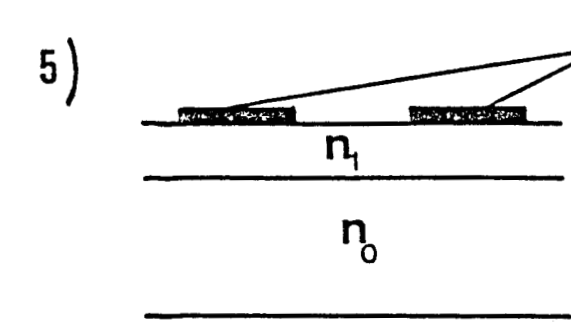
Guide en arête (Rib-waveguide)  
 $n_1 > n_0$



Guide chargé par un ruban  
 (Strip-loaded wave)  
 $n_1 > n_0; n_1 > n_2$



Guide enterré (embedded waveguide)  
 $n_1 > n_0$



metal  
 Guide chargé par un métal



fig. 17



#### IV.2. Propriétés optiques des différentes structures :

Le critère le mieux adapté pour mettre en évidence les avantages respectifs de chacune de ces structures semble être les pertes en transmission [36]. Les méthodes de gravure couramment utilisées pour réaliser des guides bidimensionnels sur matériaux semiconducteurs ne permettent pas toujours d'obtenir des parois parfaitement lisses. Les rugosités présentées par ces dernières sont une source importante de pertes par rayonnement. Celles-ci sont favorisées par les hauteurs importantes des parois du guide rectangulaire. Elles sont minimisées pour les guides en arête puisque la hauteur des parois y est diminuée. Enfin pour le guide chargé par un ruban, la présence de ce dernier assure le guidage de l'onde dans la couche profonde ; les parois du guide ne sont donc plus sollicitées et les pertes par dispersion diminuent considérablement, voire disparaissent. Le guide rectangulaire présente cependant l'avantage d'un bon contraste d'indice latéral et donc un bon confinement latéral de l'onde guidée ; les structures en arête (ou en ruban) sont bien souvent caractérisées par un faible confinement latéral. Il est important de souligner l'existence d'une autre structure qui peut se classer parmi les guides en arête mais dont le profil est trapézoïdal comme l'indique la fig (18). Ces profils sont couramment rencontrés dans les guides réalisés sur matériaux semiconducteurs puisqu'ils sont obtenus par attaque chimique (ou ionique). L'étude détaillée de ces structures a été faite, notamment par la méthode des rayons [37,38]. Le résultat important est que les pertes en transmission de ces structures sont moindres que pour les guides en arête à profil rectangulaire. Ce comportement s'explique par la façon dont le profil de l'arête confine l'onde (fig 19) (milieu optiquement inhomogène) qui a pour conséquence de minimiser les pertes par dispersion le long des parois internes du guide.



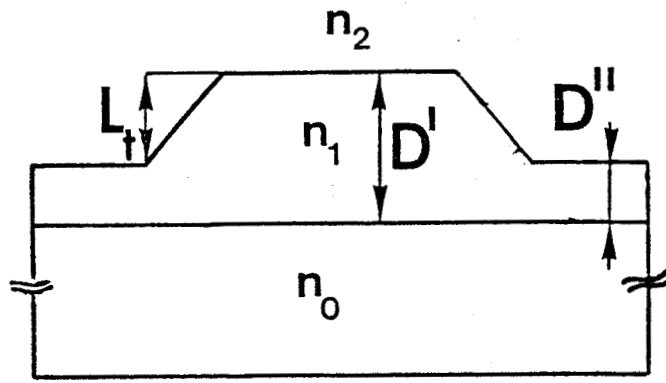


figure 18 : guide en arête à profil trapézoïdal

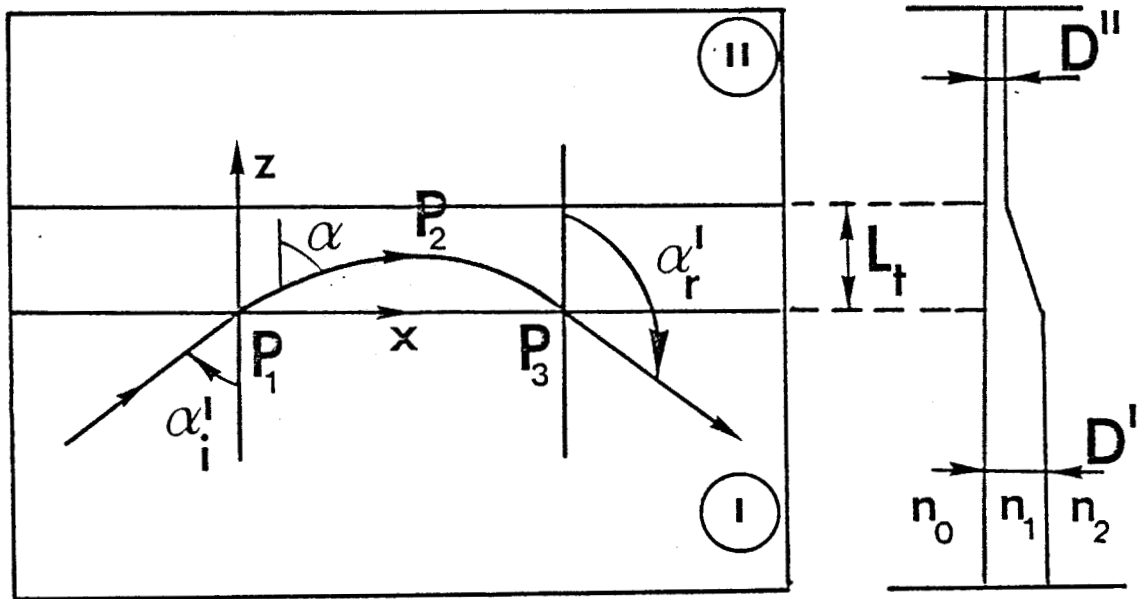


Figure 19 : Réflexion totale interne d'un rayon lumineux dans un guide à profil trapézoïdal. Pour  $D_{II} > D_{co}$  il y a réflexion totale si

$$\alpha'_i > \alpha_c \text{ avec } \alpha_c = \arcsin \frac{N_{II}}{N_I}$$

Pour  $D_{II} < D_{co}$  il y a réflexion totale si

$$\alpha'_i > \alpha_c \text{ avec } \alpha_c = \arcsin \frac{n_0}{N_I}$$

où  $n_0$  = indice du substrat.

### IV.3. Présentation des différentes méthodes d'analyse :

#### IV.3.1. Généralités :

La résolution du problème de propagation d'une onde électromagnétique dans ces guides revient à déterminer, comme pour le guide plan, les courbes de dispersion  $\beta/k_0 = f(a)$  où  $\beta$  est la constante de propagation du mode guidé qu'il faut déterminer,  $k_0$  la constante de propagation libre dans l'air et  $a$  l'ensemble des paramètres géométriques du guide, c'est-à-dire ( $W, h, t, D$ ). Toutefois l'étude de ces guides comparativement aux guides plans est plus complexe (conditions aux limites) et il n'existe pas toujours de solutions exactes de l'équation de propagation. Les méthodes d'analyse couramment développées sont des méthodes approchées. Elles sont classées en deux catégories : - les méthodes vectorielles telles la méthode des éléments finis [39,40], elle s'applique aussi bien à des guides homogènes qu'inhomogènes. - les méthodes scalaires, beaucoup plus utilisées consistent à résoudre l'équation de propagation pour une composante ou une combinaison linéaire de composantes du champ. Le plus souvent l'équation scalaire est simplifiée en faisant l'approximation de faible guidance. Parmi celle-ci nous citerons :

- La méthode des indices équivalents [41] et surtout la méthode des indices effectifs [42], qui sont très souvent utilisées puisqu'elles permettent l'obtention rapide du diagramme de dispersion. Ces méthodes sont satisfaisantes même si certaines approximations sont nécessaires. Nous les développerons par la suite pour les guides que nous avons choisi de réaliser. Pour une étude de propagation plus complète, citons
- La méthode du développement des champs en harmoniques circulaires [43], elle peut être utilisée pour une structure quelconque.
- La méthode du faisceau propagé (B P M : Beam Propagation Method) [44] fondée sur l'analyse scalaire des équations de Maxwell simplifiées en faisant usage de l'approximation de faible guidage (néanmoins la méthode peut être développée à des structures ayant une interface plane du type GaAs/air). Elle permet en une seule opération de calculer le champ en



n'importe quel point de l'espace à partir de la seule connaissance de ce dernier en un point donné sans avoir à effectuer aucune vérification des conditions aux limites.

- Cette liste n'est pas exhaustive et d'autres méthodes données en référence [45, 46, 47, 48] ont également été développées.

#### IV.3.2. Etude par la méthode des indices équivalents et des indices effectifs :

##### IV.3.2.a. Définition de l'indice effectif :

Nous avons vu dans l'étude du guide plan que pour chaque mode  $m$  du guide est associée une constante de propagation  $\beta_m$  donnée par :

$$\beta_m = k_0 n_1 \sin \theta_1 \quad (28)$$

L'indice effectif est défini par le rapport  $\beta_m/k_0$  et il est noté :

$$N_{\text{eff.}} = \beta_m / k_0 \quad (29)$$

Il correspond au rapport de la vitesse de propagation de l'onde lumineuse dans le vide à sa vitesse de propagation dans le guide. Puisque la constante de propagation du mode guidé doit vérifier la relation :  $n_0 < \beta_m/k_0 < n_1$  on en déduit que  $n_0 < N_{\text{eff.}} < n_1$  où  $n_1$  et  $n_0$  sont respectivement les indices de réfraction du guide et du substrat. Cette notion d'indice effectif va nous permettre d'étudier les conditions de propagation dans les structures (2, 3) de la fig(17).

#### IV.3.2.b. Application au guide en arête :

Les courbes de dispersion obtenues dans le cadre du guide plan (fig(2a,2b,2c) pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$  et fig(4a,4b,4c) pour la longueur d'onde  $1,15 \mu\text{m}$ ) montrent que plus l'épaisseur  $D$  du guide augmente, plus la constante de propagation du mode guidé augmente. Compte tenu de la définition de l'indice effectif, on en déduit donc :

$$(N_{\text{eff}})_{D_1} > (N_{\text{eff}})_{D_2} \quad \forall \text{ l'ordre du mode guidé} \quad (30)$$

où  $D_1$  et  $D_2$  sont deux épaisseurs du guide telles que  $D_1 > D_2$ . La fig(20) représente un guide en arête sur lequel nous avons délimité trois régions : - la région I : elle constitue un guide plan trois couches ( $n_0, n_1, n_2$ ) d'épaisseur  $D_1$  (la validité de cette hypothèse nécessite  $D_1 \gg h$  ce qui est en général le cas) ; soit  $(N_I)_{\text{eff}}$  l'indice effectif de cette région.

- Deux régions notées II situées de part et d'autre de la région I, elles constituent également un guide d'onde trois couches ( $n_0, n_1, n_2$ ) mais cette fois d'épaisseur  $D_2$  et d'indice effectif  $(N_{II})_{\text{eff}}$ .

Puisque  $D_1 > D_2$ , les indices effectifs de chacune de ces régions, vérifient la relation :  $(N_I)_{\text{eff}} > (N_{II})_{\text{eff}}$ . Le confinement latéral de l'onde peut alors s'interpréter comme étant obtenu par réflexions totales successives aux interfaces des milieux "fictifs" notés I et II. L'explication physique du principe de guidage suivant la direction  $x$  est donc comparable à celle qui est à l'origine du confinement dans la direction  $z$ , mais ce sont les indices effectifs qui interviennent au lieu des indices réels des différents milieux.

#### IV.3.2.c. Application au guide chargé par un ruban

Le principe du guidage mis en évidence dans le paragraphe précédent peut également s'appliquer à ces structures. L'étude du guide composé a montré que plus l'épaisseur  $t$  du supersubstrat est importante plus l'indice effectif associé au mode qui se propage est élevé

$$(N_{\text{eff}})_t > (N_{\text{eff}})_{t'} \quad (31)$$

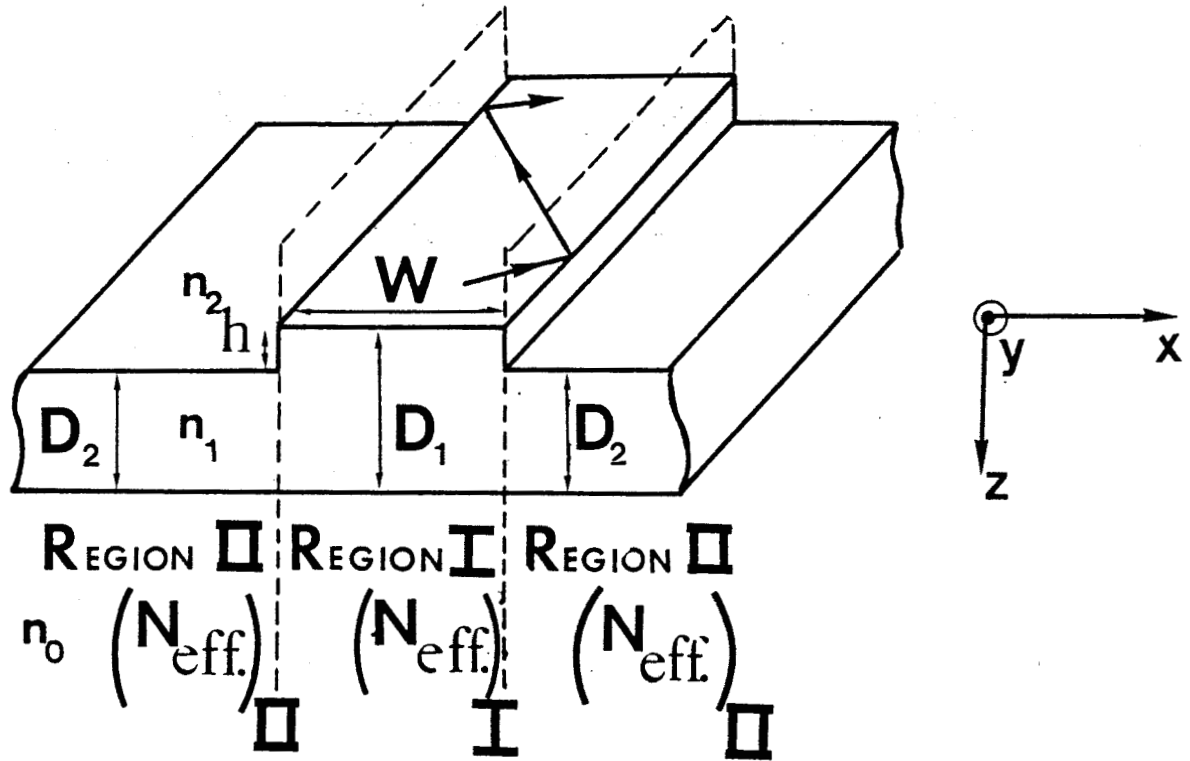


figure 20 : les modes guidés résultent de la double réflexion des modes de la partie centrale sur les plans de discontinuités latéraux I et II.

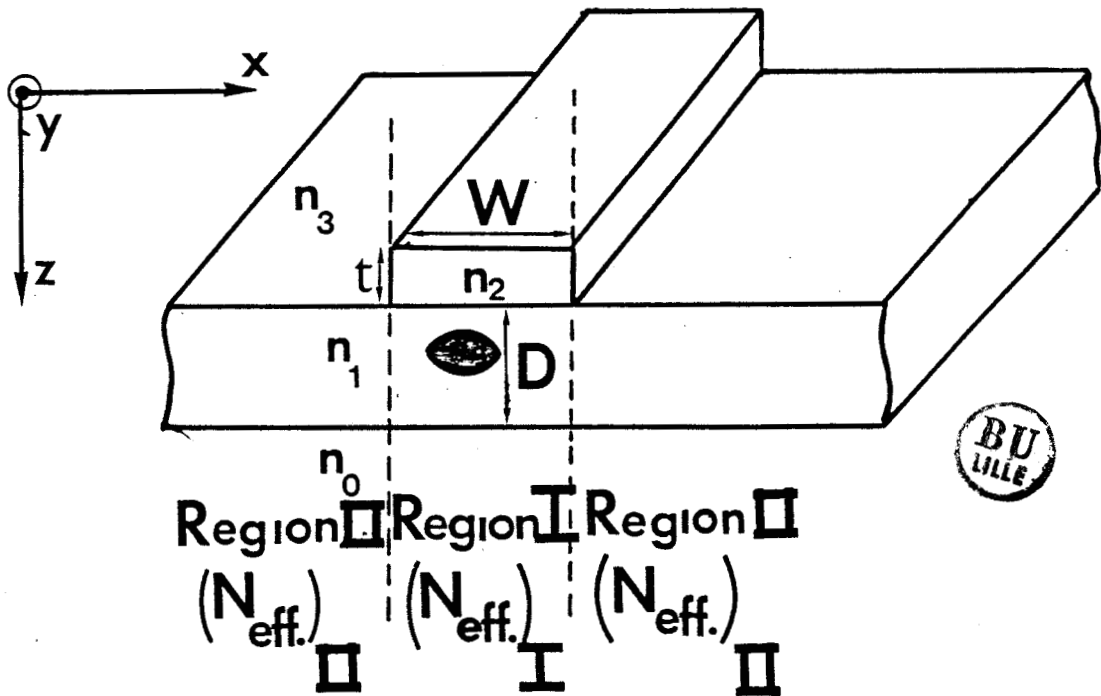


figure 21 : confinement de l'onde lumineuse dans la direction x pour un guide chargé par un ruban  $n_1 > n_2 \geq n_0 > n_3$



où  $t$  et  $t'$  sont deux épaisseurs de supersubstrat telles que  $t > t'$ . Nous avons représenté fig(21) un guide chargé par un ruban. Nous y avons délimité trois régions distinctes :

- La région I : c'est un guide composé d'indices  $(n_0, n_1, n_2, n_3)$ .  $D$  et  $t$  sont respectivement l'épaisseur du guide et du supersubstrat, soit  $(N_I)_{\text{eff}}$  l'indice effectif de cette région.
- Les deux régions notées II situées de part et d'autre du ruban, elles constituent un guide plan trois couches  $(n_0, n_1, n_3)$  d'épaisseur  $D$ .  $(N_{II})_{\text{eff}}$  est son indice effectif. La relation (31) donne  $(N_I)_{\text{eff}} > (N_{II})_{\text{eff}}$  (cas particulier où  $t' = 0$ ). Ici encore le guidage latéral peut s'interpréter par réflexions totales de l'onde aux interfaces I/II dans la direction  $x$ .

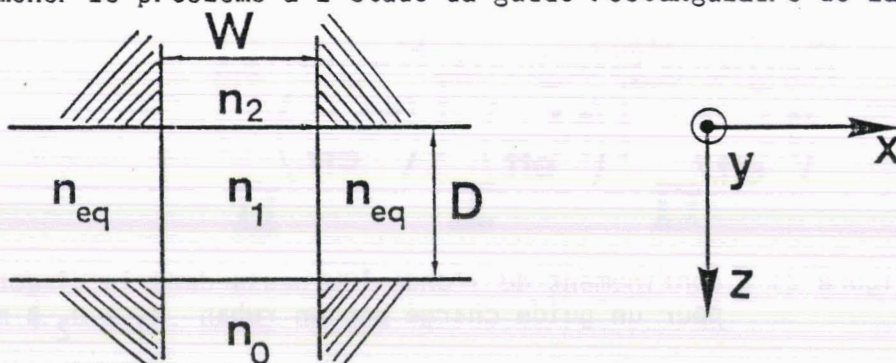
Le concept du guidage dans ces structures ayant été établi, nous nous proposons dans le prochain paragraphe de donner les grandes lignes des méthodes d'analyse retenues dans le cadre de ce travail, pour étudier ces guides.

#### IV.3.3. Méthodes d'analyse :

Comme nous l'avons précisé au début de ce paragraphe, une étude complète des propriétés de propagation des guides en arête (en ruban) est complexe. Cependant les méthodes de l'indice équivalent et de l'indice effectif permettent une première approche du problème posé.

##### IV.3.3.a. Méthode de l'indice équivalent :

Futura [41] a montré que la condition de réflexion totale aux interfaces des régions I et II du guide en arête (en ruban) permet de ramener le problème à l'étude du guide rectangulaire de la fig(22).



$$(n_{\text{eq}})^2 = (n_1)^2 - (N_I)_{\text{eff}}^2 + (N_{II})_{\text{eff}}^2$$

Figure 22 : guide rectangulaire équivalent

Les caractéristiques de propagation des guides en arête (en ruban) peuvent donc se déduire des caractéristiques du guide rectangulaire dont Marcatili [49] a proposé un modèle d'étude approchée. L'étude du guide en arête revient donc à considérer l'intersection de deux guides plan diélectriques en privilégiant pour l'un le mode TE et pour l'autre le mode TM ; le couplage des champs électriques et magnétiques intervient alors au niveau des champs longitudinaux  $E_z$ ,  $H_z$ . Loin de la coupure, cette méthode donne de bons résultats. Cependant appliquée à nos structures caractérisées par un très faible guidage, les résultats obtenus sont médiocres. Bien que la méthode des indices effectifs soit également limitée, sa simplicité a retenu notre choix pour analyser nos guides.

#### IV.3.3.b. Méthodes de l'indice effectif :

Partant du modèle de Marcatili, Knox et Toullos [48] ont proposé une approche analytique très simple de la propagation qui peut s'appliquer aux guides en arête (en ruban). La détermination de la constante de propagation du mode guidé, solution de l'équation d'onde scalaire :

$$\frac{d^2 E_x}{dx^2} + \frac{d^2 E_x}{dy^2} = (\beta^2 - [m(x,y)]^2 \frac{\rho^2}{k_0^2}) E_x \quad \text{Mode TE} \quad (32)$$

$$\text{avec } E_x(x, y, z) = E_x(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)}.$$

se fait en décomposant la structure en plusieurs régions multicouches suivant  $z$ . On définit dans un premier temps des constantes diélectriques effectives correspondant à chaque région en supposant les différents milieux infinis suivant  $x$  (fig 23b). On utilise ensuite ces permittivité effectives pour caractériser, suivant  $z$ , des milieux fictifs infinis et homogènes correspondant à ces régions. On obtient ainsi la constante de propagation du guide trois couches de la figure (23c) et par la même l'indice effectif de la structure initiale proposée. La fig(23) résume les différentes étapes de la méthode très simple à mettre en oeuvre puisque l'on se ramène toujours à l'étude du guide plan. La validité de cette méthode, outre la condition loin de la coupure, impose une contrainte au niveau de la géométrie du guide : le rapport  $W/h$  pour le

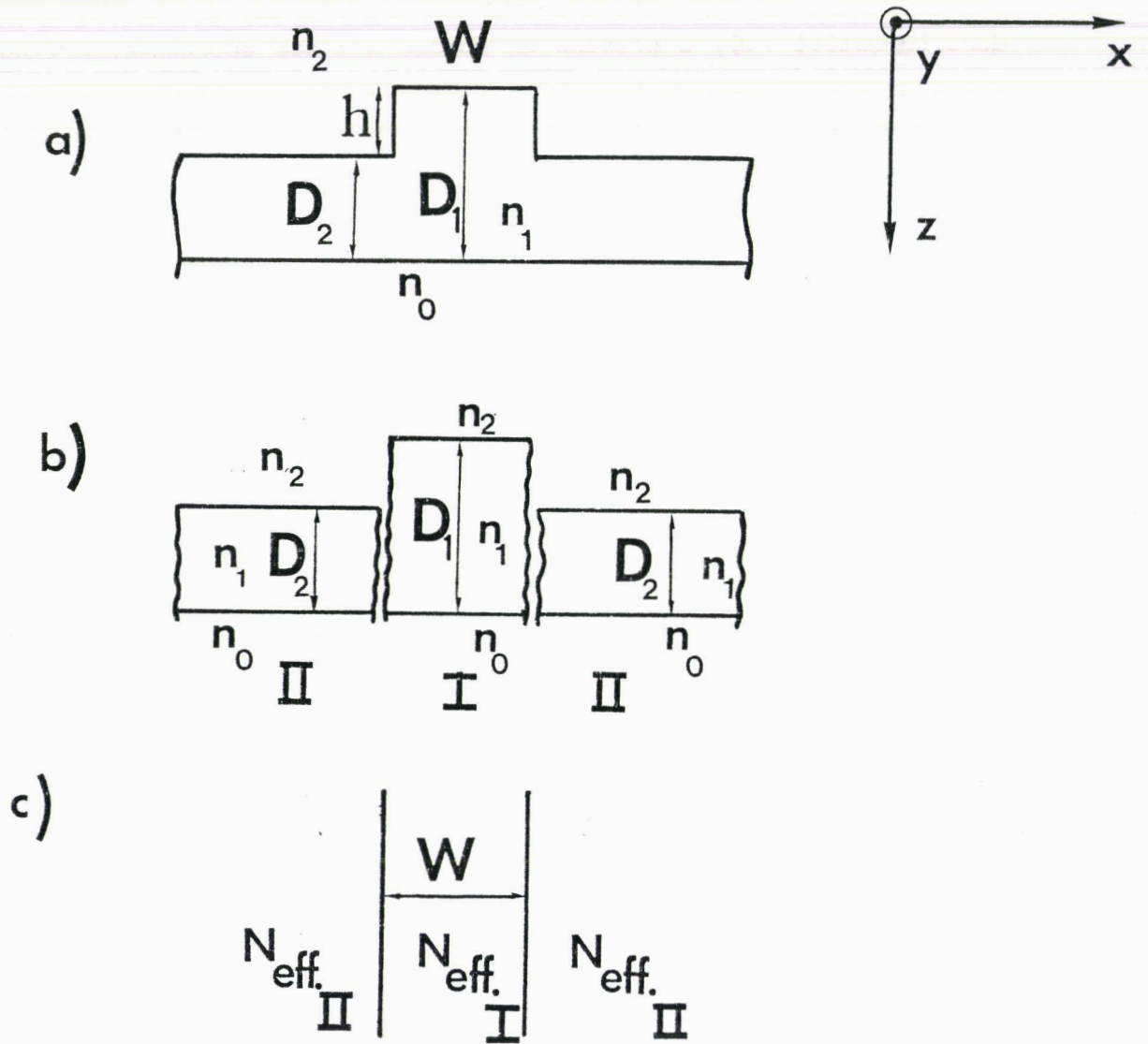


figure 23 : a) analyse par la méthode des indices effectifs sur un guide en arête  
 b) détermination des constantes de propagation  $\beta_I$  et  $\beta_{II}$  dans la direction  $z$   
 c) guide d'onde plan équivalent - détermination de la constante de propagation  $\beta$  dans la direction  $x$  obtenue à partir de (b).





guide en arête ou W/t pour le guide chargé par un ruban doit vérifier la condition d'applatissage minimale :  $W/h > 2$  (respt.  $W/t > 2$  ; condition habituellement remplie dans la pratique). Cette condition d'applatissage étant respectée on peut décomposer la structure en deux guides plans suivant x et z. L'état de polarisation de l'onde guidée à l'intérieur d'une structure donnée peut être déterminé par des considérations de symétrie. Le plan de symétrie de la structure est parallèle à la direction du guide, perpendiculaire au plan du substrat et contient la droite médiane de la base du guide. Compte tenu de cette symétrie les lignes de champs électrique et magnétique sont soit parallèles au plan de symétrie, le mode est alors TM, soit perpendiculaire et le mode est TE. La distribution du champ dans la structure peut être assimilée au produit du profil de champ dans la direction verticale (z) et du profil de champ dans la direction horizontale (x) [50] (la condition de fort applatissage étant vérifiée).

#### Remarques et critiques de la méthode :

Elle permet l'obtention rapide du diagramme de dispersion de la structure. Cependant elle ne permet pas une expression analytique exacte des composantes de champs. Elle donne de bons résultats pour des guides en arête (en ruban) de largeurs importantes ( $W \gg h$ ) mais ne peut s'appliquer qu'à des structures à faible confinement latéral c'est-à-dire pour des hauteurs d'arêtes relativement faibles. En effet lorsque l'épaisseur  $D_2$ , des guides plans situés de part et d'autre de l'arête est inférieure à l'épaisseur de coupure  $D_{co2}$ , les modes susceptibles de se propager dans le milieu II sont les modes de substrat. La valeur de l'indice effectif  $N_{II}$  devient incertaine puisque l'intervalle d'existence de ces modes correspond à  $n_2 < N_{II} < n_0$ . Pour les structures à fort contraste d'indice effectif la méthode n'est plus suffisante. Cependant Austin [51] montre que dans ce cas particulier, en prenant comme valeur de l'indice effectif  $N_{II} = n_2 = 1$ , les résultats obtenus par la méthode des indices effectifs restent en accord avec ceux obtenus à partir d'une méthode d'analyse variationnelle. D'une manière générale, les résultats obtenus par la

méthode des indices effectifs et notamment la constante de propagation du mode guidé, est légèrement supérieure à celle obtenue par d'autres méthodes d'analyse [51,52].

On se propose dans la suite, d'appliquer cette méthode au cas de quelques structures de guidage réalisées sur AsGa en vue de définir une structure bimensionnelle monomode servant de base pour la réalisation d'un modulateur.

#### IV.4. Application de la méthode des indices effectifs à quelques guides bidimensionnels sur AsGa :

##### IV.4.1. Guide en arête :

Nous allons dans ce paragraphe étudier les propriétés caractéristiques de propagation d'un guide en arête réalisé sur Arséniure de Gallium, et plus précisément montrer l'influence des paramètres géométriques (largeur  $W$ , hauteur  $h$ ) sur le caractère monomode de la structure schématisée fig (24). Les dopages du substrat et de la couche guidante sont respectivement  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  et  $10^{14}/\text{cm}^3$ . Le choix de ces valeurs résulte de l'étude du guide plan (tableau VII). L'épaisseur  $D$  du guide est choisie de manière à ce que la propagation soit monomode dans la direction  $z$  (soit  $D \leq 4,5 \mu\text{m}$ ). Nous considérons deux cas :  $D = 4 \mu\text{m}$  et  $D = 3 \mu\text{m}$ . Le premier présente l'avantage d'avoir des pertes en transmission "minimale" tout en assurant une propagation monomode, l'intérêt du deuxième cas apparaîtra lors de l'étude de guides actifs (§ IV.3.b chapitre III).

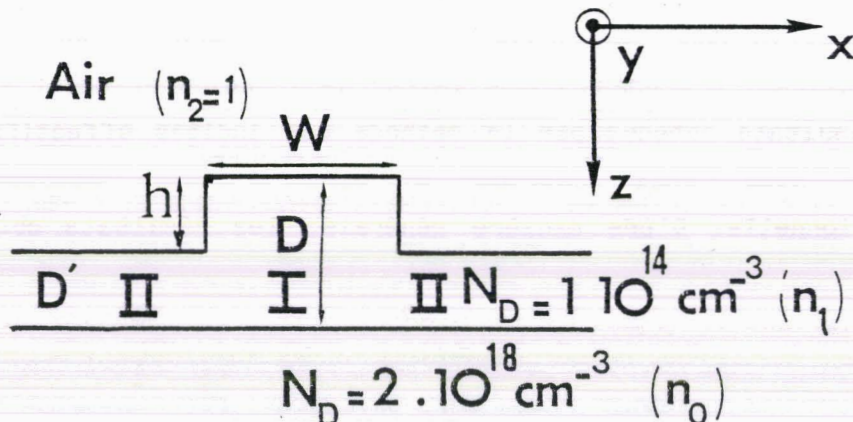


Figure 24 : guide en arête sur AsGa - paramètres variables ( $D, h, W$ )

IV.4.1.a. Intensité du contraste de l'indice effectif :

Comme nous l'avons précisé, le contraste de l'indice effectif des régions I et II est responsable du guidage de l'onde sous l'arête. L'évaluation de la variation d'indice mise en jeu est une donnée importante de la structure puisqu'elle permet de mettre en évidence l'intensité du confinement latéral auquel on peut s'attendre en fonction notamment de la hauteur de l'arête ( $h$ ). Ces variations  $\Delta N$  ont été obtenues à partir des diagrammes de dispersion du guide plan (fig 2b et 4b). Elles sont représentées fig (25) pour la longueur d'onde  $1,15 \mu\text{m}$  et fig (26) pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$  en fonction de l'épaisseur  $D$  du guide. On constate tout d'abord que pour une épaisseur  $D$  de guide donné, le contraste d'indice effectif est d'autant plus élevé que la hauteur de l'arête  $h$  est grande. Ce résultat correspond à un meilleur confinement de l'onde dans le guide. Lorsque l'épaisseur du guide augmente, le contraste d'indice effectif croît, passe par un maximum pour une valeur optimale de  $D$  puis décroît. Ce résultat est directement lié au diagramme de dispersion du guide plan. Le confinement latéral optimal sera donc obtenu par une valeur de l'épaisseur  $D$  du guide qui conduit à la valeur maximale du contraste d'indice effectif  $\Delta N$ . Nous pouvons donc en déduire le couple  $(D, h)$  pour la structure envisagée. Les contrastes d'indices effectifs obtenus pour ces structures en arête sont relativement faibles ( $\approx 2.3 \cdot 10^{-3}$ ). La fig (27) illustre quelques cas particuliers : à faible hauteur d'arête (faible contraste), hauteur d'arête moyenne et forte. Les valeurs des contrastes d'indices effectifs obtenus dans ces différents cas particuliers sont données pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . On constate également que les contrastes d'indices effectifs sont d'autant plus faibles que la longueur d'onde est plus courte, c'est la conséquence de diagramme de dispersion plus aplati (variation d'indice guide/substrat plus faible pour la longueur d'onde  $1,15 \mu\text{m}$ ).

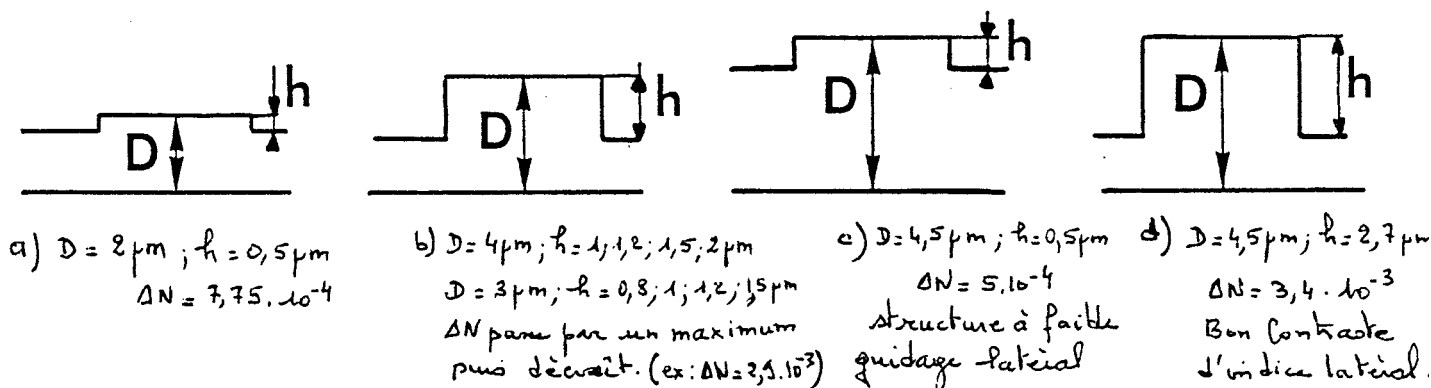


Figure 27 : Valeurs des contrastes d'indices effectifs pour quelques couples  $(D, h)$  de guides en arête  $\text{AsGa}$

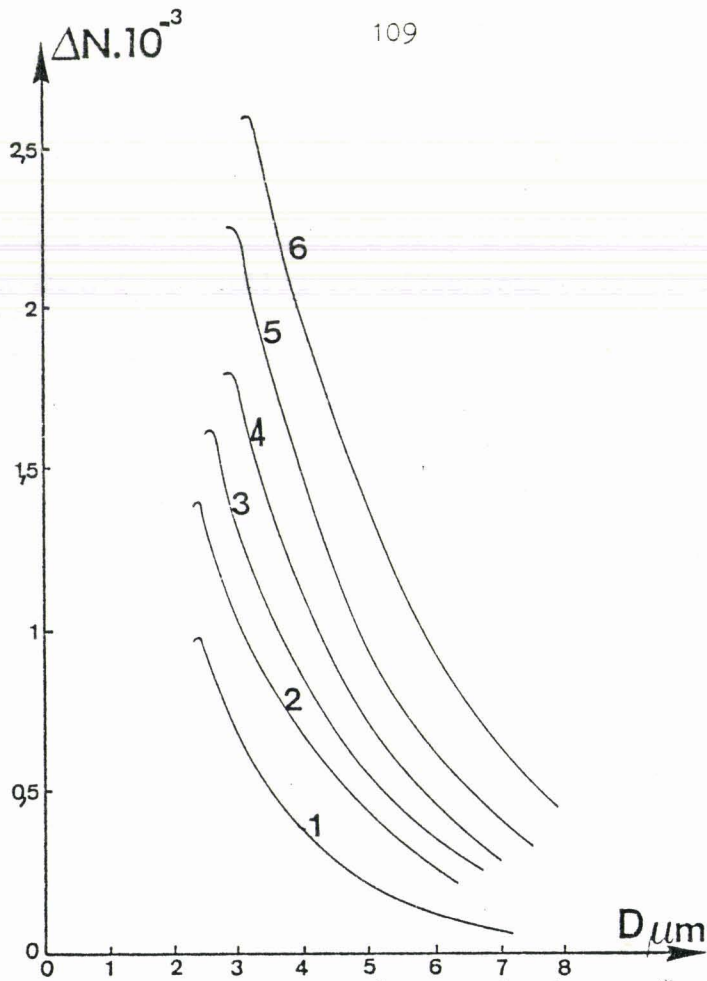


fig. 25 :  $\Delta N = f(D)$  pour différentes hauteurs d'arêtes  $h$ .  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$

1	$h = 0,5 \mu\text{m}$	2	$h = 0,8 \mu\text{m}$	3	$h = 1 \mu\text{m}$
4	$h = 1,2 \mu\text{m}$	5	$h = 1,5 \mu\text{m}$	6	$h = 2 \mu\text{m}$

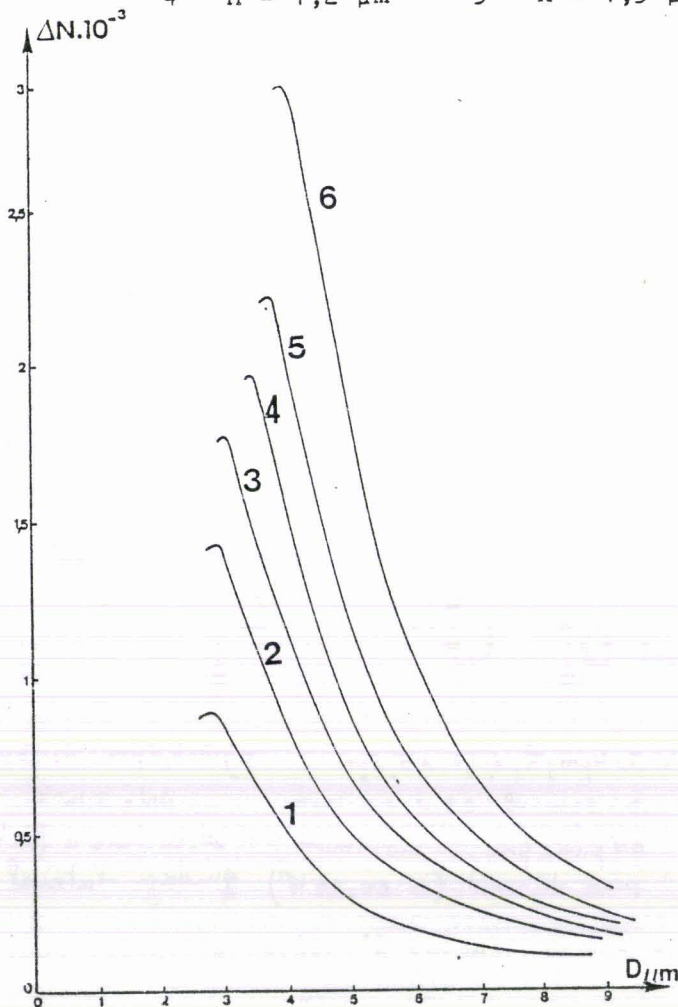


fig. 26 :  $\Delta N = f(D)$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  1 , 2 ... 6 identiques au cas précédent

IV.4.1.b. Courbe de dispersion :

On se propose dans ce paragraphe de déterminer la constante de propagation de l'onde guidée dans la structure de la fig(24). Le problème se ramène à la détermination de la constante de propagation  $\beta$  du mode guidé dans la structure de la fig(28) (voir § IV.3.3.b).

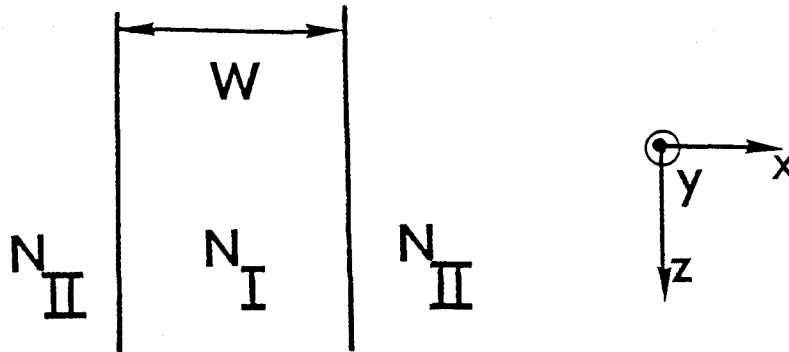


Figure 28 : Guide symétrique équivalent.

C'est un guide symétrique d'épaisseur  $W$  et d'indices  $(N_I, N_{II})$ .  $\beta$  est solution de l'équation transcendente :

$$k_0 N_I W \left( 1 - \left( \frac{\beta}{k_0 N_I} \right)^2 \right)^{1/2} = p\pi + 2 \arctan \left( \frac{N_I}{N_{II}} \right)^2 \frac{[ (\beta/k_0)^2 - N_{II}^2 ]^{1/2}}{N_I [ 1 - (\beta/k_0 N_I)^2 ]^{1/2}} \quad (33)$$

où nous avons utilisé les conditions aux limites de propagation des modes TM.

Nous avons représenté fig(29 et 30) les variations  $\frac{\beta}{k_0} = f(W)$  pour les deux structures  $D = 3 \mu\text{m}$  et  $D = 4 \mu\text{m}$  et pour différentes valeurs de hauteurs  $h$  pour les deux premiers modes de propagation ( $TE_0$  et  $TE_1$ ) et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Nous constatons que la largeur  $W$  de l'arête doit être d'autant plus grande que la hauteur  $h$  est faible pour maintenir une propagation monomode. A titre d'exemple pour un guide d'épaisseur  $D = 4 \mu\text{m}$  et de hauteur d'arête  $h = 1,5 \mu\text{m}$  on obtient  $W_{C1} \approx 5,45 \mu\text{m}$  alors que  $W_{C1} \approx 8,3 \mu\text{m}$  pour  $h = 0,8 \mu\text{m}$  ( $W_{C1}$  = épaisseur de coupure du mode  $TE_1$ ). Pour un guide d'épaisseur  $D = 3 \mu\text{m}$  le contraste des indices effectifs des régions I et II est plus important à hauteur d'arête identique ; la largeur de l'arête doit donc être plus faible pour

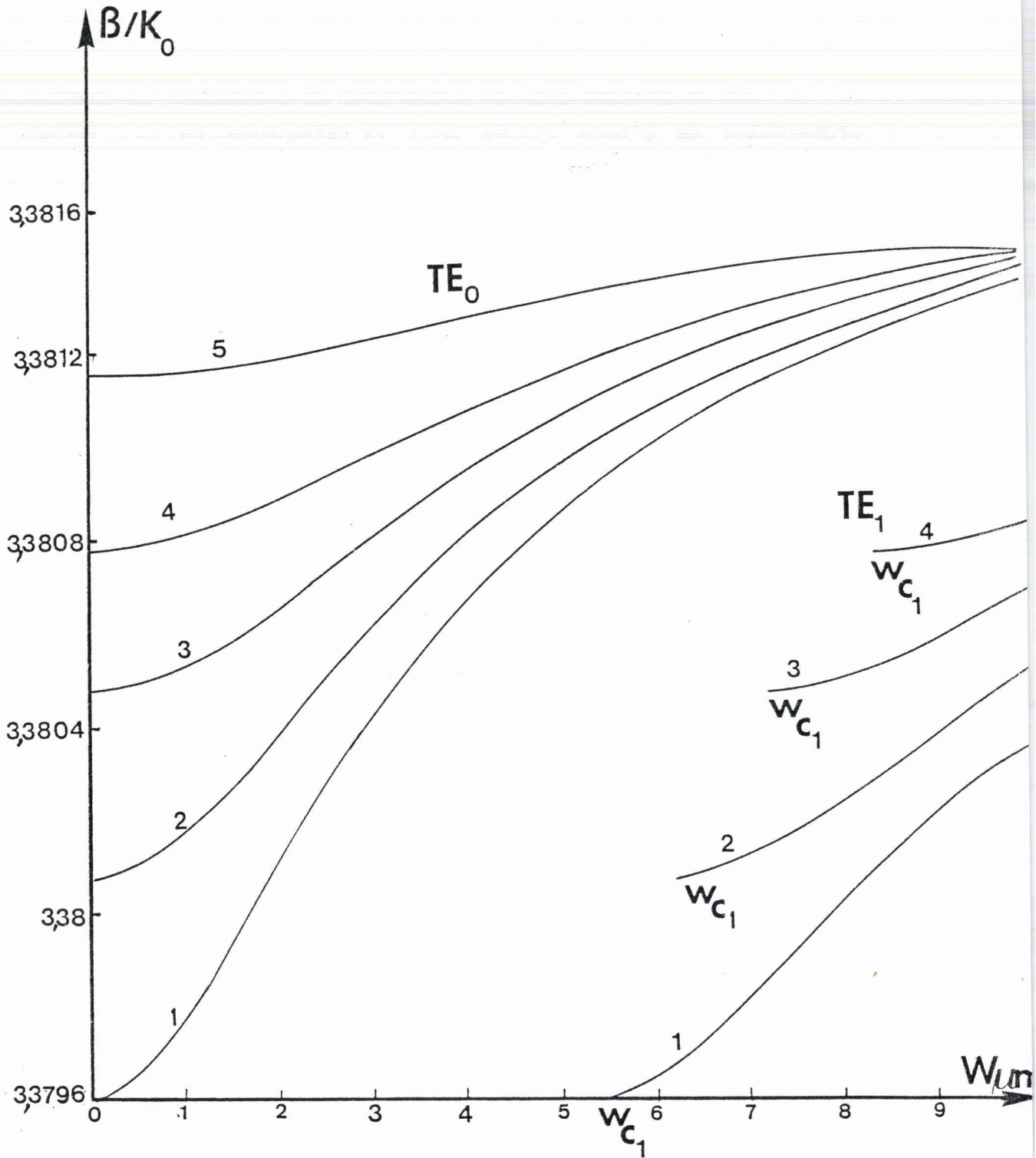


fig. 29 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$ .  $D = 4 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

1:  $h = 1,5 \mu\text{m}$     2:  $h = 1,2 \mu\text{m}$     3:  $h = 1 \mu\text{m}$     4:  $h = 0,8 \mu\text{m}$

5:  $h = 0,5 \mu\text{m}$     ( $W_{C1}$  = épaisseur de coupure du mode  $TE_1$ ).



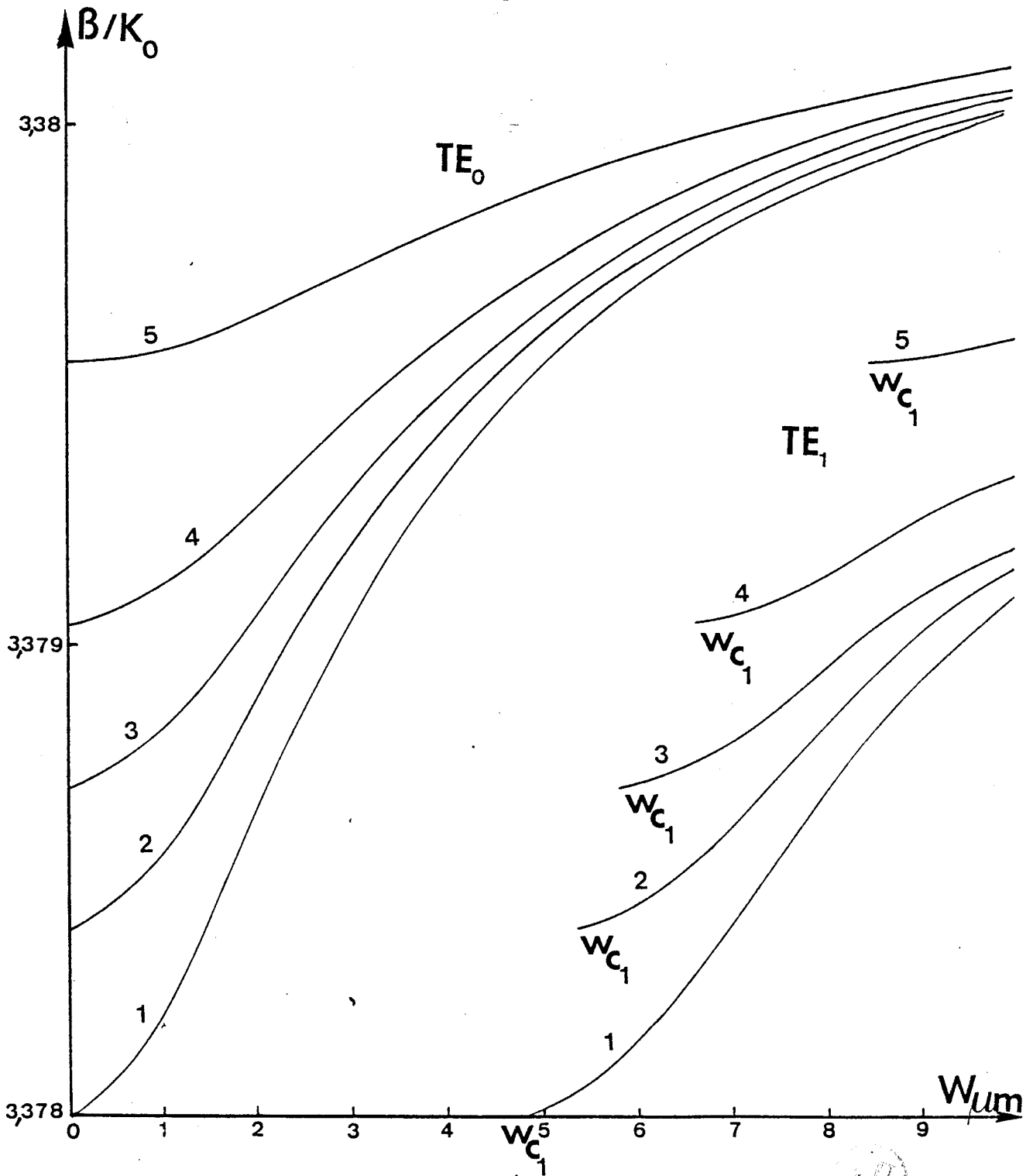
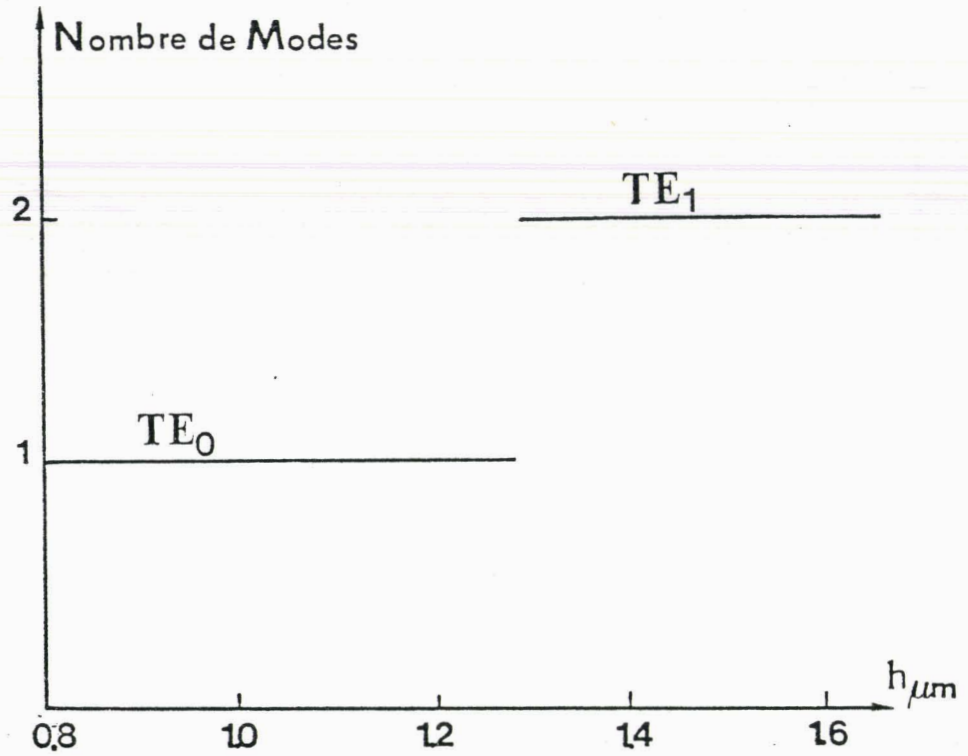


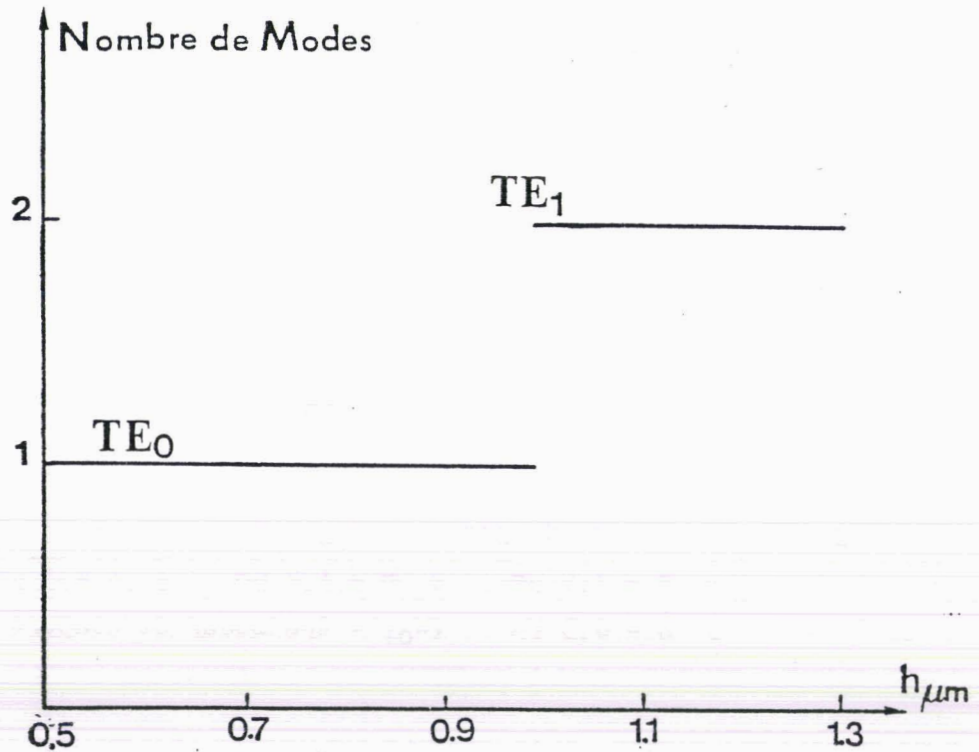
fig. 30 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$ .  $D = 3 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

1  $h = 1,5 \mu\text{m}$     2  $h = 1,2 \mu\text{m}$     3  $h = 1 \mu\text{m}$     4  $h = 0,8 \mu\text{m}$   
 5  $h = 0,5 \mu\text{m}$     ( $W_{c1}$  = épaisseur de coupure du mode  $TE_1$ ).





31(a) : nombre de modes guidés en fonction de la hauteur de l'arête  $h$ .  $D = 4 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$



31(b) : nombre de modes guidés en fonction de la hauteur de l'arête  $h$ .  $D = 3 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .



que le guide soit monomode. Ainsi pour  $h = 1,5 \mu\text{m}$  on obtient  $W_{C1} = 4,90 \mu\text{m}$  et pour  $h = 0,8 \mu\text{m}$  on obtient  $W_{C1} = 6,6 \mu\text{m}$ . De manière plus quantitative le nombre de modes susceptibles de se propager dans la structure équivalente est donné par :

$$P = 1 + \frac{2W}{\lambda_0} (2N_I \Delta N)^{1/2} \quad (34)$$

obtenu à partir de l'équation (7) appliquée au guide symétrique dans l'approximation de faible guidage. Une propagation monomode impose donc :

$$W (\mu\text{m}) < \lambda_0 / 2 (2N_I \Delta N)^{1/2} \quad (35)$$

Pour une largeur d'arête et une épaisseur de guide données, le nombre de modes guidés latéralement augmente lorsque la hauteur d'arête augmente, conformément aux résultats de la fig(31) qui représente le nombre de modes guidés en fonction de la hauteur de l'arête. Examinons maintenant l'influence de la longueur d'onde sur le caractère monomode de ces structures. Nous avons représenté fig(32 et 33) les variations  $\beta/k_0 = f(W)$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  et pour les mêmes caractéristiques géométriques de guide. Le mode  $TE_1$  apparaît pour des largeurs d'arêtes plus importantes. Ainsi un guide de paramètres  $D = 4 \mu\text{m}$ ,  $h = 1,2 \mu\text{m}$  et  $W = 6,5 \mu\text{m}$  est à la limite du bimode pour  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  alors qu'il est nettement bimode pour  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  (et trimode  $TE_0, TE_1, TE_2$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ ). Technologiquement ce résultat est important ; en effet il est plus facile de réaliser une arête large qu'une arête étroite sur un guide de quelques millimètres de longueur. Il sera donc plus aisé de fabriquer un guide monomode pour la longueur d'onde  $1,15 \mu\text{m}$  que pour des longueurs d'ondes plus grandes.

#### IV.4.1.c. Profils des modes guidés :

Pour un guide symétrique, en prenant l'origine en  $z = 0$  au milieu de la couche guidante, l'expression analytique des composantes du champ électrique pour le mode TE est donnée par :

$$(36) \quad \begin{cases} E_y = A_e \cos(k_0 p_1 x) & |x| < W/2 \\ E_y = A_e \cos(k_0 p_1 \frac{W}{2}) \exp(-k_0 q_0 (|x| - \frac{W}{2})) & |x| > W/2 \end{cases}$$

$$\text{avec } p_1 = (N_I^2 - (\beta/k_0)^2)^{1/2} \quad \text{et } q_0 = ((\beta/k_0)^2 - N_{II}^2)^{1/2}$$

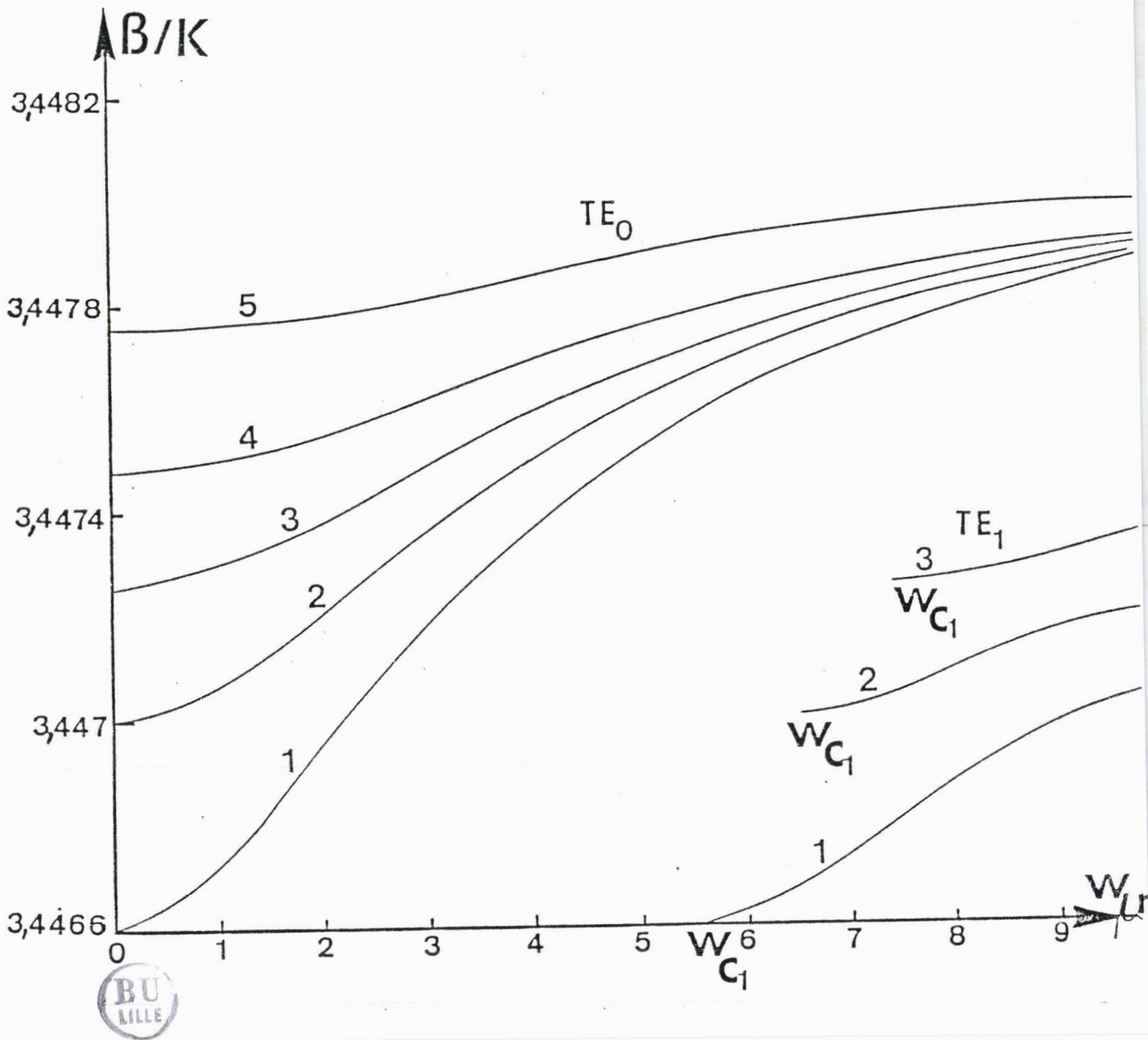


fig. 32 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$ .  $D = 4 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$

- |   |                       |   |                       |   |                     |
|---|-----------------------|---|-----------------------|---|---------------------|
| 1 | $h = 1,5 \mu\text{m}$ | 2 | $h = 1,2 \mu\text{m}$ | 3 | $h = 1 \mu\text{m}$ |
| 4 | $h = 0,8 \mu\text{m}$ | 5 | $h = 0,5 \mu\text{m}$ |   |                     |

Ces résultats doivent être pris avec précautions étant donnée la précision de la méthode des indices effectifs.

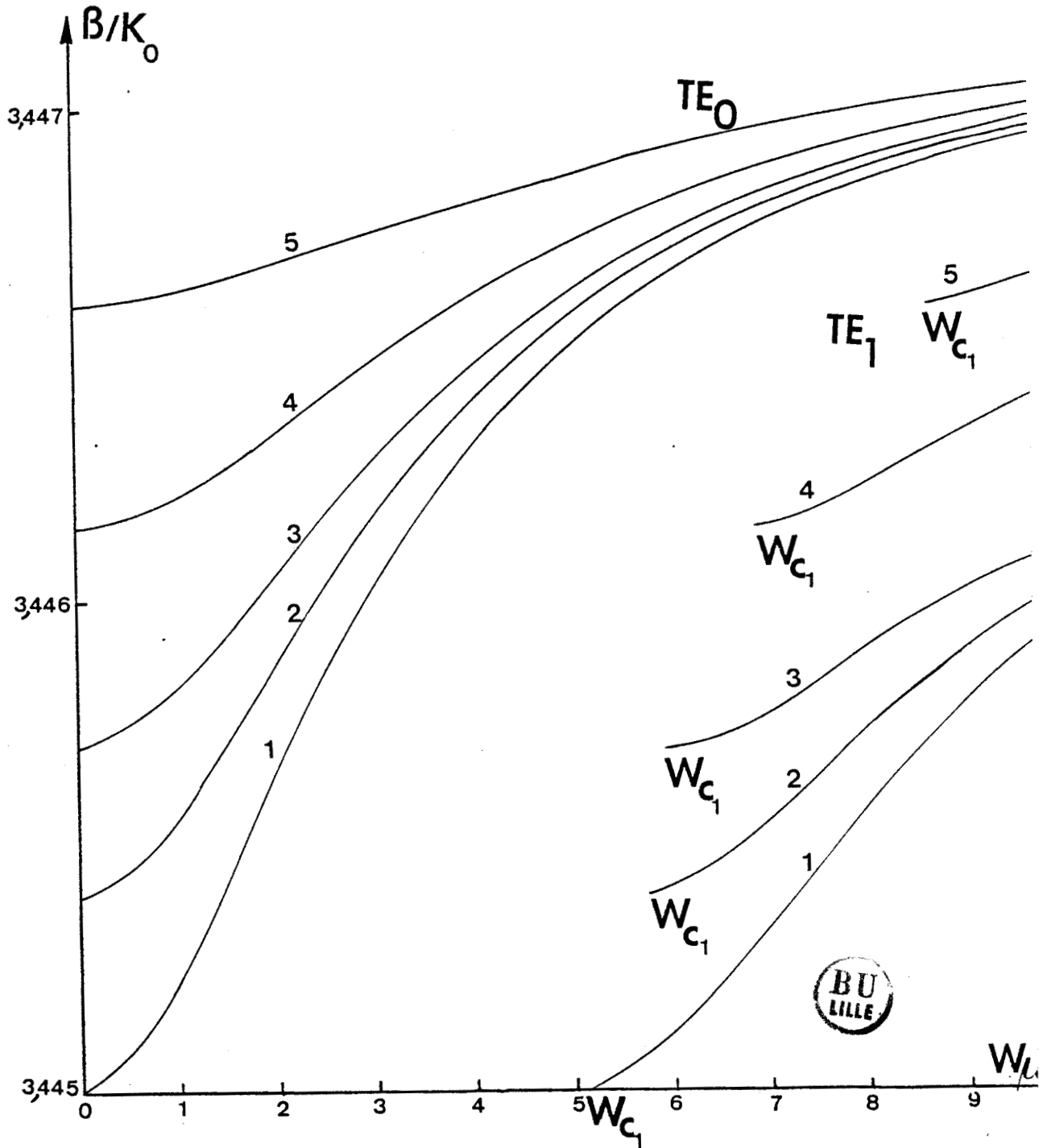


fig. 33 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$ .  $D = 3 \mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$

- |   |                       |   |                         |   |                     |
|---|-----------------------|---|-------------------------|---|---------------------|
| 1 | $h = 1,5 \mu\text{m}$ | 2 | $h = 1,2 \mu\text{m}$   | 3 | $h = 1 \mu\text{m}$ |
| 4 | $h = 0,8 \mu\text{m}$ | 5 | $h = 0,5 \mu\text{m}$ . |   |                     |

Les fig(34a et 34b) représentent les profils du mode  $TE_0$  suivant la direction  $x$ , pour des épaisseurs de guide  $D$  de 3 et 4  $\mu\text{m}$ , pour une largeur d'arête  $W = 5 \mu\text{m}$  et de hauteur  $h$  de 0,5 ; 0,8 ; 1 ; 1,2 et 1,5  $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde est  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . On constate que pour des faibles hauteurs d'arêtes, le champ s'étale fortement dans les milieux situés de part et d'autre de l'arête quelle que soit l'épaisseur du guide. Cet étalement du mode est d'autant plus réduit que la hauteur  $h$  augmente. Néanmoins il reste relativement important ; dans le cas le plus favorable ( $D = 3 \mu\text{m}$ ,  $h = 1,5 \mu\text{m}$  et  $W_{C1} = 4,75 \mu\text{m}$ ) la profondeur de pénétration de l'onde évanescente dans le milieu II est de l'ordre de 2  $\mu\text{m}$ . Nous avons représenté fig(35) le profil latéral et transverse du mode  $TE_0$  pour un guide en arête dont les paramètres géométriques sont précisés sur la figure. L'étendue du mode dans la direction parallèle au substrat est supérieure à l'étendue du mode dans la direction perpendiculaire au substrat : le mode fondamental est fortement dissymétrique.

#### IV.4.1.d. Facteur de confinement :

L'expression (14) (SI.4) du facteur de confinement devient pour un guide symétrique [53]

$$\Gamma = \left( 1 + \frac{\cos^2 \left( k_0 p_1 \frac{W}{2} \right)}{k_0 q_0 \left[ \frac{W}{2} + \left( \frac{1}{k_0 p_1} \right) \sin \left( k_0 p_1 \frac{W}{2} \right) \cos \left( k_0 p_1 \frac{W}{2} \right) \right]} \right)^{-1} \quad (37)$$

où  $p_1$  et  $q_0$  ont été définis au paragraphe (IV.4.1.c).

La fig(36) donne l'évolution de  $\Gamma = f(W)$  pour différentes hauteurs d'arêtes et pour une épaisseur de guide  $D$  de 3 et 4  $\mu\text{m}$ . Le confinement est évidemment d'autant meilleur que la hauteur de l'arête est plus importante puisque l'on améliore l'intensité du contraste d'indice effectif. Il faut cependant noter que pour des guides monomodes les confinements latéraux sont médiocres même pour des largeurs  $W$  voisines de l'épaisseur de coupure du mode  $TE_1$  ( $W=W_{C1}$ ). A titre d'exemple, le

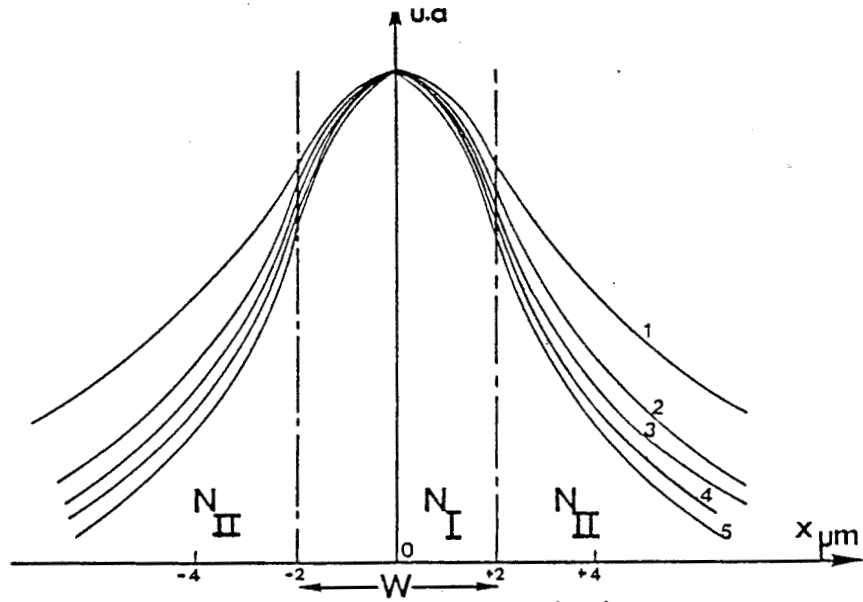


fig. 34 : 34(a) : profil du mode  $TE_0$  - paramètres géométriques du guide

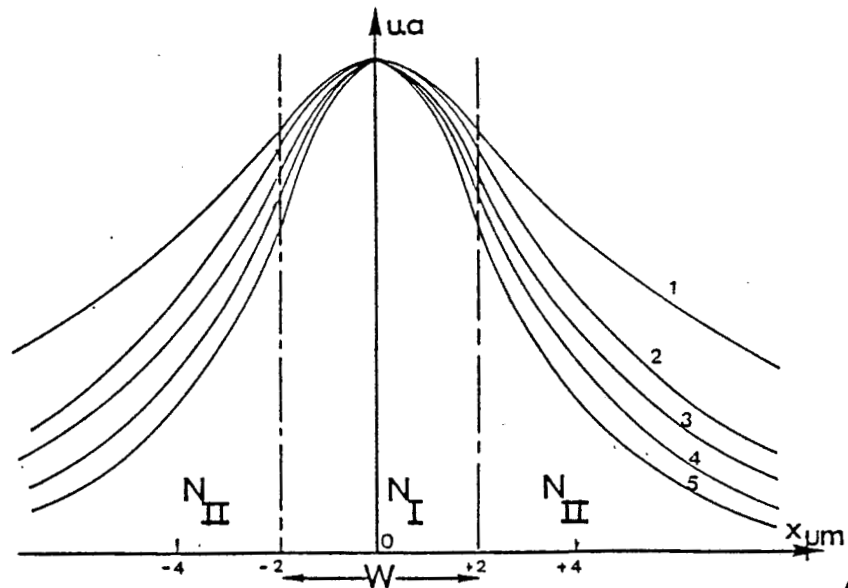
$D = 3 \mu\text{m}$     $W = 4 \mu\text{m}$    1:  $h = 0,5 \mu\text{m}$     $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

2:  $h = 0,8 \mu\text{m}$

3:  $h = 1 \mu\text{m}$

4:  $h = 1,2 \mu\text{m}$

5:  $h = 1,5 \mu\text{m}$



34(b) : profil du mode  $TE_0$  - paramètres géométriques  
identiques fig. 34(a)    $D = 4 \mu\text{m}$

$\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .



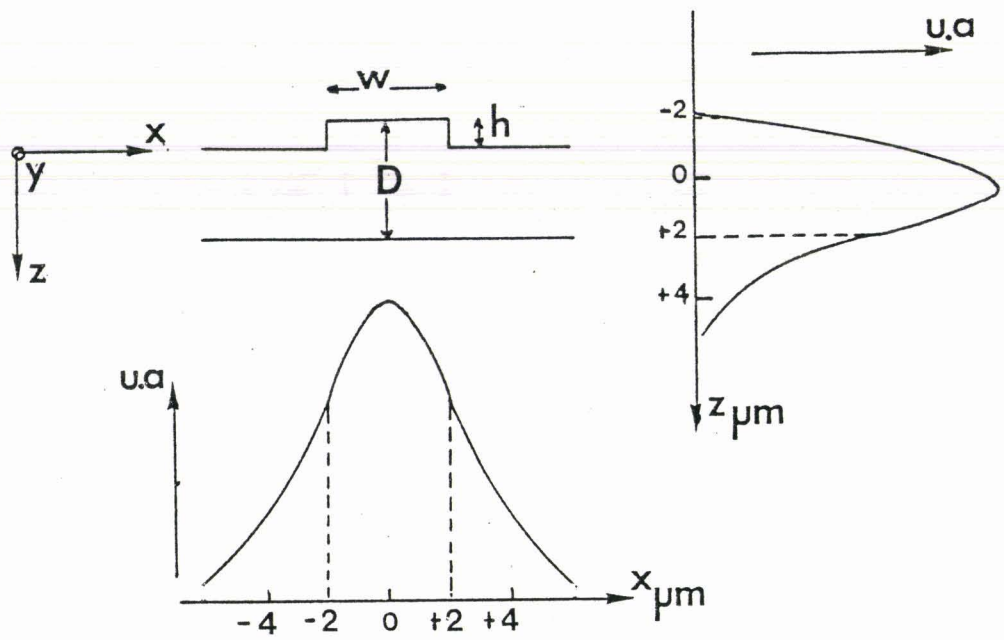


fig. 35 : profil du mode  $TE_0$  suivant  $x$  et  $z$ .  $D = 4 \mu\text{m}$   $W = 4 \mu\text{m}$   
 $h = 1,2 \mu\text{m}$   $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

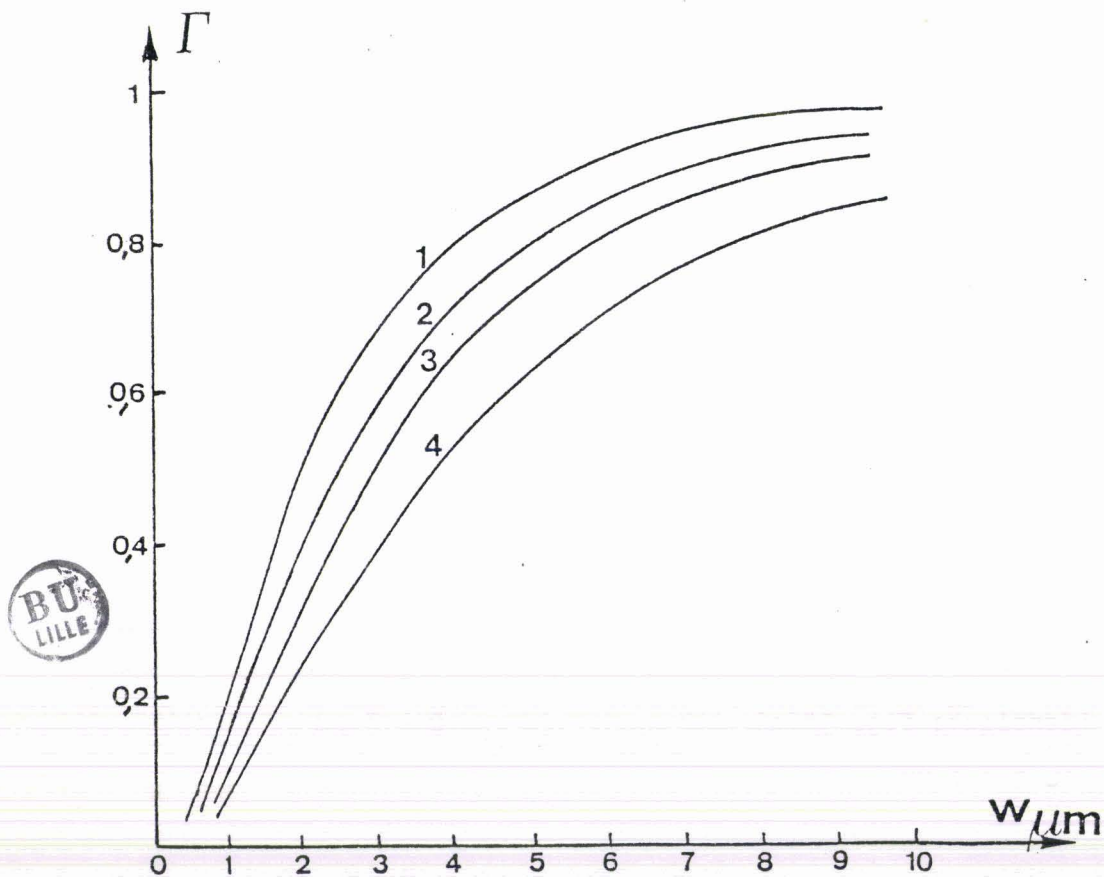


fig. 36 : facteur de confinement  $\Gamma = f(w)$   $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$   
 1 :  $D = 3 \mu\text{m}$   $h = 1,5 \mu\text{m}$  3 :  $D = 3 \mu\text{m}$   $h = 0,8 \mu\text{m}$   
 2 :  $D = 4 \mu\text{m}$   $h = 1,5 \mu\text{m}$  4 :  $D = 4 \mu\text{m}$   $h = 0,8 \mu\text{m}$ .

confinement de l'intensité lumineuse dans le milieu d'indice  $N_I$  est de l'ordre de 83 % pour un guide de paramètres  $D = 4 \mu\text{m}$ ,  $h = 1,5 \mu\text{m}$  et  $W_{01} = 5,65 \mu\text{m}$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ . D'une manière générale, les faibles variations d'indices effectifs mises en jeu dans ces structures ne permettent pas l'obtention d'un bon confinement latéral de l'onde guidée.

#### IV.4.1.e. Pertes en transmission :

On retrouve les mêmes mécanismes de pertes mis en évidence lors de l'étude du guide plan. Dans le cas du guide en arête, les pertes par dispersion engendrées par les parois de l'arête sont à l'origine d'une forte atténuation de l'onde guidée. Compte tenu de la rugosité importante obtenue à l'issue des attaques nécessaires pour réaliser ces arêtes, les fluctuations de largeur de l'arête peuvent atteindre 1000 à 2000 Å ; dans ces conditions, les pertes mises en jeu peuvent devenir importantes. Elles peuvent même atteindre des valeurs comparables à celles relatives aux électrons libres du substrat [54]. A ces pertes s'ajoutent celles associées à une courbure éventuelle du guide (fig (37)). Pour un guide parfaitement rectiligne les modes guidés sont orthogonaux entre eux et le couplage entre les différents modes guidés ou rayonnés est nul. La courbure d'un guide entraîne, comme pour les irrégularités de surface, un couplage entre les modes et par là même, des pertes par rayonnement. Les pertes associées aux courbures des guides ont suscité de nombreux travaux [55, 56, 57] essentiellement fondés sur des méthodes perturbacionnelles. Dans l'hypothèse d'un faible guidage et en considérant le mode guidé faiblement perturbé ( $\alpha_c R \ll 1$ ), le coefficient d'atténuation est donné par [55]

$$\alpha_c = C_1 \exp(-C_2 R) \quad (38).$$

où  $R$  est le rayon de courbure et  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes qui dépendent uniquement de la géométrie du guide et du profil du mode guidé. Plus précisément elles sont proportionnelles au contraste d'indice effectif  $\Delta N = N_I - N_{II}$  du guide en arête. Les pertes sont

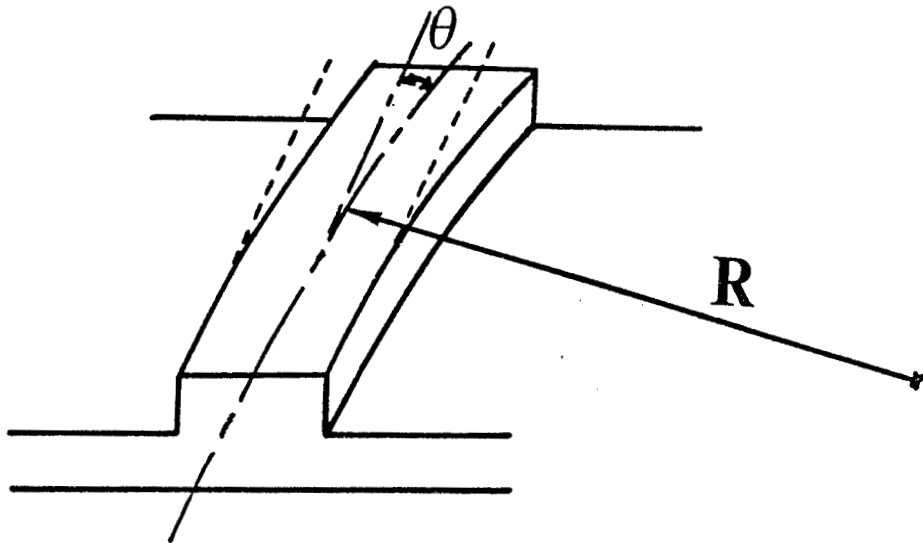


fig. 37 : courbure du guide en arête.

<b>R</b>	100 $\mu\text{m}$	400 $\mu\text{m}$
$\alpha_c$	40 dB	16 dB



tableau X : pertes dues aux courbures de guides en arête AsGa monomodes [58,59]. R représente le rayon de courbure.



d'autant plus faibles que la hauteur de l'arête est élevée. La relation (38) montre une forte dépendance du coefficient d'atténuation avec le rayon de courbure. A ce titre, le tableau (X) donne quelques valeurs d'atténuation mesurées sur des guides en arête AsGa [58,59].

Comme on peut le constater, pour les faibles rayons de courbure les pertes sont prohibitives, elles ne deviennent négligeables que lorsque ceux-ci atteignent des valeurs voisines du centimètre [61]. Le mauvais confinement latéral obtenu sur ces structures est à l'origine de ces pertes importantes. Il faut remarquer que les guides courbes sont des composants indispensables lors du changement de direction de propagation d'un faisceau ou si l'on veut accroître la densité d'intégration de composants dans un circuit optique. La réalisation de composants à faible rayon de courbe sur AsGa s'avère donc délicate. Des guides sur hétérostructures du type GaALAs/GaAs, caractérisés par un meilleur confinement latéral présentent de faibles pertes par rayonnement pour des faibles rayons de courbure [60]. Par exemple des pertes de 6 dB ont été obtenues expérimentalement pour une courbure de  $90^\circ$  sur un rayon R de  $300 \mu\text{m}$  [59] et a permis une intégration monolithique compacte du laser, du guide et du photodétecteur [61].

#### IV.4.2. Guide chargé par un ruban :

Nous ne développons pas dans ce qui suit, une étude complète de ces guides puisqu'ils ne sont à la base d'aucun composant actif réalisé dans le cadre de ce travail. Cependant dans le but de comparer avec les guides en arête, nous nous sommes également intéressés aux pertes en

transmission de ces structures. Les structures étudiées sont présentées fig(38). Les paramètres  $D$  et  $t$  sont respectivement l'épaisseur du guide

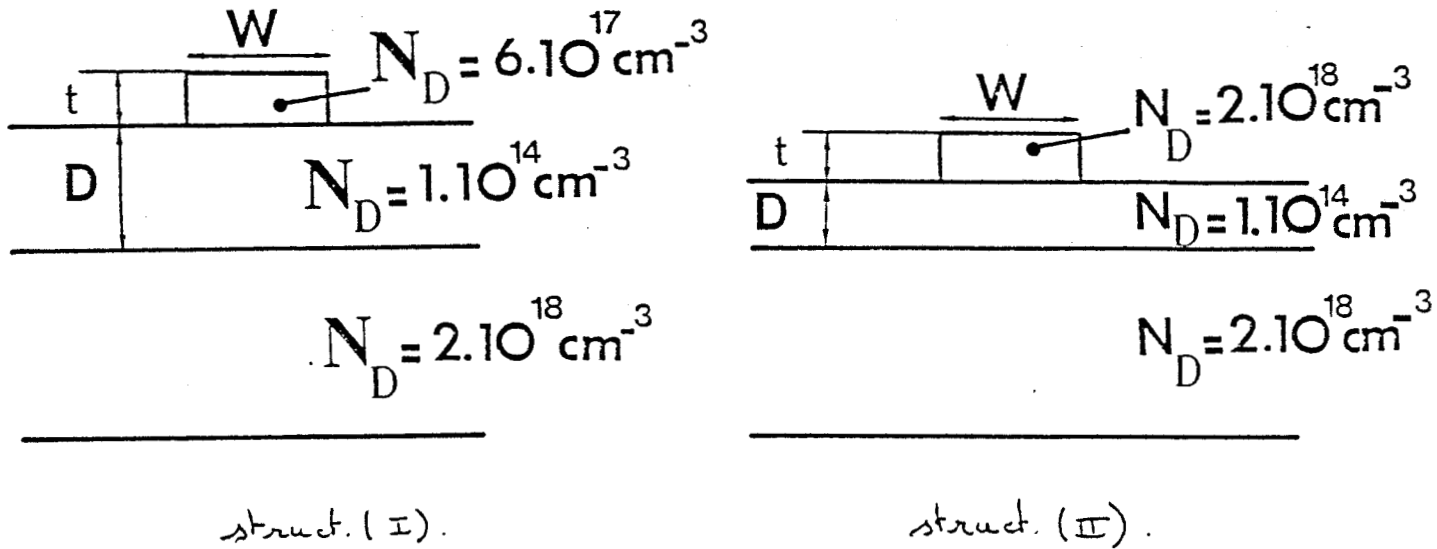


Figure 38 : Epitaxies des guides chargés par un ruban

$t = 2 \mu\text{m}$  ;  $D = 4,7 \mu\text{m}$  (structure I) ;  $D = 2,4 \mu\text{m}$  (structure II).

et du supersubstrat ; ils correspondent aux épaisseurs des couches épitaxiées (fig38). Le problème consiste à déterminer la largeur  $W$  du ruban assurant la propagation du mode d'ordre le plus bas ( $TE_0$ ) dans chacune de ces structures.

#### IV.4.2.a. Intensité du contraste de l'indice effectif :

Nous avons représenté fig(39) et fig(40) les variations du contraste de l'indice effectif  $\Delta N = f(D)$  pour différentes hauteurs de supersubstrat  $t$ , pour le mode  $TE_0$  et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Ces résultats sont obtenus à partir des diagrammes de dispersion des guides quatre couches du paragraphe (III.4). Appliqués aux structures de la fig(38) nous en déduisons les contrastes d'indices effectifs mis en jeu dans ces dernières. Il est de  $\Delta N = 7,25 \cdot 10^{-4}$  et  $\Delta N = 1,6 \cdot 10^{-3}$  respectivement pour la structure I et II. Bien que le dopage du supersubstrat soit plus élevé pour la structure II, la faible épaisseur de sa couche guidante (profonde) lui confère un meilleur contraste d'indice latéral. Notons cependant que les variations d'indice effectif mises en jeu sont plus faibles que celle obtenues avec des structures de guide en arête.

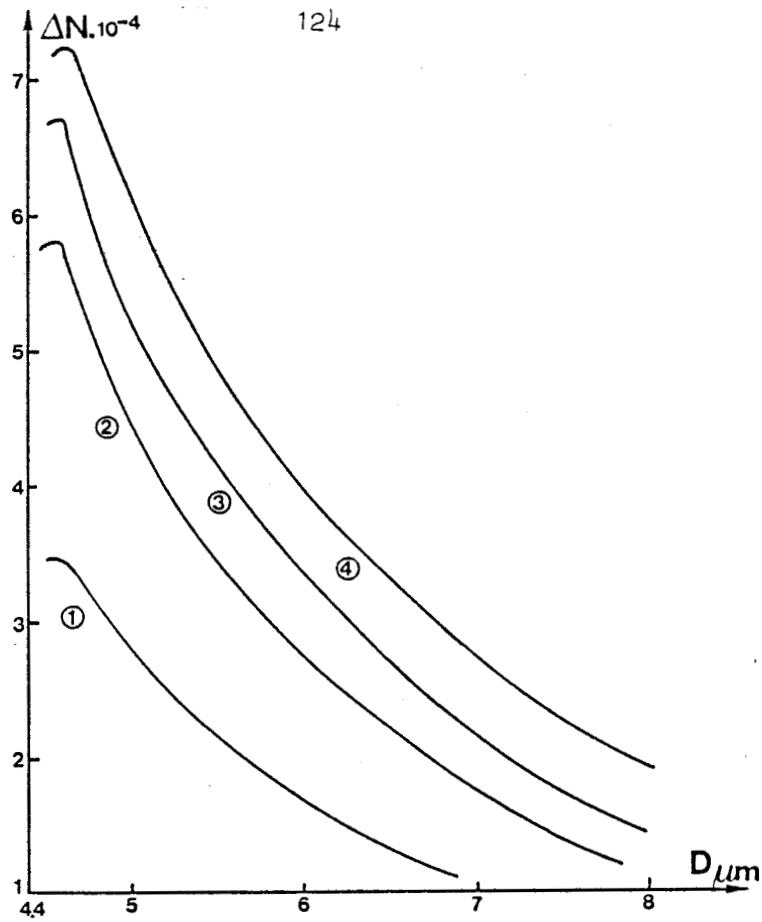
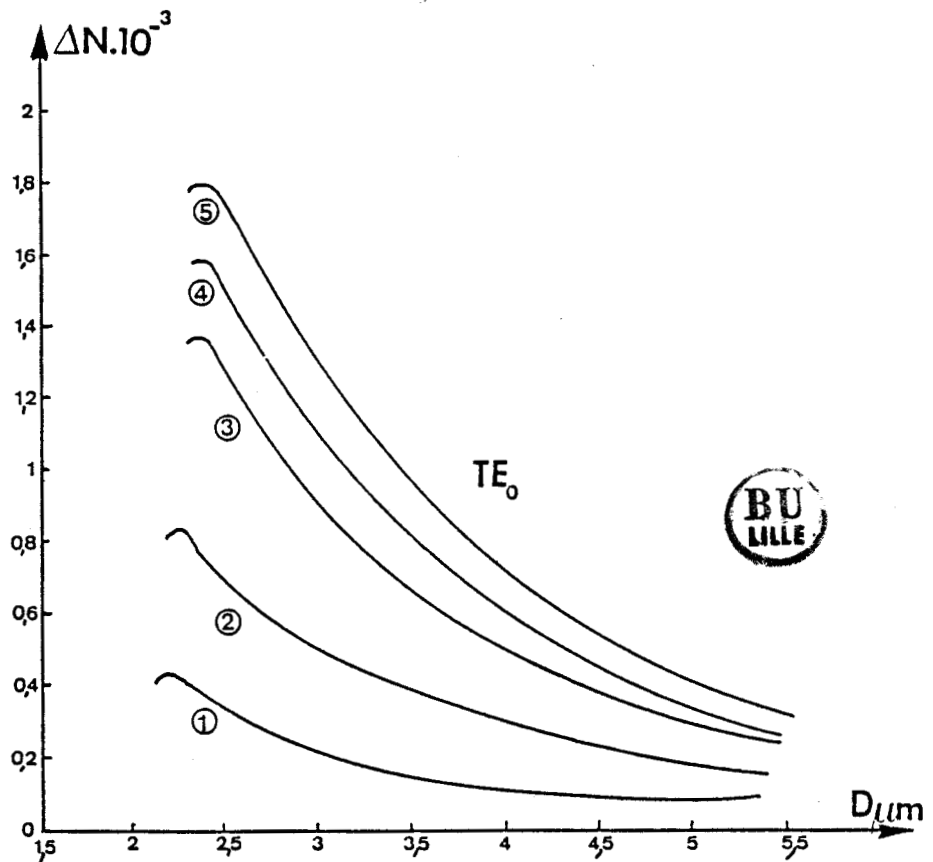


fig. 39 : intensité du contraste d'indice effectif  $\Delta N = f(D)$  pour la structure I et pour différentes hauteurs de supersubstrat  $t$ .  
 $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  1:  $t = 0,5 \mu\text{m}$  3:  $t = 1,5 \mu\text{m}$  2:  $t = 1 \mu\text{m}$  4:  $t = 2 \mu\text{m}$



1:  $t = 0,2 \mu\text{m}$  4:  $t = 1,5 \mu\text{m}$   
 2:  $t = 0,5 \mu\text{m}$  5:  $t = 2 \mu\text{m}$   
 3:  $t = 1 \mu\text{m}$

fig. 40 :  $\Delta N = f(D)$

#### IV.4.2.b. Courbe de dispersion :

Les courbes de dispersion  $(\beta/k_0) = f(W)$  pour le mode  $TE_0$  sont obtenues, comme dans le paragraphe (IV.4.1.b) à partir de l'équation transcendente (39) et sont présentées fig(41) pour la structure I et fig(42) pour la structure II. Le mode  $TE_1$  apparaît pour une largeur de ruban  $W > 10 \mu\text{m}$  pour la structure I et  $W > 5,85 \mu\text{m}$  pour la structure II. Nous résumons ces résultats fig(43) où nous avons représenté le nombre de modes susceptibles de se propager dans les structures équivalentes (guide symétrique de la fig(28)) en fonction de la largeur du ruban.

#### IV.4.2.c. Pertes en transmission :

Comme il a été dit précédemment, l'avantage de ces structures réside dans la disparition des pertes par rayonnement associées à l'état de surface du guide puisque la présence du ruban confine la lumière dans la couche profonde. Dans la partie expérimentale présentée au chapitre IV, nous vérifierons cette prévision. Les pertes liées aux courbures du guide en ruban doivent être comparables (sinon supérieures) à celles du guide en arête puisque les contrastes d'indices effectifs sont extrêmement faibles.

Dans ce chapitre nous avons, à partir des équations des modes du guide plan (composé) et de la méthode approchée des indices effectifs, mis en évidence l'importance des dopages et des paramètres géométriques sur le caractère monomode et sur les pertes en transmission de guides réalisés sur Arséniure de Gallium. Les moyens technologiques qui sont actuellement possibles au laboratoire nous conduisent à adopter les géométries optimales, résumées dans le tableau (XI), pour réaliser nos guides optiques.

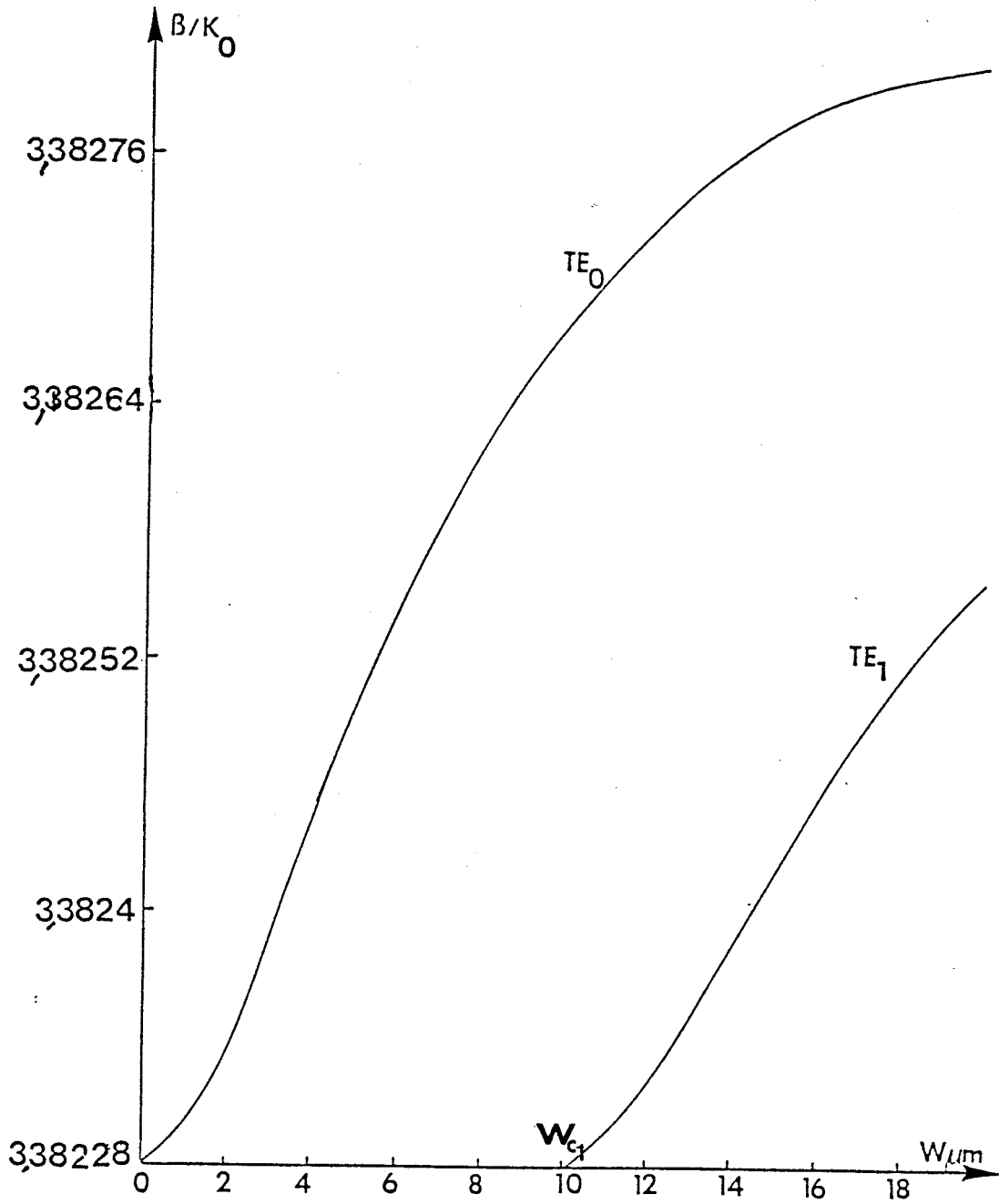


fig. 41 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$  structure I.  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .  
 ( $W_{c1}$  = épaisseur de coupure du mode  $TE_1$ ).



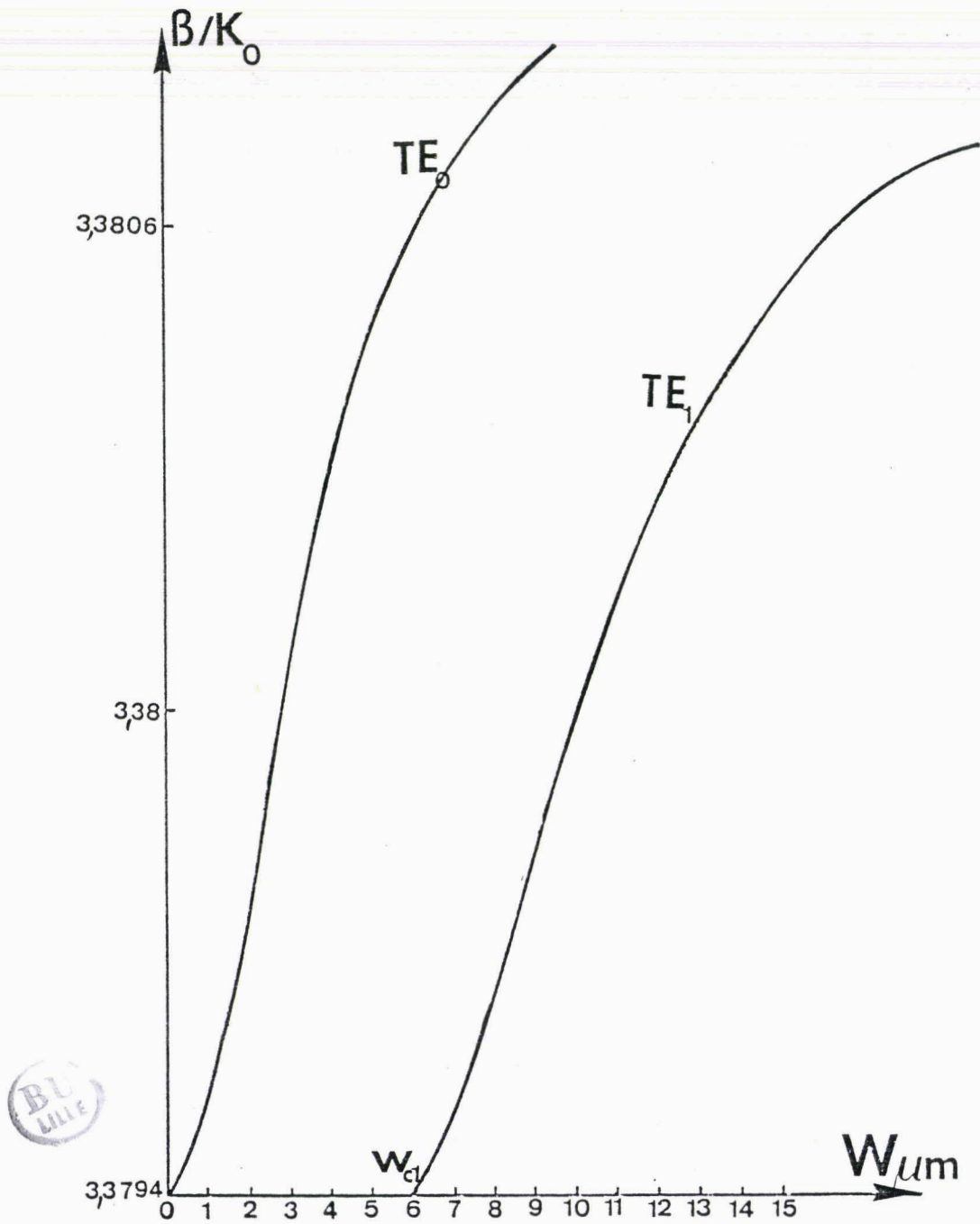


fig. 42 : courbe de dispersion  $\beta/k_0 = f(W)$  structure II.  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .  
 ( $W_{c1}$  = épaisseur de coupure du mode  $TE_1$ ).

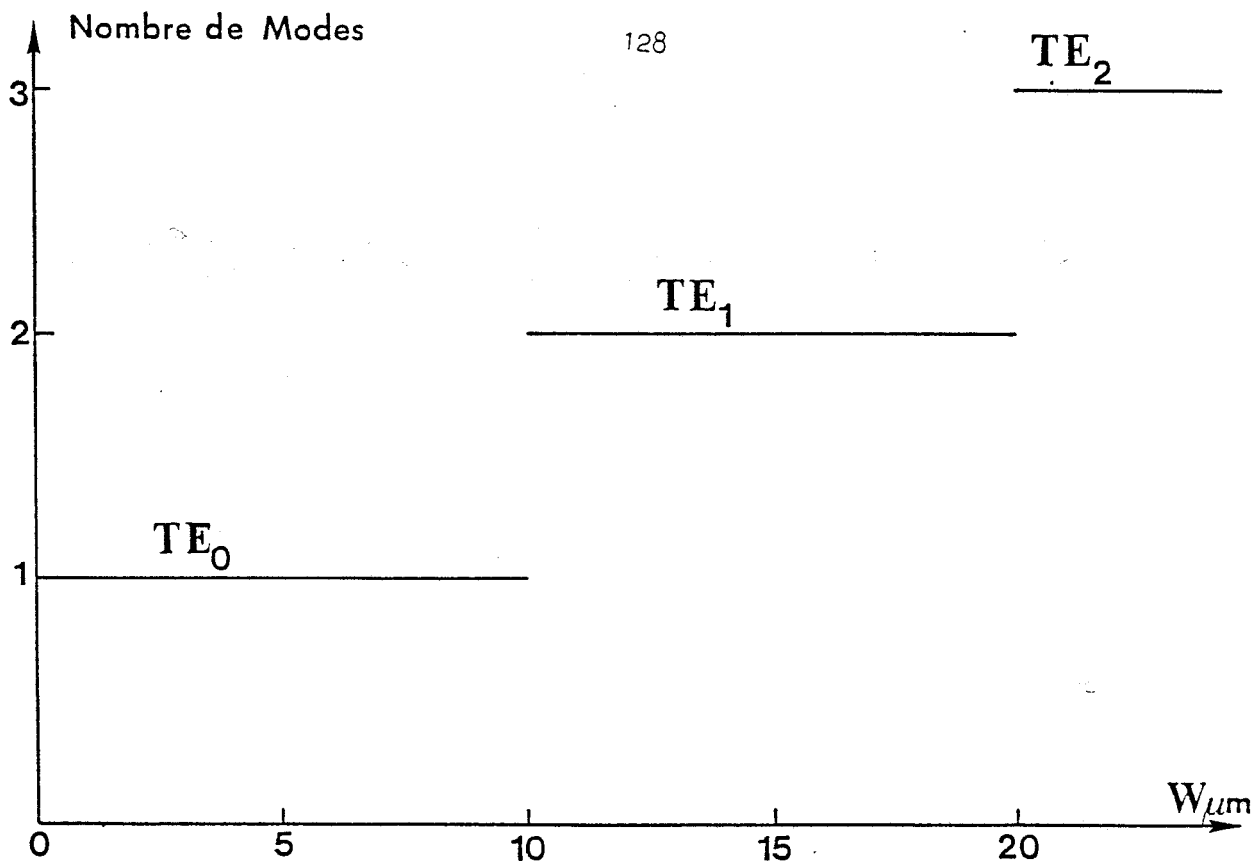
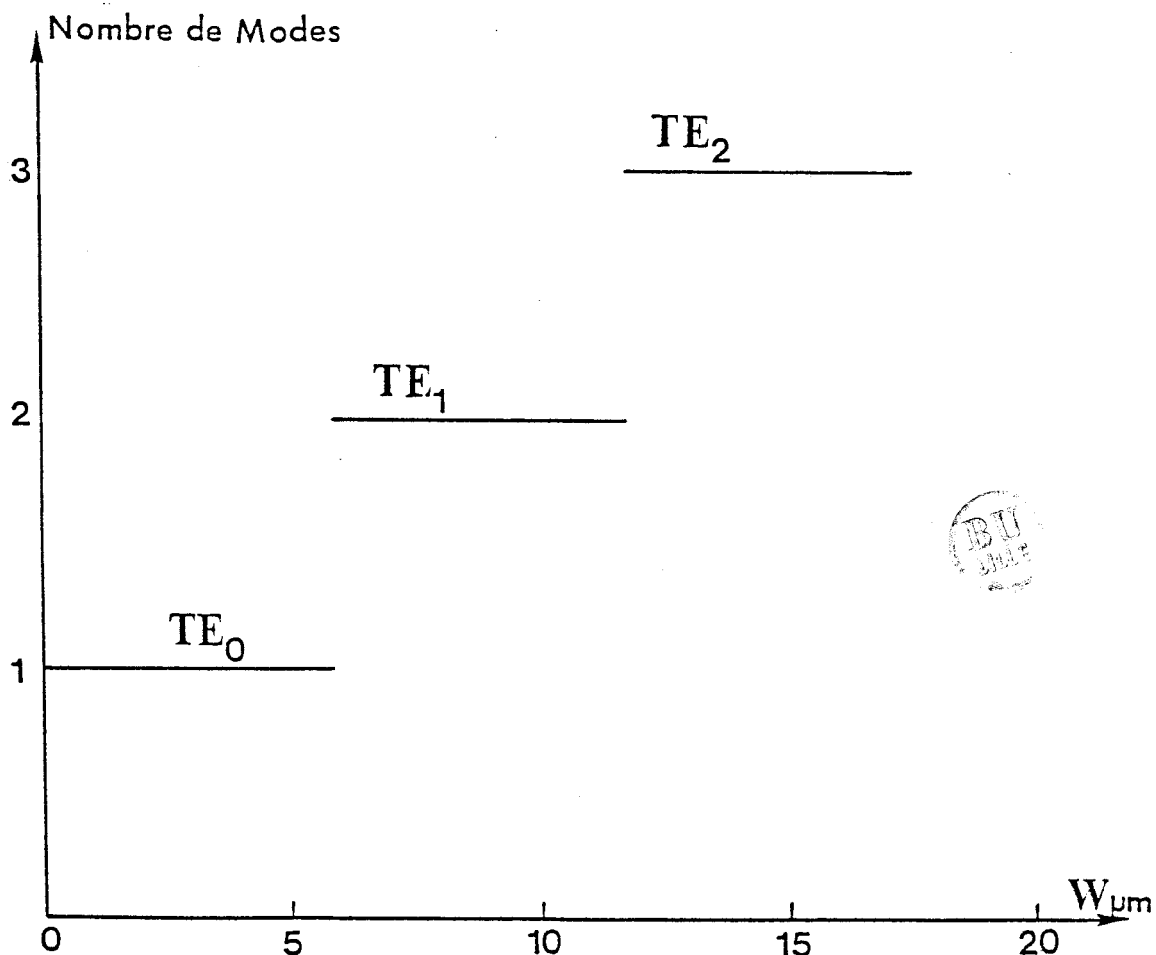


fig. 43 : 43(a) : nombre de modes guidés en fonction de la largeur W du ruban.  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  structure I.



43(b) : nombre de modes guidés en fonction de la largeur W du ruban.  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  structure II.

Dopage Couche guidante	Dopage Substrat	épaisseur(D) couche guidante	h( $\mu\text{m}$ )	W( $\mu\text{m}$ )
1-2.10 <sup>14</sup> /cm <sup>3</sup>	2-3.10 <sup>18</sup> /cm <sup>3</sup>	3 $\mu\text{m}$	1;1,1	5-6 ( $\lambda_0=1,3\mu\text{m}$ )
			1,1;1,2	5-6 ( $\lambda_0=1,15\mu$ )
		4 $\mu\text{m}$	1,2;1,3	5-6 ( $\lambda_0=1,3\mu\text{m}$ )
			1,3;1,4	5-6 ( $\lambda_0=1,15\mu$ )

tableau (XI)

Il est possible par l'influence d'un élément extérieur de perturber les propriétés de propagation des structures précédemment définies. Nous abordons dans le chapitre suivant le comportement de ces nouvelles structures.



## BIBLIOGRAPHIE - Chapitre II

- [1] H. Kogelnik, V. Ramaswamy. Appl. Opt. 13 p 1857 (1974)
- [2] R.G. Hunsperger. 1982 chap III p. 35 springer Verlag. integrated optics : Theory and technologie
- [3] Integrated optics. III vol 408 p. 38 (1983)
- [4] E. garmine, D. Hall, A. Yariv. Opt. Comm. 1 p. 403 (1970)
- [5] R.G. Hunsperger. Integrated optics : Theory and technologie. chap. V p. 79 1982 Springer Verlag
- [6] H.G. Unger. Planar Optical waveguides and fibres page 26 chap II. Oxford, Clarendon Press N.Y.
- [7] Y. Suematsu, K. Kuruya. Electron. and Comm. Jap. 56 c 62 (1973)
- [8] S. Miyanaga. IEEE QE 14 p 30 (1978)
- [9] D. Marcuse. Bell Syst. Tech. J. 48 p 3187 (1969)  
49 p 273 (1970)  
51 p 429 (1971)
- [10] A. Yariv. IEEE QE 9 p 919 (1973)
- [11] P. Beckman, A. Spizzichino. The scattering of Electromagnetic waves from rough surfaces. Pergamon Press, Macmillon Co, N.Y. 1963 chap 2 & 5
- [12] P.K. Tien. Appl. Opt. vol 10 n° 11 p 2395 (nov 71)
- [13] H.C. Casey, M.B. Panish. Heterostructure lasers part. B. (1978)
- [14] A. Cozannet, J. Fleuret, M. Maître, M. Rousseau. "Optique et Télécommunications : transmission et traitements optiques de l'informatique" Eyrolles 1981
- [15] "Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As : A ternary semiconductor for photodetector applications" T.P. Pearsall. IEEE QE. 16 n° 7 p 709 (1980)
- [16] J.P. Kaminow. A.O 13 p 396 (1974)
- [17] A. Yariv. "introduction to optical Electronics" 2nd ed. Rinchart & Winston (1976)
- [18] T.S. Moss. "Optical properties of Semiconductors" Butterworths, London 1961

- [19] idem 2 - chap V - eq.(5.2.13) p 77
- [20] W.G. Spitzer and J.M. Whilan. Phys. Rev. vol 114 p 59 (1959)
- [21] J.J. Pankove. Optical Processes in semiconductors (Prentice-Hall), Englewood cliffs, NY 1971) p 75
- [22] H. Inove and all. IEEE Transactions on electron devices, vol E D32 p 2662 (1985)
- [23] A. Carencó. in 3<sup>rd</sup> international Symp. on optical and optoelectronic applied sciences and engineering. 11-18 avril - Innsbrück - S.P.I.E. Proceedings 651 1986
- [24] A. Reisinger. Ao 12 p 1015 (1973)
- [25] M.J. Adams. Introduction to optical waveguides p 41 (1981) (eq 2.128)
- [26] A. Carencó. Communication privée
- [27] A. Carencó, L. Ménigaux. APL 40 p 653 (avril 82)
- [28] R.C. Alferness. IEEE QE 17 n° 6 p 946 (1981)
- [29] F.J. Lomberger, C.O. Bozler, R.W. Mc Lelland. APL 38(5) p 313 (1981)
- [30] V. Ramaswamy. Bell Syst. Tech. J 53 p 697 (1974)
- [31] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. Garvin, R. Hunsperger. APL 25 p 327 (74)
- [32] F.A. Blum, D.W. Shaw, W.C. Holton. APL 25 p 116 (74)
- [33] S. Somelsh, E. Garmire, A. Yariv. APL 22 p 46 (73)
- [34] J.C. Campbell, F.A. Blum, D.W. Dhaw. APL 26 p 640 (75)
- [35] M. Ermans, N. Vojdani, J.B. Theeten, J.P. Cabanie. APL 43 p 894 (1983)
- [36] J.E. Goell. AO 12 p 2797 (1973)
- [37] R. Ubrich, R.J. Martin. Appl. Opt. 10 p 2077 (1971)
- [38] T.R. Ranganath, W.T. Tsang, S. Wang. AO. 14 p 1847 (1975)
- [39] B.M.A. Rahman, J.B. Davies. IEE proceedings optoelectronics vol 132 (Part J) p 349 (1985)
- [40] C. Yeh, K. Ha, S.B. Dong, W.P. Brown. AO 18 p 1490 (1979)
- [41] H. Futura, H. Noda, Aihaya. AO vol 13 p 322 (1974)

- [42] R.M. Knox, P.P Toullos. "integrated circuits for the millimeter through optical frequency range" in proc. Symp. Submillimeter waves (1970)
- [43] J.E. Goell. Bell Syst. Tech. J. 48 p 2133 (sept. 1969)
- [44] J. Van Roey, J. Van der Donk, P. Lagasse. JOSA 71 p 803 (1981)
- [45] M. Matsuhara. "Analysis of TEM modes in dielectric waveguides by a variational method". JOSA 63 p 1514 (Dec. 1973)
- [46] E.A.J. Marcatilli. Bell syst. Tech. J. 53 p 645 (1974)
- [47] T.M. Benson, J. Buus. IEE Conf. Publ. 227 1983 p 17
- [48] B.M.A. Rahman, J.B. Davies. J. Lightwave Tech. LT2 (5) p 682 (1984)
- [49] E.A.J. Marcatili. Bell Syst. Tech. J. 48 p 2071 (1969)
- [50] M.J. Robertson, S. Ritchi, P. Dayan. IEE proceedings vol 132 Pt n°6 (Dec. 85) p 336
- [51] M.W. Austin. Journal of lightwave technology vol LT2 n° 5 p 688 (1984)
- [52] T.M. Benson, J. Buus. p 17 2<sup>nd</sup> european Conf. on integrated optics (oct. 1983)
- [53] H.C. Casey, M.P. Panish. Heterostructure lasers, part A p 52 eq (2.5.8) (1978)
- [54] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H.L. Garvin, R.G. Hunsperger. AO 13 p 327 (1974)
- [55] E.A.J. Marcatili. Bell Syst. Techn. J. 48 p 2103 (sept. 1969)
- [56] S.E. Miller. Bell Syst. Tech. J. 43 p 1727 (1964)
- [57] D. Marcuse. Bell Syst. Tech. J; 50 p 2551 (1969)
- [58] M.W. Austin. IEEE QE 18 n° 4 p 795 (avril 1982)
- [59] M.W. Austin, P.G. Flavin. EZ Journal lightwave techno. vol LT1 p 236 (march 1983)
- [60] M.W. Austin. Proceeding of first European Conf. on integrated optics (Sept. 1981 Londres)
- [61] Y. Yuan, L. Perillo, J.L. Merz. Journal of lightwave techno. LT1 n° 4 p 631 (Dec. 1983).



# Chapitre III

## INTRODUCTION :

Dans ce chapitre, nous présentons différentes structures qui permettent la séparation de faisceaux lumineux utilisés en optique intégrée. Nous présentons les critères qui nous ont permis de choisir le séparateur que nous utilisons dans la réalisation d'un modulateur électrooptique sur AsGa. Nous décrivons ensuite ce modulateur : interféromètre de Mach-Zehnder et évaluons ces performances potentielles, après un bref rappel de l'effet électrooptique.

### I - ETUDE DE SEPARATEUR D'INTENSITE EN OPTIQUE INTEGREE

L'élaboration de circuits optiques intégrés nécessite la maîtrise de composants passifs autres que les guides eux-mêmes. Parmi ces composants passifs, nous pouvons distinguer :

- les composants servant à changer ou à aiguiller la direction du faisceau guidé (ex : guides Courbes)

- les composants servant à séparer le faisceau guidé en plusieurs directions.

Dans ce qui suit, nous nous intéressons plus particulièrement aux composants qui permettent de séparer le faisceau guidé dans deux directions privilégiées ou inversement servant à recombinaison de deux faisceaux en un seul. Si, après séparation, les deux faisceaux sont de même intensité, le dispositif est alors l'équivalent du coupleur 3 dB utilisé en hyperfréquences ou de la lame séparatrice en optique classique. En optique intégrée, une telle fonction est surtout réalisée à partir de deux dispositifs :



- trois guides couplés

- la jonction Y

On se propose d'étudier le principe de fonctionnement de chacune de ces structures, d'en évaluer leurs caractéristiques de propagation et de mettre ainsi en évidence leurs performances respectives.

### I.1. Séparateur d'intensité par couplage :

#### I.1.a. Présentation et étude du couplage

La fig (1) donne une représentation du dispositif. Il est constitué de trois guides en arête, séparés d'une distance  $s$ . Les paramètres opto-géométriques ( $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $D_1$ ,  $W$ ,  $h$ ) de chaque guide pris individuellement leur confèrent une propagation monomode. Une analyse exacte du couplage, par recouvrement des ondes évanescentes entre les trois guides, est complexe [1,2]. Cependant une solution analytique approchée peut être obtenue par la méthode des indices effectifs ainsi que l'a montré DONNELLY [3]. Le coupleur est divisé en deux régions notées I et II sur la fig (1) ; chaque région s'étend indéfiniment dans la direction  $x$  ( $W > h$ ).

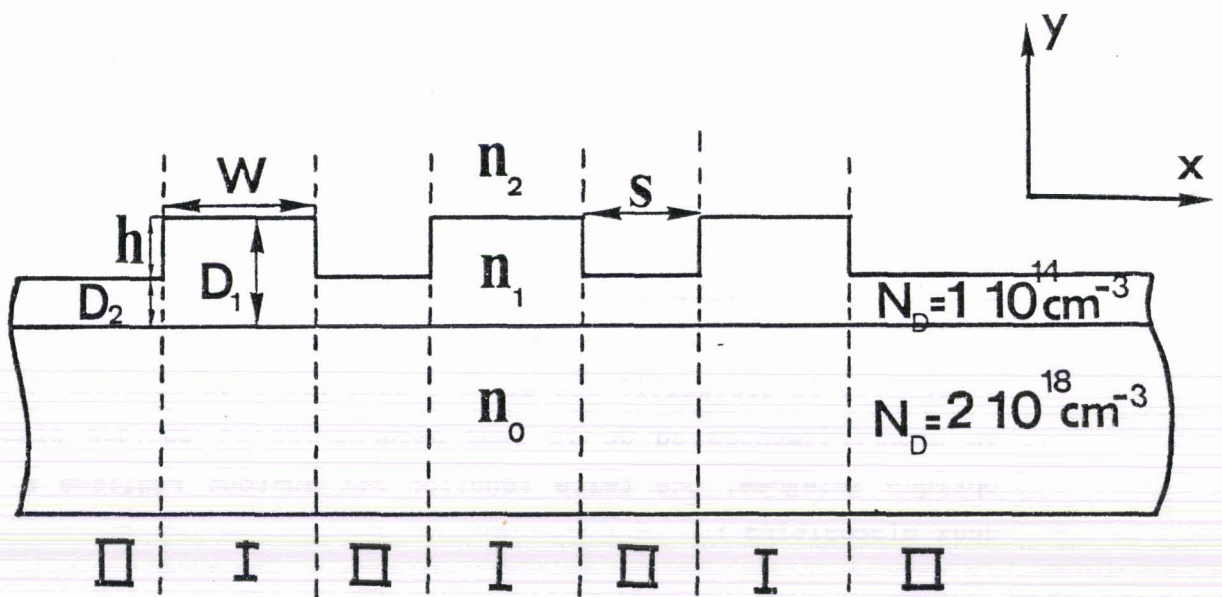


Fig. 1 : Séparateur d'intensité obtenu par couplage entre 3 guides

Selon cette hypothèse la région I constitue un guide trois couches d'épaisseur  $D_1$  ainsi que la région II mais cette fois d'épaisseur  $D_2$ . La résolution de l'équation aux valeurs propres (eq. (52) du chapitre I) du guide 3 couches asymétriques donne les indices effectifs  $N_I$  et  $N_{II}$  de chaque région prise isolément. Le problème se ramène alors à l'étude des propriétés de propagation de la structure sept couches qui s'étend indéfiniment dans la direction  $y$ , comme l'indique la fig (2). L'onde lumineuse est confinée dans les régions d'indice  $N_I$  puisque  $N_I > N_{II}$ . L'étude de la structure sept couches a été effectuée par ISWAKI [1] et nous nous limitons dans cet exposé à en donner les principaux résultats.

Si chaque guide pris isolément est monomode, alors l'ensemble des trois guides définit trois modes normaux comme indiqués sur la fig (2). L'équation aux valeurs propres de chacun des modes est obtenue à partir de l'ensemble des équations qui expriment les conditions de continuité de la composante tangentielle du champ à chaque interface. En utilisant les propriétés de symétrie des modes, les calculs peuvent être simplifiés. Nous donnons en annexe (IV) les équations aux valeurs propres des modes symétriques (A et B) et antisymétrique (c). En toute rigueur, la détermination des constantes de propagation des modes A, B et C respectivement  $\beta_A$ ,  $\beta_B$ ,  $\beta_C$  est possible et passe par la résolution des équations (1) et (4) (Annexe IV). Cependant cette méthode nécessite la mise en oeuvre de calculs longs et fastidieux et dans le but d'alléger ces calculs, l'approximation de faible couplage est couramment utilisée [3]. Elle consiste à considérer les constantes de propagation des modes A, B, C faiblement modifiées par rapport à la constante de propagation,  $\beta_0$ , du guide pris isolément. La validité de cette hypothèse est bien souvent vérifiée expérimentalement puisque les procédés de lithographie classiques limitent le rapprochement des guides. Les résultats expérimentaux de [3] confirment cette hypothèse. Partant de cette approximation, on peut écrire [3] :

$$\beta_A = \beta_0 + \Delta \quad \text{et} \quad \beta_B = \beta_0 - \Delta \quad (1)$$

$$\text{ou} \quad \Delta = \frac{\sqrt{2} \kappa \left( k_0 p_I \right)^2 \left( k_0 q_{II} \right)^2 e^{-k_0 q_{II} W}}{\beta_0 \left[ \kappa \left( \left( k_0 p_I \right)^2 + \left( k_0 q_{II} \right)^2 \right) + \left( \left( k_0 p_I \right)^2 + \kappa^2 \left( k_0 q_{II} \right)^2 \right) k_0 q_{II} \frac{W}{2} \right]} \quad (2)$$

$\rho_{\text{I}}$  et  $q_{\text{II}}$  sont respectivement la constante de propagation transverse ( $//x$ ) et le coefficient d'atténuation dans le milieu II du guide pris isolément.

$$\kappa = \begin{cases} 1 & \text{Modes TE} \\ \left(\frac{n_{\text{I}}}{n_{\text{II}}}\right)^2 & \text{Modes TM} \end{cases}$$

De la même façon,  $\beta_{\text{C}} = \beta_0 + \sigma$  avec

$$\sigma = \frac{\kappa (k_0 \rho_{\text{I}})^2 (k_0 q_{\text{II}})^2 \left[ (k_0 \rho_{\text{I}})^2 - \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2 \right] e^{-k_0 q_{\text{II}} L}}{\beta_0 \left[ (k_0 \rho_{\text{I}})^2 + \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2 \right] \left[ \kappa \left( (k_0 \rho_{\text{I}})^2 + (k_0 q_{\text{II}})^2 \right) + \left( (k_0 \rho_{\text{I}})^2 + \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2 \right) k_0 q_{\text{II}} \frac{W}{2} \right]} \quad (3)$$

L'expression analytique des constantes de propagation des modes propres que définit la structure couplée étant déterminée, analysons le comportement du dispositif lorsqu'il est utilisé comme diviseur de puissance.

### I.1.b Fonctionnement en diviseur de puissance

Pour cette application, la puissance lumineuse incidente est injectée dans le guide central. Dans ce cas, seuls les modes A et B sont excités de telle manière qu'à l'origine ( $z = 0$ ) les champs associés à chacun de ces modes soient en phases. Puisque les vitesses de phases des modes A et B sont différentes, après avoir parcouru une longueur  $L_{\text{C}}$  de la structure, ils seront en opposition de phase. Cette longueur de couplage est donnée par :  $L_{\text{C}} = \pi / \beta_{\text{A}} - \beta_{\text{B}}$  (4), soit dans l'hypothèse d'un faible couplage  $L_{\text{C}} = \pi / 2\Delta$  (5).

Les échanges d'énergie entre les trois guides résultent de la répartition d'énergie due aux interférences entre les modes propres de la structure : interférence constructive pour les guides extrêmes et destructive pour le guide central. Les puissances lumineuses véhiculées



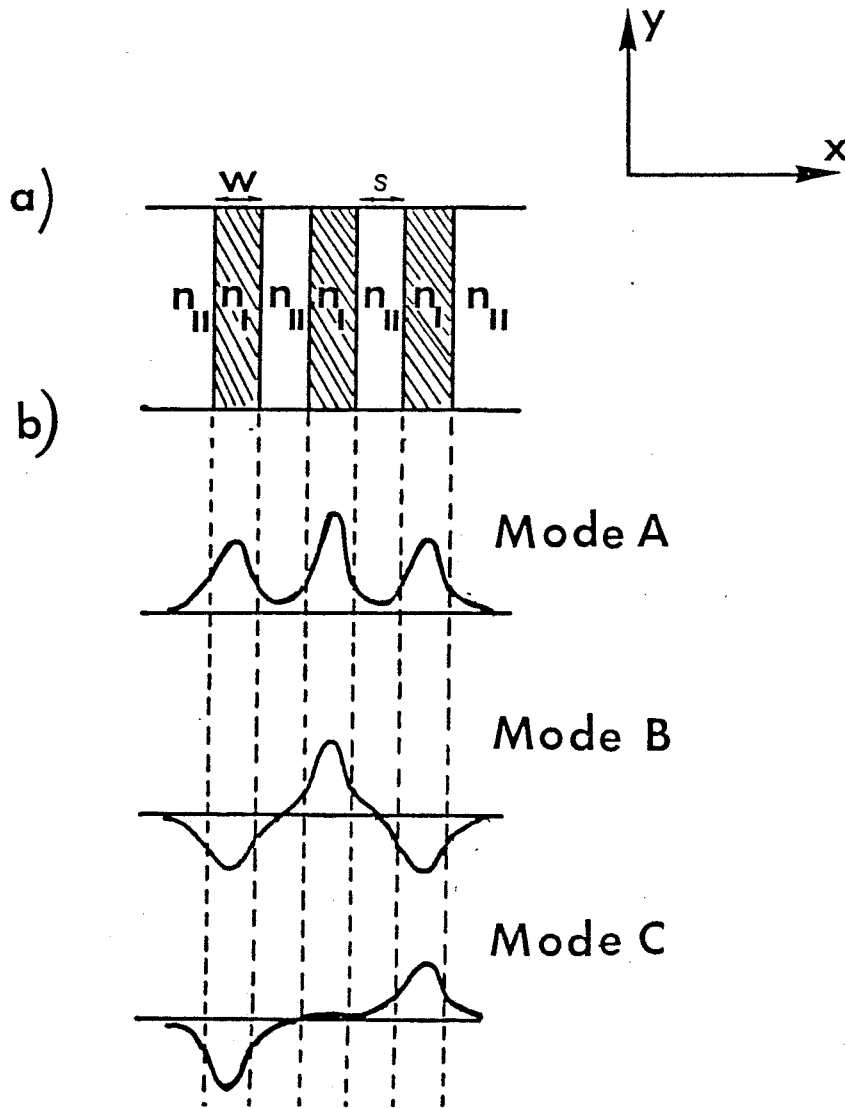


Fig. 2 : a. Structure sept couches équivalentes au coupleur par le modèle des indices effectifs.  
b. modes normaux A, B, C

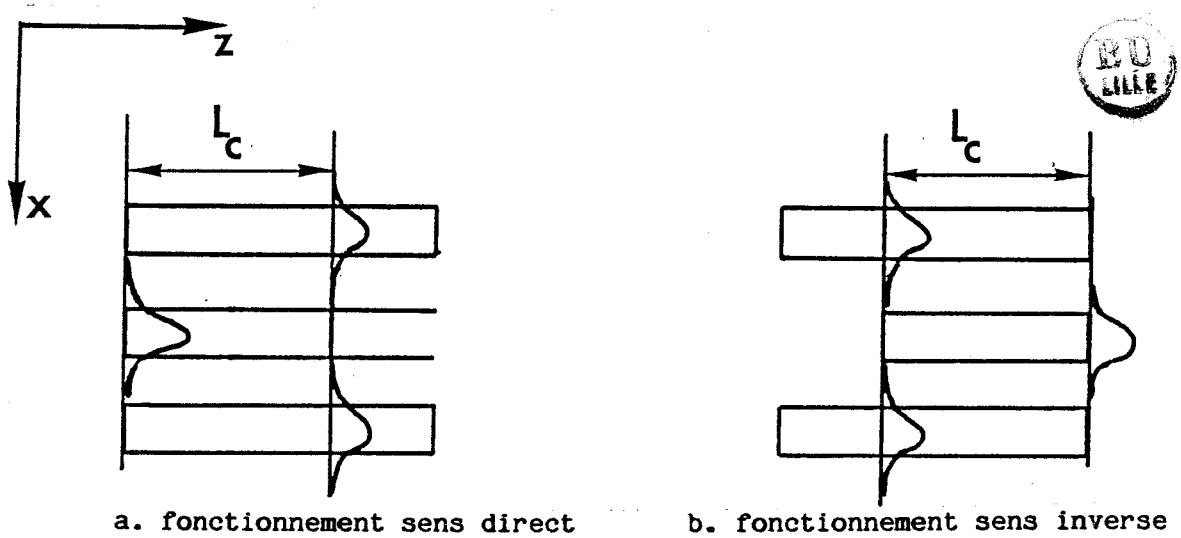


Fig. 3

dans le guide central et dans chacun des guides extrêmes, appelées respectivement  $P_c$ ,  $P_{o1}$  et  $P_{o2}$  sont alors fonctions de  $z$  et sont données par :

$$P_c = P_o \cos^2 (\Delta z) \quad (6)$$

et

$$P_{o1} = P_{o2} = \left(\frac{P_o}{2}\right) \sin^2 (\Delta z) \quad (7)$$

où  $P_o$  est la puissance lumineuse incidente. Lorsque  $z = L_c$ , la puissance lumineuse dans le guide central est nulle et celles véhiculées dans les guides extrêmes est la moitié de la puissance incidente ;  $L_c$  représente la longueur du couplage\*.

En sens inverse, lorsque la puissance lumineuse véhiculée par chacun des guides extrêmes est identique, soit  $P_o/2$  et les ondes guidées associées sont en parfait accord de phase, on retrouve après une longueur  $L_c$  du guide, la puissance  $P_o$  dans le guide central. La fig (3) résume les deux configurations. La situation est plus complexe quand la puissance lumineuse incidente est injectée dans un des guides extrêmes. Nous n'aborderons pas dans le cadre de travail ce type de fonctionnement qui est traité dans [3].

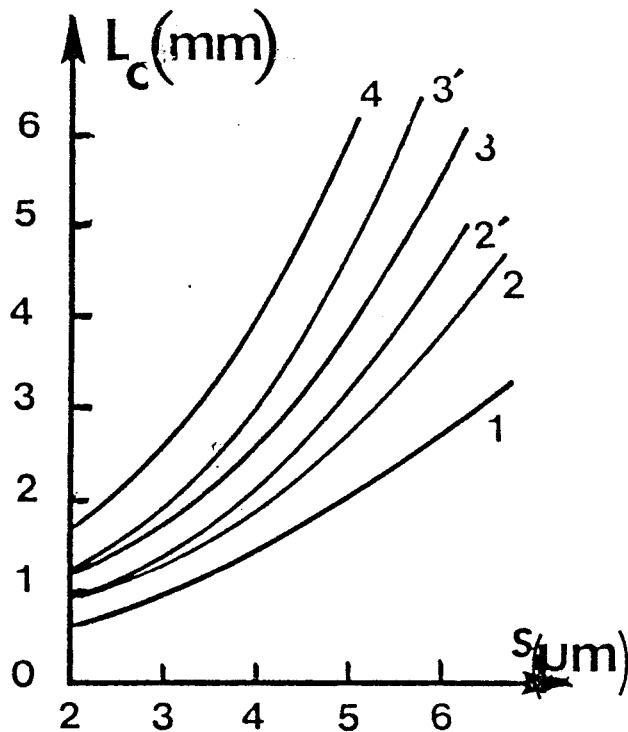
#### I.1.c. Application aux guides en arséniure de gallium

Le coupleur est réalisé à partir d'une épitaxie de GaAs constituée :

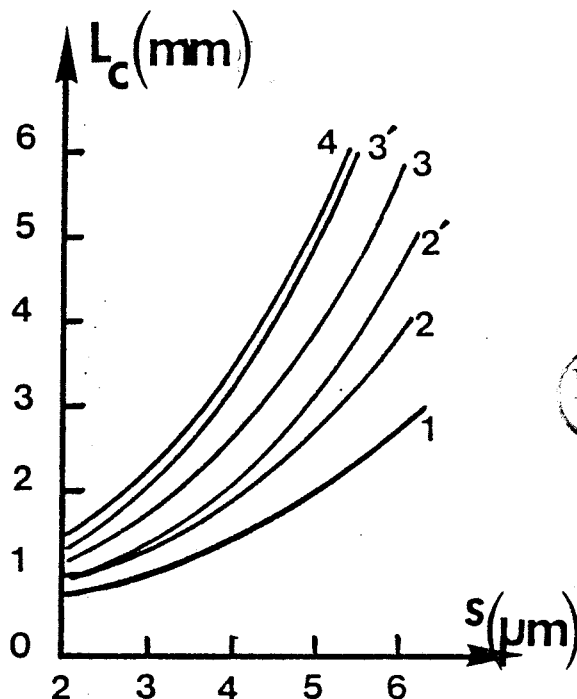
- d'une couche non intentionnellement dopée  $N_D = 10^{14}/\text{cm}^3$

---

\* Il a été montré que les équations (2) et (5) restent qualitativement valables pour décrire la division de puissance entre deux guides symétriques faiblement couplés, bien que dans ce cas il y ait transfert total de la puissance, après propagation d'une longueur  $L'_c = L_c/\sqrt{2}$  du guide (et  $\Delta' = \Delta/\sqrt{2}$ ).



**Fig. 4 :** Variation de la longueur de couplage  $L_c$  en fonction de la distance de séparations.  $D = 4 \mu\text{m}$  ;  $h = 1,2 \mu\text{m}$  ;  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$   
 1 :  $W = 3 \mu\text{m}$  2 :  $W = 4 \mu\text{m}$  3 :  $W = 5 \mu\text{m}$  4 :  $W = 6 \mu\text{m}$   
 2' :  $W = 4 \mu\text{m} - h = 1,5 \mu\text{m}$  3' :  $W = 5 \mu\text{m} - h = 1,5 \mu\text{m}$



**Fig. 5 :** Variation de la longueur de couplage  $L_c$  en fonction de la distance de séparation  $s$ .  $D = 3 \mu\text{m}$  ;  $h = 1 \mu\text{m}$  ;  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$   
 1, 2, 3, 4 identiques aux valeurs de la figure (4).  
 2'  $W = 4 \mu\text{m} - h = 1,2 \mu\text{m}$  3'  $W = 5 \mu\text{m} - h = 1,2 \mu\text{m}$

( $n_1 = 3,384$  à  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ) déposée sur un substrat  $n^+$  dopé à  $2.10^{18}/\text{cm}^3$  ( $n_0 = 3,378$  à  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ).

Nous avons représenté fig (4) et (5) les variations de la longueur de couplage  $L_c$  en fonction de la distance de séparation  $s$ , avec comme paramètres variables ( $D_1, D_2, h, W$ ). Considérons tout d'abord les résultats obtenus pour une épaisseur  $D_1$  de  $4 \mu\text{m}$ .

Pour une géométrie de guide donné ( $D_2, h$  et  $W$  fixés) on constate que plus la distance de séparation,  $s$ , entre les guides augmente, plus la longueur de couplage  $L_c$ , nécessaire au transfert de l'énergie est importante. Cette variation suit une loi exponentielle qui rend délicats les problèmes associés à la réalisation de ce dispositif ; nous reviendrons ultérieurement sur ce point. A  $s$  fixe, les longueurs de couplage sont d'autant plus faibles que la hauteur  $h$  et la largeur  $W$  de l'arête sont diminuées. Dans ce cas, on favorise en effet l'extension latérale du mode guidé et donc le couplage par ondes évanescentes. A titre d'exemple pour  $W = 5 \mu\text{m}$  la longueur de couplage  $L_c$  vaut respectivement  $2,9 \text{ mm}$  ;  $2,6 \text{ mm}$  et  $2,3 \text{ mm}$  pour  $h = 1,5 \mu\text{m}$  ;  $1,2 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$  et pour une distance de séparation  $s$  de  $4 \mu\text{m}$ .

Pour un guide d'une épaisseur  $D_1 = 3 \mu\text{m}$ , le contraste des indices effectifs des régions I et II de la fig (1) est plus important que dans le cas précédent et se traduit par un meilleur confinement de l'onde guidée ; il en résulte que les longueurs de couplage sont plus importantes. A titre d'exemple pour  $h = 1,2 \mu\text{m}$ ,  $W = 5 \mu\text{m}$  et  $s = 4 \mu\text{m}$ , on obtient  $L_c = 3,25 \text{ mm}$ .

D'une manière plus générale, les résultats obtenus montrent que quelle que soit la géométrie du coupleur, le transfert de l'énergie du guide centrale vers les deux guides extrêmes (ou réciproquement des guides extrêmes vers le guide central) nécessite des longueurs de couplage importantes. Dans le cas le plus favorable, c'est à dire d'un mode mal confiné et d'une faible distance de séparation, les longueurs de couplage sont voisines du millimètre.

Considérons les problèmes technologiques rencontrés lors de la réalisation du coupleur.

Ce dispositif est très séduisant de par sa simplicité de réalisation. De plus la précision de la longueur de couplage n'est pas trop critique pour le bon fonctionnement de l'ensemble. Ainsi une erreur de  $\pm 15\%$  sur  $L_C$  entraîne des pertes (échange incomplet d'énergie) de l'ordre de  $\pm 6\%$  [4]. Cependant la division de la puissance  $P_0$  du guide central en  $P_0/2$  dans les deux guides juxtaposés (ou inversement) impose une parfaite symétrie de la structure pour assurer le synchronisme du système : - largeur des guides - distance de séparation et ceci sur des longueurs de plusieurs millimètres. Il apparaît ainsi, que la réalisation de ce dispositif nécessite des procédés de lithographie d'une grande précision.

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, un autre système permet également la division de puissance en optique intégrée : la jonction Y. Nous nous proposons de présenter ce système dans le prochain paragraphe.

## I.2. La jonction Y

### I.2.a. Description de la structure

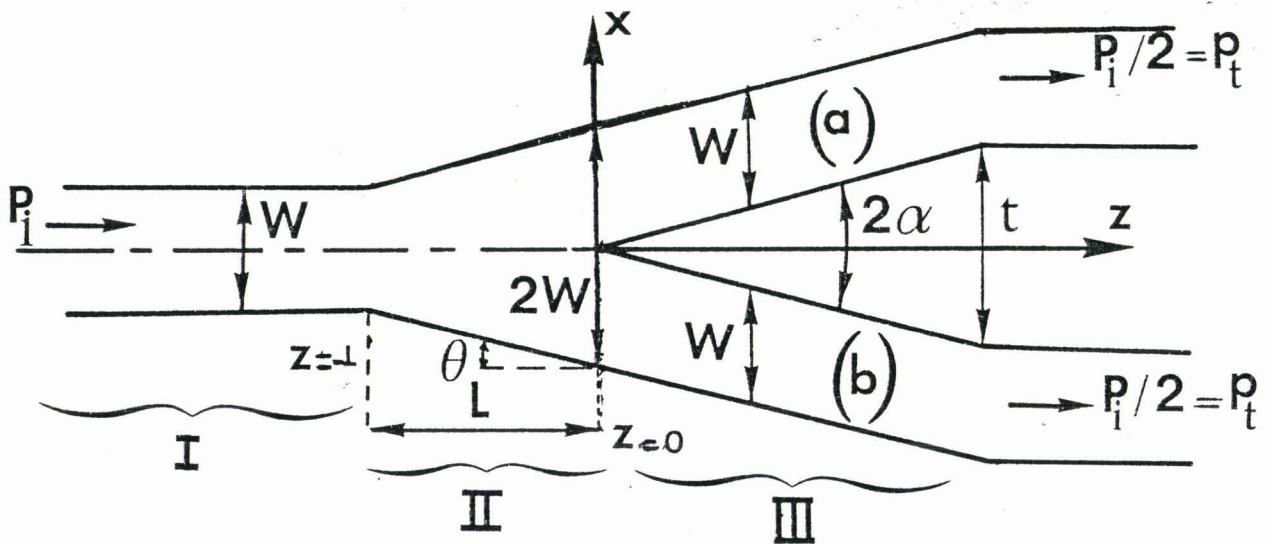
La jonction Y se définit comme la connection quasi-adiabatique entre un guide monomode et deux autres géométriquement symétriques. La fig (6) donne une représentation de la jonction.

La jonction est divisée en trois régions :

- la région I constituée d'un guide en arête de paramètres  $(W, h)$  qui assure un caractère monomode à la propagation
- une deuxième région (II) conique, de longueur  $L$ , qui permet le raccordement du guide d'entrée ( $z = -L$ ) à la zone d'embranchement

des deux guides ( $z = 0$ ) ; la largeur du guide passe ainsi de  $W$  à  $2W$  (structure en forme d'entonnoir).

- enfin, la région de bifurcation (III), constituée de deux guides monomodes identiques séparées d'un angle  $2\alpha$ . On se retrouve à la sortie de l'embranchement avec deux guides rectilignes séparés d'une distance  $t$ .

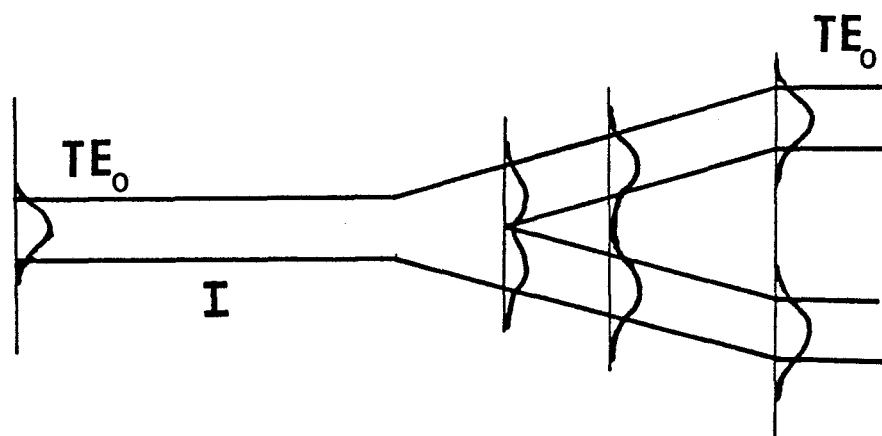


**Fig. 6** : Représentation d'une jonction Y

### I.2.b. Principe de fonctionnement de la jonction Y

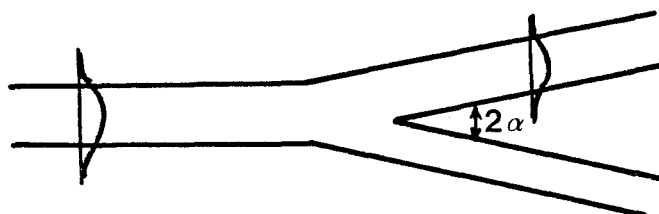
#### I.2.b.1. Fonctionnement dans le sens direct

Il découle directement de la géométrie du dispositif. La lumière entrant dans le guide commun (I) est divisée de manière égale dans les deux guides de sortie. Le partage est strictement égal à 50 % si les deux branches du Y sont parfaitement symétriques et ne reposent sur aucun accord entre deux processus en compétition. La fig (7) montre l'évolution du mode  $TE_0$  dans la structure.



**Fig (7) : Evolution du mode  $TE_0$  dans le sens direct**

Lorsque les bras du Y ne sont pas parfaitement symétriques, la bifurcation joue alors le rôle de diviseur de modes [5,6], comme le schématise la figure (8) où la direction de propagation de l'onde est privilégiée dans l'un des deux bras. Dans ce cas, aucune expression analytique ne permet de prédire le comportement de la structure. BURNS et MILTON [7,8] ont cependant montré que le dispositif fonctionne soit en diviseur de puissance, soit en diviseur de modes (encore appelé filtre de modes), selon la valeur du rapport  $\Delta\beta/2\alpha\gamma$  où  $\Delta\beta$  est la différence des constantes de propagation des modes se propageant dans chacune des branches prises séparément et  $\gamma$  est la constante de propagation transverse ; si  $\Delta\beta/2\alpha\gamma > 0,44$ , alors la jonction se comporte comme un filtre de mode.



**Fig. 8 : Bras non symétrique ; la jonction joue le rôle de filtre de mode**



### I.2.b.2. Fonctionnement dans le sens inverse

L'explication usuellement admise du fonctionnement de la jonction dans le sens inverse a été récemment décrite par IZUTSU [9] et calculée par BAETS et LAGASSE [10]. Elle nécessite l'introduction de modes normaux locaux propres à la jonction. En s'inspirant de BURNS et MILTON [11], on écrit les deux états fondamentaux liés à la structure constituée des deux guides (a) et (b) distants de  $t$ , où  $t$  est fonction de  $z$  (fig (6)).  $\psi_a$  et  $\psi_b$  sont respectivement les modes fondamentaux des guides a et b

$$\begin{cases} \psi_i = d \psi_a + e \psi_b & \text{état pair} \\ \psi_j = X e \psi_a + d \psi_b & \text{état impair} \end{cases}$$

le rapport  $e/d$  varie avec  $z$ . On vérifie que  $\iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_i^* \psi_j dx dy$  est nul quel que soit  $z$ , puisque  $\psi_a$  et  $\psi_b$  sont normés et indépendants. Si les guides a et b sont différents,  $\Delta\beta = \beta_a - \beta_b \neq 0$  et  $e/d$  varie de 0 pour des guides très éloignés à presque 1 quand les deux guides se touchent. Si  $\Delta\beta$  est nul, ce rapport est constant et reste égal à 1. Dans le cas de la jonction symétrique, on peut visualiser l'évolution des modes locaux normaux au cours de la propagation : on sépare cette jonction en quatre tronçons. Dans le premier, les deux branches sont très éloignées et les modes  $\psi_a$  et  $\psi_b$  sont indépendants les uns des autres. Dans le second tronçon, les guides se rapprochent et les modes interagissent par l'intermédiaire de leur partie évanescente. Ils constituent progressivement le mode qui se présente à l'entrée du troisième tronçon, l'entonnoir. C'est dans cet entonnoir que le mode est converti soit au mode fondamental du guide de sortie, soit aux modes radiés de la structure ; dans ce dernier cas l'indice effectif est supérieur à l'indice effectif du guide rectiligne de sortie. Nous avons représenté fig (9) le comportement de la jonction ; à titre de comparaison nous avons également schématisé son équivalence avec la lame séparatrice.

Dans la première situation, fig (9a), les modes fondamentaux de chacune des branches sont en phases et excitent le mode normal pair de la zone d'embranchement (état pair). Ce mode est alors converti dans



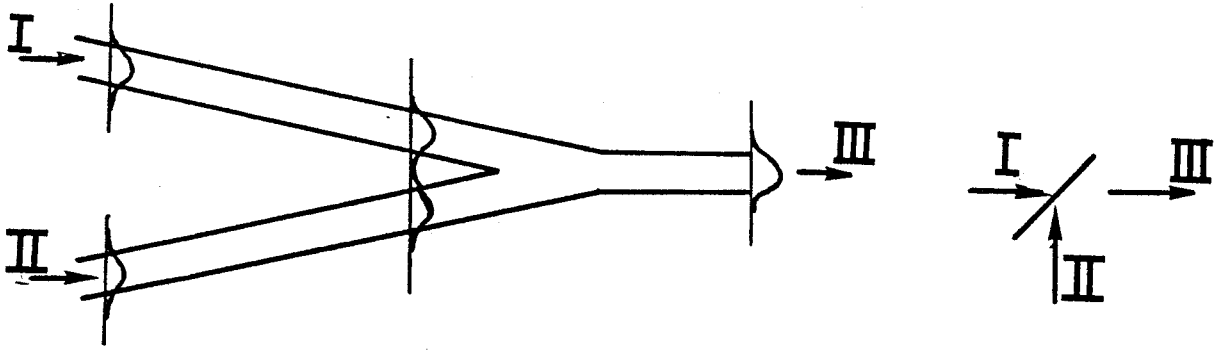


Fig. 9.a. : Les modes excités sont en phase

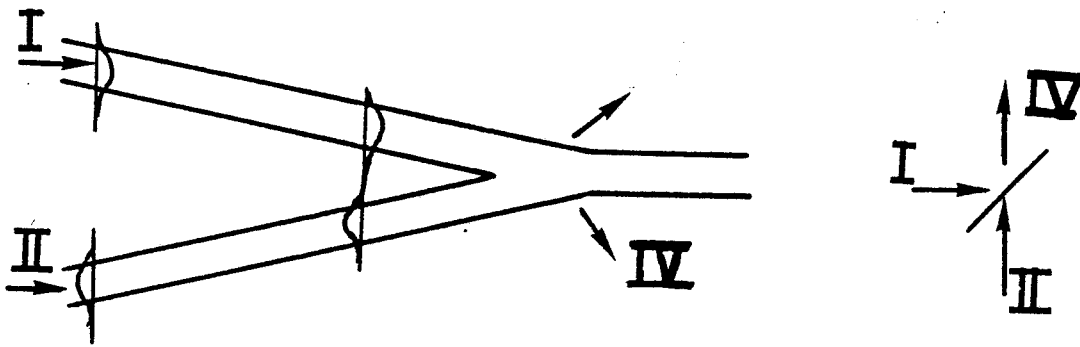


Fig. 9.b. : Les modes excités sont en opposition de phase

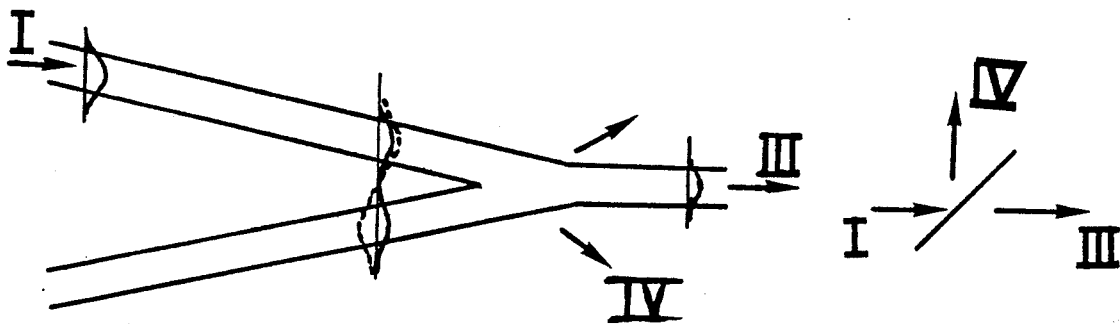


Fig.9.c. : Seule une branche de la jonction est excitée.  
3 dB de perte intrinsèque



Fig. 9 : Fonctionnement sens inverse

le mode fondamental du guide de sortie. La puissance lumineuse de sortie est la somme des puissances véhiculées par chacune des branches (si on suppose le système parfait). Fig (9b), Les modes excités sont en opposition de phase et couplent ainsi l'état impair  $\psi_j$ , qui est converti dans la région conique en un mode d'ordre supérieur qui ne peut se propager dans le guide de sortie. La totalité de l'énergie est rayonnée dans le substrat et la puissance de sortie est nulle. Enfin fig (9c) seule une branche de la jonction est excitée et donne naissance aux états  $\psi_i$  et  $\psi_j$ . On retrouve à la sortie de l'entonnoir le mode fondamental qui continue sa propagation dans le guide rectiligne et un mode antisymétrique d'ordre supérieur qui est au-dessus de la coupure et donc rayonne dans le substrat. Ainsi uniquement la moitié de la puissance incidente est disponible à la sortie du dispositif ; indépendamment des détails de conception de la jonction Y (principe de réciprocité de la propagation monomode [12], il y a obligatoirement 3 dB de pertes.

En optimisant la zone de transition (entonnoir) on peut minimiser les pertes par rayonnement lorsque la jonction est prise dans le sens direct (respct. inverse). Si l'angle  $2\alpha$  n'est pas trop important, les puissances de sortie peuvent être très proches de la moitié de la puissance incidente ( $P_t \sim P_i/2$  fig (6)). Nous nous proposons dans le paragraphe suivant de présenter succinctement les propriétés caractéristiques de propagation de la jonction.

### I.2.c. Propriétés de la jonction

Le but de ce paragraphe se limite à montrer l'influence des paramètres géométriques ( $W, L, \theta, 2\alpha, t$ ) sur le fonctionnement du dispositif. Dans ce but, nous considérons chacune des régions (I, II, III) prises séparément.

Le coefficient de transmission de la jonction est donnée par [13] :

$$T_S = T_w \cdot T_j \quad (8)$$

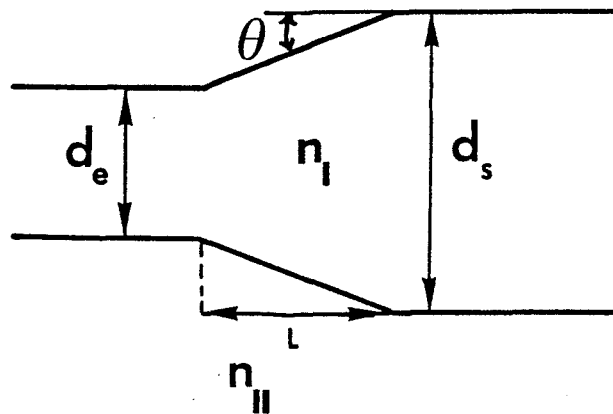
où  $T_w$  est le coefficient de transmission de la région conique et  $T_j$  le coefficient de transmission de la zone d'embranchement.

### I.2.c.1. Région conique $T_w$

Une étude complète des propriétés de propagation des guides d'ondes diélectriques de formes coniques a été faite par MARCUSE [14] et plus récemment par BAETS [10]. La puissance lumineuse disponible en sortie de la transition est donnée approximativement par [10] :

$$T_w = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_e(x) \phi_s(x) dx \right|^2 \quad (9)$$

Elle est proportionnelle au carré de la corrélation spatiale des champs électriques  $\phi_e$  et  $\phi_s$  du mode fondamental TE (magnétique dans le cas TM) associés respectivement à l'entrée et à la sortie de la transition schématisée fig (10).



**Fig (10) :** Transition conique.  $N = d_s/d_e$ .

Pour la jonction que nous avons réalisée, le rapport  $N = d_s/d_e$  vaut 2 ; dans l'approximation de faible guidage les pertes par rayonnement de la région coniques seront minimales si [10] :

$\sin \theta_{\text{eff}} < 0,1$  et  $L \gg 2W$  où  $\sin \theta_{\text{eff}} = \sin \theta/NA$ ,  $NA$  étant l'ouverture

numérique du guide défini par  $NA = (n_{II}^2 - n_{II}^2)^{1/2}$ . La zone de raccordement entre le guide d'entrée ( $z = -L$ ) et les deux guides au départ de la bifurcation peut donc être considérée comme quasi-adiabatique. Notons cependant que si la largeur  $W$  du guide d'entrée assure à ce dernier un caractère monomode, il est fort probable que la largeur  $2W$  lui confère un caractère bimode ; la zone de transition est alors le siège de battements entre modes (conversion de modes) et accentue les pertes par rayonnement.

Remarque : en toute rigueur, il faudrait également tenir compte de la différence des constantes de propagation des modes à l'entrée et à la sortie de la transition, c'est à dire aux phénomènes de réflexions qui augmentent les pertes de  $Y$ . Cependant si la zone de raccordement varie très lentement suivant  $z$  ( $L \gg$ ), la contribution de ces dernières est négligeable devant les pertes par rayonnement totales du dispositif.

#### 1.2.c.2. Zone d'embranchement des deux guides : $T_j$

Le coefficient de transmission  $T_j$  de la zone d'embranchement ( $z > L$ ) a suscité de nombreux travaux [13,15,16]. Nous nous limitons dans ce qui suit à en donner son expression et notamment sa dépendance avec l'angle  $2\alpha$ . Nous ne considérons que le cas où l'onde incidente en  $z = 0$  est polarisée TE, le cas TM étant identique. De plus nous nous plaçons dans l'approximation de faible guidage c'est à dire que la constante de propagation du mode guidé dans la structure varie peu avec  $z$ , soit  $\beta_r = \beta^i = \beta^t$  [17] où  $\beta^i$  et  $\beta^t$  sont respectivement les constantes de propagation des modes à l'entrée et à la sortie de l'embranchement. Selon ces hypothèses, la puissance transmise est donnée par l'intégrale de recouvrement du champ incident  $E_y^i$  et du champ transmis  $E_y^t$  en  $z = 0$  soit [17] :

$$\frac{P_t}{P_i} = \left| \frac{\beta}{2\omega\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y^i E_y^t dz \right|^2 \quad (10)$$

où l'expression analytique du champ incident est donnée par les équations (10) du chapitre II et pour le champ transmis elles sont données par [17] :  $E_y = B (e^+ + e^-)$  dans l'hypothèse où le champ transmis est la superposition des champs associés à chacun des modes se propageant dans les guides (a) et (b) (fig (6)) pris isolément.

$$(11) \quad e_{\pm} = \begin{cases} C \cos [p_0 p_1 (\frac{W}{2} \mp x)] \exp (\mp j \alpha \beta x) & -W \leq \mp x \leq 0 \\ C \cos (p_0 p_1 \frac{W}{2}) \exp [p_0 q_0 (\frac{W}{2} - |\frac{W}{2} \mp x|)] \exp (\mp j \alpha \beta x) & |\mp x + \frac{W}{2}| \geq \frac{W}{2} \end{cases}$$

(B et C sont des constantes arbitraires) ;  $e_+$  et  $e_-$  sont respectivement les champs associés au guide (a) ( $x > 0$ ) et au guide b ( $x < 0$ ). Nous constatons une très forte dépendance du demi-angle  $\alpha$ , prise en compte par le facteur  $\exp (\pm j \alpha \beta x)$  et qui a pour conséquence de réduire très rapidement le recouvrement des champs. A titre d'exemple les pertes mesurées d'une jonction Y réalisée sur arséniure de gallium varie de 1 à 4 dB pour des angles entre les deux branches dans la gamme  $1^\circ$  à  $3^\circ$  [18]; une quantité importante de l'intensité lumineuse est perdue entre les bras de la jonction liée au mauvais confinement latéral de ces structures. Enfin il reste à définir la distance  $t$ , séparant les deux guides de sortie. Pour éviter tout couplage par recouvrement des ondes évanescentes associées à chacun des modes des guides de sortie,  $t$  doit vérifier la condition :

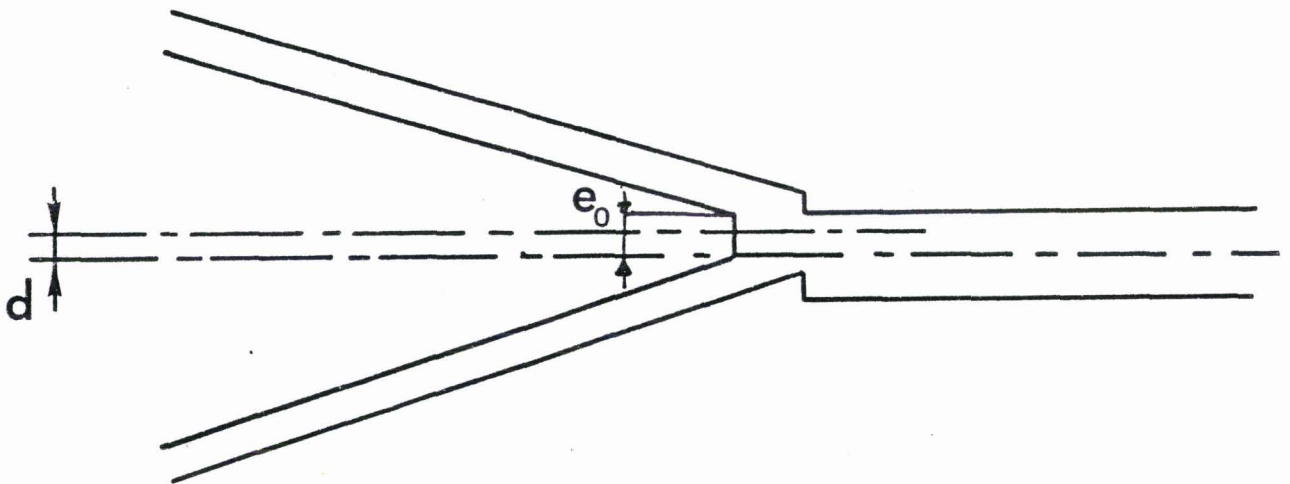
$$t > t_c \quad (12)$$

où  $t_c$  est la distance de séparation minimale assurant un couplage nul entre les deux guides. Les résultats du paragraphe précédent nous indiquent que pour  $t > 10-15 \mu\text{m}$ , selon la structure de guide considéré, ce couplage est quasiment nul.

En conclusion la réalisation d'une jonction Y sur AsGa présentant des pertes minimales (de l'ordre de 1 dB) nécessite un angle d'ouverture  $2\alpha < 1^\circ$  et un bon confinement latéral c'est à dire une hauteur d'arête suffisamment importante. Cependant d'autres sources de pertes limitent les performances de la jonction.

### I.2.c.3. Influence des imperfections du circuit sur les pertes

La réalisation d'une jonction Y se heurte essentiellement à deux problèmes : d'une part les limites des procédés de photolithographie ne permettent pas de rapprocher indéfiniment les deux guides jusqu'à l'extrémité de l'angle et d'autre part les limites des procédés de tracé du motif, ne permettent pas toujours un alignement parfait des deux guides de sortie avec la fin de la zone d'embranchement. On obtient en définitive un motif analogue à celui de la fig (11).



**Fig. 11** : Imperfections de la jonction Y lors de sa réalisation  
 - désalignement  $d$   
 - écartement résiduel  $e_0$

Les désalignements,  $d$ , obtenus expérimentalement, sont cependant très faibles dans le meilleur des cas (voir § III.2c, Chap. IV) et nous négligerons leur influence. Il n'en est de même pour l'écart résiduel,  $e_0$ , entre les deux guides. L'influence de ce défaut sur les pertes en transmission de la jonction a été faite par [17] et [19] dans l'hypothèse d'une répartition spatiale gaussienne des champs présentant la symétrie de révolution. Pour des guides AsGa en arête identiques à nos structures, BUCHMAN [20] mesure des pertes supplémentaires de 0,6 dB pour un écartement résiduel minimal  $e_0$  de 1  $\mu\text{m}$ . Lorsque ce dernier augmente les pertes introduites sont très vite prohibitives : pour un mode bien confiné la puissance totale de sortie,  $P_i$ , peut être diminuée de près de 40% [17]. Nous nous sommes limités dans ce paragraphe à présenter les propriétés d'une jonction Y dont la géométrie est donnée fig (6). Cependant des jonctions de géométrie différentes peuvent également être développées en vue de minimiser les pertes en transmission. BAETS [10] propose à cet effet des règles pour le dessin de ces jonctions :

- forme de l'entonnoir
- angle des guides à leur arrivée sur l'entonnoir.

La fig (12) montre ces différentes géométries. Au terme de ces calculs, TAYLOR [21] conclut que, si la distance séparant deux virages brutaux est égale à une certaine longueur critique, alors les pertes par rayonnement sont minimales. MARCUSE [22] propose pour adoucir le raccordement, un virage en S entre les deux guides parallèles, ALFERNESS [23] une modulation sinusoïdale. Toutefois, les quelques fractions de dB que l'on pourrait gagner ne seraient peut-être pas très significatives au regard des pertes importantes existant dans les guides.

De manière générale, les résultats présentés dans ces paragraphes, montrent les difficultés que pose la réalisation d'un diviseur de puissance en optique intégrée et plus particulièrement lorsqu'il est réalisé sur arséniure de gallium. Les performances respectives de chacun de ces dispositifs étant très proches, seule la qualité des procédés de masquage (et de réalisation des motifs) guideront notre choix sur la structure qui sera retenue pour la réalisation du modulateur.

Si l'on désire employer la lumière comme onde porteuse d'une information, nous devons la moduler. Différents mécanismes physiques ont



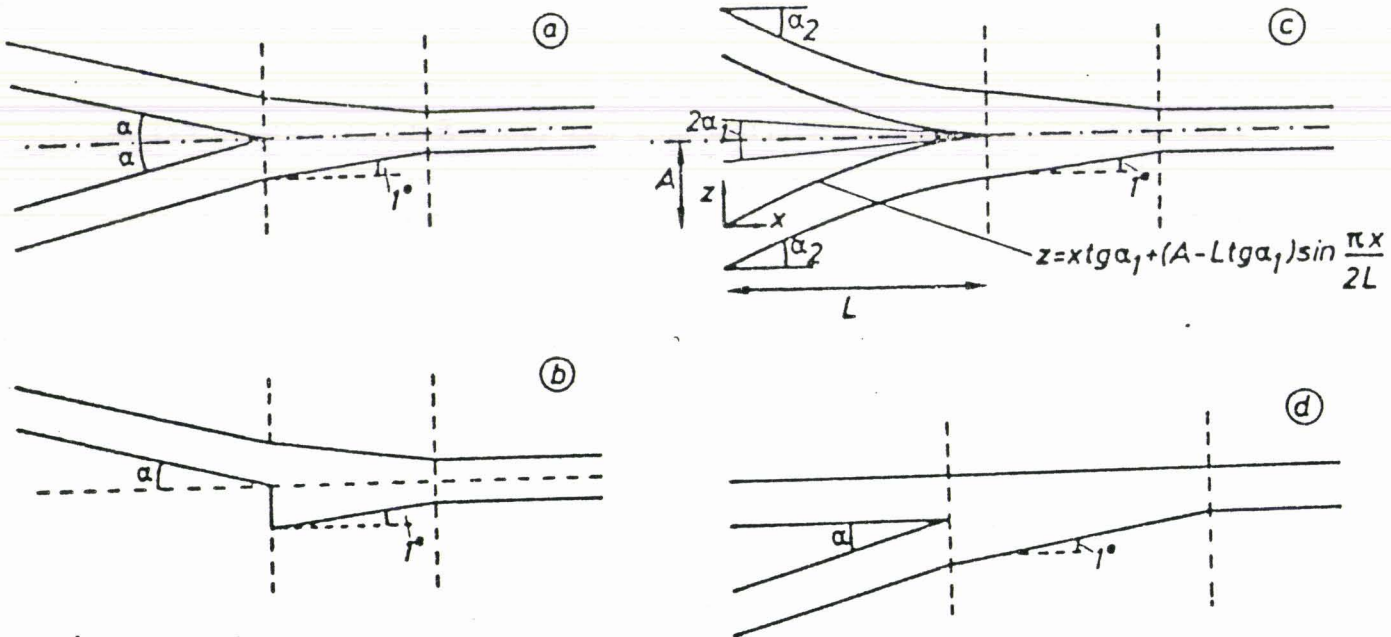


Fig. 12 (1) : Jonctions Y proposées par BAETS [10]

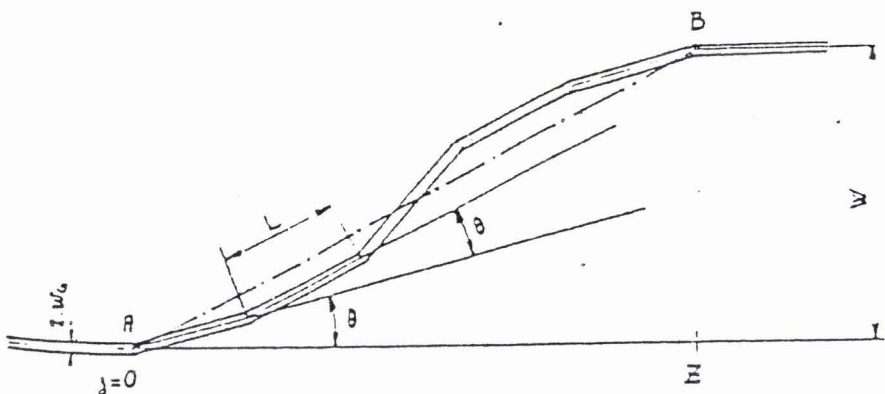


Fig. 12 (2) : Jonction Y proposée par TAYLOR [21] pour un minimum de pertes  $(2p + 1) \pi$

$$L = \frac{\pi}{\beta_0 - k_0 n_0}$$

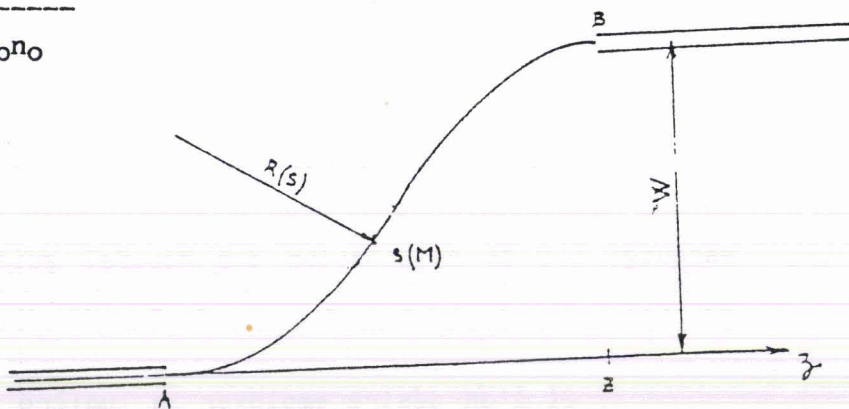


Fig. 12 (3) : Jonction proposée par MARCUSE [22]. S est l'abscisse curviligne prise sur le raccordement à partir de A

$$s_L = \int_A^B ds, \quad R(s) = -K \sin \frac{\pi}{s_L} s$$

Fig. 12 :



été utilisés comme l'effet FRANZ-KELDICH fondé sur le phénomène d'électro-absorption [24,25,26]. Cependant la mise en oeuvre de circuits actifs basés sur ce principe nécessite l'utilisation de sources lasers émettant à une longueur d'onde très précise et parfaitement stables. Pour ce qui nous concerne, nous avons utilisé l'effet électrooptique linéaire ou effet POCKELS. Nous rappelons dans le paragraphe suivant les mécanismes physiques à la base de cet effet.

## II - EFFET ELECTROOPTIQUE (ou effet POCKELS)

### II.1. Généralités

Cet effet est à la base du fonctionnement de la plupart des circuits actifs réalisés en optique intégrée. Il est utilisé [27] :

- sur le Niobate de Lithium qui présente de forts coefficients électrooptiques.

- sur les matériaux semiconducteurs III-V.

Dans ce paragraphe, nous donnons quelques généralités sur l'effet électrooptique.

Un matériau électrooptique est un matériau dont les propriétés optiques (constante diélectrique) varient sous l'action d'un champ électrique extérieur. Ces variations proviennent de l'existence d'une polarisation électrique du type :

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3$$

Par exemple, si  $\vec{E}$  est le champ électrique associé à l'onde lumineuse et

$\vec{\epsilon}$  un champ électrique appliqué, la polarisation électrique contiendra des termes du genre :

$$\vec{P}_2 = \overset{\rightrightarrows}{\chi}_2 \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon} \quad ; \quad \vec{P}_3 = \overset{\rightrightarrows}{\chi}_3 \vec{\epsilon}_3 \vec{\epsilon} \vec{\epsilon}$$

l'effet électrooptique dont rend compte  $P_2$  est appelé effet électrooptique linéaire ( $\alpha\vec{\epsilon}$ ) et celui décrit par  $P_3$  effet électrooptique quadratique ( $\alpha\vec{\epsilon}\vec{\epsilon}$ ) ou effet KERR. Le changement de la constante diélectrique en fonction du champ appliqué peut donc s'écrire :

$$\Delta \vec{\epsilon} = R \vec{\epsilon} \quad (13)$$

On en déduit immédiatement que  $R$  est un tenseur de rang 3 car  $\vec{\epsilon}$  est déjà de rang 2.  $R$  aurait donc 27 composantes indépendantes mais le tenseur diélectrique est symétrique (considérations de conservation de l'énergie) et n'a donc que 6 composantes indépendantes, par conséquent le tenseur des coefficients électrooptiques  $R$  n'a que 18 éléments indépendants. D'autre part le tenseur  $R$  doit être invariant dans toutes les opérations de symétrie qui transforment le cristal en lui-même. Par conséquent dans la plupart des cas un grand nombre des 18 éléments de  $R$  est nul. En particulier, si le cristal possède un centre de symétrie, l'effet doit rester le même si on change  $\vec{\epsilon}$  en  $-\vec{\epsilon}$ , et naturellement ceci ne peut être vérifié que si toutes les composantes de  $R$  sont nulles. En d'autres termes, dans les cristaux centrosymétriques, l'effet électrooptique linéaire n'existe pas (par contre l'effet quadratique peut exister). En ce qui concerne l'arséniure de gallium, ce matériau, appartient à la classe  $\bar{4}3m$  du système cubique (4 axes d'ordre 3), classe qui ne représente que la moitié des éléments de symétrie du cube et qui en particulier ne présente pas de centre de symétrie. C'est donc un matériau électrooptique. On traduit généralement, le changement de la constante diélectrique en fonction du champ appliqué, en termes de déformations de l'ellipsoïde des indices. Nous rappelons annexe (V) sa définition. D'une manière générale en présence du champ  $\vec{\epsilon}$ , l'équation de l'ellipsoïde des indices devient :

$$\sum_i \frac{1}{n_i^2} x_i^2 + \sum_{i,j,k} \chi_{ij,k} \epsilon_k x_i x_j = 1 \quad (14)$$

$$i, j, k = 1, 2, 3$$

où les  $n_i$  sont les indices de réfraction du milieu selon les trois axes,  $r_{ij}$ ,  $j, k$  les coefficients électrooptiques et  $\epsilon_k$  la projection de  $\epsilon$  sur l'axe  $ox_k$ .

On voit apparaître dans l'équation des termes non diagonaux, ce qui a pour effet de changer l'orientation et la forme de l'ellipsoïde.

## II.2. Effet électrooptique dans l'arséniure de gallium

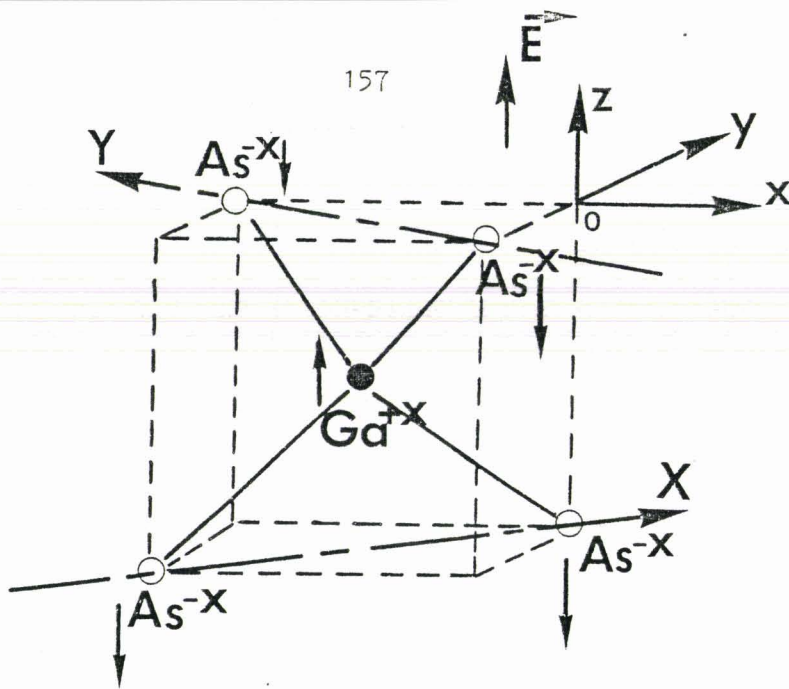
### II.2a. Mécanisme physique à la base de l'effet électrooptique

L'effet électrooptique résulte de deux processus en compétition :

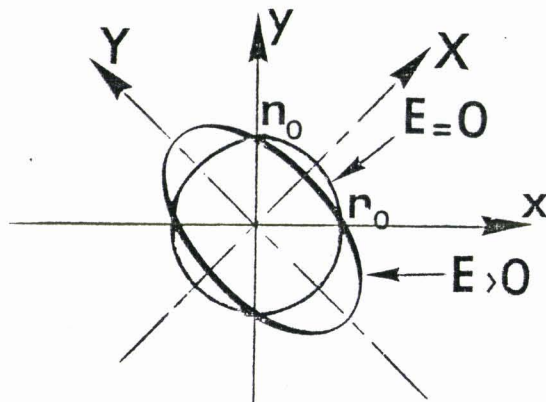
- une perturbation ionique du milieu : une déformation du réseau entraîne une déformation du potentiel cristallin.

- une perturbation électronique caractérisée par une modification des orbitales électroniques.

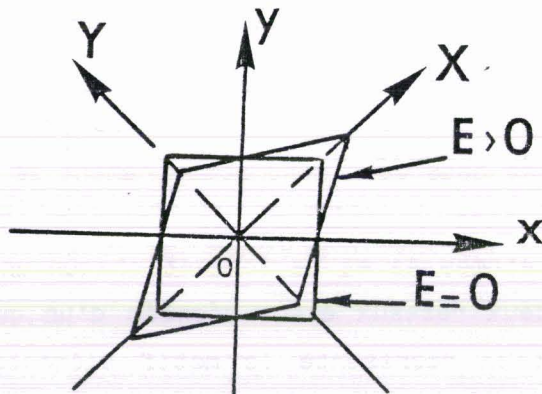
Le coefficient de FAUST-HENRY rend compte de la dominance d'un effet sur l'autre :  $C = C_i/C_e$  où  $C_i$  et  $C_e$  sont respectivement les contributions ioniques et électroniques de l'effet électrooptique. pour l'AsGa  $C = - 0,59$  [28] ; la contribution des électrons l'emporte sur celle des ions essentiellement à cause du faible caractère ionique de l'AsGa. Cependant nous décrivons sommairement le mécanisme de la perturbation ionique dans l'arséniure de gallium. Dans le cristal d'AsGa l'ensemble des atomes As et Ga forment chacun un réseau cubique à faces centrées, les deux réseaux étant décalés d'un quart de la diagonale du cube. La fig (13) représente le motif élémentaire de ce cristal. Le



**Fig 13** : Maille élémentaire. Action d'un champ électrique  $E // (oz)$



**Fig. 14** : Apparition d'une biréfringence sur l'effet du champ. C'est l'effet POCKET. L'ellipsoïde des indices initialement un cercle (milieu optiquement isotrope) devient une ellipse d'axes  $(OX, OY)$



**Fig. 15** : Apparition d'une déformation mécanique. C'est l'effet piézoélectrique inverse.

caractère ionique de l'AsGa, soit  $Ga^{+x}$  et  $As^{-x}$  avec  $x = 0,4$  [29] tend donc à diminuer pour les charges alignées parallèlement à la diagonale (x) et à augmenter pour les charges alignées parallèlement à (Y), comme l'indique la figure (13). Ce déplacement a pour conséquence :

- l'apparition d'une biréfringence : l'indice dans le plan xoy n'est plus représenté par un cercle mais par une ellipse. L'ellipsoïde des indices change donc de forme comme l'indique la fig (14).

- l'apparition d'une déformation mécanique (fig (15)) : c'est l'effet piézo-électrique inverse (ou élasto-optique). Son existence est une conséquence thermodynamique de l'effet direct.

La perturbation électronique, introduite par la présence d'un champ électrique, peut difficilement se décrire de manière élémentaire et on peut trouver dans la référence [27] plus de précisions. L'application d'un champ électrique sur un cristal d'AsGa se traduit donc par :

- l'apparition d'une biréfringence "artificielle"
- l'apparition d'une déformation du cristal

La variation de la permittivité relative résulte de la contribution de ces deux effets. On se propose dans le prochain paragraphe d'établir ses lois de variations en se rapportant à l'ellipsoïde des indices.

## II.2.b. Coefficient électrooptique de l'AsGa

### II.2.b.1 Tenseur électrooptique

Le tenseur électrooptique pour les cristaux du type zinc-Blende tels que GaAs, InP ne possède qu'une composante non nulle  $r_{41}$  [27] :



$$[R] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \pi_{41} & 0 & 0 \\ 0 & \pi_{41} & 0 \\ 0 & 0 & \pi_{41} \end{bmatrix} \quad (15)$$

où la notation contractée pour les indices a été utilisée. Ainsi  $r_{ij,k} \rightarrow r_{m,k}$  où  $m$  varie de 1 à 6 selon la correspondance suivante :

$(m) \leftrightarrow (i,j)$

$$1 \leftrightarrow 11 \quad 4 \leftrightarrow 23 \text{ ou } 32$$

$$2 \leftrightarrow 22 \quad 5 \leftrightarrow 13 \text{ ou } 31$$

$$3 \leftrightarrow 33 \quad 6 \leftrightarrow 12 \text{ ou } 21$$

$[R]$  est en général un tenseur complexe de rang 3. Cependant dans le domaine des longueurs d'ondes où l'AsGa est transparent, la partie imaginaire de sa constante diélectrique est quasiment nulle. Le coefficient  $r_{41}$  peut donc être considéré comme une constante physique réelle. Puisque l'effet électrooptique est le résultat de deux mécanismes en compétition, nous devons écrire en toute rigueur :

$$\pi_{ij,k} = \overset{T}{\pi}_{ij,k} = \overset{S}{\pi}_{ij,k} + \overset{P}{\pi}_{ij,k} \quad (16)$$

où  $r^S_{ij,k}$  est le coefficient électrooptique relatif à la biréfringence ; expérimentalement il est obtenu pour des champs électriques de fréquence suffisamment élevée.  $r^P_{ij,k}$  est le coefficient électrooptique lié à la déformation du cristal (effet photoélastique).

#### II.2.b.1.a. Effet lié à la biréfringence : $r^S_{41}$

C'est l'effet électrooptique que l'on obtiendrait si l'on empêchait le cristal de se déformer (déformation constante). Il est appelé effet primaire ou vrai et il est défini par la relation :

$$\pi_{41}^S = \Delta \left( \frac{1}{\epsilon_1} \right) E \quad (17)$$

où  $\epsilon_1$  ( $=\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33}$ ) est la partie réelle de la constante diélectrique relative. Il peut être obtenu si l'on applique un champ électrique alternatif de fréquence telle que le cristal n'entre pas en résonance, c'est à dire des très hautes fréquences pour lesquelles la forte inertie des ions limite toute déformation du cristal.

#### II.2.b.1.b. Effet lié à la photo-élasticité

Une théorie microscopique de la photoélasticité des cristaux cubiques a été établie par MUELLER [30]. Nous nous limitons, dans ce qui suit, à une approche macroscopique du problème posé. Dans ce cas, on représente le cristal comme un simple milieu continu, anisotrope, ayant certaines propriétés de symétrie, sans qu'il soit nécessaire de se préoccuper de sa structure intime. L'effet photoélastique traduit la variation de l'indice du cristal lorsque celui-ci est soumis à des contraintes soit :

$$\Delta \left( \frac{1}{\epsilon} \right)_{ij} = \pi_{ij,kl} \sigma_{kl} \quad (18)$$

où  $\pi_{ij,kl}$  est le tenseur de rang 4 donnant l'effet photoélastique. Les  $\pi_{ij,kl}$  sont les coefficients piézooptiques et  $\sigma_{kl}$  le tenseur des contraintes.

On exprime généralement l'effet photoélastique en fonction du tenseur des déformations. D'après les relations d'élasticité, on peut alors écrire (18) sous la forme :

$$\Delta \left( \frac{1}{\epsilon} \right)_{ij} = P_{ij,rs} \epsilon_{rs} \quad (19)$$

où  $\epsilon_{rs} = S_{kl,rs} \sigma_{kl}$  et  $P_{ij,rs} = \pi_{ij,kl} C_{kl,rs}$ . Ce tenseur de rang 4 définit les coefficients photoélastiques.

### II.2.c. Déformation de l'ellipsoïde des indices

Pour simplifier les notations, nous avons supprimé l'indice T du coefficient électrooptique (total). L'équation de l'ellipsoïde des indices devient, en présence d'un champ électrique :

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2 \pi_{41} (E_x yz + E_y zx + E_z xy) = 1 \quad (24)$$

où  $n_0$  est l'indice de l'AsGa en l'absence de champ (milieu isotrope),  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  sont les composantes du champ dans les directions des trois axes cristallographiques.

La direction des nouveaux axes optiques et les nouveaux indices de réfraction principaux sont déterminés par rotation du système d'axes initiaux de manière à le faire coïncider avec le nouveau système d'axes principaux donné par (24). Dans le nouveau système l'ellipsoïde s'écrit :

$$\frac{x'^2}{n_x'^2} + \frac{y'^2}{n_y'^2} + \frac{z'^2}{n_z'^2} = 1 \quad (25)$$

où  $n'_x$ ,  $n'_y$ ,  $n'_z$  sont les nouveaux indices principaux de l'AsGa.

Trois cas sont alors à considérer quant à la direction du champ appliqué :

- E perpendiculaire à la direction cristallographique (100)
- E perpendiculaire à la direction cristallographique (110)
- E perpendiculaire à la direction cristallographique (111).

Dans la mesure où les axes cristallographiques sont parallèles à l'ancien système d'axes optiques, alors le cas où E est perpendiculaire à (100) revient à considérer que seule la composante du champ



suivant  $z$  est non nulle :  $E_x = E_y = 0$  et  $E_z = E$ .

L'équation (25) devient alors :

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2\kappa_{41} E xy = 1 \quad (26)$$

qui peut s'écrire dans le nouveau système d'axes :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + \kappa_{41} E\right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - \kappa_{41} E\right) y'^2 + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1 \quad (27)$$

Le nouveau système d'axes principaux s'obtient par une rotation de l'ancien de  $45^\circ$  par rapport à  $z$  et les nouveaux indices de réfraction (en supposant  $\Delta n \ll n$ ) :

$$\begin{cases} n'_x = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 \kappa_{41} E \\ n'_y = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 \kappa_{41} E \\ n'_z = n_0 \end{cases} \quad (28)$$

Ils ne dépendent que de l'intensité du champ appliqué et de la longueur d'onde. Les directions privilégiées sont perpendiculaires à la direction du champ appliqué : seuls les indices suivants  $x$  et  $y$  sont modifiés. Un calcul identique peut être développé pour un champ  $\perp$  (110) (soit  $E_x = E_y = E/\sqrt{2}$  et  $E_z = 0$ ) et  $E\parallel$  (111) (soit  $E_x = E_y = E_z = E/\sqrt{3}$ ). Le tableau (II) résume les propriétés électrooptiques de l'arséniure de gallium pour ces différentes opérations du champ.

L'existence et l'intensité de l'effet électrooptique dans un cristal cubique et plus particulièrement dans l'arséniure de gallium dépend essentiellement :

- des orientations cristallographiques du cristal

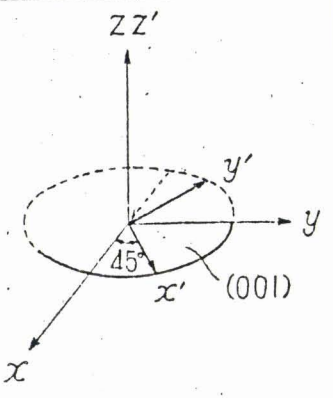
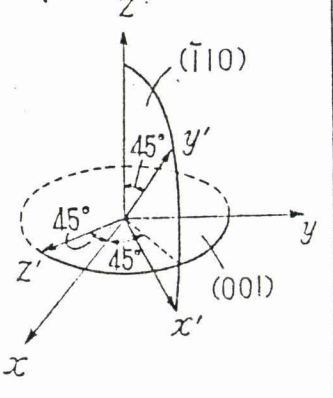
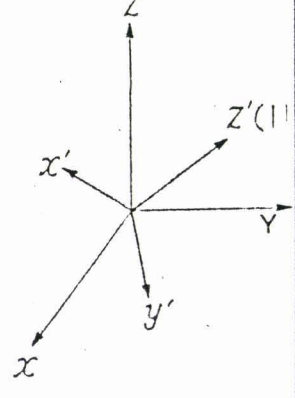
	$E \perp (001)$ plane $E_x = E_y = 0 \quad E_z = E$	$E \perp (110)$ plane $E_x = E_y = \frac{E}{\sqrt{2}} \quad E_z = 0$	$E \perp (111)$ plane $E_x = E_y = E_z = \frac{E}{\sqrt{3}}$
index ellipsoid	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}Exy = 1$	$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + \sqrt{2}r_{41}E(yz +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

TABLEAU 2 : Propriétés électrooptiques de l'AsGa pour différentes orientations du électrique

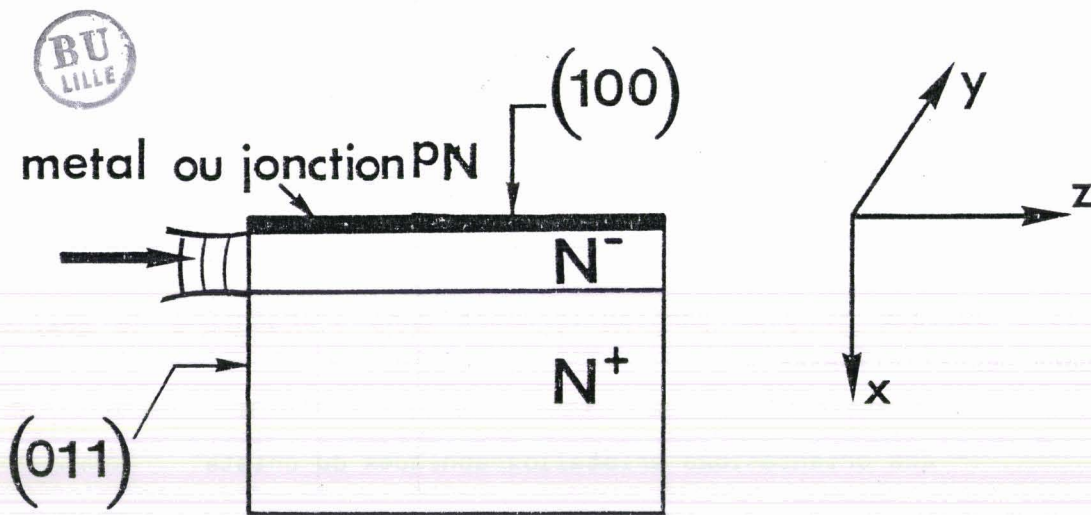


Fig. 17 : Guide plan AsGa

- onde TE se propageant parallèlement à (011)  
 $\Delta n = 1/2 n_0^3 r_{41} E$
- onde TM se propageant parallèlement à (011)  $\Delta n = 0$

- de la direction d'application du champ électrique E
- de la direction de propagation et de l'état de polarisation de l'onde lumineuse.

Pour illustrer ce comportement, nous avons représenté fig (17) un guide plan en arséniure de gallium, dont les orientations cristallographiques sont précisées sur le schéma. Le champ peut être appliqué à l'aide d'une jonction PN ou encore d'un contact Schottky. Dans les deux cas le substrat et la couche guidante sont respectivement dopés  $n^+$  et  $n^-$ , le champ électrique appliqué est parallèle à x.

Pour une onde se propageant dans la direction z, c'est à dire parallèle à la direction cristallographique (011) et polarisée parallèlement à y (onde TE), la variation d'indice sera de  $\Delta n = 1/2 n_0^3 r_{41} E$ . Elle est nulle pour une onde polarisée suivant x (onde TM). Si la direction de propagation est maintenant parallèle à la direction cristallographique (01 $\bar{1}$ ) alors les effets observés seront identiques au cas précédent mais inversés.

Ainsi les directions de guides qui sont électrooptiquement actives sont les directions  $\langle 011 \rangle$  et  $\langle 01\bar{1} \rangle$ . Dans les directions  $\langle 100 \rangle$  et tous les axes propres du cristal, l'effet électrooptique est nul. De plus seul l'indice de propagation pour la polarisation TE est modifié. C'est en ce sens que l'on dit que la polarisation TE est électrooptiquement active alors que la polarisation TM ne l'est pas. La valeur du coefficient électrooptique de l'AsGa étant négative,  $r_{41} = -1,5 \cdot 10^{-12}$  m/V pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  [53,56], on aura donc :

- une augmentation de l'indice pour une onde TE se propageant dans la direction (01 $\bar{1}$ )

- une diminution de l'indice pour une onde TE se propageant dans la direction (011).

Ceci a pour conséquence que tout composant actif, réalisé sur

Dans l'hypothèse où les déformations du cristal sont uniquement dues à la présence du champ électrique (absence de contraintes mécaniques) nous avons :

$$\varepsilon_{rs} = d_{rs,k} E_k \quad (20)$$

où les  $d_{rs,k}$  sont les coefficients piézoélectriques du cristal.

La variation de la constante diélectrique relative s'écrit finalement :

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon} \right)_{ij} = \sum_{r,s} P_{ij,rs} d_{rs,k} E_k \quad (21)$$

Le coefficient électrooptique,  $r^P_{ij,k}$  apparaît donc comme vérifiant l'égalité :

$$r^P_{ij,k} = \sum_{r,s} P_{ij,rs} d_{rs,k} \quad (22)$$

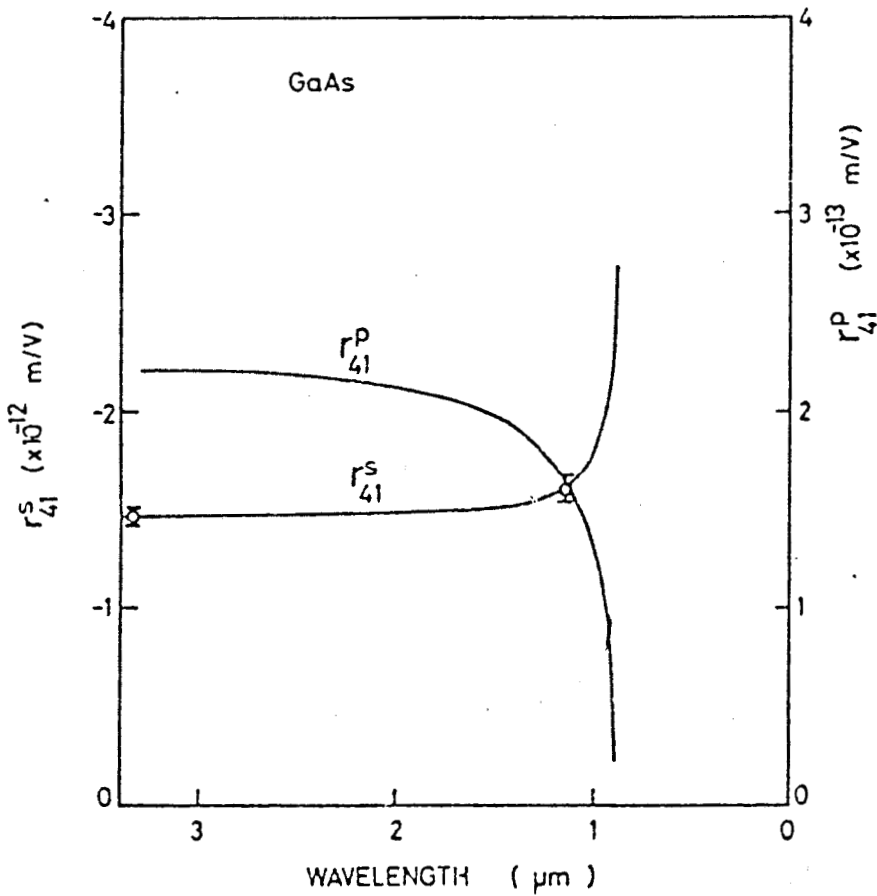
puisque pour l'AsGa, seul le coefficient électrooptique  $r_{41}$  est non nul, il vient

$$r^P_{41} = P_{44} d_{14} \quad (23).$$

Il engendre l'effet électrooptique dit secondaire (ou faux). En appliquant à un cristal libre un champ statique, on mesure  $r^T_{41}$  qui est la somme des effets primaires et secondaires :  $r^T_{41} = r^S_{41} + r^P_{41}$ . Le tableau (I) présente quelques valeurs du coefficient électrooptique déterminés expérimentalement par différents auteurs. La fig (16) montre les courbes de dispersion des coefficients  $r^S_{41}$  et  $r^P_{41}$  [36]. Notons que le coefficient électrooptique de l'InP est du même ordre de grandeur que celui du GaAs [37,38].

$\lambda_0 (\mu\text{m})$	$r_{41} (\text{m/v}) \cdot 10^{-12}$	Ref.
1.15	1.43	[31]
1	1.1	[32]
1-1.7	1.1 - 4.9	[33]
1.15	1.5	[34 - 35]

**TABLEAU I** : Quelques valeurs du coefficient électrooptique déterminés expérimentalement



**Fig. 16** : Courbe de dispersion des coefficients  $r_{41}^S$  et  $r_{41}^P$  [36]

arséniure de gallium, basé sur l'effet électro-optique doit fonctionner dans un état de polarisation bien déterminé.

L'application d'un champ électrique dans la couche guidante nécessite le dépôt sur la couche  $n^-$  :

- d'une couche p pour une jonction p-n

- d'une électrode métallique pour le contact Schottky. Les propriétés caractéristiques de propagation de la structure de guidage, précédemment définies, peuvent alors s'en trouver perturbées. Le prochain paragraphe traite de l'influence de la métallisation sur les propriétés du guide.

### III - INFLUENCE DU METAL SUR LES PROPRIETES DE PROPAGATION DU GUIDE

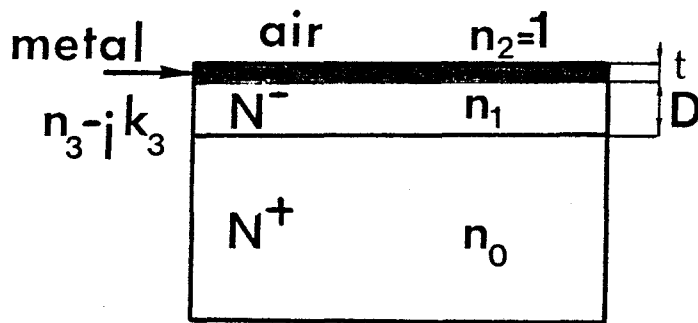
Les composants actifs réalisés dans le cadre de ce travail ont été obtenus par dépôt d'une électrode métallique sur la couche  $n^-$  et seule cette configuration sera présentée. L'influence du dépôt d'une couche p sur les propriétés de propagation de la structure et plus particulièrement sur les pertes a été faite par [39].

#### III.1. Généralités

La prise en compte du métal revient à considérer la structure, initialement trois couches, comme étant un guide composé dont l'un des milieux présente un indice complexe [40]. L'équation aux valeurs propres des modes susceptibles de se propager dans cette structure est donnée par l'équation (26) du chapitre II. Cependant dans l'hypothèse généralement vérifiée aux fréquences optiques, où la profondeur de pénétration  $\delta$



de l'onde guidée dans le métal est beaucoup plus petite que la hauteur de celui-ci ( $t \gg \delta$ ), le problème se ramène, ainsi que l'a proposé KAMINOW [41] à l'étude du guide plan trois couches où l'air est remplacé par le métal ( $t \rightarrow \infty$ ) (fig 18).



**Fig (18) : Guide plan métallisé.** Dans l'hypothèse où  $t \gg \delta$ , le problème se ramène à l'étude du guide plan où l'air est remplacé par le métal.

Comme pour les porteurs libres du substrat l'équation aux modes (52) (Chap. I) est complexe et le traitement rigoureux du problème passe par la résolution de cette équation. Cependant aux fréquences optiques de nombreux métaux présentent une permittivité négative ( $\omega_{op} < \omega_p$ ,  $\omega_p =$  fréquence du plasma du métal)  $\epsilon' \simeq -|\epsilon^*|$  et  $\epsilon'' \ll |\epsilon'|$  [40,42]. C'est particulièrement le cas de l'or, l'aluminium, l'argent. Dans ce cas, une première approche des caractéristiques des modes peut être effectuée en négligeant la partie réelle de l'indice  $n_3$  du métal (ou la partie imaginaire de  $n_3^2$ ) [43]. Partant de ces hypothèses, nous traitons le problème de la façon suivante :

- étude du guide plan dont l'un des milieux présente une constante diélectrique négative. Dans cette approximation toutes les fonctions des modes et leurs conditions d'existence du chapitre I peuvent s'appliquer. Puisque seule la polarisation TE est électrooptiquement active pour les guides en arséniure de gallium, nous limitons cette étude au cas des modes TE.

### III.2. Diagramme de dispersion

Nous avons représenté fig (19) les variations  $\beta/k_0 = f(D)$  du mode  $TE_0$  pour des homojonctions  $n^+/n^-$  où l'air est remplacé soit par l'or ou l'aluminium et pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . Les courbes de dispersion montrent que, pour une épaisseur de guide donnée, la présence du métal se traduit par une diminution de la constante de propagation du mode guidé. Cette diminution est d'autant plus importante que l'indice du métal est élevé. Les propriétés optiques de ces métaux sont résumées dans le tableau (III). On en déduit donc que la constante de propagation transverse dans le substrat ( $q_0$ ) et par là même la profondeur de pénétration de l'onde dans le substrat est plus important lorsque la structure est métallisée. La présence du métal se traduit par une répulsion du mode guidé vers le substrat [44]. Cette répulsion est d'autant plus intense que l'indice du métal est élevé. Notons toutefois que la perturbation introduite pour les métaux considérés et plus particulièrement par l'or sur la constante de propagation est de très faible intensité. A titre d'exemple l'épaisseur de coupure  $D_{c0}$  reste pratiquement inchangée puisqu'elle passe de  $1,55 \mu\text{m}$  pour la structure  $n^+/n^-/\text{air}$  à  $1,6 \mu\text{m}$  pour la structure  $n^+/n^-/\text{or}$  pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ .

### III.3. Profil du mode $TE_0$

Il est intéressant de comparer les profils de mode avec ou sans la présence de métal. A ce titre, la fig (20) montre les répartitions du champ  $E_y$  associées au mode  $TE_0$  pour les structures  $\text{air}/n^-/n^+$ ,  $\text{or}/n^-/n^+$  et  $\text{Al}/n^-/n^+$  obtenues à partir des équations (10) du chapitre II. Tout se passe comme si l'onde subissait une translation vers la substrat : la profondeur de pénétration dans le métal est beaucoup plus réduite que dans l'air et l'abscisse  $x_M$  correspondant à l'amplitude maximale du champ se rapproche du substrat. L'étendue du mode guidé dans le substrat augmente avec la présence du métal. Le métal repousse le mode guidé vers le substrat. Le tableau (IV) donne les valeurs des profondeurs de pénétration de l'onde guidée dans l'air, l'or et l'alumi-



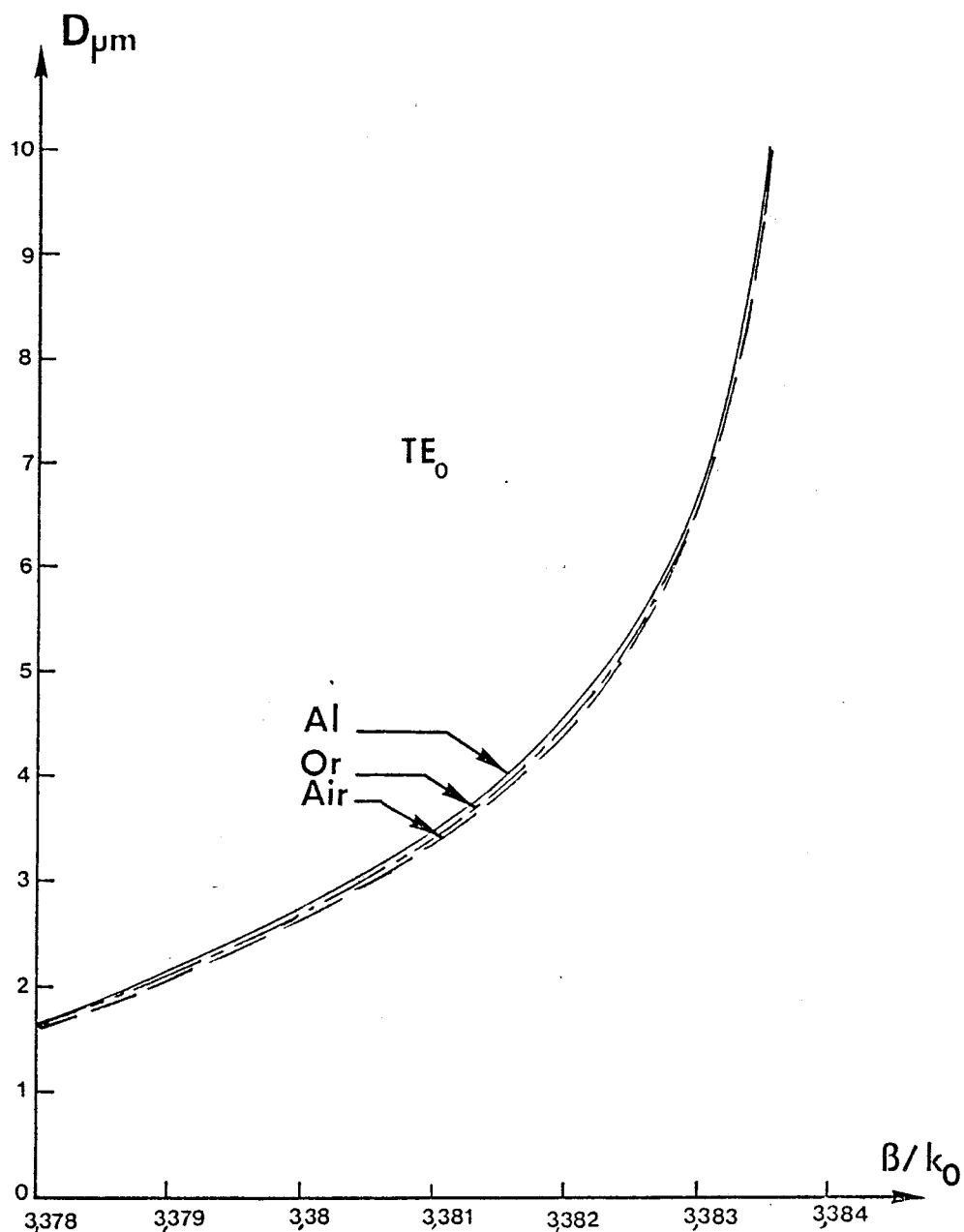
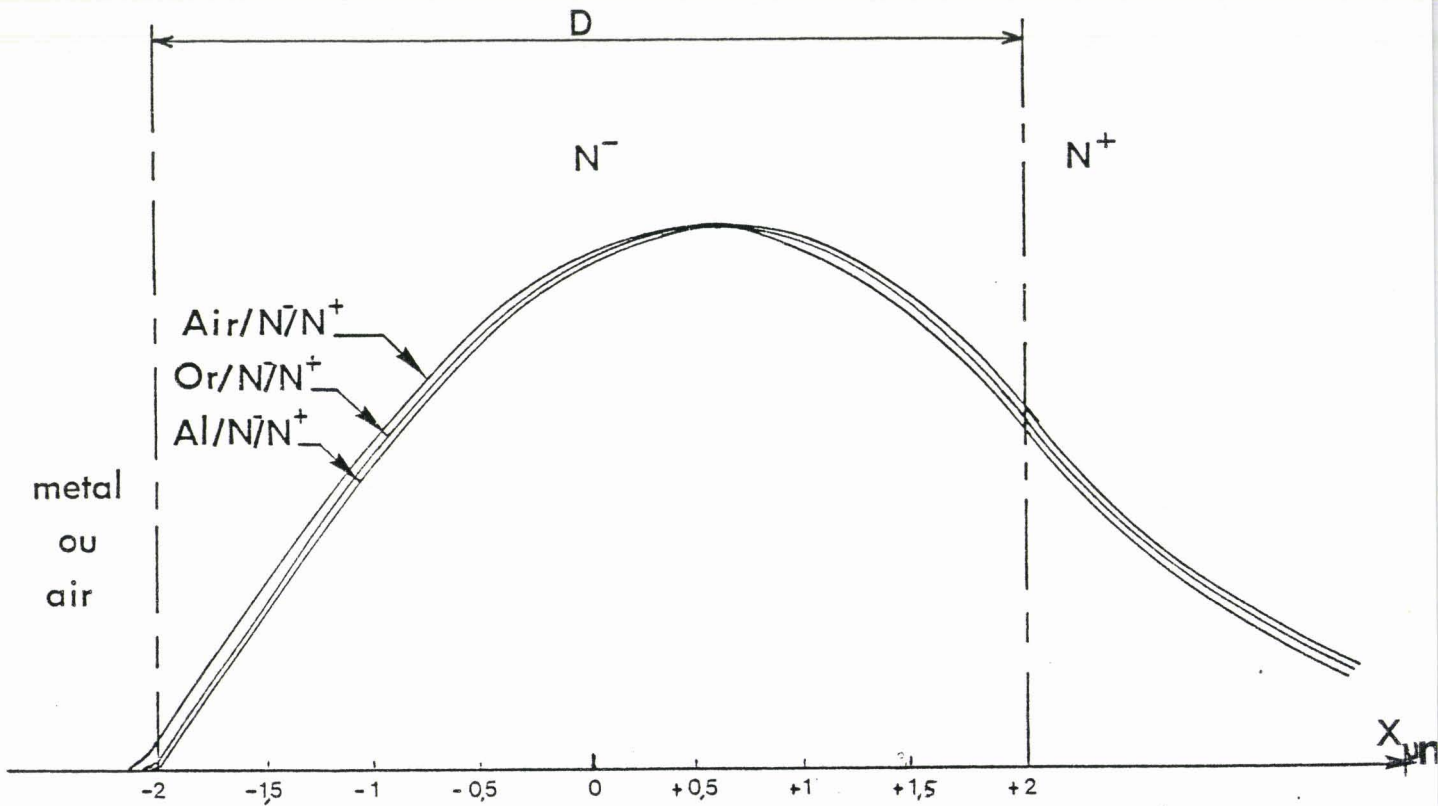


Fig. 19 : Diagramme de dispersion  $B/k_0 = f(D)$  pour les structures  $n^+/n^-/\text{air}$ ,  $n^+/n^-/\text{or}$ ,  $n^+/n^-/\text{Al}$  -  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Mode  $TE_0$

Metal	n	k	Ref.
Or	0.14	8.49	[51]
Al	1.21	12.5	[52]
Pt	3.35	6.78	[53]
Ti	3.62	4.50	[54]





**Fig. 20** : Profil du mode  $TE_0$ .  $D = 4 \mu\text{m}$  -  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ,  
 $n^+ = 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n^- = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$   
 Le mode est d'autant plus repoussé vers le substrat  
 que l'indice du métal est élevé



Sstructure	$\delta (\text{\AA})$
Air/ $N^-$ / $N^+$	640
Or/ $N^-$ / $N^+$	42
Al/ $N^-$ / $N^+$	26

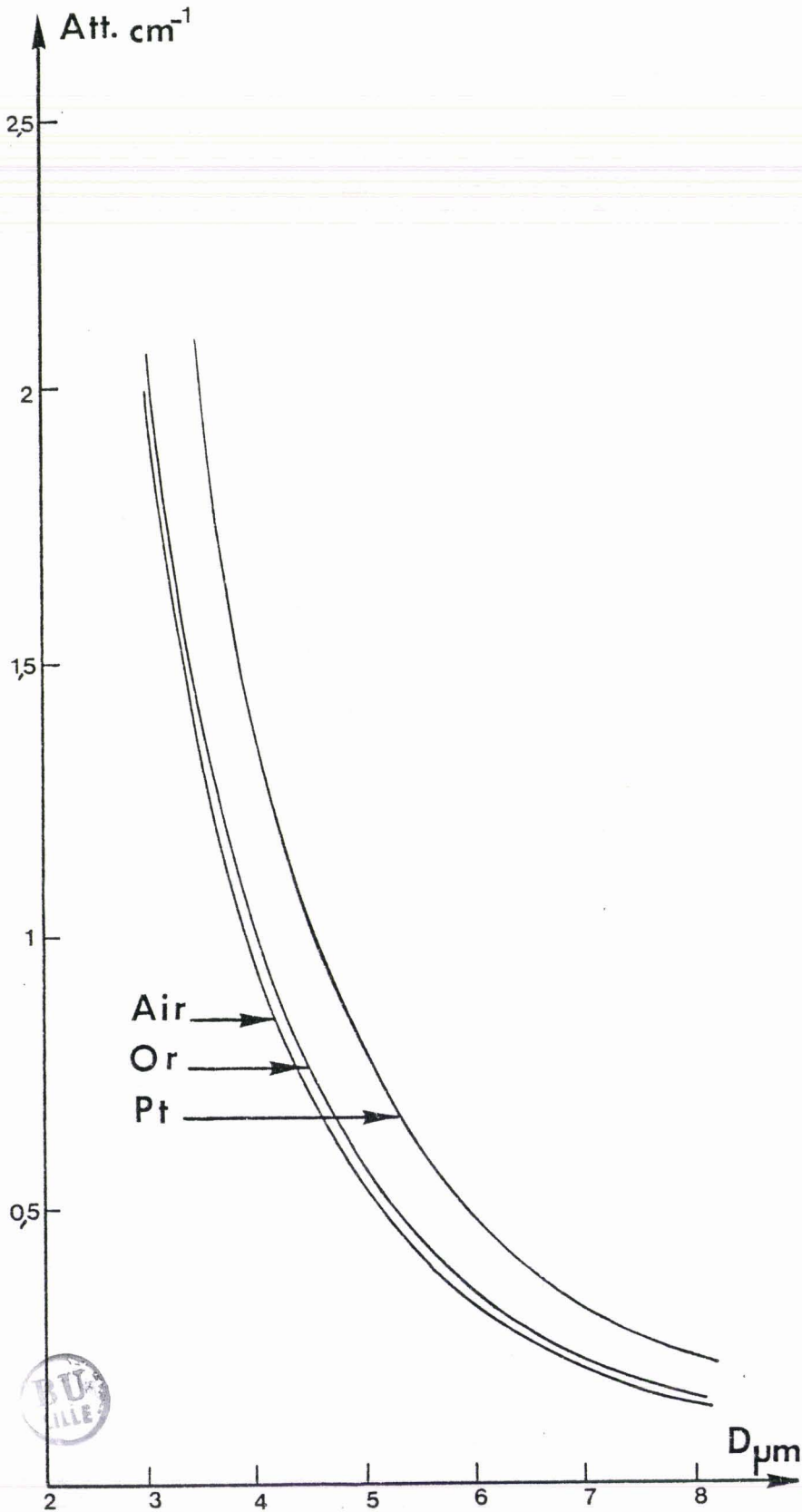
**TABLEAU IV** : Profondeur de pénétration de l'onde dans le métal pour  
 les structures considérées Mode  $TE_0$ .  $D = 4 \mu\text{m}$ ,  
 $n^+ = 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n^- = 2.10^{14}$

nium pour les structures considérées. Comme nous l'avons déjà précisé la répulsion est plus intense pour l'aluminium ( $n_{AL} > n_{OR}$ ).

### III.4. Pertes liées à la présence du métal

De nombreuses méthodes ont été proposées pour calculer les pertes associées à la présence d'une paroi métallique sur un guide semi-conducteur. Citons notamment les travaux de REISINGER [45] qui énumère les différentes méthodes d'analyse (méthodes perturbationnelles, méthode des rayons...) et donne leur limite d'application dans le domaine des longueurs d'ondes optiques. Comme pour les porteurs libres du substrat, seule la méthode exposée au paragraphe II.3.b (chap. II) [41] est rigoureuse et conduit aux valeurs exactes des pertes d'absorption des structures métallisées. Ces dernières sont présentées fig (22) pour le mode  $TE_0$  et pour les structures suivantes :  $Al/n^-/n^+$  et  $or/n^-/n^+$  [46] ; ces métaux conduisent à des contacts Schottky de qualités suffisantes sur GaAs et en particulier à de bonnes hauteurs de barrières [47]. La présence du platine introduit des pertes beaucoup plus importantes que la présence de l'or puisqu'elles sont respectivement de 2 dB/cm et de 0,3 dB/cm pour un guide d'épaisseur 4  $\mu m$  et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu m$ . Ce résultat est dû à une plus grande extension du mode guidé dans le substrat pour le platine et qui par conséquent augmente les pertes dues aux porteurs libres du substrat. De la même manière, le titane dont l'indice est encore plus élevé (tableau III) va introduire des pertes beaucoup plus importantes ; BUCHMANN [45] mesure des pertes supplémentaires de l'ordre de 5 dB/cm ( $D = 4 \mu m$ ,  $\lambda_0 = 1,3 \mu m$ ). Un deuxième mécanisme de pertes doit être également pris en compte, ce sont les pertes par absorption du métal. Cependant les coefficients d'extinction des métaux considérés étant peu différents (comparativement à leurs indices), l'absorption métallique de l'onde guidée y est quasiment identique. Malgré la bonne adhérence du titane sur le GaAs, l'or semble donc le métal le mieux adapté optiquement pour la réalisation d'électrode de commande d'un dispositif actif sur arséniure de gallium.

Remarque : comme pour le substrat, on peut isoler le mode



**Fig. 22** : Pertes des structures métallisées en fonction de l'épaisseur  $D$  du guide plan.  
 $n^+/n^-/\text{air}$  ;  $N^+/n^-/\text{or}$  ;  
 $n^+/n^-/\text{Pt}$  Mode  $\text{TE}_0$   
 $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$  [46]

guidé du métal par dépôt d'une couche de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , faiblement dopée, entre le guide et l'électrode. On se retrouve alors avec un guide en double hétérostructure [49].

Contrairement au mode  $\text{TE}_0$ , le comportement du mode  $\text{TM}_0$  est fortement perturbé par la présence du métal ; il semble important de signaler cette singularité.

### III.5. Mode $\text{TM}_0$

Les propriétés du mode  $\text{TM}_0$  sont considérablement perturbées par la présence du métal. L'explication admise et vérifiée expérimentalement par de nombreux auteurs est que ce mode possède alors les propriétés d'une onde plasma [50]. Une conséquence de ce comportement se traduit par des pertes de propagation beaucoup plus importantes que celles associées au mode  $\text{TE}_0$  : la quasi totalité de l'onde lumineuse est localisée à l'interface guide-métal. Il en résulte une forte absorption métallique. Cette particularité est à la base du principe de fonctionnement d'un polariseur en optique intégrée [50,55]. Supposons que les modes  $\text{TE}_0$  et  $\text{TM}_0$  soient excités simultanément, après avoir parcouru une longueur  $L$  du guide, le mode  $\text{TM}_0$  fortement absorbé par le métal a pratiquement disparu tandis que le mode  $\text{TE}_0$  continue à se propager. Le métal assure donc une fonction de polariseur.

Outre l'introduction de pertes supplémentaires, le dépôt d'un métal sur le guide introduit des contraintes dans le matériau. Nous nous proposons dans le paragraphe suivant de mettre en évidence l'influence de ces contraintes sur les propriétés de propagation de la structure.

### III.6. Effet des contraintes

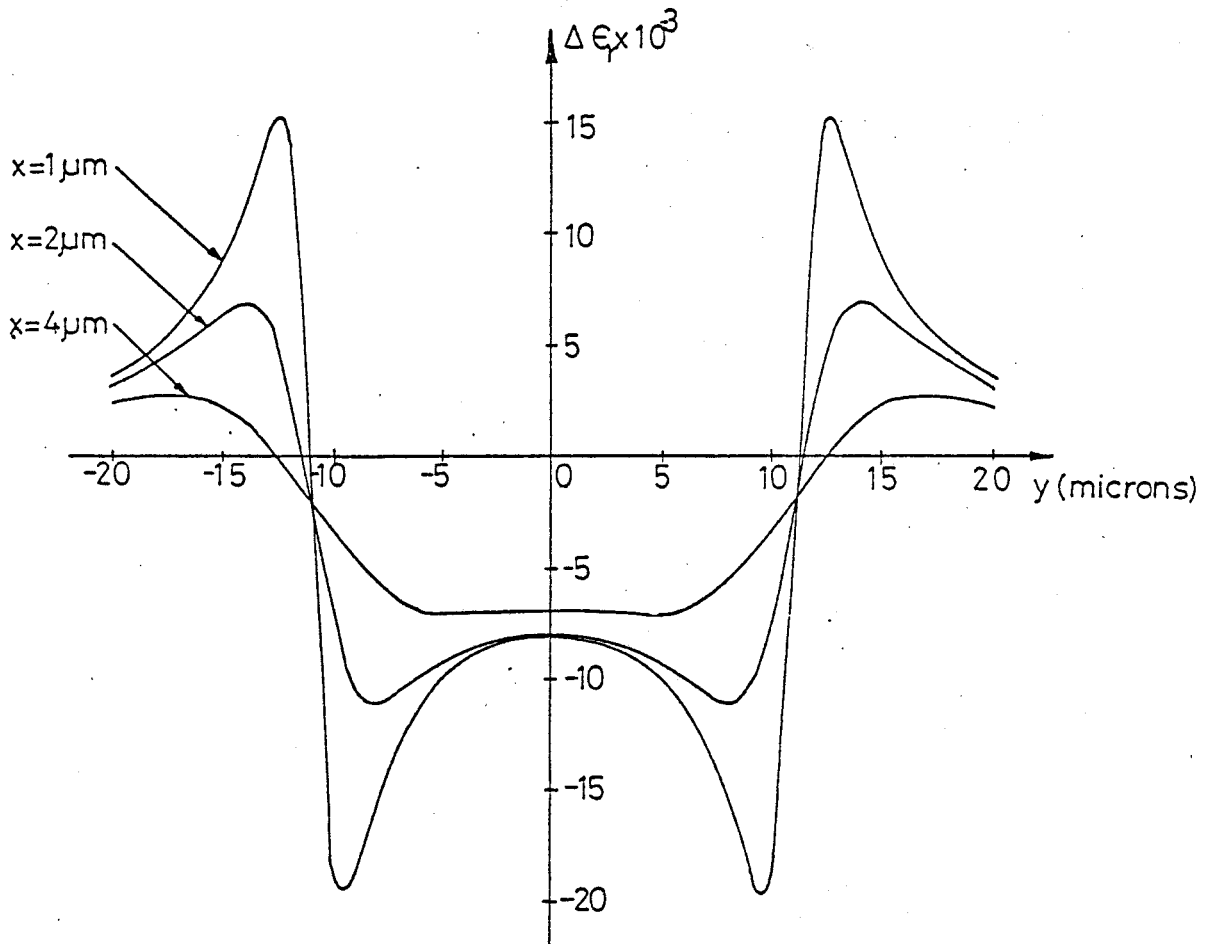
Le dépôt d'un métal sur le guide entraîne l'apparition de contraintes dans le matériau qui perturbent les propriétés de guidage de la structure initiale par effet photoélastique. La modification de la

constante diélectrique relative est donnée par [29] :

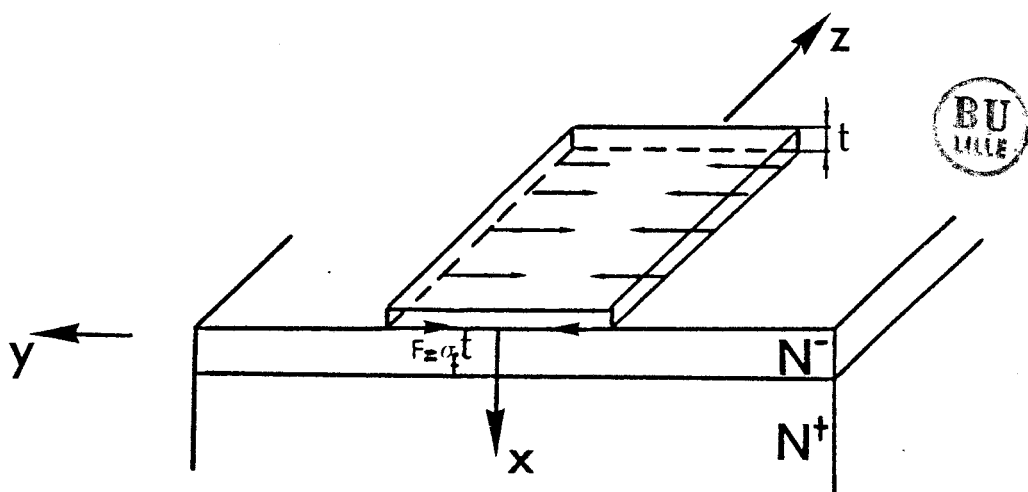
$$\Delta \left( \frac{1}{\epsilon} \right)_{ij} = \pi_{ij,kl} \sigma_{kl} \quad (30)$$

où les  $\pi_{ij,kl}$  sont les coefficients piézooptiques et  $\sigma_{kl}$  le tenseur des contraintes. L'AsGa présente trois coefficients piézooptiques indépendants dont les propriétés sont données en annexe (VI). Le cristal devient alors uniaxe, le tableau (I) de l'annexe (VI) résume cette biréfringence. WESTBROOK [56] a étudié les champs de contraintes développés dans l'AsGa à partir des lois de HOOKE généralisées. De ces travaux nous présentons la fig (22) qui montre les variations de la permittivité relative calculées pour un guide plan en AsGa chargé par un ruban d'or de largeur  $W = 22 \text{ pm}$  et d'épaisseur  $t = 6000 \text{ A}$  pour une onde polarisée TE. Dans cet exemple, l'or est déposé par évaporation et il est dans un état de tension [56]. De manière à maintenir un équilibre statique du système, le métal transmet au cristal une force  $F = \sigma_f t$  par unité de longueur dans la direction  $z$ , comme l'indique la fig (23). Le champ de contraintes compressives  $\sigma_f$  est appliqué parallèlement à la direction cristallographique (100). L'intensité de la perturbation décroît lorsque l'on pénètre plus profondément dans le guide, et lorsque l'épaisseur de métal diminue [57].

Appliqué aux guides AsGa en arête, les variations d'indices introduites par effet photoélectrique peuvent de ce fait détruire le contraste d'indice effectif responsable du confinement latéral puisque les deux processus en compétition sont de signes opposés et dans certains cas de même amplitude. L'onde lumineuse est alors expulsée soit dans les guides plans juxtaposant l'arête si leur épaisseur est supérieure à l'épaisseur de coupure  $D > D_{00}$  soit dans le substrat si  $D < D_{00}$ . Dans les deux situations, la structure métallisée se comporte comme un "anti-guide". Pour éviter ce comportement il semble donc nécessaire de déposer une faible épaisseur de métal et les techniques de dépôt dites "douces" sont évidemment souhaitables de manière à ce que les contraintes introduites soient les plus faibles possibles. Pour nos structures, c'est particulièrement le cas de l'or [58].



**Fig. 22 :** Variation de la permittivité relative d'un guide plan AsGa chargé par un ruban d'or ( $W = 22 \mu\text{m}$ ;  $t = 6000 \text{ \AA}$ ). [56]



**Fig. 23 :** De manière à maintenir un équilibre statique du système le métal contraint soumet au cristal une force  $F = \sigma_p t$  aux discontinuités. La direction des forces correspond à un métal sous tension.



Les résultats obtenus montrent que l'or, essentiellement grâce à son faible indice de réfraction, ne modifie pratiquement pas les propriétés de propagation de la structure initiale [59] (profil de mode, atténuation). C'est donc l'or qui semble le mieux approprié comme électrode de commande. Sa mauvaise adhérence sur AsGa, qui devrait conduire à des contraintes relativement faibles dans la couche guidante, peut cependant limiter ses performances électriques qui seront discutées dans le prochain chapitre.

Le dispositif de la fig (23) constitué d'un guide muni d'une électrode nécessaire à la mise en oeuvre de l'effet électrooptique est en optique intégrée la structure de base d'un modulateur de phase. C'est un composant fondamental puisque c'est grâce à lui qu'un dispositif peut devenir actif. Nous nous proposons dans le paragraphe suivant d'étudier son principe de fonctionnement.

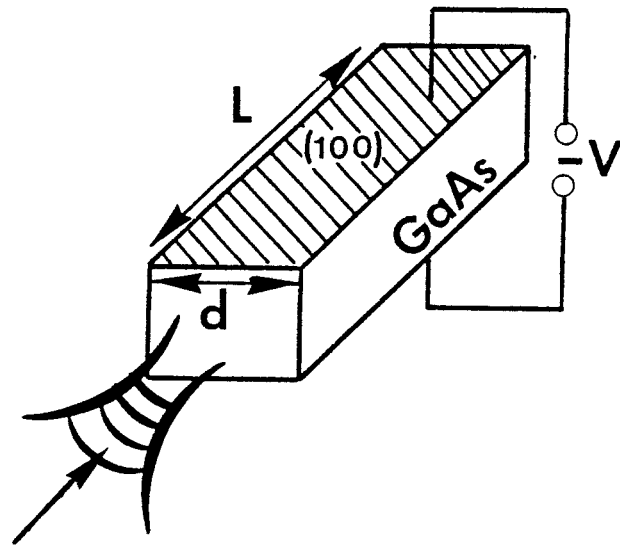
#### IV - MODULATEUR DE PHASE

##### IV.1. Modulateur de phase en volume

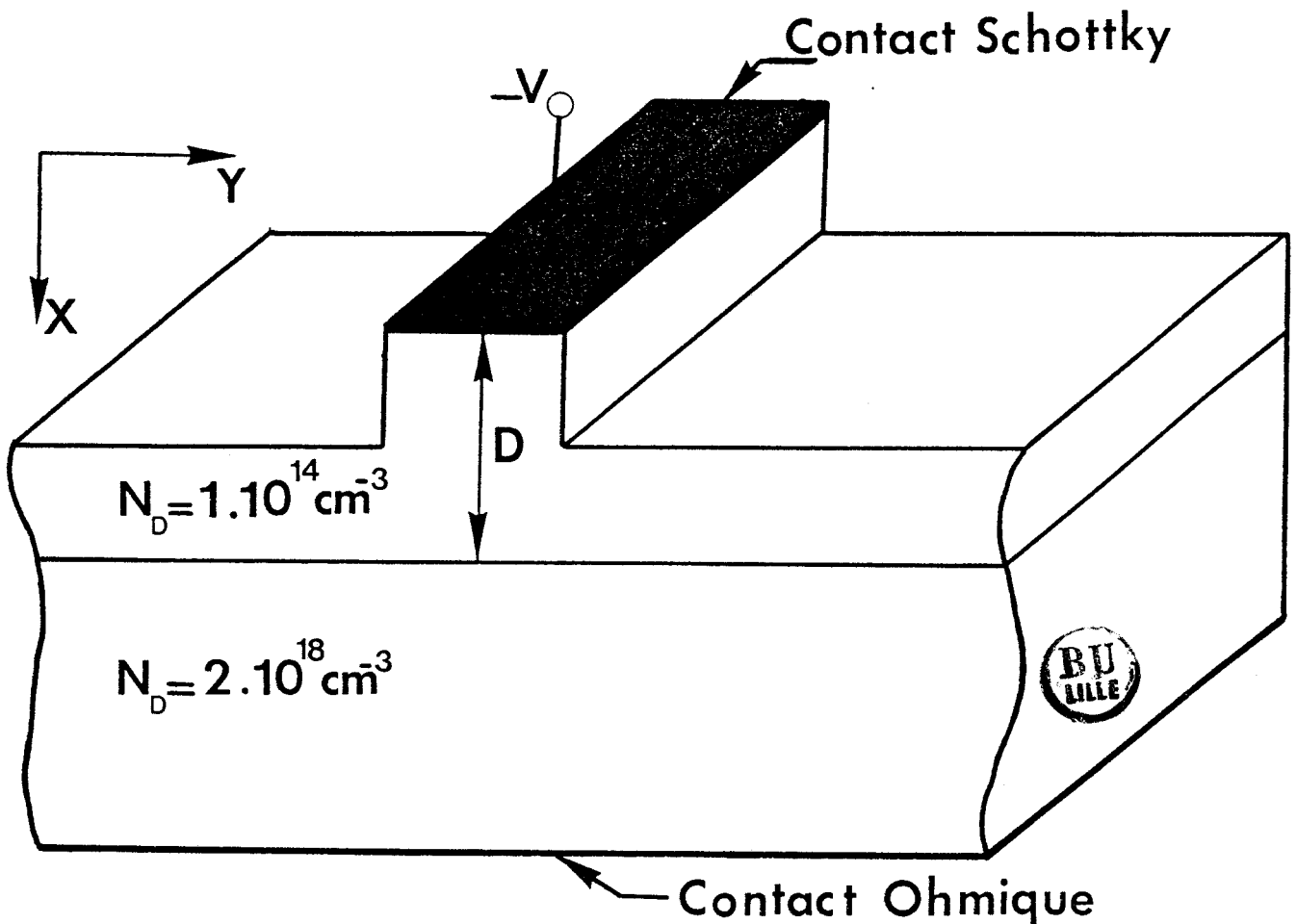
Nous avons vu (§.I.2.d) comment nous pouvons changer l'indice de réfraction que rencontre une onde lumineuse se propageant dans un milieu électrooptique. Si l'on crée une variation d'indice  $\Delta n$ , après avoir parcouru une longueur  $L$  du milieu, la phase de l'onde (TE) aura variée de :

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi S}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \Delta n \quad (31)$$





**Fig. 24** : Effet électrooptique en volume. Modulation transversale ( $\Delta\varphi \propto L$ )



**Fig. 25** : Effet électrooptique appliqué au guide en arête. La variation de la constante de propagation dépend de la distribution spatiale du champ électrique appliqué et du profil du mode guidé.

Considérons la situation où le champ appliqué est parallèle à la direction (100) (fig (24)). Si le faisceau injecté dans le barreau est focalisé dans une région petite devant la surface  $d^2$  de la section droite du barreau, nous pouvons négliger les effets de bord des électrodes et si la direction de propagation de l'onde est perpendiculaire à celle du champ appliqué, il vient donc :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \left( \pm \frac{1}{2} m_0^3 r_{41} E \right) \quad (32)$$

Ce type de modulation est appelé modulation par effet électrooptique transverse ; le déphasage introduit présente l'avantage d'être proportionnel à la longueur de l'électrode. La modulation est longitudinale lorsque les directions d'application du champ et de propagation de l'onde sont parallèles et l'expression (32) est modifiée [60]. Dans ce qui suit, nous ne considérons que la configuration transverse.

L'expression (32) décrit parfaitement bien la réalité dans le cas d'un barreau semiconducteur. Toutefois, elle ne peut être directement transposée au cas de l'optique intégrée qui est représentée fig (25). En effet, il faut tenir compte du fait que l'onde est guidée dans un mode unique de propagation, ce qui conduit à une distribution transverse électrique associée à la propagation de la lumière. La variation de la constante de propagation du mode guidé liée à une modification de l'indice du guide va donc dépendre de la distribution spatiale du champ électrique appliqué et du profil du mode guidé. De plus, pour les guides en arête, les effets de bords des électrodes, c'est à dire l'existence d'une composante transverse du champ électrique appliqué, perturbent les propriétés de propagation du guide aux discontinuités [61].

#### IV.2. Modulation électrooptique en champ quelconque

Les propriétés de propagation de l'onde lumineuse sous l'influence du champ électrique sont maintenant décrites par l'équation :

$$[ \Delta + (\eta^2 - \beta) ] \varepsilon(x, y) = 0 \quad (33)$$

où  $\varepsilon(x, y)$  est le champ électrique associé au mode TE,  $\beta$  la constante de propagation du mode guidé et  $\eta$  le nouvel indice du guide prenant en compte l'effet du champ. On suppose alors que le champ électrique de modulation n'apporte qu'une faible perturbation au système (au premier ordre  $\varepsilon(x, y)$  est toujours solution de l'équation non perturbée). Cette hypothèse est justifiée dans la pratique puisque les effets électro-optiques mis en jeu sont relativement faibles. L'équation (33) peut alors s'écrire :

$$[ \Delta + (n_0^2 + 2 n_0 \Delta n - \beta) ] \varepsilon(x, y) = 0 \quad (34)$$

où  $n_0$  est l'indice initial du guide et  $\Delta n$  est la variation due à l'action du champ électrique, elle est positive si l'onde se propage parallèlement à la direction  $(01\bar{1})$ . Les variations de la constante de propagation s'obtiennent par un calcul de perturbations et sont données par l'équation [62,63] :

$$\Delta\beta = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon^2(x, y) \Delta n(x, y) dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon^2(x, y) dx dy} \quad (35)$$

avec  $\Delta n(x, y) = \frac{1}{2} n_0^3 r_{41} E(x, y)$  et  $k = 2\pi/\lambda_0$ ; (35) devient donc

$$\Delta\beta = \left( \frac{k n_0^3 r_{41}}{2} \right) \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon^2(x, y) E(x, y) dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon^2(x, y) dx dy} \quad (36)$$

C'est le produit de deux termes :

- le premier qui ne dépend que des propriétés du matériau et de la longueur d'onde.

- le second qui traduit le recouvrement entre le mode guidé et le champ électrique appliqué ; il représente l'efficacité de modulation de la structure.

### IV.3. Efficacité de modulation

C'est une propriété importante du déphaseur puisqu'elle permet notamment de déterminer les valeurs des tensions de commande des dispositifs. Dans ce qui suit nous étudions l'influence de quelques paramètres opto-géométriques du guide sur l'efficacité de modulation. Nous limitons cette étude au cas d'un guide plan qui permet une première approche du problème posé [63,64] et nous négligeons les effets de bords.

Pour un guide plan, la variation de la constante de propagation d'une mode TE s'écrit :

$$\Delta\beta = k \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\varepsilon_y(x)|^2 \Delta n(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\varepsilon_y(x)|^2 dx} \quad (37)$$

soit 
$$\Delta\beta = \left[ \frac{k n_0^3 r_{41}}{2} \right] \mathcal{F} \quad (38)$$

avec 
$$\mathcal{F} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\varepsilon_y(x)|^2 E(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\varepsilon_y(x)|^2 dx} \quad (39)$$

Le profil du mode guidé, ainsi que l'expression analytique des composantes du champ  $\varepsilon(x)$  pour un guide assymétrique sont connus (§.III.d). Considérons la distribution spatiale du champ électrique appliqué.

#### IV.3.a. Hypothèse d'un champ électrique uniforme

Les dopages de la couche guidante et du substrat de la structure considérée ont été déterminés au chapitre II. Ils sont caractérisés respectivement par :

- une couche épitaxiée qui présente un dopage résiduel,  $N_D$ , de l'ordre de  $1-2 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$ .

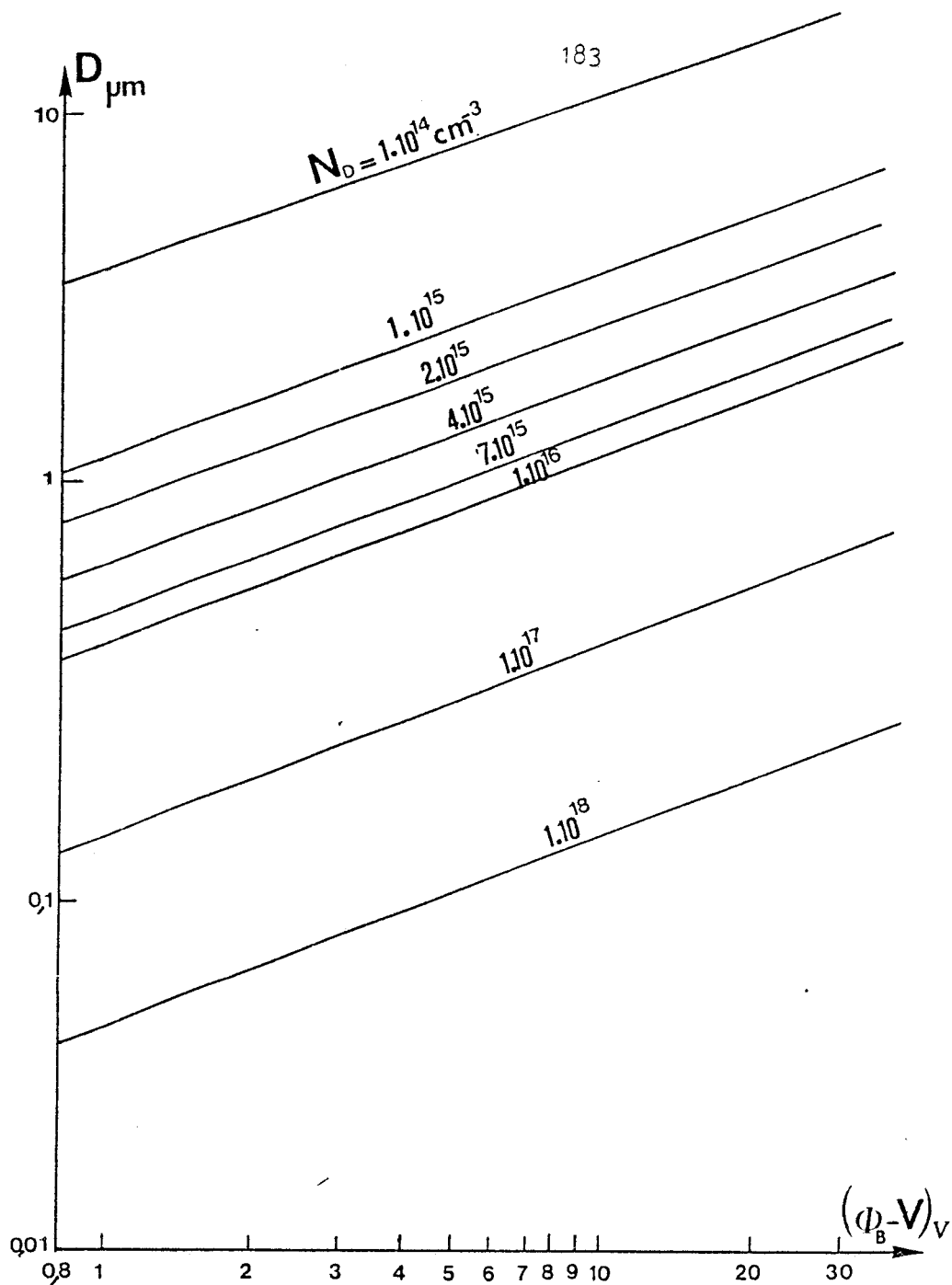
- un substrat dopé à  $1-2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  permettant l'obtention d'un bon contraste d'indice et minimisant les pertes par absorption des porteurs libres.

Nous avons représenté fig (26) les variations  $(\phi_B - V)$  où  $V$  est la tension de polarisation et  $\phi_B$  le potentiel de barrière ( $\phi_B = 0,8$  V à 300 K pour l'AsGa [65]) en fonction de la hauteur de la zone déplétée  $d$  pour différentes valeurs de dopage de la couche guidante  $N_D$ . Rappelons que  $V$ ,  $\phi_B$  et  $d$  sont reliés par la relation [58]

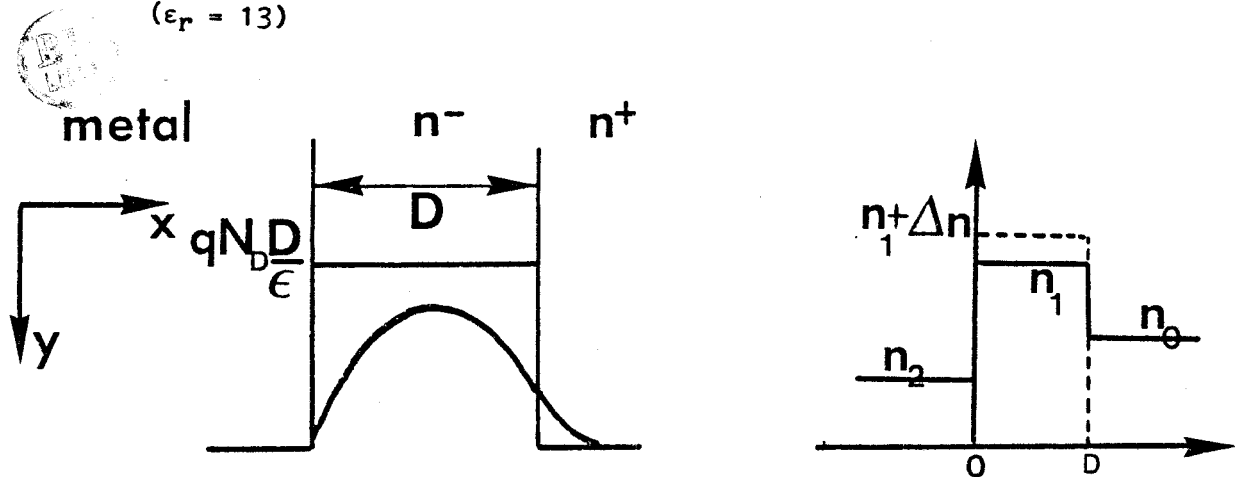
$$d = \sqrt{\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_r (\phi_B - V)}{q N_D}}$$

où  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  sont respectivement la permittivité du vide et de l'AsGa ( $\epsilon_r = 13$ ) et  $q$  la charge de l'électron. Ces résultats montrent que pour  $N_D < 2 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$  et une épaisseur de guide  $D$  inférieure à  $4 \mu\text{m}$ , la zone de déplétion sous le contact Schottky s'étend sur toute l'épaisseur du guide sous une très faible tension de polarisation ou même en absence de tension appliquée. Le champ électrique appliqué est alors constant à l'intérieur du guide et s'exprime simplement par  $E = V/D$ . Il est nul dans le substrat (il s'étend sur quelques Å). Partant de ces hypothèses, l'expression (37) devient :

$$\Delta\beta = \frac{\frac{1}{2} m_0^3 \kappa_{41} V}{2 D} \frac{\int_0^D |\epsilon_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\epsilon_y(x)|^2 dx} \quad (40)$$



**Fig. 26** : Epaisseur de la zone déserte  $D$  en fonction de la tension de polarisation pour différents dopages de la couche guidante ( $\epsilon_r = 13$ )



**Fig. 27)** : Le champ électrique appliqué recouvre totalement le mode guidé. Variation d'indice  $n_1 \uparrow \Delta n$  ( $\Delta n > 0$ ) à l'intérieur de la couche guidante.

Si l'on suppose de plus que l'amplitude du champ appliqué assure le recouvrement total du mode guidé, comme le schématise la fig (27) ; la relation (40) s'écrit simplement :

$$\Delta\beta = \frac{\frac{1}{2} n_o^3 \chi_{41} V \Gamma}{2 D} \quad (41)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de confinement.

Dans ce cas particulier, l'efficacité de modulation est donnée par le facteur de confinement de la structure. Pour obtenir une efficacité de modulation optimale, il faut donc d'une part que la structure présente un fort contraste d'indice guide/substrat et d'autre part que l'épaisseur du guide corresponde à l'épaisseur de coupure  $D_{c1}$ . Dans ce cas, le facteur de confinement est maximum tout en continuant d'assurer une propagation monomode de l'onde guidée. Cependant l'expression (41) montre que la variation de la constante de propagation est d'autant plus élevée que le guide est mince, ce qui correspond, à une tension donnée, à un champ électrique le plus grand possible. Mais cette condition n'est pas compatible avec un confinement maximum. Un compromis sur l'épaisseur est donc nécessaire. Nous avons représenté fig (28) les variations  $\Delta\beta = f(V)$  pour un guide dopé à  $10^{14}/\text{cm}^3$  et d'épaisseur  $D = 3$  et  $3,5 \mu\text{m}$  et pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ .

#### IV.3.b. La tension de commande

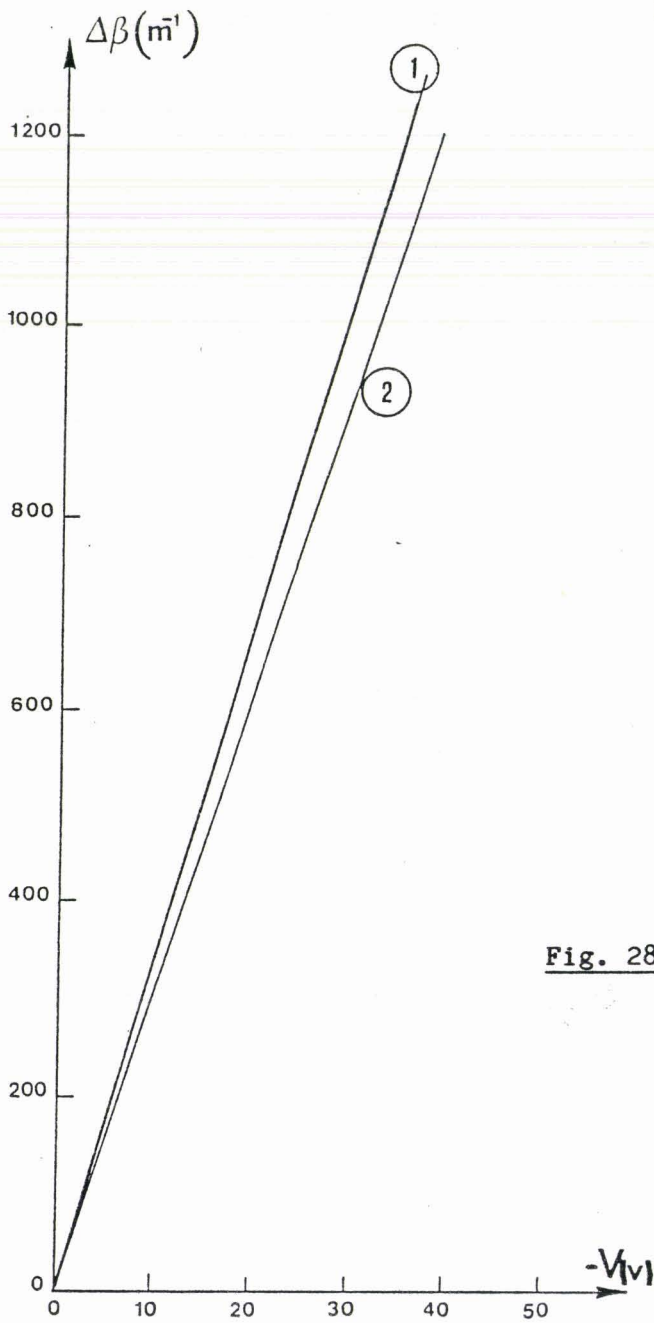
On caractérise un déphaseur électrooptique par la tension qu'il faut lui appliquer pour créer un déphasage  $\Delta\varphi = \pi$ , c'est à dire

$$V_{\pi} = \frac{d_o D}{L (n_o^3 \chi_{41} \Gamma)} \quad (42)$$

où  $L$  est la longueur du guide.

Nous avons représenté fig (29) les variations  $V_{\pi} = f(L)$

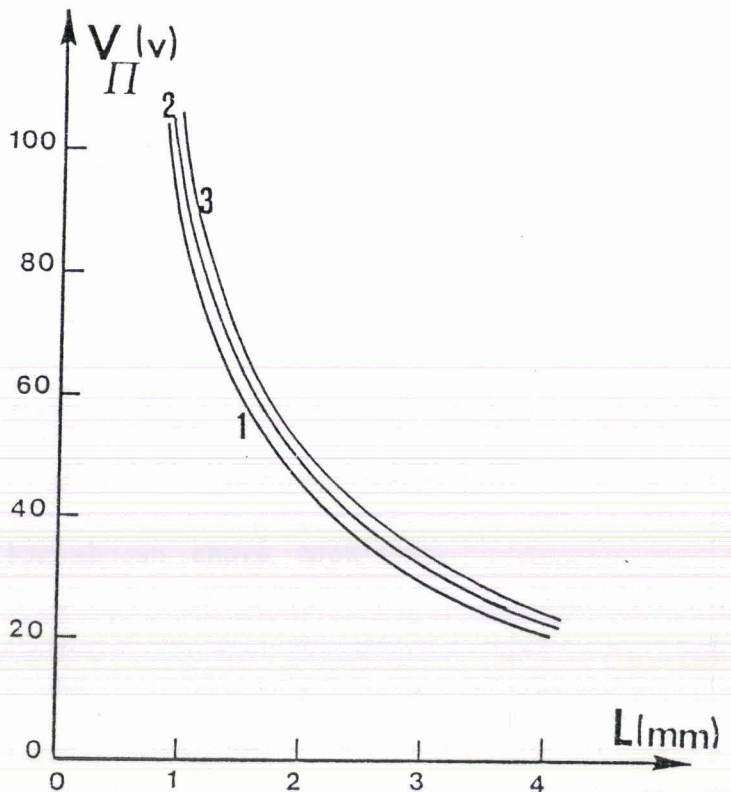




**Fig. 28** : Variations  $\Delta\beta = f(V)$   
 pour un guide dopé à  $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$   
 $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  Mode  $\text{TE}_0$   
 1  $D = 3,5 \mu\text{m}$     2  $D = 3 \mu\text{m}$



**Fig. 29** : Tension d'extinction  $V_{II}$   
 en fonction de la longueur  
 d'électrode  $L$ .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$   
 1  $D = 3 \mu\text{m}$   
 2  $D = 3,5 \mu\text{m}$   
 3  $D = 4 \mu\text{m}$





pour des guides d'épaisseur  $D$  de 3, 3,5 et 4  $\mu\text{m}$  et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  ( $n_0 = 3,384$  et  $r_{41} = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ ).

L'obtention de modulateurs à faible tension de commande passe par l'utilisation de guides de longueurs importantes puisque l'effet électrooptique est relativement faible ; l'épaisseur doit être la plus petite possible mais dans ce cas les pertes de propagation augmentent (absorption par les porteurs libres du substrat). Toutefois les tensions de commande mises en jeu restent élevées, même pour des longueurs de guides importantes, ainsi  $V_\pi = 20 \text{ V}$  pour  $L = 4 \text{ mm}$  et  $D = 3 \mu\text{m}$ . Ces valeurs issues de la relation (42) sont sous estimées puisqu'issues d'hypothèses simplificatrices. L'optimisation des performances du déphaseur dépend de plusieurs paramètres, interdépendants pour la plupart :

- une longueur d'électrode importante (quelques millimètres). Notons à ce titre que la taille de ces composants ne facilitera pas leur intégration monolithique avec les circuits de la microélectronique.

- une couche guidante présentant un dopage résiduel de l'ordre de  $1 - 2 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$  et une épaisseur assurant une efficacité optimale du champ de modulation, c'est à dire totalement désertée en absence de polarisation ou sous une très faible tension de polarisation.

Cependant les pertes de propagation (substrat) sont d'autant plus faibles que les guides sont courts et l'épaisseur de la couche épitaxiée voisine de l'épaisseur de coupure du mode  $\text{TE}_1$ . Faible tension de commande et faibles pertes de propagation sont donc dans une certaine mesure contradictoire. Toutefois une épaisseur de 3,5  $\mu\text{m}$  semble un bon compromis et devrait permettre d'obtenir une variation linéaire de la phase avec la tension (fig 28).

Pour des guides plus fortement dopés ou d'épaisseurs plus importantes, l'hypothèse d'une zone déserte s'étendant sur toute l'épaisseur du guide n'est plus vérifiée et les performances du déphaseur sont alors affectées.

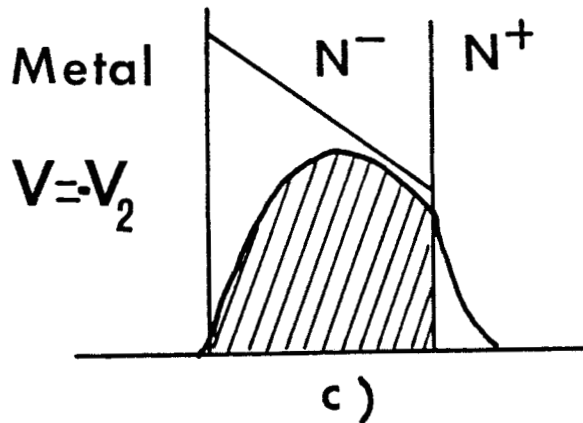
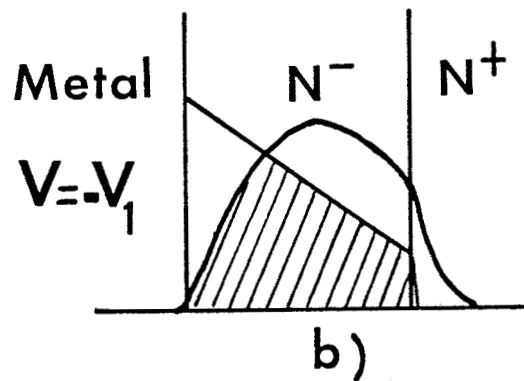
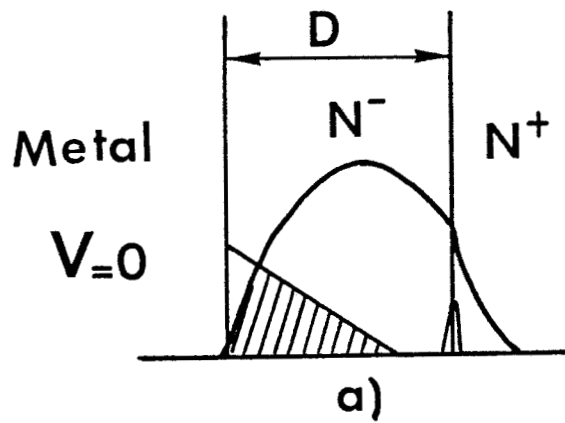
#### IV.3.c. Champ électrique triangulaire

Dès que le dopage de la couche guidante est supérieure à quelques  $10^{14}/\text{cm}^3$ , les approximations du paragraphe précédent ne sont plus valables et la détermination de l'efficacité de modulation passe par la résolution de (37) où l'expression analytique du champ appliqué est obtenue par intégration de l'équation de Poisson. La fig (30) résume cette situation. Dans un premier temps, la tension appliquée permet de dépléter toute l'épaisseur du guide mais en conséquence, elle a peu d'effet du point de vue électrooptique. Dans ce cas l'efficacité de modulation est fortement réduite puisque le volume où est appliqué le champ électrique recouvre peu celui qu'occupe le mode guidé (fig 30a, 30b). A titre d'exemple la tension de polarisation nécessaire pour dépléter totalement un guide d'épaisseur  $4 \mu\text{m}$  est respectivement de 5V et 10 V pour un dopage de  $5 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$  et  $1 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$  ; pour des tensions plus élevées on retrouve la situation du paragraphe précédent (fig 30.c).

Les tensions d'extinction de ces dispositifs seront donc beaucoup plus importantes que celles obtenues avec une couche guidante de faible dopage résiduel et de faible épaisseur. De telles structures ne peuvent conduire à un composant performant.

Remarques : BUCHMAN [20] a calculé à partir de (37) l'influence du dopage de la couche guidante sur la variation de phase  $\Delta\phi$  pour un guide AsGa d'épaisseur  $4 \mu\text{m}$ . Aux termes de ces calculs, il conclut que pour un dopage de la couche guidante inférieur à  $3 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$ , l'intégrale de recouvrement des champs et donc l'efficacité de modulation est optimale. Pour  $n^- > 3 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$ , des effets non linéaires liés notamment à l'existence de la zone déserte apparaissent.

- de manière à ce que les tensions de claquage soient les plus grandes possibles et les courants inverses les plus faibles possibles (perturbation des propriétés optiques de la couche guidante par injection des porteurs [66,67]), le contact Schottky devra être de bonne qualité.



$$|V_1| < |V_2|$$

Fig. (30)

- a)  $V = 0$  Recouvrement des champs très faibles  
Effet de la zone déserte
- b)  $V = -V_1$  Le champ de modulation interagit avec une fraction plus importante du mode guide, bien que la couche guidante soit totalement désertée. C'est l'effet du dopage qui limite l'efficacité
- c)  $V = -V_2$  Recouvrement total. L'efficacité de modulation atteint sa valeur normale.

Dans ce qui précède, nous avons vu que l'effet électro-optique permet d'obtenir une modulation de phase. Cependant, dans beaucoup de cas on préfère disposer d'un modulateur d'intensité.

## V - MODULATEUR D'INTENSITE

Le dispositif est celui de la fig (25). Il est constitué :

- d'un guide d'onde en arête conçu de manière à ne présenter qu'un seul mode de propagation ( $TE_0$  ou  $TM_0$ ).

- d'un contact Schottky déposé sur l'arête et d'un contact ohmique déposé sous le substrat. L'application d'une tension inverse sur l'électrode induit un champ électrique parallèle à la direction  $[100]$ . Si l'on injecte dans le guide une onde polarisée à  $45^\circ$  par rapport au plan du substrat, on excite de ce fait simultanément les modes  $TE_0$  et  $TM_0$ . Après avoir parcouru une longueur  $L$  du guide, il apparaît un déphasage :

$$\Delta \phi = \Delta \beta L = |\beta_{TE} - \beta_{TM}| L = \pi n_0^3 \chi_{41} \frac{L \Gamma}{D} V \quad (43)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de confinement dans l'hypothèse d'un champ constant. L'état de polarisation en sortie du guide est alors elliptique [68,69]. De manière à augmenter l'intensité du confinement latéral du guide, la direction de propagation est choisie parallèlement à la direction cristallographique  $[01\bar{1}]$ . En effet si la lumière se propage suivant la direction  $[011]$  alors la variation d'indice induite est négative ; elle peut même atteindre la valeur  $\Delta n = N_I - N_{II}$  responsable du confinement de l'onde sous l'arête et de ce fait détruire le guidage latéral [61]. Pour la tension  $V = V_\pi$ , on retrouve

en sortie de guide une onde polarisée rectiligne mais à  $-45^\circ$  de la polarisation de l'onde incidente. Ainsi en plaçant en sortie de guide un analyseur parallèle au polariseur d'entrée, on récupère une intensité lumineuse nulle et on réalise un modulateur d'intensité.

Remarque : les modes TE et TM ont des indices effectifs différents [70]. Le guide, bien que réalisé dans un matériau isotrope présente une biréfringence appelée "biréfringence de structure". En conséquence lorsqu'une polarisation différente de TE et TM est injectée dans le guide, une polarisation elliptique est en général observée après propagation dans le guide. Ainsi en absence de champ électrique appliqué sur le modulateur, cette biréfringence induit un déphasage  $\Delta\varphi = (n_{TE} - n_{TM}) L \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ; la biréfringence de structure est d'autant plus forte que la structure est dyssymétrique [71]. C'est pourquoi, appliqué aux guides AsGa, l'effet POCKELS permet plutôt de changer la biréfringence du guide.

Le dispositif de modulation décrit dans ce paragraphe nécessite l'utilisation d'éléments extérieurs tels que polariseur, analyseur et de ce fait, le rend incompatible à toute intégration monolithique. Pour pallier à cette limitation, d'autres dispositifs ont été développés. Les propriétés respectives de chacun de ces circuits sont présentés dans le prochain paragraphe.

## **VI - MODULATEUR D'INTENSITE INTEGRE**

Un modulateur d'intensité peut être réalisé en optique intégrée essentiellement avec deux structures : le coupleur directif et l'interféromètre de MACH-ZEHNDER. C'est ce dernier dispositif que nous avons développé au laboratoire. Néanmoins nous décrivons brièvement le principe de fonctionnement du coupleur directif.

## VI.1. Le coupleur directif

La fig (31) montre la structure de base d'un coupleur directif réalisé sur un substrat semiconducteur [72]. Ce type de coupleur utilise deux guides monomodes couplés. Le couplage peut être modifié par effet électrooptique. Si une seule voie de sortie est utilisée, le coupleur directif constitue un modulateur d'intensité. Si on considère les deux voies de sortie, qui sont complémentaires, on réalise un commutateur. Pour une excitation convenable du dispositif, la lumière doit être injectée dans un seul guide, ce qui revient à séparer physiquement les deux guides en dehors de la zone de couplage. Le même argument est valable pour la sortie du coupleur. Ceci oblige en pratique à réaliser des guides courbes permettant de rapprocher puis de séparer les guides. Mais les guides courbes introduisent des pertes importantes dans le cas de matériaux semiconducteurs (chap. II). De plus, les guides courbes augmentent considérablement la longueur du coupleur directif. Notons également la difficulté dans la réalisation d'électrodes et de guides identiques, espacés de 2 à 4  $\mu\text{m}$  sur une distance de quelques millimètres (§ I.1. de ce chapitre).

## VI.2. L'interféromètre de MACH-ZEHNDER

### VI.2.a. Description du dispositif

Les deux versions de l'interféromètre de MACH-ZEHNDER sont présentés fig (32a) et fig (32b). Ils sont obtenus par intégration des éléments de base de l'optique intégrée présentés dans ce mémoire :

- un guide d'entrée en arête
- un séparateur de faisceau de même intensité  
(coupleur 3 dB)
  - \* soit une jonction Y
  - \* soit trois guides couplés

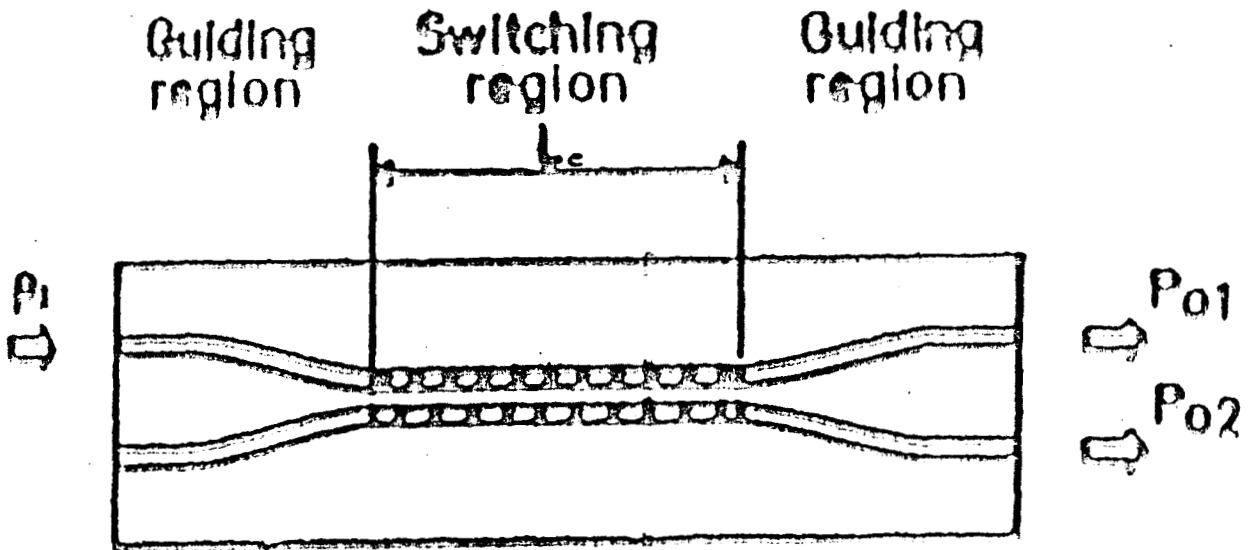


Fig (31) : Coupleur directif sur Arséniure de Gallium [72]  
 $L_c = 9 \text{ mm}$

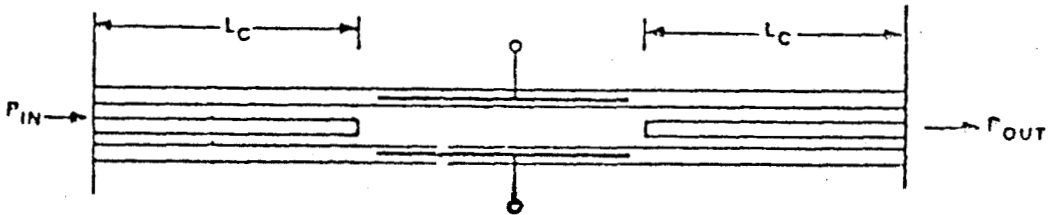


Fig (32) : Interféromètre de MACH-ZEHNDER sur AsGa par couplage  
 entre trois guides [73].  $L_c = 3,2 \text{ mm}$  ;  
 Longueur électrode :  $2,5 \text{ mm}$

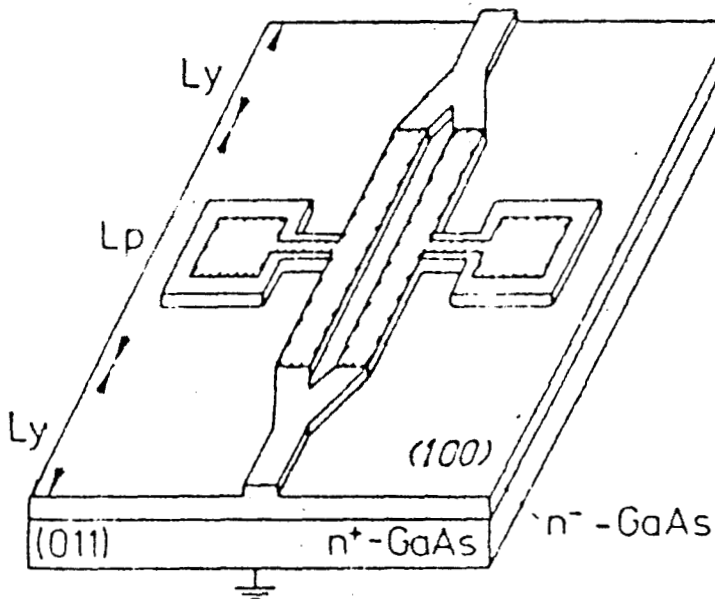


Fig (33) : Interféromètre de MACH-ZEHNDER sur AsGa en Y [74]  
 Longueur totale du composant :  $L = L_p + L_y = 6,9 \text{ mm}$



- deux déphaseurs indépendants qui constituent les bras de l'interféromètre.
- de nouveau un embranchement en Y ou trois guides couplés qui recombine les deux ondes issues de chacun des déphaseurs.

et enfin la sortie du dispositif, constitué d'un guide en arête identique à l'entrée. Le caractère monomode de chacun de ces éléments assure un bon fonctionnement du dispositif.

Signalons que l'interféromètre utilisant les trois guides couplés a été réalisé pour la première fois sur AsGa par DONNELLY [73] et celui utilisant les jonctions Y réalisé initialement sur  $\text{LiNbO}_3$  par OHMACHI [74] et plus récemment sur AsGa par BUCHMANN [75]. Dans le cadre de ce travail, nous avons réalisé, presque simultanément que BUCHMANN un interféromètre de MACH-ZEHNDER en Y sur AsGa. De manière à minimiser les pertes en transmission du dispositif, notre interféromètre est muni d'électrodes de commande constituées d'une couche d'or, alors que celui de BUCHMANN est muni d'électrodes en titane. Toutefois, BUCHMANN a utilisé des moyens technologiques beaucoup plus puissants (masqueur électronique) que ce que nous avons actuellement à notre disposition au laboratoire.

#### VI.2.b Principe de fonctionnement

Dans ce qui suit, nous ne présentons et discutons que du dispositif interférométrique mettant en oeuvre les deux jonctions Y puisque c'est ce dernier que nous avons réalisé (notons cependant que le comportement de l'autre structure est identique, seules la division et la recombinaison des ondes différent).

La lumière guidée est envoyée dans les deux bras de l'interféromètre grâce au premier embranchement Y. En utilisant l'effet électrooptique dans l'un des bras (ou dans les deux) à l'aide d'une confi-



guration d'électrode adaptée, on modifie l'indice effectif "vu" par le mode guidé qui s'y propage. La différence entre les chemins optiques introduite entre chacune de ces deux ondes peut donner lieu à des interférences constructives ou destructives selon que le déphasage est un multiple de  $2\pi$  ou  $\pi$ .

Deux situations sont donc à considérer :

Lorsque le déphasage entre les deux faisceaux est nul  $[\pm 2k\pi]$ , ces derniers se recombinaient à la sortie de la deuxième jonction Y excitent le mode fondamental du guide de sortie. L'intensité détectée en sortie est maximale. Lorsque le déphasage entre les deux faisceaux est de  $\pi$  [mod.  $2\pi$ ], c'est le mode d'ordre 1 qui est excité. Le caractère monomode du guide de sortie ne permet pas sa propagation et il est perdu dans le substrat. L'intensité détectée est alors minimale. La figure (33) résume ces deux situations.

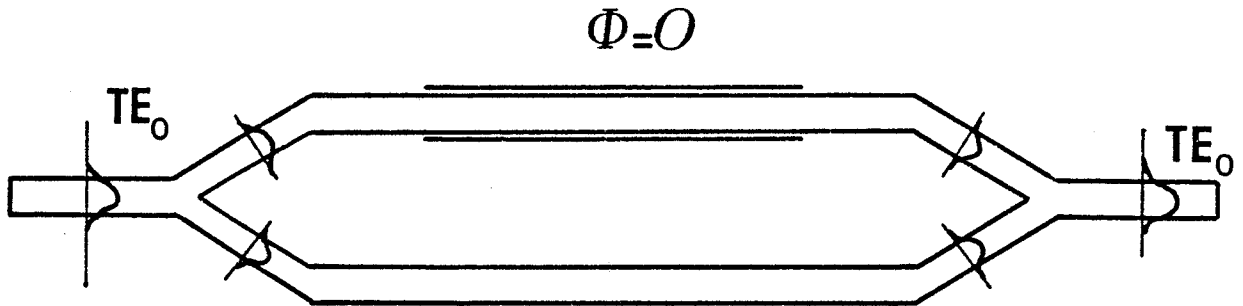
Ce comportement est totalement différent des guides métalliques en hyperfréquence où un déphasage de  $180^\circ$  entraînerait une réflexion du signal.

De la même manière que pour le modulateur de phase, la tension d'extinction  $V_\pi$  caractérise le dispositif ; elle est définie par la tension qu'il est nécessaire d'appliquer sur un bras de l'interféromètre pour créer un déphasage  $\Delta\phi = \pi$  entre les deux ondes, c'est à dire conduisant à une annulation du signal optique de sortie. L'intensité lumineuse  $I$ , issue de l'interféromètre est donnée par :

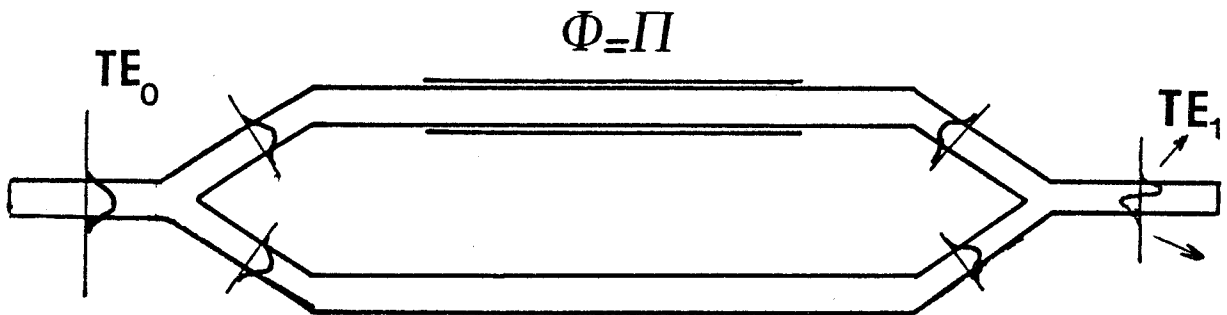
$$I = I_0 \cos^2 \left( \frac{\pi V}{2 V_\pi} + \frac{\phi}{2} \right) \quad (44)$$

avec  $V_\pi = \pi/kL$  où  $L$  est la longueur de l'électrode et  $k$  une constante qui rend compte de l'effet électrooptique, des paramètres géométriques du guide et de la longueur d'onde (expression (42));  $V$  la tension de polarisation ;  $\phi$  un éventuel déphasage lié à une dyssimétrie des bras

de l'interféromètre et  $I_0$  l'intensité lumineuse véhiculée dans le guide d'entrée.



a)  $V=0$



b)  $V=V_\pi$



**Fig (33)** : a)  $V = 0$  ;  $\phi = 0$ . Les deux ondes issues des déphaseurs sont en phases et excitent le mode  $TE_0$  du guide de sortie

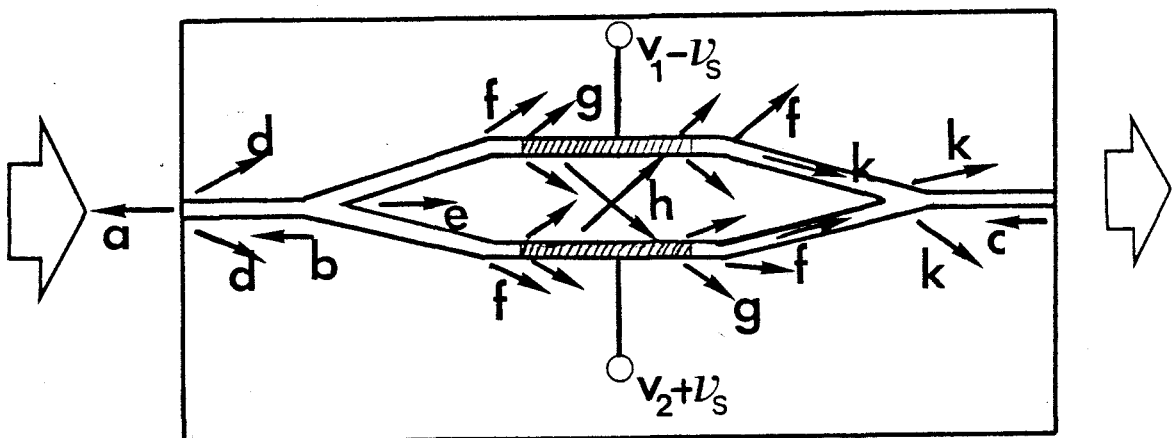
b)  $V = V_\pi$  ;  $\phi = \pi$ . Les deux ondes en opposition de phase et excitent le mode d'ordre 1 du guide de sortie. Ce dernier ne pouvant admettre que le mode fondamental, le mode  $TE_1$  est chassé dans le substrat.

### VI.2.c. Performances du dispositif

Le modulateur est caractérisé par quatre paramètres qui déterminent ces performances : les pertes totales du dispositif, les tensions de commande et plus précisément les tensions d'extinction de chacun des bras, le rapport d'extinction et la bande passante électrique.

#### VI.2.c.1. Pertes totales de l'interféromètre

Nous énumérons dans ce paragraphe les principales sources de pertes existantes dans l'interféromètre de MACH-ZEHNDER. Les résultats obtenus tout au long de ce travail, sur les différents éléments pris séparément qui constituent l'interféromètre, vont nous permettre d'optimiser ou tout au moins de prévoir les conditions permettant de minimiser les pertes engendrées par ce dispositif. Elles sont schématisées par les flèches de la fig (34) où l'on suppose que l'onde lumineuse est injectée par la tranche (clivage : voir chap IV § V)



**FIG (34) :** Sources de pertes existantes dans l'interféromètre de Mach-Zehnder ; elles sont schématisées par les flèches

(a), (b) et (c) représentent respectivement les pertes par réflexion sur les faces clivées et sur le coupleur Y. Les pertes a et c ne sont pas exclusives à l'interféromètre mais se retrouvent dans tous les dispositifs. A l'injection on perd par réflexion sur l'interface air/GaAs environ 1,7 dB [71] lié à l'indice élevé du GaAs. Pour éviter ces pertes, les faces clivées peuvent subir un traitement anti-reflet [76]. (d) sont les pertes par rayonnement lié au couplage : onde lumineuse incidente-onde guidée. L'efficacité de couplage dépend beaucoup de la structure du guide. En effet le couplage entre le laser (ou la fibre optique) est directement proportionnel à l'intégral de recouvrement du mode guidé avec la répartition du champ électrique incident [77]. Pour coupler efficacement, il faut donc que le mode fondamental du guide présente une symétrie sphérique le long de la direction de propagation. Ce n'est pas le cas en général des guides semiconducteurs AsGa en arête, où le mode fondamental est très dissymétrique (étendue du mode dans la direction parallèle au substrat supérieure à l'étendue du mode dans la direction perpendiculaire au substrat). Nous reviendrons sur ce problème de couplage dans la partie expérimentale. (g) représente les pertes par rayonnement liées à la transition guide/air-guide/métal (intégrale de recouvrement). En effet nous avons vu que la présence du métal perturbe la distribution spatiale du mode guidé (§.III.d). (g) prend également en compte les pertes supplémentaires liées à la présence du métal. Nous avons cependant montré que ces dernières sont extrêmement faibles pour l'or puisqu'elles sont de l'ordre de 0,3 dB/cm pour le mode  $TE_0$  (§.III.c). (e) et (f) sont respectivement les pertes par rayonnement associées à l'angle d'ouverture  $2\alpha$  de la jonction Y et au raccordement avec les déphaseurs. Celles-ci peuvent être minimisées si l'angle  $2\alpha < 1^\circ$  et si le mode guidé est bien confiné latéralement c'est à dire pour une hauteur d'arête importante ; de plus pour un écartement résiduel ( $e_0$ ) de l'ordre du micron les pertes en transmission de la jonction seront de l'ordre de quelques dB ( $\sim 1$  dB dans le meilleur des cas [75]). (h) correspond aux pertes par couplage entre les modes se propageant dans chaque déphaseur. Ce couplage est quasiment nul si la distance  $t$  séparant les deux guides est  $> 13 \mu\text{m}$  et si le mode est bien confiné latéralement (hauteur de l'arête). Et enfin (k) représente les pertes à la recombinaison. Ces dernières sont favorisées par l'existence éventuelle d'un déphasage  $\phi$  entre les deux ondes qui se recombinent

(imperfections du circuit). Le guide de sortie ne pouvant admettre plusieurs modes simultanément, une partie de l'énergie est rayonnée dans le substrat (ou reste véhiculée dans le guide de sortie si ce dernier n'est pas suffisamment long et le rapport d'extinction s'en trouve diminué §.VI.2c.3). Les sources de pertes sont nombreuses mais cependant la plupart peuvent être minimisées et sont alors bien souvent négligeables devant les pertes "intrinsèques" du guide, c'est à dire les pertes par absorption du substrat et les pertes liées à la rugosité des parois. Seule la jonction Y reste l'élément critique du dispositif.

#### VI.2.c.2. Tension de commande

La tension d'extinction, caractéristique du modulateur, est donnée par l'expression (42) du (§.IV.3.b) dans l'hypothèse d'un champ de modulation constant à l'intérieur du guide. Rappelons que cette condition est vérifiée si l'épaisseur du guide est totalement déplétée sous quelques volts ou, dans le cas le plus favorable, sans tension de polarisation, c'est à dire pour un dopage résiduel de l'ordre de  $2 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$  et une épaisseur de  $3,5 \mu\text{m}$ .

Tout comme pour le modulateur de phase, l'obtention d'un interféromètre de faible tension de commande nécessite des longueurs de bras importantes de l'ordre de quelques millimètres. Toutefois ces tensions restent élevées ainsi  $V_{\pi} = 15,5 \text{ V}$  pour un guide d'épaisseur  $3,5 \mu\text{m}$  et pour une longueur d'électrode de  $6 \text{ mm}$ . Notons que pour un interféromètre réalisé sur  $\text{LiNbO}_3$  et pour une même longueur d'électrode, une tension respectivement de  $6,5 \text{ V}$  et  $18 \text{ V}$  assure l'extinction pour les longueurs d'onde  $\lambda_0 = 0,83 \mu\text{m}$  et  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  [78].

#### VI.2.c.3. Rapport d'extinction

C'est une propriété importante du modulateur puisqu'elle exprime l'intensité de modulation du dispositif, c'est à dire le rapport des intensités détectées à la sortie du guide principal lorsque celui-ci est dans l'état 1 ( $V = 0$ ) ou dans l'état 0 ( $V = V_{\pi}$ ). Le rapport d'extinction ou la profondeur de modulation maximale est donnée par [79].

$$\eta_{\max.} = \frac{(I - I_m)}{I} \quad (45)$$

où  $I$  est l'intensité détectée en absence de champ de modulation.

$I_m$  est l'intensité de sortie pour  $V = V_\pi$

Il atteint sa valeur maximale lorsque la modulation du signal de sortie résulte uniquement de la conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude. Cette condition est réalisée si la puissance lumineuse des faisceaux qui interfèrent à la recombinaison est égale. Or les imperfections du circuit ne permettent pas toujours l'obtention de cette égalité des puissances. Ainsi une légère différence dans les bras de l'interféromètre (géométrie de l'arête ; inhomogénéité du matériau) où une assymétrie des branches du Y réduisent le rapport d'extinction. De manière à optimiser ce dernier, on peut augmenter la longueur du guide de sortie, pour bien séparer spatialement le mode guidé du mode rayonné dans le substrat. Cette façon de procéder est indispensable si l'on veut par exemple coupler la sortie de l'interféromètre avec une fibre optique. Une longueur  $l > 0,5$  mm semble bien adaptée [20]. De plus, si les guides plans juxtaposant l'arête (région notée II fig (20) chap II) ont une épaisseur inférieure à l'épaisseur de coupure  $D_{CO}$  alors le mode rayonné est plus rapidement chassé dans le substrat où il est fortement absorbé.



#### VI.2.c.4. Bande passante électrique

Lorsqu'on superpose au champ électrique statique un champ de modulation sinusoïdale de fréquence  $f$ , la réponse dynamique du modulateur est caractérisée par sa bande passante électrique. Le champ électrique alternatif peut être appliqué selon deux configurations d'électrodes :

- structure d'électrodes à constantes localisées
- structure d'électrodes à ondes progressives.



#### VI.2.c.4a. Structures d'électrodes à constantes localisées

Dans cette configuration, on suppose, à un instant donné, l'amplitude du champ électrique hyperfréquence identique en tout point de l'électrode. La bande passante du dispositif est limitée par la capacité équivalente du modulateur et une expression couramment admise est [80] :

$$B = 1 / \pi RC \quad (46)$$

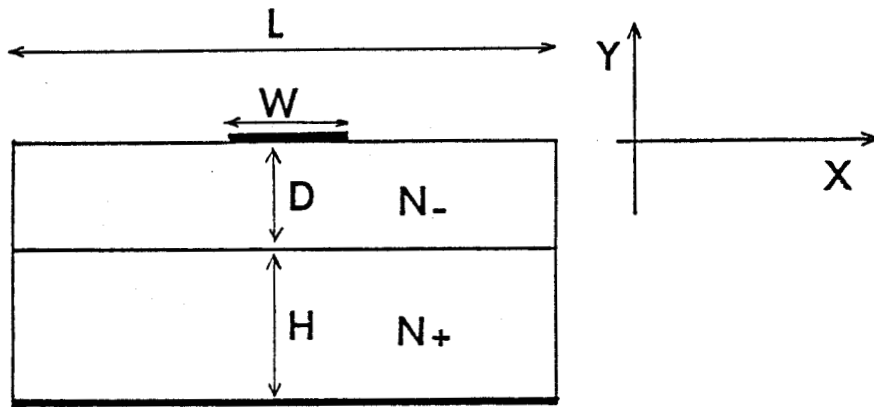
Où R est la résistance de charge du circuit (généralement 50  $\Omega$ ) et C la capacité de la zone déserte  $C : \epsilon_0 \epsilon * L W / D$  ; L, W et D sont respectivement la longueur de l'électrode, la largeur de l'arête et l'épaisseur du guide. A titre d'exemple, pour une structure de paramètres : L = 6 mm, W = 6  $\mu\text{m}$ , D = 4  $\mu\text{m}$  et pour une couche guidante dopée à  $10^{14}$  / $\text{cm}^3$  totalement désertée, l'expression (46) conduit à une bande passante de l'ordre de 6 GHz. Cette valeur est surestimée puisqu'un grand nombre d'éléments parasites comme ceux liés à la prise de contacts peuvent faire chuter notablement cette bande passante. Si on veut l'augmenter, il faut diminuer la longueur de l'électrode et les tensions de commande du dispositif sont plus élevées (§.IV.3.b). L'application d'un champ hyperfréquence selon cette configuration d'électrode fait donc apparaître une incompatibilité entre large bande passante et faible tension de commande. De plus des limitations de la bande passante liée au temps de transit de la lumière ( $\delta_t = nc/L$ ) peuvent apparaître à des fréquences plus élevées [80]. Pour augmenter la bande passante sans altérer les performances du dispositif, la solution de modulateurs à ondes progressives a été proposée.

#### VI.2.c.4.b. Structure d'électrodes à ondes progressives

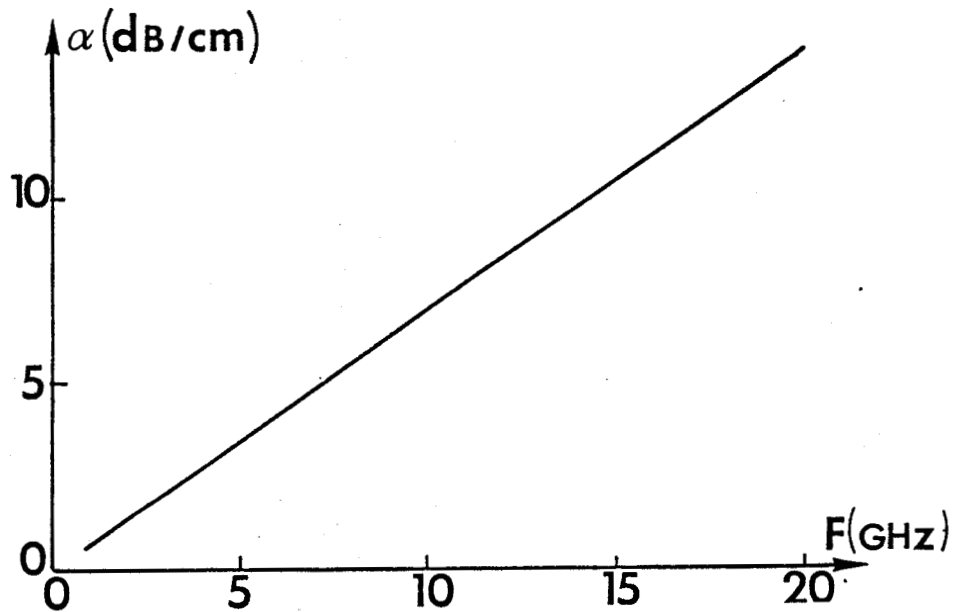
Cette méthode consiste à appliquer le champ de modulation sous la forme d'une onde progressive. Le système à traiter est alors

une ligne de propagation hyperfréquence. Selon de nombreux auteurs [81, 82, 83] cette configuration devrait permettre d'atteindre une bande passante beaucoup plus élevée que dans le cas d'électrodes à constantes localisées, en s'affranchissant des limites imposées par la capacité de la zone déserte. Dans le cadre de cette hypothèse la bande passante devient indépendante de la longueur de l'électrode et les tensions de commande peuvent être diminuées. Cette méthode a été appliquée avec succès au  $\text{LiNbO}_3$  ; dans ce cas la bande passante est multipliée par un facteur trois par rapport au dispositif à structures à électrodes localisées [84], bien que soumis à des limitations intrinsèques au matériau (non adaptation des vitesses [83]). ALFERNES [85] et plus récemment HAGA [86] ont levé artificiellement cette limitation ; un dispositif de bande passante de 12 GHz a notamment été réalisé. On peut donc penser appliquer cette méthode aux modulateurs sur AsGa. Dans cette perspective, certains auteurs [20,87] suggèrent des bandes passantes équivalentes voire supérieures au cas du Niobate de lithium en s'appuyant sur l'affirmation selon laquelle "les indices optiques et hyperfréquences sont identiques pour l'AsGa " [20,87]. Pour vérifier les potentialités de ces structures quelques travaux théoriques ont été effectués [88] assimilant le dispositif à une ligne de transmissions R, L, C. Mais dans ces schémas équivalents ne sont pris en compte que les pertes liées aux électrodes et aux éléments parasites nécessaires à la prise des contacts, les pertes en volume liées au matériau semiconducteur sont ignorées. En outre, l'hypothèse qui consiste à considérer que les indices optiques et hyperfréquences sont égaux semble discutable puisqu'il faut tenir compte de la nature du mode qui se propage sur ces lignes à contact Schottky et de la présence du substrat fortement dissipatif. Une étude plus approfondie des pertes de propagation hyperfréquence dans un tel système doit donc être envisagée. C'est pourquoi, en utilisant une méthode numérique permettant la résolution rigoureuse des équations de Maxwell adaptées à ce type de guide d'onde, la méthode d'approche dans le domaine spectral [89,90], mise au point par l'équipe électromagnétisme du CHS, nous avons effectué quelques études préliminaires. La validité de ce modèle et de la méthode numérique a été prouvée de nombreuses fois [91,92,93] et nous nous limitons dans ce travail à ne présenter que les résultats numériques. L'annexe (VII) présente quelques éléments de détails sur ce modèle mais nous renvoyons le lecteur aux travaux

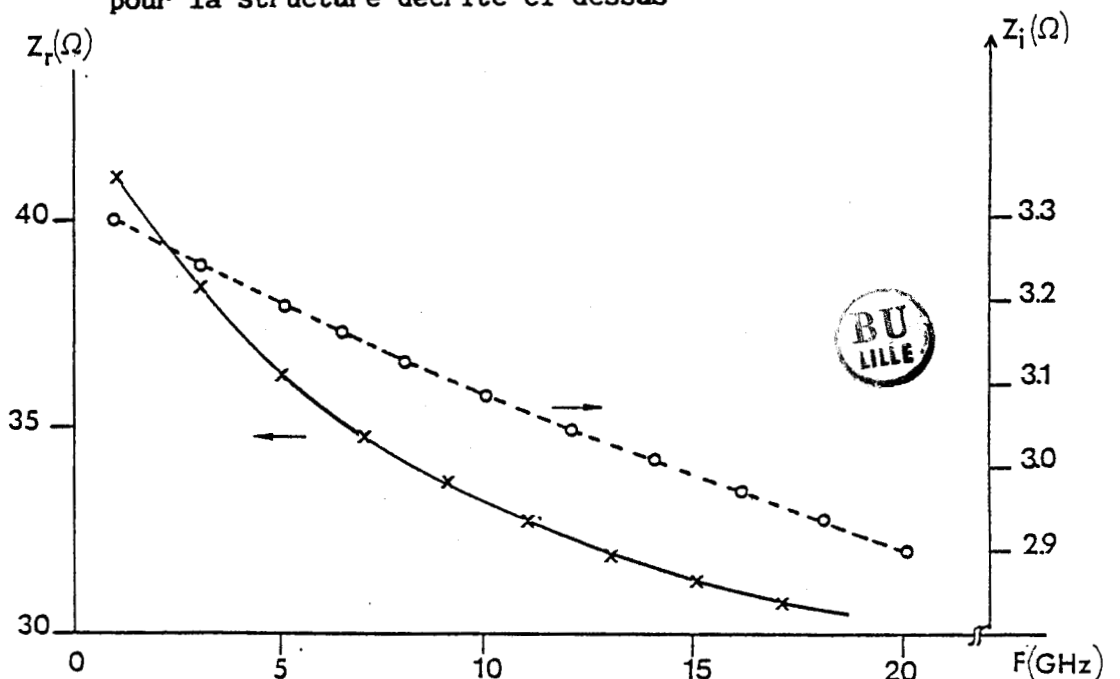




**Fig (35)** : Modèle de la structure étudiée.  $D = 4 \mu\text{m}$ ,  $H = 300 \mu\text{m}$   
 $W = 6 \mu\text{m}$ ,  $N^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ,  $N^- = 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ,  $\epsilon_r = 13$



**Fig (36)** : Evolution des pertes en volume en fonction de la fréquence pour la structure décrite ci-dessus



**Fig (37)** : Comportement fréquentiel de l'impédance caractéristique  
 $Z_c = Z_r + j Z_i$

développés par l'équipe électromagnétisme du CHS pour de plus amples informations [94,95]. Appliqué à la structure de la figure (35), les premiers résultats obtenus avec ce modèle montrent que la présence du substrat fortement dopé induit de fortes atténuations de l'onde hyperfréquence [96]. Nous avons représenté fig (36) les variations des pertes en volume en fonction de la fréquence ; à 1 GHz elles sont de l'ordre du dB/cm et deviennent prohibitives pour des fréquences plus élevées. Ces valeurs peuvent s'interpréter en considérant que le substrat  $n^+$  se comporte comme un mauvais plan de masse [95].

Pour étudier les possibilités d'adaptation d'impédance entre le générateur et le modulateur nous avons, à l'aide de ce modèle, calculé l'impédance caractéristique  $Z_C = Z_R + j Z_i$  de la structure considérée. Les variations fréquentielles de  $Z_R$  et  $Z_i$  sont présentées fig (37). Nous constatons une désadaptation par rapport à l'impédance caractéristique de  $50 \Omega$  ; elle est d'autant plus accentuée que la fréquence augmente. Aux pertes en volume viennent donc s'ajouter des pertes de désadaptation. De manière à rechercher les conditions d'adaptation d'impédance, nous avons modifié les paramètres géométriques ( $D$ ,  $W$ ) de la structure (fig (35)) tout en conservant son caractère monomode pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . Il apparaît à 1 GHz qu'il y aura adaptation d'impédance sur  $50 \Omega$  si  $D = 4,5 \mu\text{m}$  et  $W = 2 \mu\text{m}$ . Cette adaptation se fait donc au détriment de l'efficacité de modulations (§ IV.3). De plus, pour une largeur d'arête aussi faible, l'injection de l'onde lumineuse devient très délicate et les pertes au couplage onde libre-onde guidée sont favorisées.

Ces premiers résultats traduisent un mauvais comportement fréquentiel des lignes à contact Schottky sur substrat GaAs fortement dopé. Des études complémentaires devraient néanmoins être nécessaires pour confirmer ce comportement. Mais il convient dès à présent de souligner que ces résultats contredisent les affirmations de certains auteurs sur les possibilités de performance élevée du modulateur AsGa en homojonction  $n^-/n^+$  en hyperfréquence.

### VI.5. Quelques critiques et avantages du dispositif

Le principal désavantage de la structure réside dans la jonction Y. D'une part, pour les mêmes raisons que les guides courbes, une telle jonction est difficile à réaliser sur matériau semiconducteur. Ensuite du fait de leur faible ouverture, les branches de la jonction sont nécessairement d'une grande longueur pour que les guides d'ondes couplés à leur extrémité soient suffisamment éloignés l'un de l'autre et n'interfèrent pas. Il en résulte que les dispositifs réalisés à l'aide de deux de ces jonctions présentent des dimensions importantes. On obtient ainsi un circuit (guide entrée-sortie, jonctions, électrodes) dont les dimensions sont proches du centimètre. D'autre part, l'interféromètre de Mach-Zender ne peut être utilisé comme un commutateur. En effet étant donné le fonctionnement de la jonction Y, la voie complémentaire de sortie est un mode de substrat. Le signal est dans ce cas perdu et ne peut donc être utilisé. Cependant les tensions de commande de l'interféromètre peuvent être fortement réduites lorsque ce dernier est utilisé en mode push-pull comme indiqué sur la fig (34). Dans ce type de fonctionnement une tension continue  $V_1 = V_\pi/4$  est appliquée sur un bras et une tension  $V_2 = 3V_\pi/4$  sur l'autre bras ; une tension alternative  $v_s$  de même amplitude  $V_\pi/4$  mais de signe opposé est alors appliquée sur les deux bras. BUCHMANN [75] obtient ainsi une profondeur de modulation proche de 100% pour une tension de modulation  $V_s$  de 13 V et pour une longueur de bras de 3,3 mm. L'interféromètre de Mach-Zehnder peut être utilisé dans de nombreuses applications puisqu'il permet une modulation de l'amplitude de la phase et de la fréquence [97]. Du fait de sa réponse non linéaire PAPUCHON [98] l'utilise pour réaliser un élément bistable en optique intégrée. Ces dispositifs peuvent encore trouver leur application dans la réalisation de capteurs intégrés, si le déphasage  $\Delta\phi$  appliqué sur les branches de l'interféromètre, dépend d'une grandeur physique. Enfin, ils trouvent une application avantageuse dans la réalisation de modulateurs complètement intégrés à des sources de lumière. A ce titre pour pallier à la difficulté de réalisation de la jonction Y et pour diminuer la longueur du circuit, THEETEN [71] propose un interféromètre où la jonction Y est remplacée par une lame

semiréfléchissante. Outre ces lames semiréfléchissantes, le dispositif utilise deux miroirs à réflexions totales [99]. L'utilisation des miroirs intégrés permet d'aboutir à une structure très compacte. Nous abordons dans le prochain chapitre la technologie des différents composants réalisés au laboratoire : guides passifs monomodes, guides actifs, interféromètre de Mach-Zender, ainsi que leurs caractéristiques optiques.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

- [1] K. IWASAKI, S. KURAZONO, K. ITAKUNA,  
Elect. Commun. Japan, Vol. 58 C, n°8, p. 100-108 (1985)
- [2] H.A. HAUS, C.G. FONSTAD,  
IEEE QE 17, p. 2321 (Déc. 1981)
- [3] J.P. DONNELLY, N.L. DE MEO, G.A. FERRANTE,  
Journal lightwave Technology, Vol. LT1, p. 417 (June 1983)
- [4] J.P. DONNELLY, NL DE MEO, G. A. FERRANTE, K.B. NICHOLS,  
IEEE QE 21, p. 18, (janv. 85)
- [5] H. YAJIMA, APL 22, p. 647 (June 1973)
- [6] H. YAJIMA, in Proc. Symp. Optical and Acoustical  
Micro-Electronics, p. 339 (April 74)
- [7] W.K. BURNS, A.F. MILTON,  
IEEE QE 11, p. 32 (janv. 75)
- [8] W.K. BURNS, A.F. MILTON, A.B. LEE, E.J. WEST  
Appl. Opt. 15, p. 1053 (April 76)
- [9] M. IZUTSU, Y. NAKAI, T. SUETA,  
Optics Letters, 7, p. 136 (1982)
- [10] R. BAETS, P.E. LAGASSE,  
Appl. Opt. 21, p. 1972 (june 1982)
- [11] W.K. BURNS, A.F. MILTON,  
IEEE QE 16, p. 446 (April 80)
- [12] H.J. ARDITTY, M. PAPUCHON, C. PUECH,  
in Conf. on Fiber Optic Rotation Sensors, p. 102 (1981 Boston)
- [13] I. ANDERSON,  
Microwaves, Optics and Acoustics, vol 2, p. 7 (Janvier 78)

- [14] D. MARCUSE,  
Bell. Syst. Tech, J. 49, p. 273 (1970)
- [15] H. YAJAMA IEEE QE 14 P. 749 (1978)
- [16] K. OGUSU, Optics Comm. 53 (3), p. 169 (Mars 1985)
- [17] H. SASAKI, N. MIKISHIBA,  
Elect. Lett. vol. 17, n°3, p. 136 (1981)
- [18] L.M. JOHNSON, Z.L. LIAU, S.H. GROVES, J.P. DONEY,  
Moc. of Fourth International Conf. on integrated Optics and  
Optical Fiber communication, pp. 2883-4 (1983)
- [19] S. VATOUX, Y. COMBEMOLE, A. ENARD, J.M. ARNOUX, M. PAPUCHON,  
Revue Tech. THOMSON CSF, vol 15, n°3, p. 663 (1983)
- [20] P. BUCHMAN, H. KAUFMANN, M. MELCHIOR, G. GUEK,  
Conf. Proc. SPIE, Nov. 1985
- [21] H.F. TAYLOR, Appl. Opt. 13, p. 642 (March 1974)
- [22] D. MARCUSE, Appl. Opt. 17, p. 763 (1978)
- [23] R. C. ALFERNESS, W.J. MINFORD in Digest of Optical Meeting  
on integrated and guides wave optics, Asilomas Conference  
Center (Janvier 82, California)
- [24] L.V. KELDYSH, Soviet Physics, JETP, vol 34 (7), n°5,  
p. 788 (Nov. 58)
- [25] G.E. STILLMANN, C.M. WOLFE, C.O. BOZLOR, J.A. ROSSI,  
APL 28, p 544 (1976)
- [26] R.H. KINGSTON, B.E. BURKE, K.B. NICHOLS, F.J. LEOMBERGER,  
APL 41, p. 413 (Sept. 82)
- [27] I.P. KAMINOW, E.H. TURNER,  
Proc. of the IEEE, vol 54 (n°10) p. 1374 (Oct. 1966)
- [28] W.D. JOHNSTON, I.P. KAMINOW,  
Physical Rev. Vol 188 (n°3) p 1209 (Dec 69)

- [29] J.S. BLAKEMORE,  
JAP 53 (n°10) p R 123 (Oct 82)
- [30] H. MUELLER, Phys. Rev. 15, p. 947 (1935)
- [31] M. SURGIE, K. TADA,  
Jnp. J. Appl. Phys. 15, p. 421 (1976)
- [32] WALSH, RCA Rev. 27, p. 322 (1966)
- [33] Ho. CF. BUHRER, Appl. Opt. 12 (n°6) p. 647 (1963)
- [34] I.P. KAMINOW and E.H. TURNER in Handbook of Lasers (edited  
by R.J. PRESSLEY), p. 447 (Ohio 1971)
- [35] J. MAC KENNA, R.K. REIHNART,  
JAP 47, P. 2069 (1976)
- [36] S. ADACHI, K. OE, JAP 56, p.74 (1984)
- [37] K. TADA, N. SUZUKI,  
JPN J. Appl. Phys. vol 19 (n°11) p.2295 (1980)
- [38] N. SUZUKI, K. TADA in fourth International Conference on  
Integrated Optics and Optical Fiber Communication  
Paper 30 B 3-1, p. 250 (1983)
- [39] A. CARENCO, L. MENIGAUX,  
JAP 51, p. 1325 (March 80)
- [40] T. TAKANO, J. HAMASAKI,  
IEEE QE 8 p. 206 (1972)
- [41] J.P. KAMINOW, W.L. MAMMEL, H.P. WEBER,  
Appl. Opt. 13, p. 396 (1974)
- [42] T.E. BATCHMAN, S.C. RASHLEIGH,  
IEEE QE 8, p. 848 (1972)
- [43] J. HAMASAKI, K. NOSU,  
IEEE QE 10, p. 822 (1974)



- [44] Y. SUEMATSU, M. HAKUTA, K. FURUYA, K. CHIBA,  
APL 21, p. 291 (1972)
- [45] A. REISINGER, Appl. Opt. 12, P. 1015 (1973)
- [46] A. CARENCO, Communication privée
- [47] LIU CHANG YAN,  
Thèse d'Université Lille 1982
- [48] P. BUCHMANN, H. KAUFMANN, H. MELCHIOR,  
ECOC 83, 9th European Conf. on Opt. Comm. p. 539
- [49] A. CARENCO, P. SANSONETTI, L. MENIGAUX, J. BRANDON,  
M. RONDOT in Proc. of integrated and guided wave Optics  
Conference (1984 Floride) (pp TBH 4-1)
- [50] A. OTTO, W. SOHLER,  
Opt. Comm 3, p. 254 (1971)
- [51] J.H. WEAVER, C. KRAFKA, D.W. LYNCH, E.E. KOCH,  
Physical Data, Optical properties of Metals (1981)
- [52] E. SHIKO, T. SAOAKI, M. INOKUTI, Y. SMITH,  
Phys. Rev. B22, p.1612 (1980)
- [53] J.H. WEAVER, D. W. LYNCH, C.G. OLSON,  
Phys. Rev. B10 p. 501 (1974)
- [54] P.B. JOHNSON, R.W. CHRISTY,  
Phys. Rev. B9, p.5056 (1974)
- [55] E.M. GARMIRE, H. STOLL,  
IEEE QE 10, p. 763 (1972)
- [56] L. WESTBROOK,  
Ph. D. THESIS, Chap. VII, University of Sheffield
- [57] T.M. BENSON, T. MUSOTANI, P.N. ROBSON, P.A. HOUSTON  
in first European Conf. Opt. Commun. p. 79 (Sept. 1981)



- [58] S.M. SZE, J. WILEY, Sons  
Physics of Semiconductor Devices (2nd Edition) 1981)
- [59] H. KAURAGUCHI Elect. Lett. 14, n°13, p. 387-388, June 78
- [60] A. YANIV, Quantum Electronic (2nd Edition), Chap 18, p. 293  
(J. Wiley ed. 1975)
- [61] F.J. LEOMBERGER, J.P. DONNELLY, CO BOZLER,  
Appl. Opt. 17, p. 2250 (1978)
- [62] W.K. MARSHALL, J. KATZ,  
Appl. Opt 24, p. 1996 (1985)
- [63] M.J. ADAMS, S. RITCHIES, M.J. ROBERTSON,  
APL 48, p. 820 (1986)
- [64] R.G. WALKER, M.W. JONES, in Proc. of the Third European  
Conf. ECI O'85 P. 126 (MAY 1985), Editors H.P. Nolting and  
R. Ulrich
- [65] CA MEAD,  
Physics of Interfaces, p. 3-16 (edited by Schwartz, 1969)
- [66] J.G. MENDOZA-ALVAREZ, F. D. NUNES, NB PABEL,  
JAP 51, p. 4365 (1980)
- [67] D.D. SELL, H.C. CASEY, K.W. WECHT,  
JAP 45, p. 2650 (1974)
- [68] J. Mc KENNA, F.K. REINHART,  
jap 47, P. 2069 (1976)
- [69] G. LENGYEL,  
Integrated Optics III p. 133, vol 408 (1983)
- [70] A.W. SNYDER, J.D. LOVE,  
Optical Waveguide Theory, chap. 13, p. 295  
(Chapman and Hall, 1983)
- [71] J.B. THEETEN, M. ERMAN,  
Rapport de contrat LEP/SME MD/DG/83.013/712 A

- [72] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, M. MATSUMARA,  
Appl. Opt. 25, p. 1484 (1986)
- [73] J.P. DONNELLY, HL. DE MEO, G.A. FERRANTE, K.B. NICHOLS,  
pp. Th B.3.1.
- [74] Y. OHMACHI, J. NODA,  
APL 27, p. 544 (1975)
- [75] P. BUCHMANN, H. KAUFMANN, H. MELCHIOR, G. GURKOS,  
APL 46, p. 462 (1985)
- [76] P. BUCHMANN, H. KAUFMANN, H. MELCHIOR, G. GUEKOS,  
Elect. Lett. 20, p. 295 (1984)
- [77] P. KAYOUN,  
Thèse Docteur Ingénieur, Université de Nice (1981)
- [78] CM. GEE, G.D. THURMOND,  
A.O. 22, p. 2034-2037 (July 1983)
- [79] T. TAMIR ,  
"Integrated Optics", Chap. IV, p. 141 (Springer Verlag, 1975)
- [80] F.S. CHEN  
Proc. IEEE 58, n°10; Oct. 1970
- [81] K. KUHOTA, J. NODA, O. MIKAMI,  
IEEE QE 16, p. 754 (1980)
- [82] T. SUETA, M. IZUTSU,  
J. Opt. Comm. 3, P. 52 (1982)
- [83] R.C. ALFERNESS,  
IEEE QE 17, p. 946 (1981)
- [84] M. IZUTSU in Second European Conf. on Integrated Optics,  
p. 126 (1983)
- [85] R.C. ALFERNESS, S.K. KOROTKY, EAJ. MARCATILLI,  
IEEE QE 20, p. 301 (March 84)

- [86] H. HAGA, M. IZUTSU, T. SUETA,  
IEEE QE 22, p. 902 (June 1986)
- [87] R. C. ALFERNESS,  
IEEE MTT 30, p. 1121 (August 1982)
- [88] K. TADA, S. KAWANISHI, M.H. WANG, M. TSUCHIYA,  
Proc. in Conf. on integrated optic and guided wave Optics,  
WB 4-1 (1984)
- [89] T. ITOH, R. MITTRA,  
IEEE MTT 21, p. 436 (July 1973)
- [90] L. FAUCON,  
Thèse 3ème cycle, Lille, Septembre 1978
- [91] P. BRIBETICH,  
Thèse 3ème cycle, Lille, Juin 1984
- [92] P. KENNIS, P. PRIBETICH, P. GELIN, P. AUBOURG, M. VILLOTTE,  
12th European Microwave Conf. Helsinki, Sept 1982
- [93] P. KENNIS, P. PRIBETICH, C. SEGUINOT, P. GELIN, Y. GARAUULT,  
IEEE MTT Symp. Digest, Boston USA, June 83, p. 392-396
- [94] C. SEGUINOT, Thèse 3ème cycle, Lille, à paraître
- [95] C. SEGUINOT, P. KENNIS, P. PRIBETICH, G. SALMER,  
Rapport final Contrat DAI, n° 8235, 1 00 00 790 7500  
Juillet 1985
- [96] D. REMIENS, P. PRIBETICH, P. KENNIS, C. SEGUINOT,  
Appl. Opt., Vol 26, (Janv. 87), à paraître
- [97] M. IZUTSU and all,  
IEEE QE 17, p.2225 (1981)
- [98] M. PAPUCHON, Y. BOURDIN, S. VATOUX,  
Rev. Tech. THOMSON CSF, Vol 15, p. 626 (Sept. 83)
- [99] T.M. BENSON,  
Journal Lightwave Technologie, LT2, p.31 (1984)

# Chapitre IV

## INTRODUCTION :

Dans la première partie de ce chapitre nous abordons les aspects technologiques de la réalisation de composants optiques, passifs et actifs. La seconde partie est consacrée à la caractérisation des différentes structures réalisées et à l'interprétation des résultats obtenus.

## PARTIE TECHNOLOGIQUE

### I - LES EPITAXIES :

Les épitaxies utilisées proviennent essentiellement du laboratoire central de recherche de Thomson CSF (Corbeville). Elles sont constituées (figure 1) :

- D'un substrat  $N^+$  dopé au Silicium :  $2-2,6 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$   
(provenance SUMITOMO).
- D'une couche  $N^-$  : obtenue par épitaxie en phase vapeur par la méthode des chlorures. Cette méthode présente l'avantage d'obtenir un faible dopage résiduel de la couche épitaxiée de type n dans notre cas.

Comme l'indique les figures (2a,2b) respectivement pour épaisseurs de couche de 3 et 4  $\mu\text{m}$ , le dopage résiduel est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$  (+10%). Notons que la zone de transition  $n^-/n^+$  est très abrupte assurant à la structure de guidage un profil d'indice en créneau (ou à saut d'indice). Le cliché de diffraction, obtenu par rayons x (figure 3), nous confirme que l'axe de croissance du cristal est l'axe cristallographique (100) désorienté de  $2^\circ$  par rapport à la normale du plan défini par la couche épitaxiée. Ce cliché permet également de

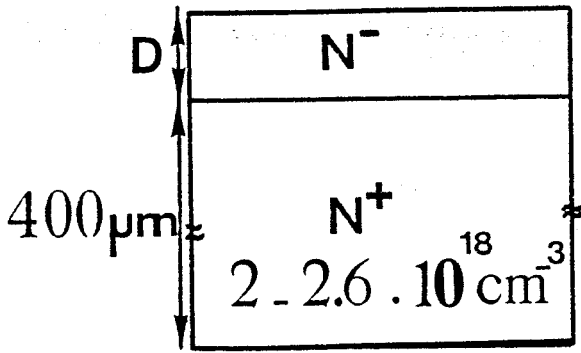


Figure 1 : Epitaxie  $n^-/n^+$

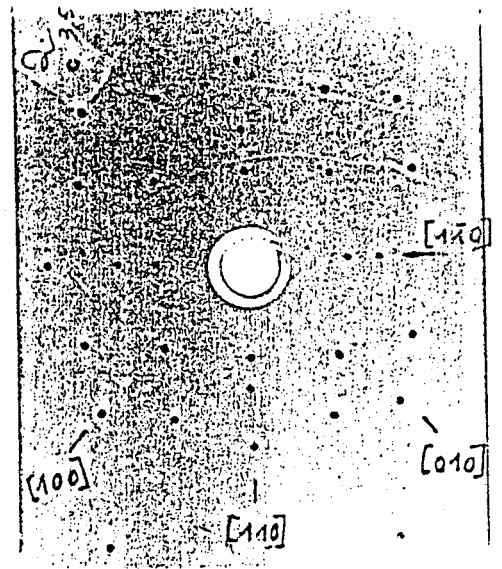


Figure 3 : Cliché de diffraction R.X de l'épitaxie  $n^-/n^+$

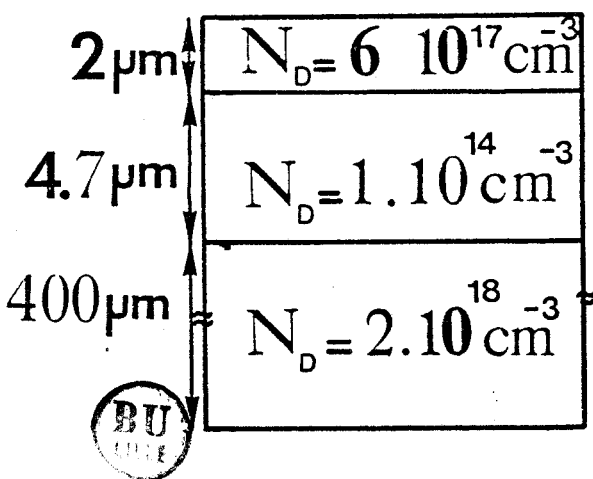


Figure 4.a. Epitaxie  $n^+/n^-/n^-$

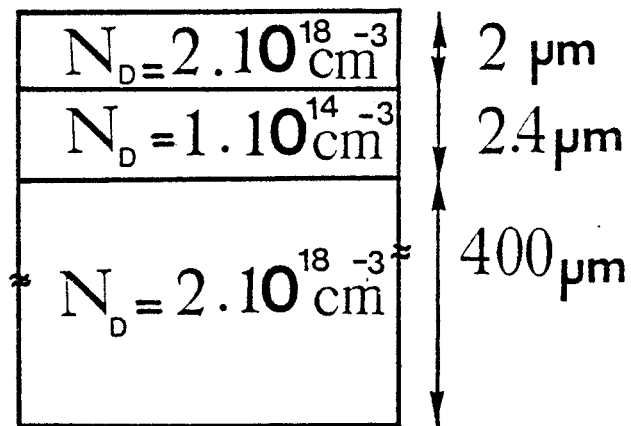


Figure 4.b. Epitaxie  $n^+/n^-/n^+$

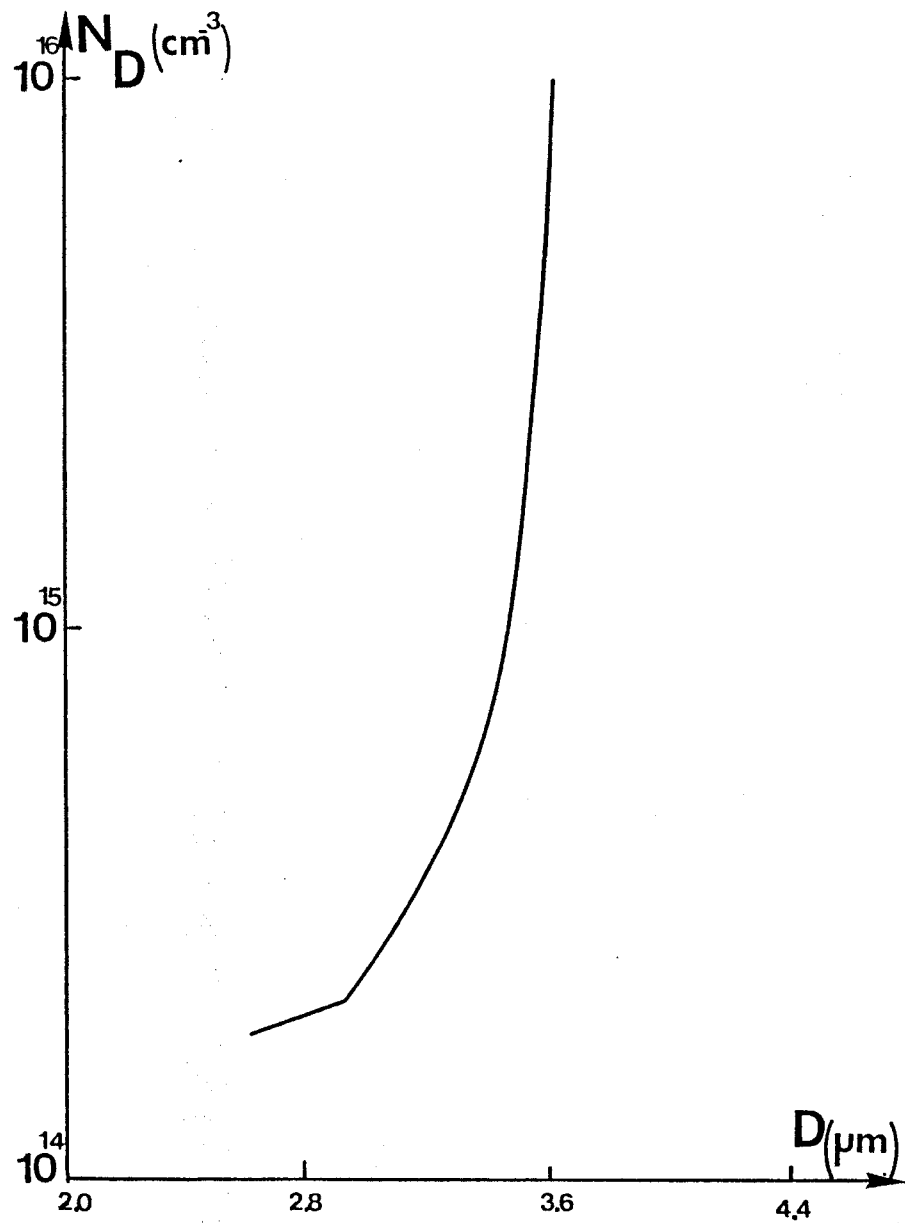


Figure 2.a. Epaisseur de la couche  $n^-$   $D = 3 \mu\text{m}$

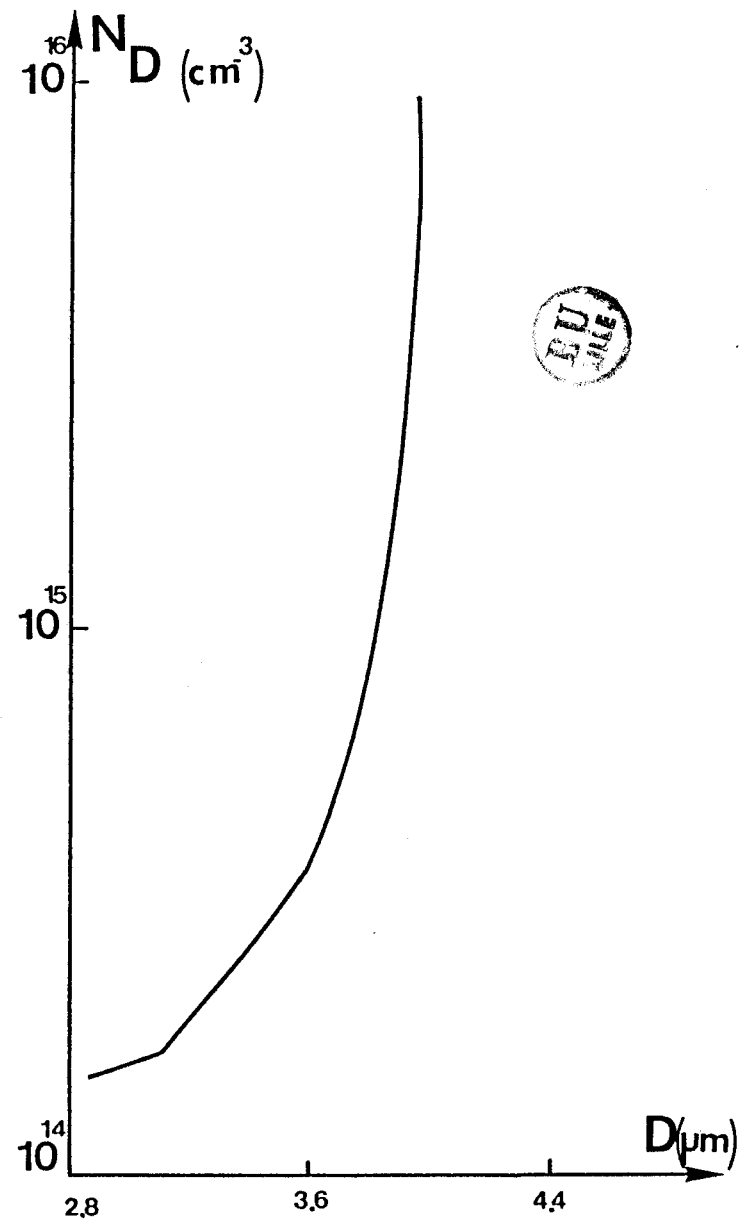


Figure 2.b. Epaisseur de la couche  $n^-$   $D = 4 \mu\text{m}$

Figure 2 : Profil de dopage des couches  $n^-/n^+$  (obtenu par C(V))



repérer les plans de clivage  $(01\bar{1})$  qu'il est nécessaire de connaître pour réaliser des composants optiques actifs sur AsGa (§II.2.d.chap.III). Des essais ont également été effectués sur des couches  $N^-(5.10^{14}/\text{cm}^3) / N^+(2.10^{18}/\text{cm}^3)$  réalisées au laboratoire par épitaxie par jet moléculaire. Enfin quelques couches  $N^+/N^-/N^+$  (figure 4a,4b) proviennent des laboratoires d'électronique et de physiques appliquées.

## II - REALISATION DES MASQUES :

La réalisation de composants optiques passifs ou actifs en structure planar sur une plaquette épitaxiée nécessite des opérations de gravures et de dépôts localisés. Il faut donc réaliser les masques qui permettent la localisation et la superposition des dépôts et des gravures. Nous présentons dans ce paragraphe les difficultés et les limitations que posent la réalisation des masques en optique intégrée. En effet pour réaliser un guide ne supportant que peu de modes de propagation, il est nécessaire que les dimensions transversales n'excèdent pas quelques longueurs d'ondes. Aux longueurs d'ondes optiques on se retrouve ainsi avec des sections de guide de l'ordre de quelques microns carrés (chap.II) alors que les longueurs sont de plusieurs millimètres. Etant donné les grandes dimensions des motifs, nous ne pouvons mettre à profit le système de conception des masques assisté par ordinateur dont dispose le laboratoire. Actuellement, seul le coordinatographe peut permettre la réalisation de motifs de grandes longueurs. La précision avec laquelle un guide doit être réalisé est un facteur primordial sur ses propriétés de propagation. En effet toute rugosité de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde cause une diffraction de la lumière et par la même des pertes de propagation importantes. La qualité du masque va dépendre de la précision de chacun des dispositifs nécessaires à sa fabrication c'est à dire le coordinatographe et le banc de réduction. Les masques sont réalisés en deux temps :



- Dessin du motif sur mylar à partir du coordinatographe à l'échelle 100. Rappelons que la précision du déplacement du couteau est de  $1\mu\text{m}$  et l'épaisseur du trait de découpe est de  $100\mu\text{m}$ .

- Réduction du motif élémentaire de l'échelle 100 à l'unité et photorépétition de celui-ci sur une plaque de verre recouverte d'une couche de gélatine photosensible. Etant donné les grandes dimensions des motifs, il est difficile d'obtenir un rendement de réalisation élevée. Rappelons que le pouvoir de résolution du banc de réduction est de l'ordre de  $5\mu\text{m}$ . L'inconvénient majeur des masques gélatines réside dans la mauvaise définition des bords du motif c'est ainsi qu'il sera difficile d'obtenir des parois de guide parfaitement lisses.

En conclusion, la réalisation des masques est l'opération la plus délicate car une bande de 5 à  $6\mu\text{m}$  de large sur une longueur de plusieurs millimètres s'avère très difficile à obtenir.

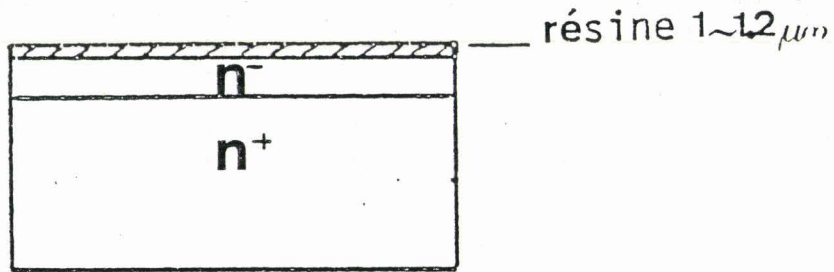
### III - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION DE COMPOSANTS PASSIFS :

Les différentes étapes de réalisation d'un guide en arête (en ruban) et d'un séparateur de faisceau se limitent à la réalisation d'un méssa et sont assez classiques. Nous les avons rappelées succinctement dans le schéma de la figure 5. Il nous a cependant semblé utile de souligner les aspects les plus délicats des différentes opérations, notamment de photolithographie et de gravure.

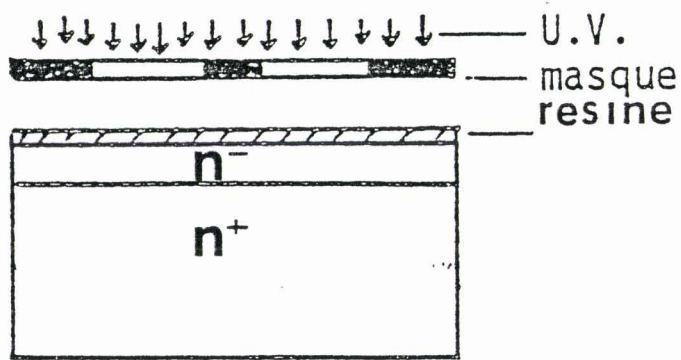
#### III.1. La photolithographie :

Les opérations de gravure localisées se font par photolithographie. C'est en général une étape délicate et la réalisation

## Dépôt de résine



## Photomasquage



## developpement

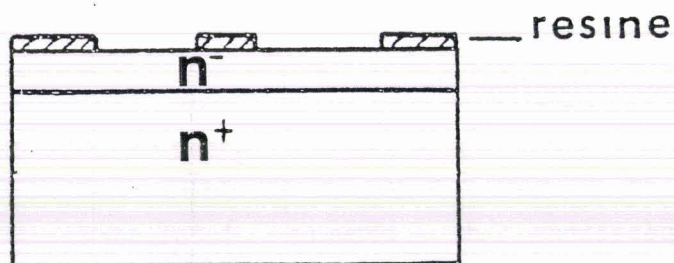


Figure 5 : Etape de photolithographie lors de la réalisation d'un guide.

de guides monomodes de grandes longueurs la rend encore plus difficile.

Pour les opérations de masquage nous avons utilisé des résines photosensibles positives de la série "Shipley AZ 1450". Le processus de masquage comporte les étapes suivantes :

- Dépôt de la résine sur la plaquette et séchage
- Exposition aux rayons ultra-violet à travers le masque. Pour éviter tout phénomène de diffraction, celui-ci doit être bien plaqué sur son support :
- Gravure de la résine (ou développement).

Cette dernière étape est extrêmement délicate. En effet il est difficile d'obtenir la révélation d'une ligne de largeur uniforme de quelques microns sur une longueur voisine du centimètre. Nous donnons les valeurs des paramètres les plus importants qu'il faut contrôler pour mener à bien cette opération. Les résines utilisées comportent trois composants [1] : une résine de base, un solvant organique pour conserver la fluidité de la résine et un composé photo-actif pour la révélation. La résine est déposée sur le substrat qui est ensuite placé sur une tournette dont on ajuste la vitesse et le temps de rotation afin d'obtenir l'épaisseur de résine voulue. Dans notre cas, les valeurs typiques de ces paramètres sont : vitesse de rotation de 3000 trs/mm accélération de 4000trs.mm/s pour un temps de rotation de 60s, l'épaisseur de résine est de l'ordre de  $1,2\mu\text{m}$ . Le séchage provoque l'évaporation du solvant et la polymérisation de la résine. La température ( $T=60^{\circ}\text{C}$ ) et le temps de séchage ( $t=10\text{mm}$ ) déterminent la dureté de celle-ci.

Le temps d'exposition aux U.V. doit être suffisamment long pour altérer la résine sur toute son épaisseur et sur toute la longueur; il ne faut cependant pas le prolonger afin de limiter l'effet des expositions parasites par diffraction. Le développement constitue une simple réaction chimique de dissolution en surface. Les quelques valeurs que nous avons données sont celles que nous avons retenues à l'issue des différents essais et correspondent à une optimisation du processus. Les résultats obtenus ne sont cependant pas satisfaisants et la figure 6 donne la définition de la ligne que l'on obtient

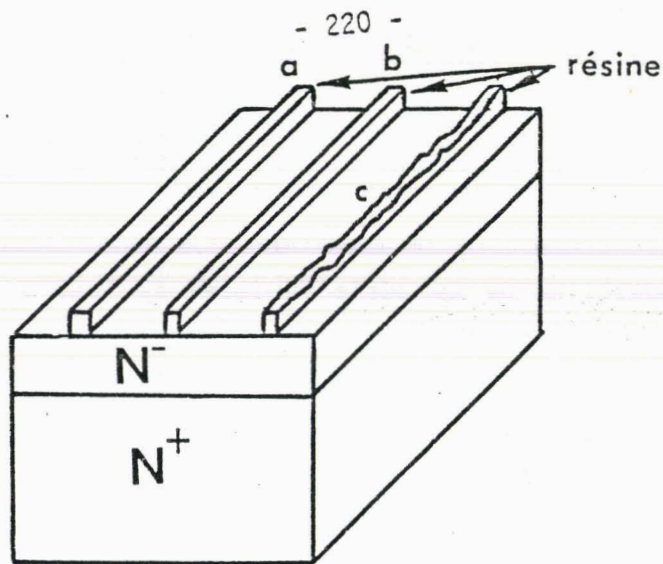


Figure 6 : Insolation/révélation  
 (a) et (b) : cas idéal  
 (c) : résultat du compromis  
 durée d'insolation/développement  
 sur une grande longueur+mauvaise  
 définition des bords du masque.

Elle montre bien la difficulté de réaliser un ruban de largeur uniforme de quelques microns sur une longueur de plusieurs millimètres avec un masque aux bords mals délimités.

### III.2. La gravure :

Les deux méthodes de gravure dont on dispose au laboratoire sont :

- La gravure par voie chimique.
- La gravure par usinage ionique.

La gravure par voie chimique avec les solutions classiques pour l'AsGa:  $H_2SO_4-H_2O-H_2O_2$ ,  $NH_4OH-H_2O-H_2O_2$ . C'est la première méthode que nous avons utilisée pour réaliser nos guides en arête. Le contrôle difficile de l'attaque (qualité des flancs de l'arête mais surtout apparition d'une sous gravure importante), nous a contraint à abandonner cette méthode. C'est pourquoi nous avons utilisé l'usinage ionique et nous présentons cette méthode de façon détaillée.

L'usinage ionique est une gravure de l'AsGa par voie sèche. Le principe de fonctionnement est assez simple, il consiste à extraire les atomes

d'une cible en les bombardant avec des particules énergétiques. Des électrons issus d'un canon à électrons vont ioniser des atomes d'Argon. Les ions Argons sont accélérés et vont bombarder la cible à graver (pour éviter tout effet de charge d'espace, la charge de ces ions est neutralisée avant l'impact avec la cible). La cible est animée d'un mouvement de rotation pendant l'usinage de manière à éviter toute inhomogénéité de gravure. La pression partielle d'Argon dans l'enceinte et l'énergie des ions argons incidents conditionnent la qualité de la gravure. A l'issue des différents essais effectués pour les guides en arête, les paramètres retenus sont les suivants : tension d'accélération des ions 1keV, densité de courant  $0,5\text{mA/cm}^2$  et la pression partielle d'Argon est de l'ordre de  $10^{-4}$  Torr. Ces paramètres ont été choisis de manière à assurer une efficacité maximale de l'attaque en limitant la dégradation de l'AsGa et de la résine. Le profil de gravure obtenu peut être qualifié par son anisotropie, celle-ci est définie comme le rapport de la vitesse d'attaque verticale à la vitesse d'attaque horizontale (figure 7).

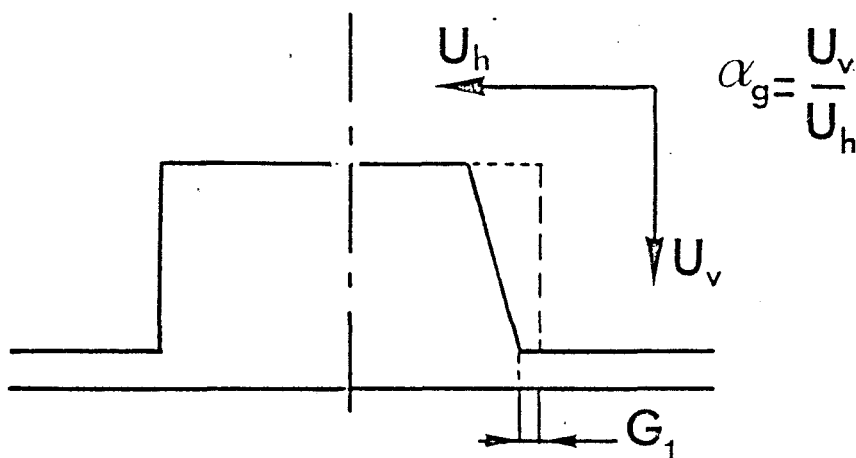


Figure 7 : L'anisotropie de gravure est exprimée par  $\alpha_g = U_v/U_h$  où  $U_v$  et  $U_h$  sont respectivement les vitesses de gravure verticale et horizontale.

Sur la partie gauche : situation idéale où la gravure s'est effectuée au droit du masque de résine : anisotropie infinie ( $u_h = 0$ ).

Sur la partie droite : il y a défaut d'anisotropie : apparition d'une gravure latérale  $G_1$ .

L'usinage ionique permet d'obtenir une gravure anisotrope [2]; nous avons essayé de mettre à profit cette propriété pour réaliser nos structures tout en conservant la côte du motif après gravure.

Une autre méthode qui pourrait être utilisée pour la réalisation de guides mais qui n'est pas disponible au laboratoire est la gravure ionique réactive. C'est une attaque sèche assistée d'un plasma [2]. Cette méthode donne de très bons résultats appliquée à la fabrication des guides [3,4] essentiellement grâce à une importante anisotropie des gravures.

### III.3. Guide en arête (en ruban) :

Nous présentons figure 8, les photographies prises au microscope électronique de quelques exemples de guides en arête et en ruban réalisés par usinage ionique. Les largeurs d'arêtes sont de l'ordre de  $5\mu\text{m}$  avec des fluctuations de  $\pm 0,3\mu\text{m}$ ; cette largeur correspond aux limites du banc de réduction. La hauteur du méssa est de 1 à  $1,2\mu\text{m}$  afin d'assurer une propagation monomode de l'onde lumineuse. La profondeur de l'attaque et son homogénéité sur toute la longueur du guide sont contrôlés au moyen d'un palpeur électromécanique (alpha-step).

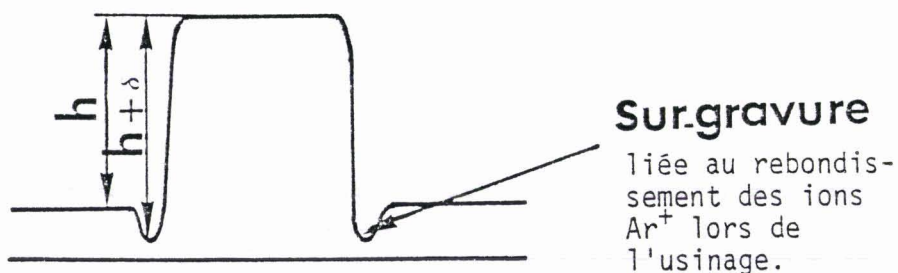


Figure 9 : Profil du méssa par attaque ionique ( $\text{Ar}^+$ )  
- anisotropie importante  
- phénomène de surgravure



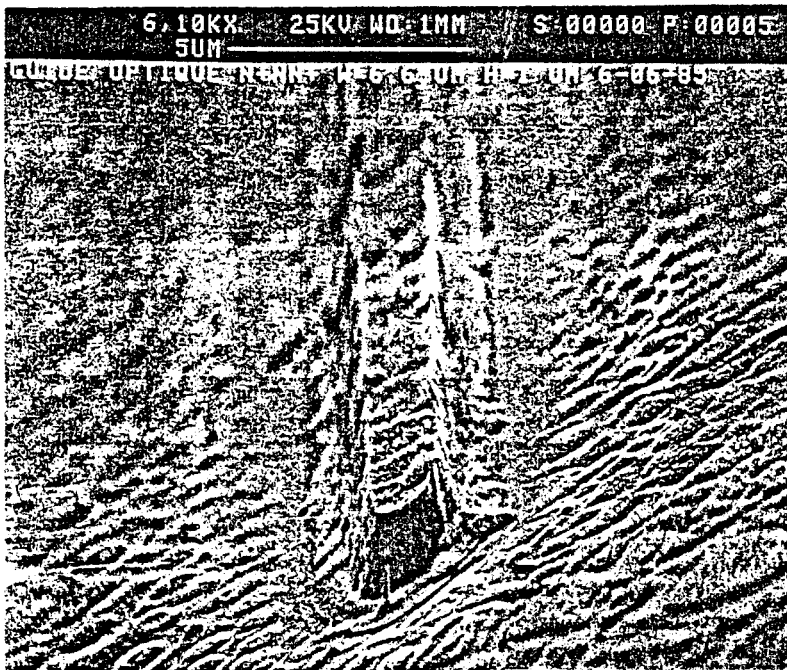
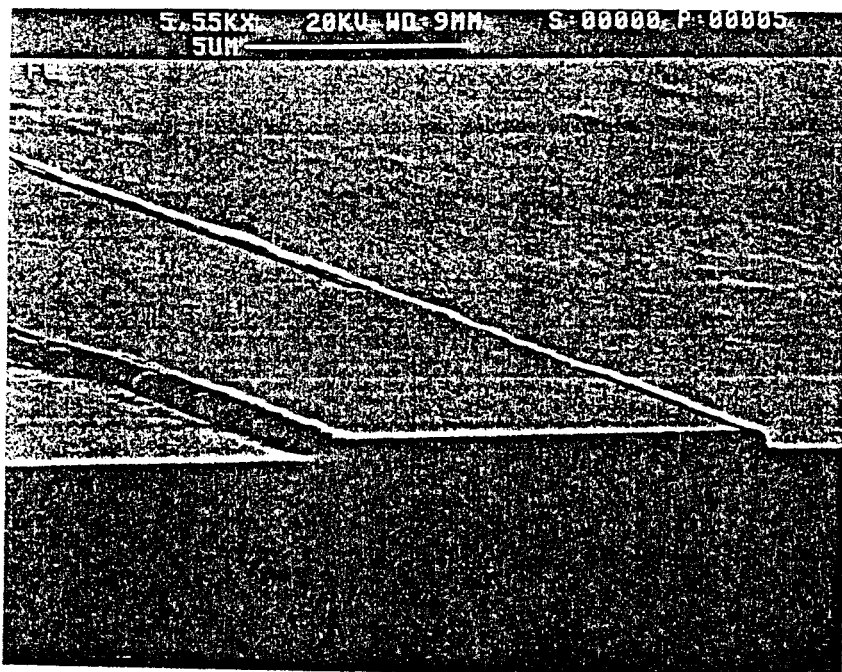
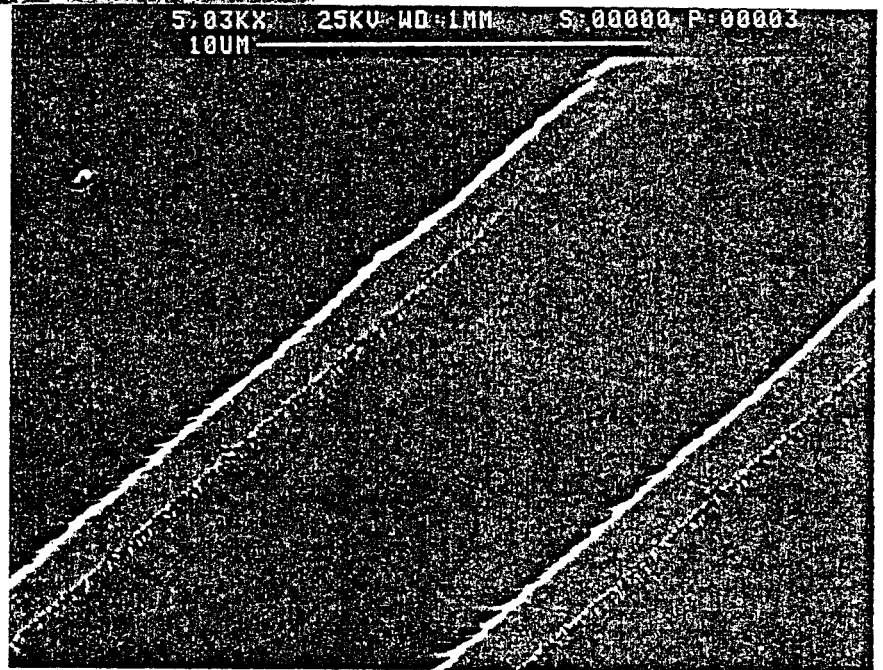


Figure 8 : Quelques exemples de guides en arêtes ( $n^+/n^-$ ) et en ruban ( $n^+/n^-/n^+$ ) obtenus par usinage ionique.

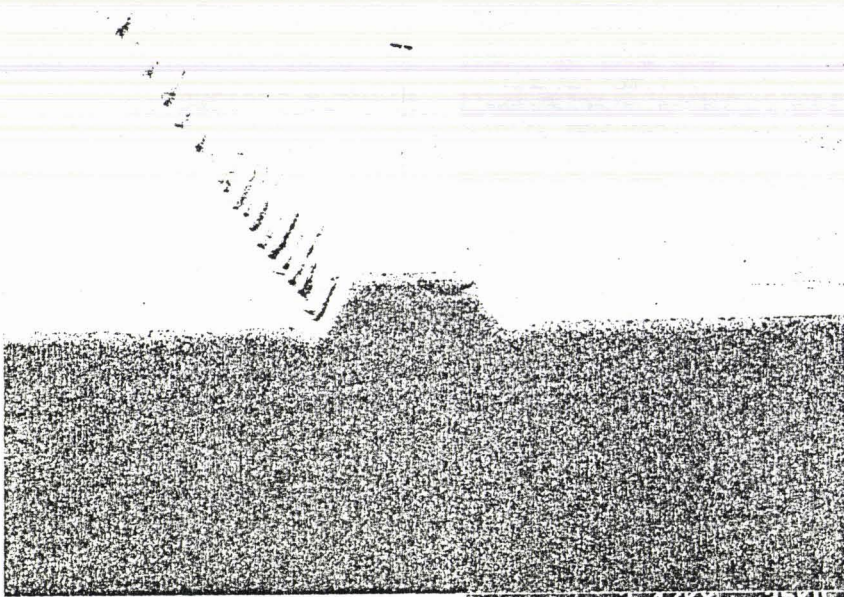
Nous constatons dans certains cas :

- une forte rugosité des parois
- défauts d'anisotropie
- surgravure.

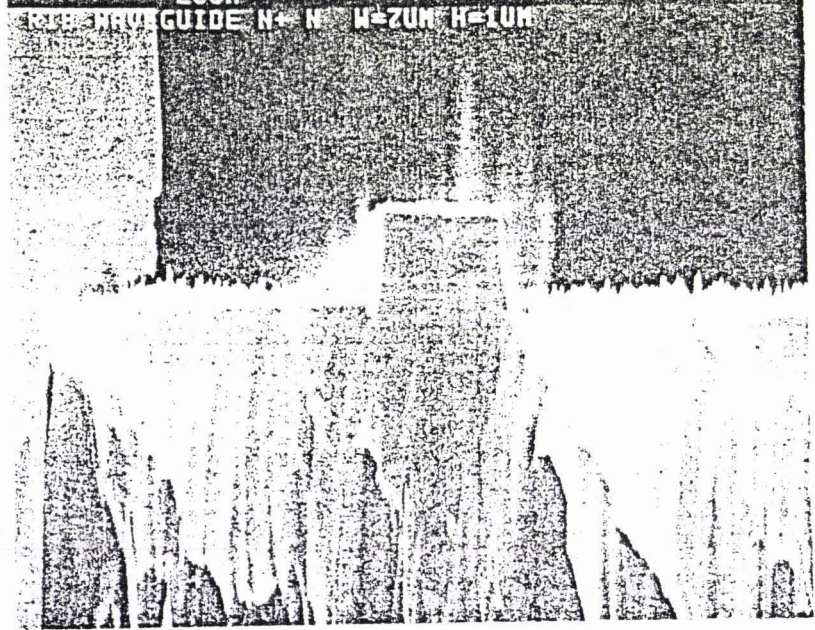




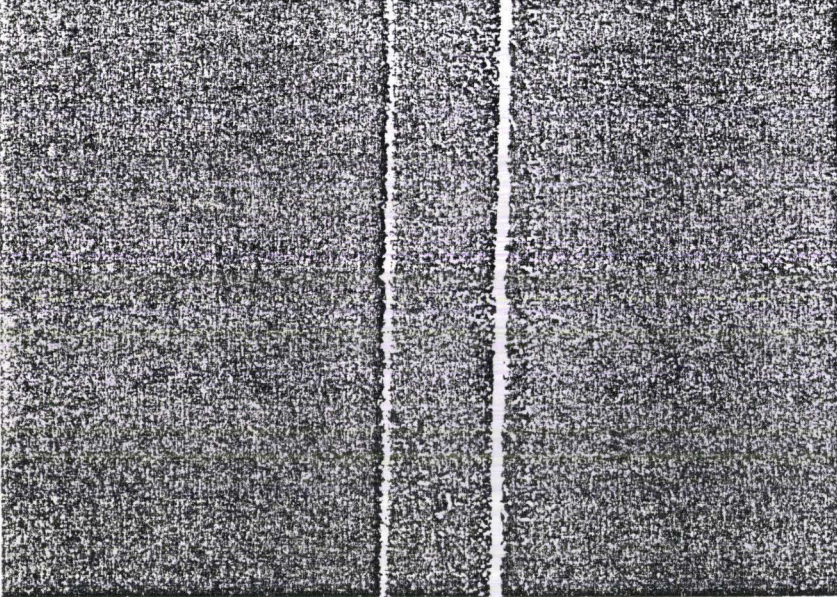
3-38KX 20KV WD-10MM S-00000 P-00006  
10UM



2-47KX 25KV WD-9MM S-00000 P-00000  
20UM



4-29KX 25KV WD-1MM S-00000 P-00006  
10UM  
GUIDE OPTIQUE N=NN+ W=676UM HT 1.5UM 6-06-85





La difficulté de maîtriser la hauteur du méso est accentuée par le phénomène de surgravure au fond du sillon, schématisé figure 9, lié au rebondissement des ions Argons en début de gravure ( $h+\delta$ ).

#### III.4. Séparateur de faisceau :

Pour la réalisation du séparateur de faisceau deux dispositifs sont possibles :

- Le couplage de trois guides en arête.
- La jonction Y.

Un certain nombre d'essais ont montré que la réalisation de trois guides couplés est plus délicate que la réalisation d'une jonction Y, notamment lors de l'étape insolation-révélation. Il en résulte qu'une symétrie parfaite des trois guides ( $L_c=3,8\text{mm}$ ,  $s=W=5\mu\text{m}$ ,  $D=4\mu\text{m}$  § I.1.c.chapitre III) n'a pu être obtenue à partir de motif réalisé sur masque gélatine. C'est pourquoi nous avons choisi de réaliser une jonction Y. Pour assurer une atténuation minimale, éviter la conversion de modes tout en limitant l'encombrement, nous avons retenu les dimensions suivantes : (voir figure 10)  $W=5\mu\text{m}$ ,  $2\alpha=1^\circ$ ,  $L=286\mu\text{m}$  et  $t=13\mu\text{m}$ . Nous avons également réalisé des jonctions dont l'angle d'ouverture,  $2\alpha$ , entre les deux branches varie de  $1^\circ$  à  $4^\circ$ , la longueur de la zone d'embranchement restant identique (figure 10). Ces jonctions vont nous permettre de mesurer les pertes associées à l'angle d'ouverture. Les premières jonctions ont été réalisées par les procédés classiques de photolithographie et de gravure décrits dans les paragraphes précédents. La photographie (11) montre la jonction obtenue. On peut constater que la symétrie des branches est respectée. Toutefois la zone d'embranchement n'est pas bien délimitée: l'insolation et la révélation de la résine dans cette région reste aléatoire à cause de sa faible ouverture et de la qualité du masque; elle est de plus le siège de résidus de résine. Pour

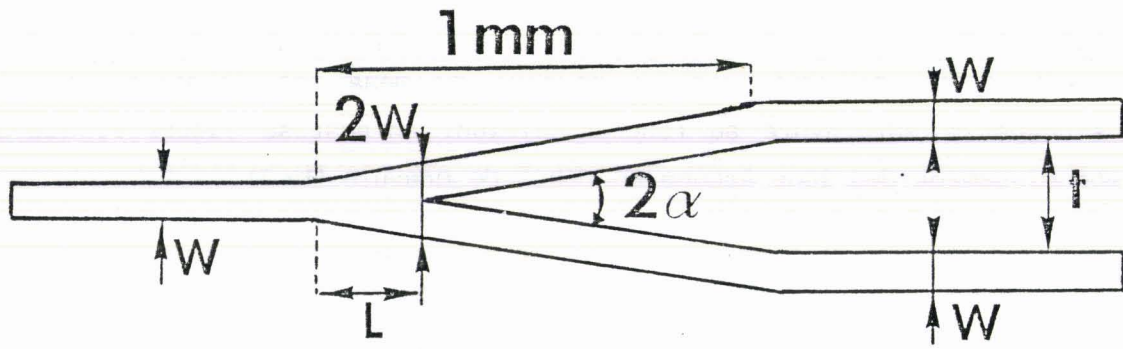
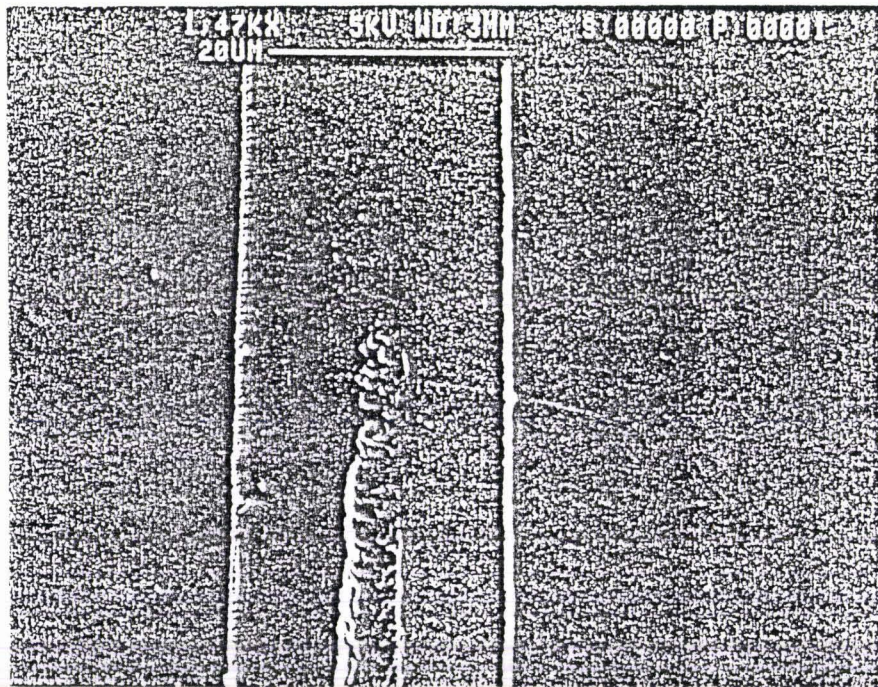


Figure 10 : Masque de la jonction Y.

$W = 5 \mu\text{m}$		
$2\alpha = 1^\circ$	$L = 286 \mu\text{m}$	$t = 13 \mu\text{m}$
$2\alpha = 2^\circ$	$L = 143 \mu\text{m}$	$t = 30 \mu\text{m}$
$2\alpha = 3^\circ$	$L = 95 \mu\text{m}$	$t = 47 \mu\text{m}$
$2\alpha = 4^\circ$	$L = 71,6 \mu\text{m}$	$t = 65 \mu\text{m}$



Photographie 11 : Fonction Y réalisée avec les procédés classiques de lithographie. La zone d'embranchement n'est pas bien délimitée liée à sa faible ouverture et la mauvaise qualité du masque.

Jonction Y obtenue après nettoyage ionique par plasma d'oxygène.

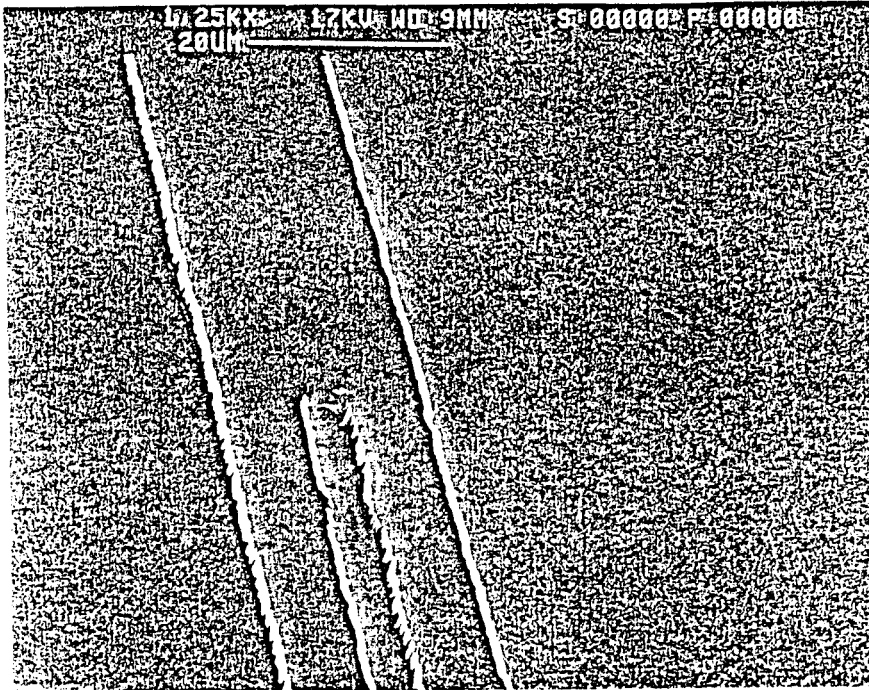


Figure 12 : Zone d'embranchement bien délimitée - bras symétriques.

Figure 13 : Jonction Y + Guide en arête.

$W = 6\mu\text{m}$ ,  $h = 1,2\mu\text{m}$ ,  $D = 4\mu\text{m}$   
 $2\alpha = 1^\circ$ ,  $e_0 \approx 3\mu\text{m}$ .

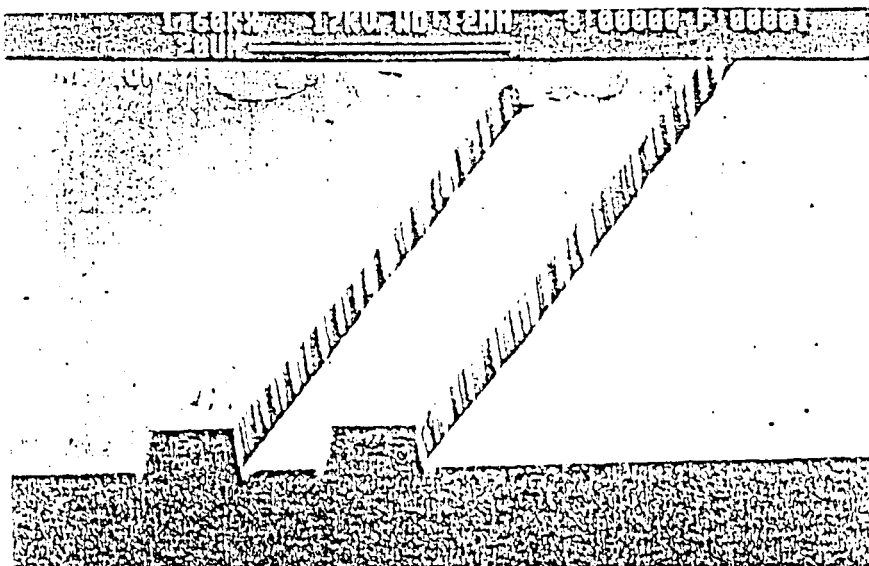
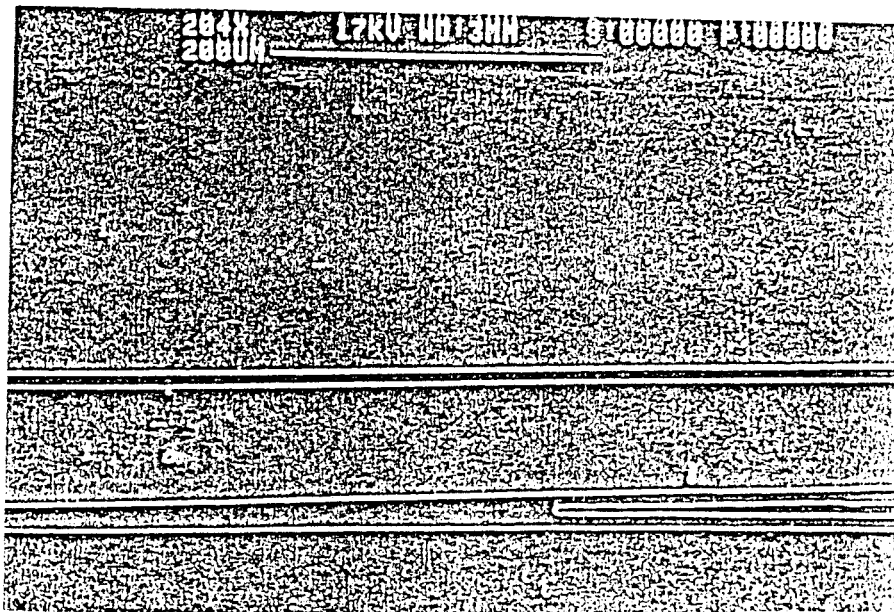


Figure 14 : Guides de sortie de la zone d'embranchement - distance de séparation  $t = 13\mu\text{m} \pm 0,4\mu\text{m}$





éliminer ce défaut, nous avons effectué un nettoyage ionique (sous pression partielle d'oxygène) de la zone d'embranchement. Ce bombardement est réalisé juste après la révélation et avant l'usinage ionique. Des précautions sont à prendre quant à la durée de l'attaque de manière à ce qu'elle soit suffisante pour enlever les résidus de résine sans dégrader le masque de résine.

Les photographies (figures 12 et 13) montrent un exemple de jonctions ainsi obtenues. La zone d'embranchement est parfaitement délimitée et exempte de résidus. La photographie (figure 14) des deux guides à la sortie de la zone d'embranchement montre que la symétrie de la jonction est bien respectée. La distance de séparation,  $t$ , entre les deux guides, mesurée au microscope électronique est de  $13\mu\text{m} \pm 0,4\mu\text{m}$  alors que la dimension du motif initial est de  $13\mu\text{m}$ . La variation de la côte du motif est tout à fait raisonnable.

Bien que la réalisation de jonctions Y soit assez délicate (masque de qualité moyenne), nous avons fabriqué des jonctions Y caractérisées par des bras symétriques, une zone d'embranchement bien délimitée et des dimensions respectant les côtes prévues. Seul l'écartement résiduel  $e_0$  (§ I.2.c.3.Chapitre III) reste important, sa diminution passe par la mise en oeuvre de procédés technologiques plus sophistiqués [5].

#### IV - ASPECTS TECHNOLOGIQUES DE LA REALISATION DE COMPOSANTS ACTIFS :

L'application d'un champ électrique dans la couche guidante nécessite le dépôt :

- D'un contact ohmique sous le substrat.
- D'une métallisation sur le guide. A ce propos tout métal déposé sur un substrat semiconducteur est à priori susceptible de former un contact Schottky [6,7,8]. En pratique, il est nécessaire de tenir compte de la qualité et de la fiabilité des contacts pour choisir le métal le mieux approprié.

Dans le cadre de ce travail, nous avons réalisé deux types de métallisation :

- Des dépôts Ti/Pt/Ti/Au: bien que le Titane augmente fortement les pertes de propagation, les métallisations Ti/Pt/Ti/Au ont l'avantage de conduire à de très bons Contacts Schottky. Le Titane présente une très bonne adhérence sur l'AsGa et la plupart des métaux. L'oxyde qu'il forme le rend autopassivant. Sa forte résistivité ( $48.10^{-6} \Omega .cm$ ) limite son utilisation à la réalisation de couches d'accrochages; on l'associe donc à l'Or qui présente une faible résistivité. Pour éviter la diffusion de l'Or on utilise une couche tampon en Platine.

- Des dépôts d'Or : ce métal est caractérisé par :
  - une faible résistivité ( $2,3.10^{-6} \Omega .cm$ )
  - une bonne résistance à la corrosion.

Il constitue très souvent la couche supérieure des métallisations dans le but d'en réduire leur résistivité. Cependant dans un grand nombre de nos réalisations, l'Or est déposé directement sur le matériau semiconducteur puisqu'il engendre de faibles pertes de propagation.

#### IV.1. Déphaseur Ti/Pt/Ti/Au :

Les différentes étapes dans la réalisation de ce composant sont résumées ci-dessous :

1. Dépôt du contact ohmique.
2. Dépôt de l'électrode de commande, le masque correspondant est constitué d'une ligne de  $5\mu m$  de large et de  $6mm$  de long transparente aux U.V.
3. Usinage du méso, le métal déposé lors de l'étape précédente sert de masque de protection.

Ces différentes étapes ne sont pas dépourvues de difficultés et nous donnons plus de détails sur ce processus de réalisation.

#### IV.1.a. Le contact ohmique :

C'est la première étape dans la réalisation d'un composant actif. Sa technologie de réalisation a déjà fait l'objet de nombreux travaux au sein du laboratoire [9] et elle est résumée figure 15. Elle consiste à déposer sous vide un alliage Au-Ge (proportions 88%, 12%) suivi d'une pulvérisation cathodique R.F de Ni qui assure l'homogénéité du contact. L'ensemble subit ensuite un traitement thermique : le recuit de contact permet la formation de l'entectique Au-Ge, on opère sous atmosphère réductrice ( $N_2+H_2$ ) à 470°C pendant 1mm.

#### IV.1.b. Dépôt de l'électrode de commande :

##### IV.1.b.1. Photolithographie :

Les opérations de dépôts localisées nécessitent des ouvertures dans la résine correspondant aux dimensions de l'électrode de commande et qui se font comme indiqué au paragraphe (III.1).

##### IV.1.b.2. Préparation de la surface :

Avant la métallisation, la préparation de la surface du semiconducteur conditionne beaucoup la qualité du contact. A ce stade du processus, la plaquette est recouverte de résine et masquée. Dans les ouvertures de résine, la surface a été en contact avec l'agent de développement, ce qui constitue une première cause de pollution. D'autre part, le semiconducteur en contact avec le milieu ambiant peut s'oxyder facilement. On constate enfin dans certains cas des traces de résine insolée sur la surface, cette anomalie due à une élévation accidentelle de la température du substrat ( $>110^\circ C$ ) rend insoluble la résine avec les solvants habituels. Un premier traitement de surface peut être utilisé : nettoyage ionique par plasma d'Argon. Cependant il peut engendrer (pour une énergie des ions incidents  $>100eV$ ) des défauts et dislocations cristallines qui peuvent se propager en dessous de la surface et donc perturber les propriétés de propagation de la structure. C'est pourquoi

### Réalisation du Contact Ohmique

#### 1) Préparation de surface :

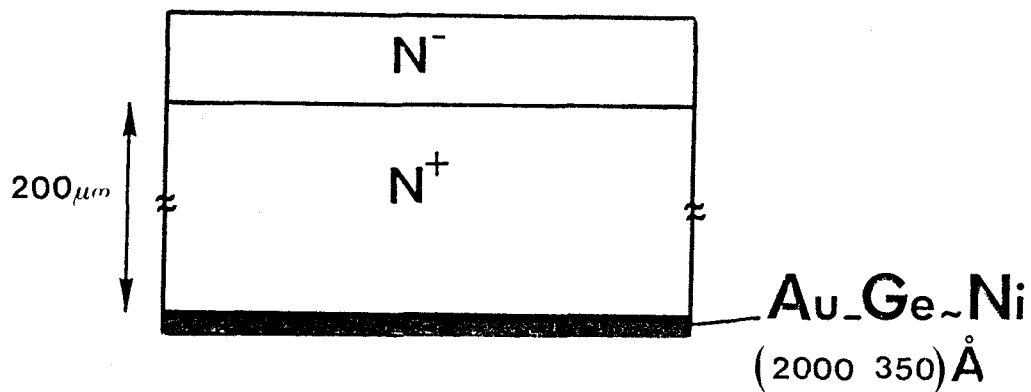
- tetrachlorure de Carbone, Toluène, Acétone, Eau désionnisée
- Solution HCl (désoxydation)

#### 2) Métallisations :

- Evaporation sous vide d'OR: Ge(88:12) : 2000 Å
- Pulvérisation cathodique RF de Ni : 350 Å

#### 3) Recuit eutectique:

- $T \approx 470^{\circ}\text{C}$  pendant 1' sous  $\text{N}_2 - \text{H}_2$  ( 90 : 10 )



Première étape dans la réalisation d'un déphaseur ou d'un modulateur. Le dépôt du contact ohmique se fait après amincissement du substrat.

Figure 15

nous avons utilisé un nettoyage chimique. Les deux composants de base utilisés pour désoxyder l'AsGa sont l'acide chlorhydrique et l'ammoniaque qui n'agissent pas sur les résines employées mais qui peuvent réagir avec les métaux déjà déposés. Nous présentons ci-dessous les solutions utilisées pour la désoxydation :

1vol. HCl + 1 vol. H<sub>2</sub>O  
temps de trempage 10 à 30s  
rinçage à l'eau D.I.  
séchage à l'azote

1vol. NH<sub>4</sub>OH + 10vol. H<sub>2</sub>O  
temps de trempage 30s  
rinçage à l'eau D.I.  
séchage à l'azote.

Pour rendre plus efficace le nettoyage de la surface, on réalise avant la désoxydation une attaque superficielle du semiconducteur ( $\approx 400 \text{ \AA}$ ) avec la solution : 1vol.NH<sub>4</sub>OH + 100vol.H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (il semble que l'emploi de solution acide : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> laisse sur la surface des sels divers).

#### IV.1.b.3. La métallisation :

La figure 16 résume les différentes étapes. La métallisation du contact se fait par évaporation sous vide dans l'ordre suivant :

Ti : différentes épaisseurs variant de 200 Å à 50 Å ont été déposées de manière à mettre en évidence, lors de la caractérisation optique, l'influence du Titane sur l'absorption de l'onde guidée. En effet on peut se demander si la perturbation introduite par le Titane diminue lorsque son épaisseur est plus faible.

Pt : 300 Å  
Ti : 300 Å  
Au : 1500 Å .

L'étape suivante est le lift-off: il permet d'enlever l'excès de métallisation sur la résine par décollement. Dans ce but, la plaquette est trempée dans une solution d'acétone sous agitation ultrasonique (U.S). L'opération de lift-off est très délicate, la longueur du contact métallique augmente encore les difficultés de cette opération. La figure





Figure 16 : Métallisation du contact  $T_i/P_t/T_i/A_u$

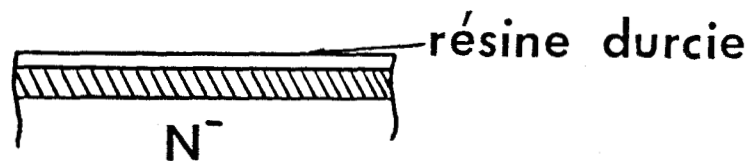


Figure 17 : Profil de gravure "en casquette" s'obtient par trempage dans du chlorobenzène après enduction et préséchage de la résine.



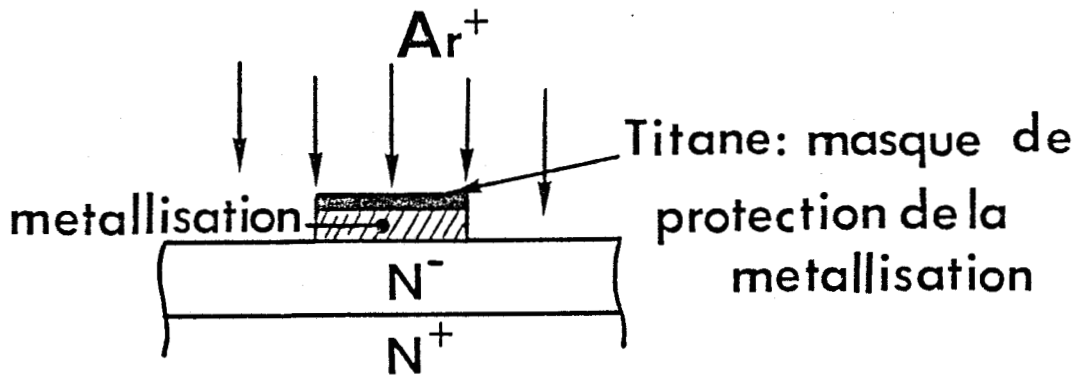
16 schématise les problèmes rencontrés. Nous constatons en premier lieu qu'après masquage, les bords de résine ne sont pas abruptes (indication (1) de la figure 16). Ce résultat peut être imputé à des défauts d'exposition et de développement. Ainsi, la métallisation s'effectue en partie sur les flancs de la résine (indication (2) figure 16). Nous observons (indication (3) figure 16) une mauvaise définition des bords de la métallisation qui rend difficile l'opération de lift-off. De nombreux travaux effectués au laboratoire permettent actuellement de résoudre cette difficulté. Elle consiste à durcir superficiellement la couche de résine déposée afin d'obtenir lors du développement une sous-gravure (figure 17). Le profil de gravure ainsi obtenu appelé "profil casquette" s'adapte particulièrement bien aux dépôts de métallisation par technique de lift-off. Le processus susceptible de donner avec la résine "AZ 1450" un profil de gravure optimal est le suivant :

- Enduction de résine
- Préséchage 20mm à 70-80°C
- Trempage dans le chlorobenzène 20 à 25 mm
- Exposition.

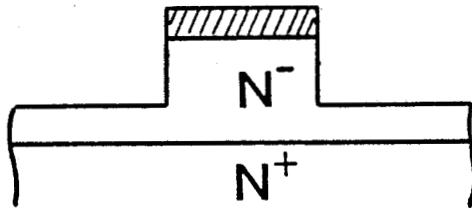
Enfin la dernière opération de la métallisation consiste en un recuit à 370°C pendant 30mm, sous flux d'azote hydrogénée. Ce traitement thermique a pour but d'améliorer la tenue mécanique de la métallisation. Le recuit effectué à la fin du processus ne modifie pas les caractéristiques électriques du contact. Ce fait montre la bonne qualité de l'interface métal-semiconducteur [10].

#### IV.1.b.4. Le Méssa :

Cette étape consiste à réaliser le guide par usinage ionique. Ce méssa peut être obtenu à partir des procédés de photolithographie classiques qui prévoient un masque de gravure en plus du masque de métallisation. Des quelques essais effectués, il apparaît que l'opacité des masques gélatines rend difficile l'alignement du second masque (longueur du composant 6mm, largeur 5 $\mu$ m); c'est pourquoi nous avons



a) Usinage ionique



b) Guide + métallisation : Déphaseur

Figure 18 : Réalisation du déphaseur en évitant toute opération de masquage. Métallisation  $T_i/P_t/T_i/A_u$

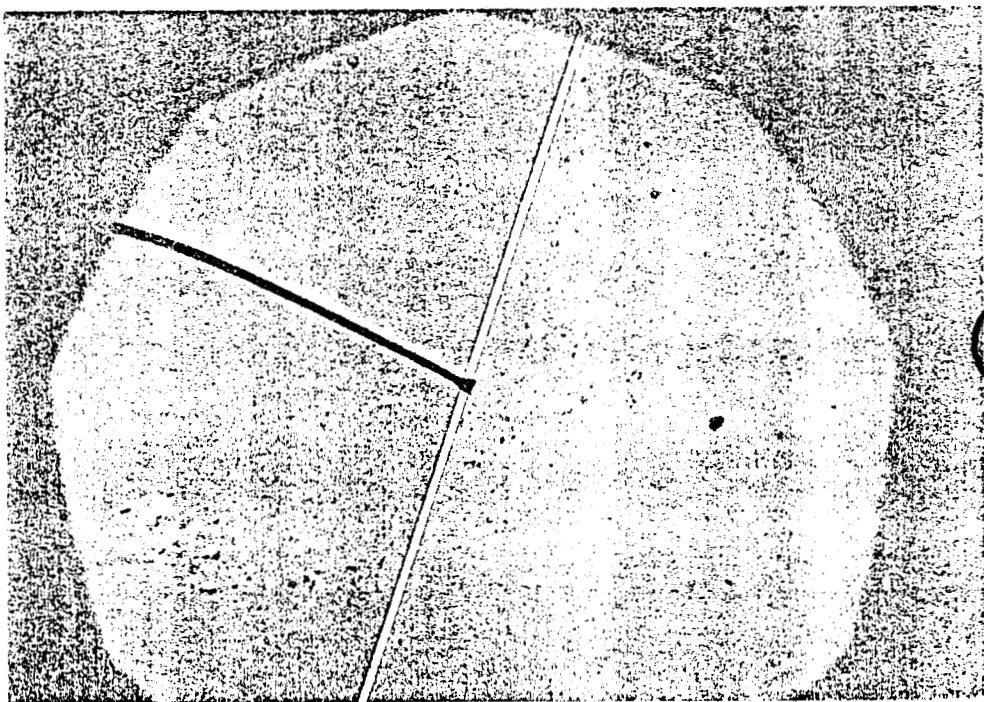


Figure 19 : Déphaseur obtenu par la méthode décrite ci-dessus. Paramètres géométriques :  $W = 5,5\mu\text{m}$ ;  $h = 1,2\mu\text{m}$ . Longueur électrode = 6 mm.

adopté une autre méthode qui consiste à utiliser l'électrode de commande comme masque de protection pour effectuer l'usinage ionique du méso. Pour éviter une dégradation de l'électrode nous déposons, lors de la métallisation, une couche supplémentaire de Titane sur la couche d'Or. Le rapport des vitesses d'attaque Ti/AsGa dans l'usineur ionique permet d'utiliser le Titane comme masque de protection de la métallisation. L'épaisseur de Titane déposée doit être telle qu'en fin d'usinage celui-ci soit complètement disparu (figure 18). Les essais effectués montrent que la vitesse d'attaque du Titane est de l'ordre de  $40 \text{ \AA} / \text{min}$ . Le déphaseur ainsi obtenu muni de sa prise de contact est présenté figure 19. Sa caractéristique  $I(V)$  donne pour une tension de polarisation de  $V = -50 \text{ V}$ , un courant inverse  $I$  de  $100 \text{ nA}$ , la surface  $S$  étant de  $2.10^{-8} \text{ cm}^2$ .

#### IV.2. Déphaseur OR :

Les étapes de réalisation du déphaseur muni d'une électrode en Or sont identiques à celles du paragraphe précédent.

- 1) Dépôt du contact ohmique
- 2) Dépôt de l'électrode de commande
- 3) Usinage du Méso.

Nous ne présentons dans ce qui suit que l'étape 2) puisque seule cette dernière est différente du cas précédent.

##### IV.2.a. Dépôt de l'électrode de commande :

###### IV.2.a.1. Métallisation OR par lift-off :

Les différentes opérations sont identiques à celles décrites au § IV.2.c. (figure 16) :

- 1) Dépôt de résine, séchage et trempage dans le chlorobenzène
- 2) Exposition aux U.V. à travers le masque
- 3) Désoxydation
- 4) Dépôt d'Or par évaporation sous vide
- 5) Lift-off.

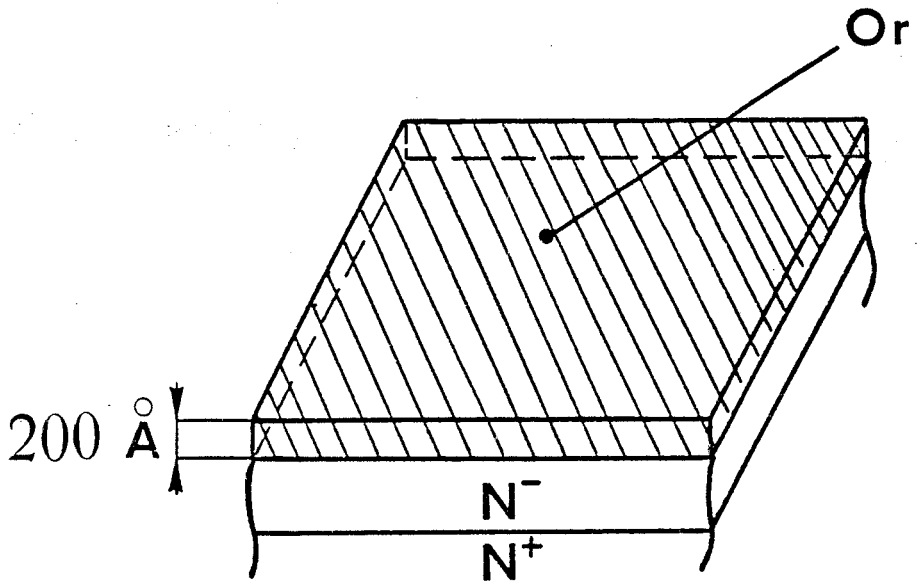
Ce processus décrit ci-dessous même optimisé ne donne pas satisfaction. En effet, quelle que soit l'épaisseur d'Or déposée, celui-ci se décolle au lift-off. La mauvaise adhérence de l'Or sur l'AsGa ajouté aux problèmes d'uniformités, de rugosités et de défauts ponctuels associés à la lithographie doivent en être les principales raisons. Une autre méthode évitant le lift-off doit être envisagée. Il s'agit d'effectuer une métallisation d'Or sur toute la surface de la plaquette avant la réalisation du méso. Ici encore, cette méthode offre l'avantage de n'utiliser qu'un seul masque (masque méso).

#### IV.2.a.2. Métallisation sur toute la surface :

Après désoxydation une épaisseur d'Or de 200 Å<sup>o</sup> est déposée par évaporation sous vide sur toute la surface de la plaquette.

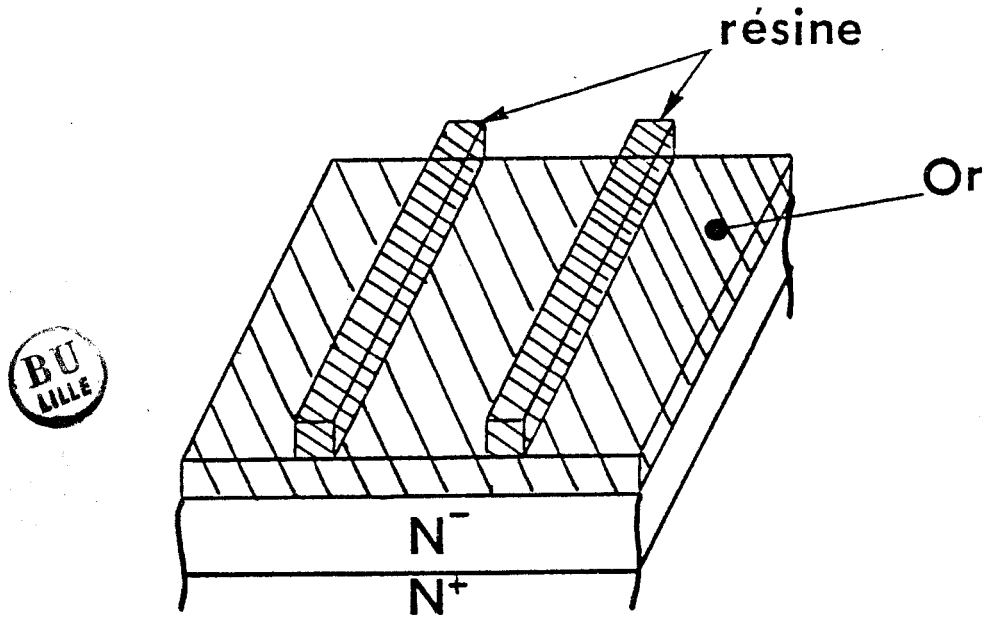
Notons qu'aucun recuit n'est effectué à ce stade de l'opération pour éviter toute diffusion de l'Or dans l'AsGa qui risquerait de modifier les propriétés de propagation du guide (l'Or a un rôle d'accepteur dans l'AsGa).

**Remarque** : Quelques essais de dépôt d'Or par électrolyse ont également été réalisés. Les résultats obtenus bien que non satisfaisants sont cependant encourageants. Le dépôt est homogène et présente une faible granulation, mais le contrôle de l'épaisseur du dépôt reste délicat.



20.a)

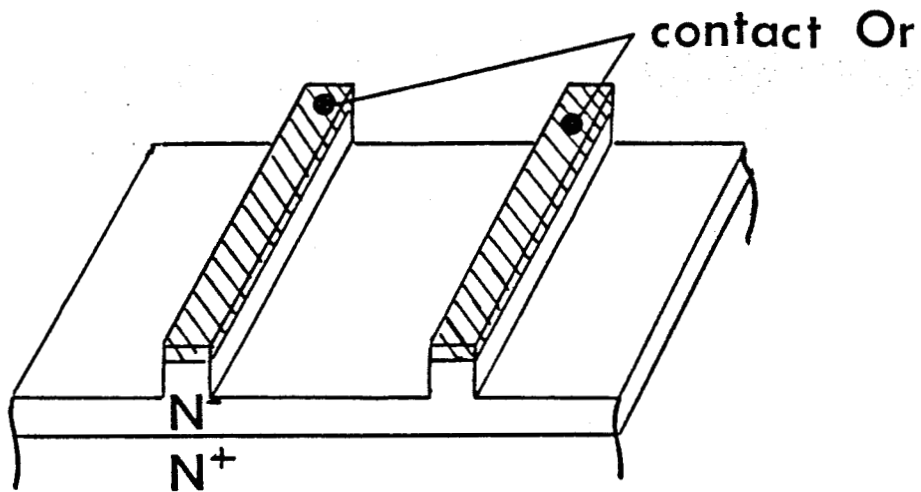
Métallisation d'OR sur toute la surface : pas de recuit.



20.b)

Masquage





20(c) Déphaseur après usinage ionique. Métallisation OR.

Figure 20 : Etapes technologiques pour la réalisation d'un déphaseur OR.

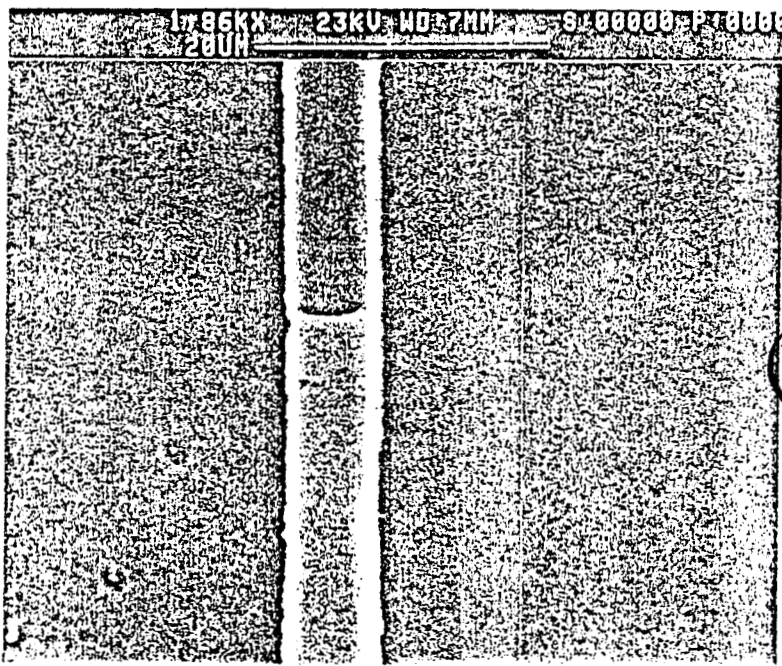


Figure 21 : Microphotographie du déphaseur obtenu par la méthode décrite ci-dessus (transition OR/Air). Paramètres géométriques :  $W = 5,6\mu\text{m}$ ;  $h = 1,2\mu\text{m}$ ;  $L = 6\text{mm}$ .

#### IV.2.b. Le Mésa :

La réalisation du mésa s'effectue selon les procédés classiques de lithographie (§ III.1).

- 1) Dépôt de résine + séchage
- 2) Insolation-révélation (surtout veiller à ne pas surexposer, la présence d'Or modifie la durée de l'insolation).
- 3) Usinage ionique du mésa.

La figure 20 résume les différentes étapes de réalisation du déphaseur. La caractéristique du contact obtenu est pour une tension de polarisation de  $V = -20^V$ , un courant de  $1\mu A$  pour une surface  $S$  de  $2.10^{-8}\mu m^2$ .

La figure 21 montre la photographie du déphaseur au niveau de la zone de transition GaAs-Or et GaAs/Air. Comme précédemment la prise de contact s'effectue directement sur le guide. De manière à ne créer aucune contrainte supplémentaire dans le guide, il est souhaitable d'éviter toute soudure par thermocompression. Nous avons donc utilisé une colle conductrice chargée à l'argent qui présente une conductivité électrique élevée et une grande fiabilité.

#### IV.3. Réalisation de l'interferomètre de Mach-Zehnder :

Le masque de l'interferomètre réalisé au laboratoire est schématisé figure 22 où nous avons également précisé les dimensions respectives de chacune des régions. Les différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation de l'interferomètre sont une synthèse des procédés décrits dans les paragraphes précédents.

Nous rappelons brièvement les étapes critiques que nous avons rencontrées et les solutions de rechange proposées.



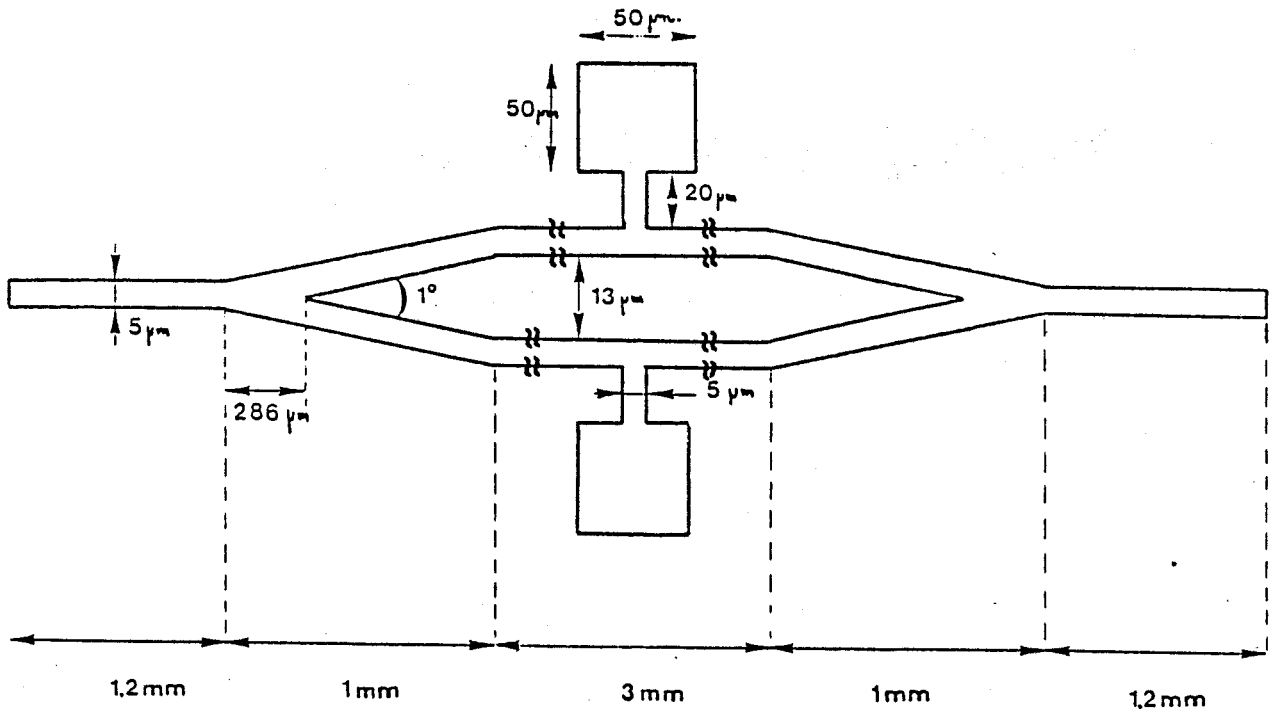
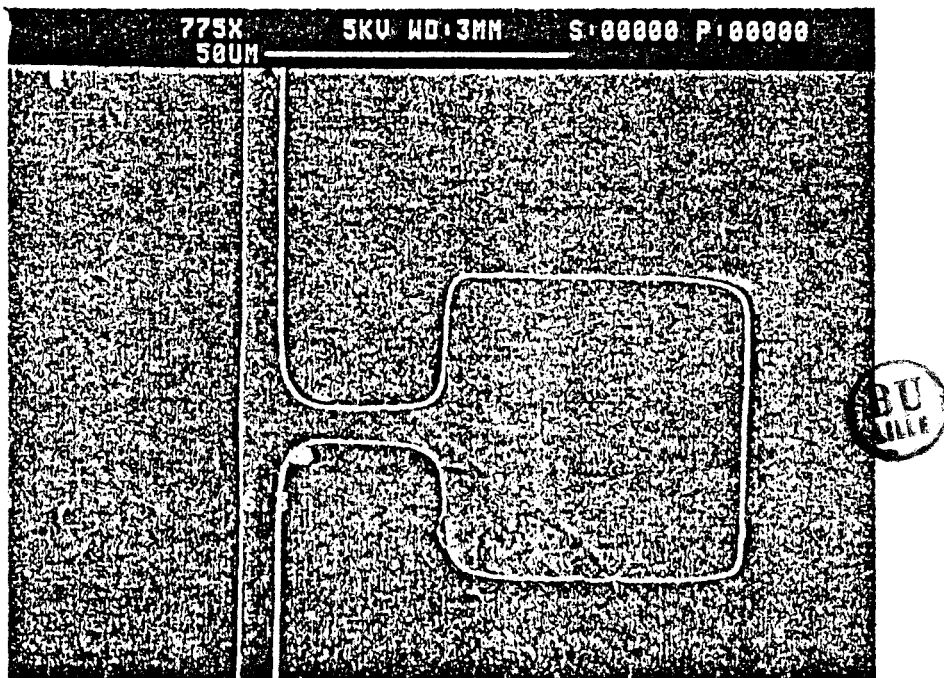


Figure 22 : Schéma du masque de l'interferomètre.



Photographie 23 : Plot de dimension  $50 \times 50 \mu\text{m}$  en dérivation sur le guide. Facilite et améliore la qualité du contact.

- La faible ouverture de la zone d'embranchement de la jonction Y et la mauvaise définition des bords des masques gélamines nécessitent un nettoyage par plasma d'oxygène.

- L'opération de dépôt d'Or par lift-off n'ayant pas donné de résultats satisfaisants doit être évitée et nous utilisons la méthode précédemment décrite pour les déphaseurs à électrode en Or (§ IV.2.a.2).

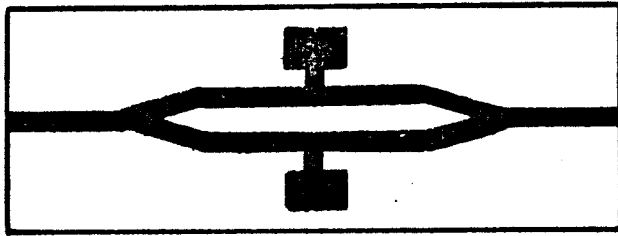
- La superposition des masques gélamines étant délicate, il est souhaitable d'éviter plusieurs opérations de masquage.

- La prise de contact directement sur le guide, bien que réalisée pour le déphaseur par étirage du fil d'Or (le ramenant ainsi à un diamètre  $\phi_{in}$  de  $6\mu m$  alors que  $\phi_f = 12\mu m$ ) reste délicate. Une autre solution doit être envisagée. Elle consiste, comme l'indique la photographie 23, à réaliser en dérivation sur chacun des bras de l'interferomètre un plot de dimensions  $50\mu m \times 50\mu m$ . Cette solution permet la prise de contact par thermocompression, améliorant ainsi la qualité électrique du contact. Nos mesures montrent que les pertes de propagation des guides rectilignes munis de ces plots ne sont quasiment pas affectées par l'existence de ces derniers.

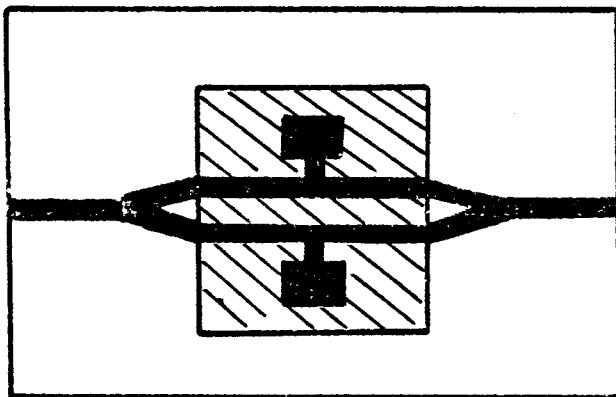
Partant de ces remarques, les différentes étapes technologiques que nous avons utilisées sont les suivantes :

- 1) Dépôt du contact ohmique (désoxydation, métallisation, recuit § IV.1.a.)
- 2) Désoxydation de la surface de l'épitaxie par nettoyage chimique (§ IV.1.b.2)
- 3) Dépôt d'Or sur toute l'épaisseur de la plaquette, d'épaisseur  $200 \text{ \AA}$ . Rappelons qu'aucun recuit n'est effectué.
- 4) Dépôt de résine (1450) + séchage
- 5) Insolation - Révélation (ne pas surexposer)
- 6) Attaque plasma oxygène (quelques minutes)
- 7) Usinage ionique du méso.

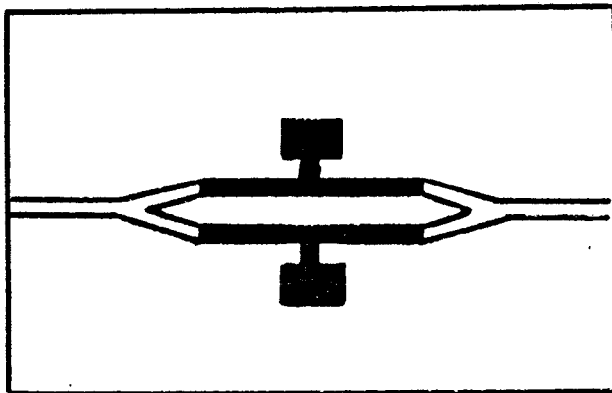
A la fin de ces différentes étapes, nous obtenons un interféromètre qui est métallisé sur toute sa longueur. Les étapes



A la fin de la première étape technologique, l'interferomètre est complètement métallisé.



Opération de masquage. Protection des bras.



Dispositif final après 10s de trempage dans une solution de dissolution d'OR.

Figure 24 : Dernière étape dans la réalisation de l'interferomètre de Mach-Zehnder.

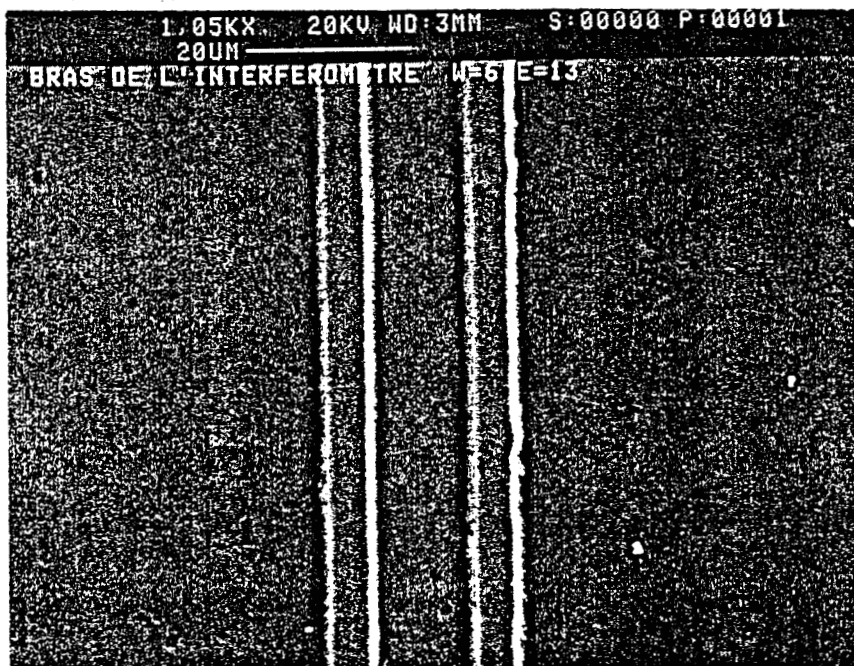
BU  
LILLE

suivantes consistent donc à faire disparaître l'Or déposé sur les guides d'entrée et de sortie ainsi que sur les deux jonctions en Y du dispositif par dissolution en ayant pris soin au préalable de protéger la face arrière de la plaquette. Pour protéger les électrodes de commande pendant cette dissolution, un masque constitué d'un rectangle de dimensions  $3\text{mm} \times 250\mu\text{m}$  est utilisé. Ces dimensions ont été choisies de manière à faciliter son alignement. Les différentes opérations qui sont encore nécessaires pour terminer l'interferomètre sont donc (figure 24) :

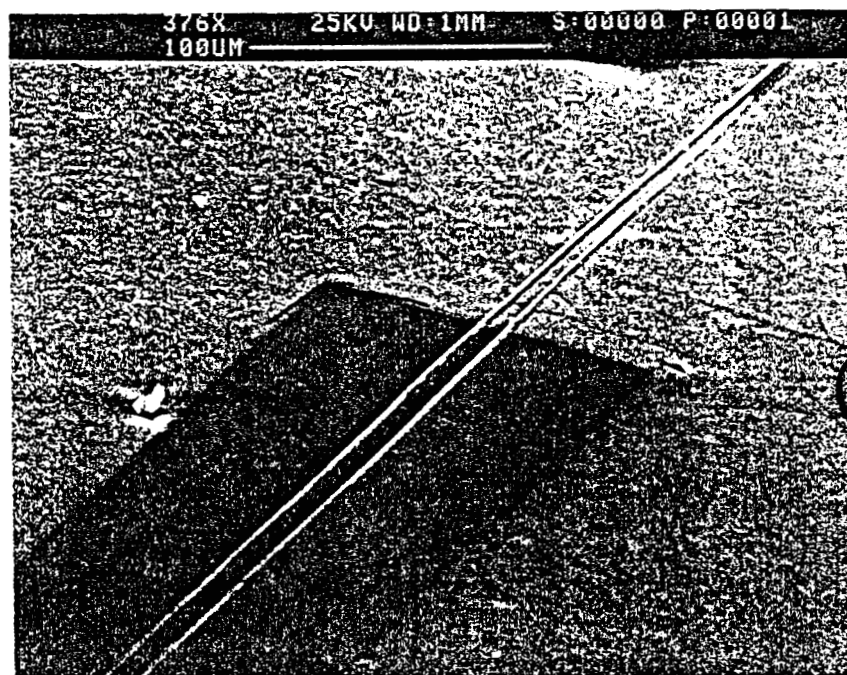
- 1) Dépôt de résine et séchage. De manière à assurer une meilleure protection des bras de l'interferomètre nous avons utilisé la résine "Shipley 1350H" (moins fluide que la 1470)
- 2) Alignement du masque qui assure la protection des bras.
- 3) Insolation-développement
- 4) Trempage 10s dans une solution de dissolution de l'Or. Celle-ci est constituée d'Iodure de Potassium et d'Iode dans un rapport 3:1, diluée dans 5vol. d'eau D.I. Les essais préliminaires effectués ne montrent aucune dégradation de l'état de surface du matériau semi-conducteur ni de la résine.
- 5) Rinçage à l'eau D.I., séchage à l'azote.

Cette procédure de réalisation à l'avantage d'être simple puisque aucun alignement critique n'est nécessaire et d'être reproductible. Les photographies 25 montrent différentes régions du dispositif final.

Microphotographies (25) des différentes régions de l'interferomètre de Mach-Zehnder.

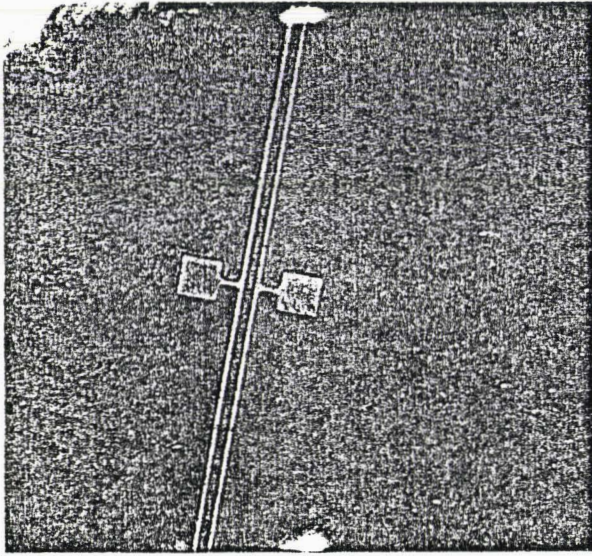


Bras de l'interferomètre.

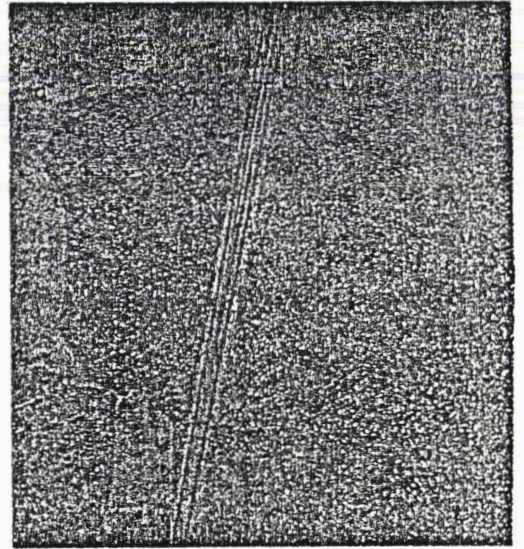


Jonction Y et zone d'embranchement.  
Les électrodes sont recouvertes de résine avant la dissolution de l'OR.

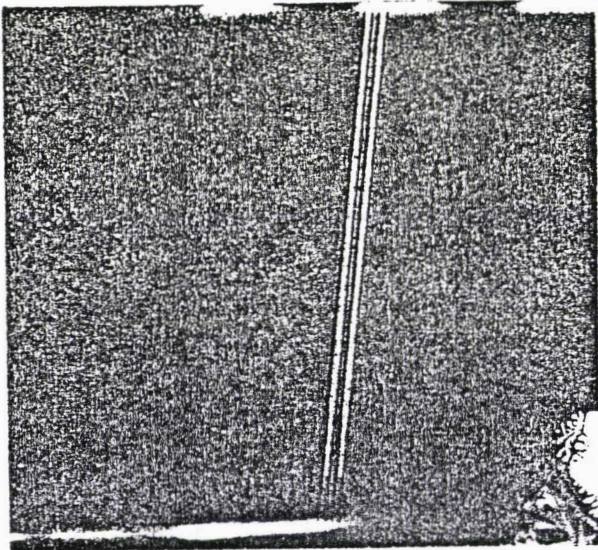




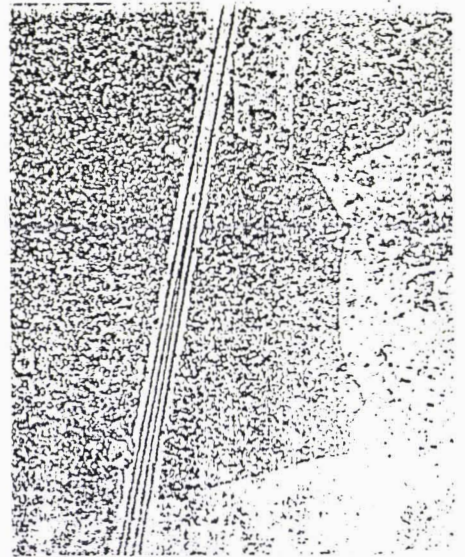
Electrode + plots de contact



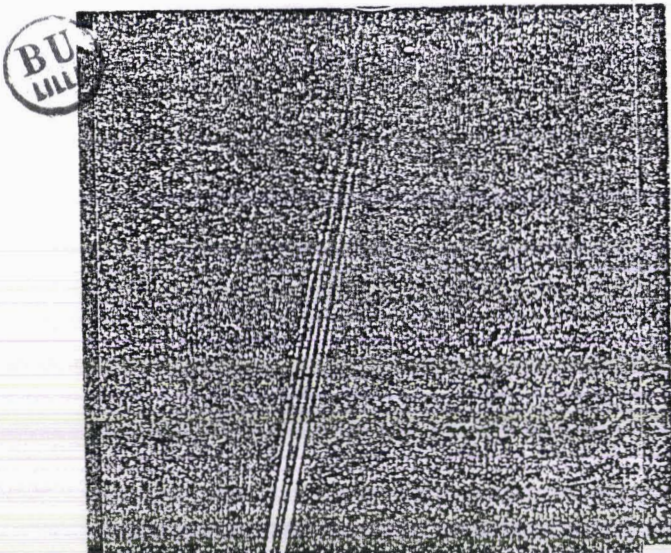
Jonction Y d'entrée



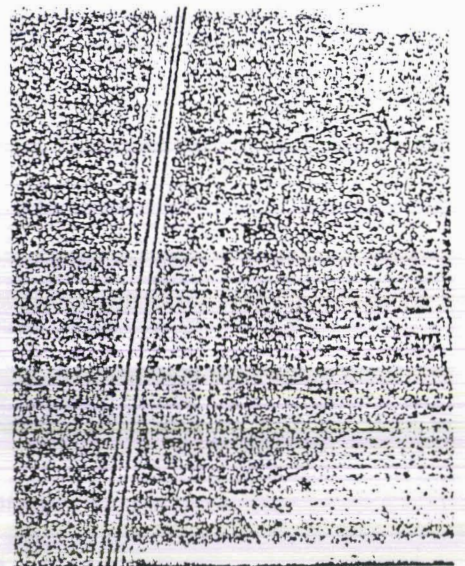
Début électrode de commande



Jonction Y de sortie



Fin électrode de commande



Zone de transition de sortie



## V - AMINCISSEMENT DU SUBSTRAT :

Avant le dépôt du contact ohmique sur la face arrière de la plaquette, le substrat d'épaisseur voisine de  $400\mu\text{m}$  est aminci en vue de faciliter l'opération de clivage. En effet, parmi les différentes possibilités de couplage de la lumière dans le guide, c'est la méthode d'injection par la tranche que nous avons retenue. Les raisons de ce choix seront données au paragraphe (VI.1.).

### V.1. Généralités :

Cette étape est particulièrement importante puisqu'elle doit permettre un clivage correct sans toutefois trop fragiliser le matériau. Cet amincissement est effectué par rodage mécanique qui a l'avantage d'être rapide.

### V.2. Rodage mécanique :

Ce rodage s'est effectué mécaniquement. A cet effet la plaquette d'AsGa est collée sur une lame de verre et l'ensemble est entraîné dans un mouvement de rotation sur un disque dur. Un soin tout particulier doit être donné au collage afin que la surface à roder soit parallèle à la lame de verre. Pour adoucir l'usinage de la plaquette de GaAs, elle est entourée de trois morceaux de Silicium de même épaisseur, disposée à  $120^\circ$  l'une de l'autre [11]; on utilise dans ce cas la différence de dureté entre le Silicium et le GaAs. Dans un premier temps nous avons rodé nos plaquettes à l'aide d'une poudre d'Alumine (Emery de Naxos) +  $\text{H}_2\text{O}$  dont le diamètre des grains est de  $19\mu\text{m}$ . En fin d'opération, afin d'obtenir le meilleur état de surface possible, le diamètre des

## Exemples typiques de mauvais clivages

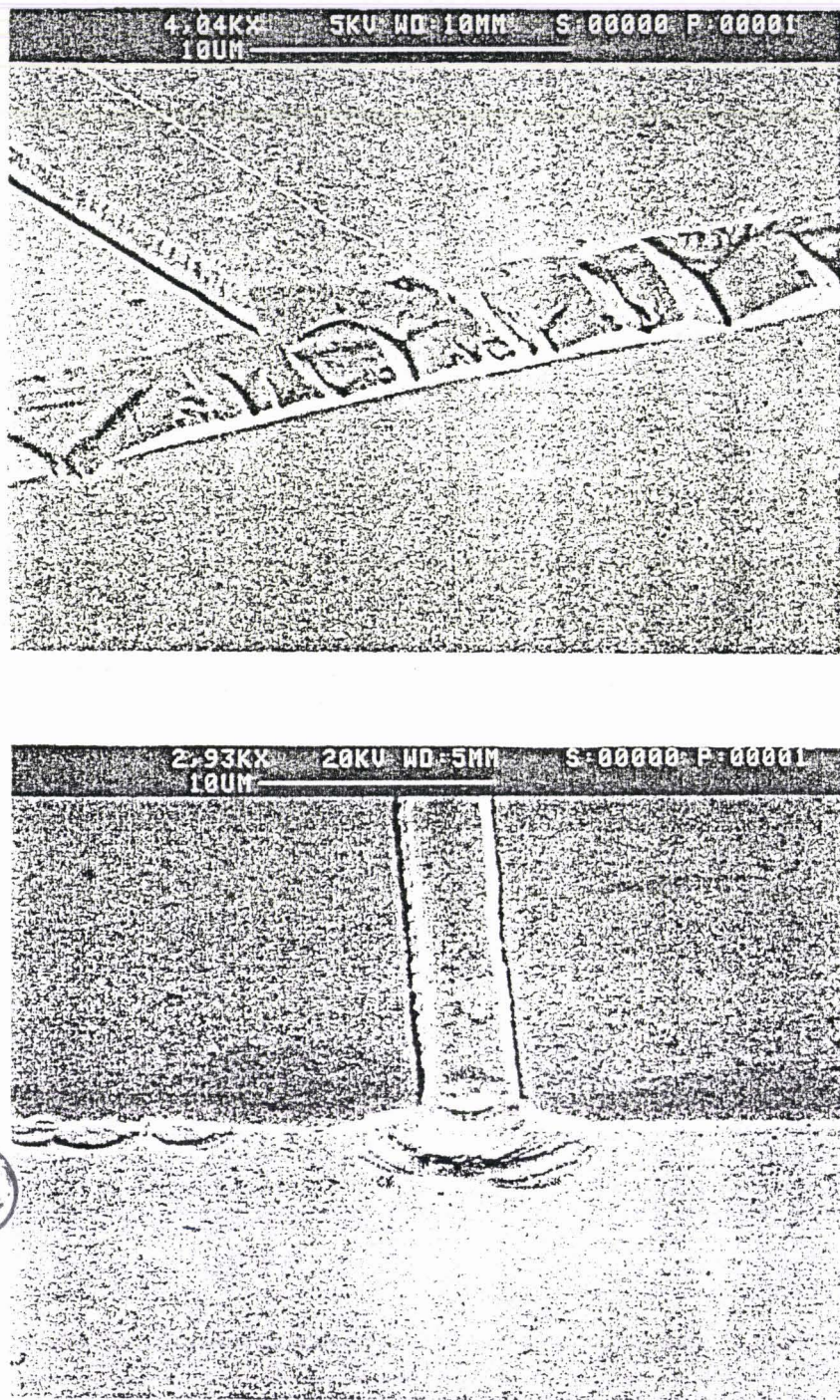


Figure 25 : Le clivage est la dernière opération dans la réalisation du composant avant sa caractérisation. Ces deux microphotographies illustrent les difficultés auxquelles nous nous sommes heurtés. Ayant choisi la méthode d'injection par la tranche; il est bien évident qu'une telle interface interdit toute injection de l'onde lumineuse dans le guide. Cette dernière étape a limité le nombre de nos caractérisations.



grains est de  $9\mu\text{m}$ . Cette procédure bien que rapide, présente de nombreux défauts, notamment un état de surface médiocre et des écarts de planéité importants. Pour une épaisseur finale de  $200\mu\text{m}(\pm 13\mu\text{m})$  le clivage reste aléatoire; sa direction est imposée par les défauts de la surface amincie. Cette difficulté a fortement réduit le nombre de caractérisation des structures réalisées (figure 25) et nous avons utilisé une deuxième méthode. Elle consiste, tout en continuant un rodage mécanique, à utiliser cette fois une pâte diamant dont les propriétés (qualité exceptionnelle de dureté) permettent l'obtention d'un état de surface du substrat parfaitement plan et homogène. Le clivage, pour une plaquette d'épaisseur  $200\mu\text{m}$ , se fait alors selon la direction cristallographique  $(01\bar{1})$  par la seule pression de l'extrémité d'un bistouri. L'exploitation de cette méthode a malheureusement été limitée à quelques dispositifs.

#### CONCLUSION DE LA PARTIE TECHNOLOGIQUE :

Nous venons de décrire les méthodes que nous avons été amenées à mettre au point pour la réalisation de composants optiques passifs et actifs (guides, déphaseurs, interféromètres). Elles ont été choisies de manière à s'adapter aux moyens technologiques existants dans le laboratoire. Ces moyens technologiques nous ont imposé un certain nombre de limitations essentiellement liées aux méthodes de réalisation des masques et à la photolithographie (longueur des composants). On peut penser que l'arrivée prochaine d'un masqueur électronique dans le laboratoire devrait permettre d'améliorer la qualité des dispositifs.

Nous abordons dans la partie suivante la caractérisation des composants réalisés.

PARTIE EXPERIMENTALE

VI - CARACTERISATION DES STRUCTURES REALISEES :

VI.1. Le couplage de la lumière dans le guide :

Il existe essentiellement trois méthodes d'injection de la lumière dans un guide. Nous nous proposons de les décrire succinctement et de donner leurs limitations lorsqu'elles sont appliquées aux guides AgGa.

VI.1.a. Couplage par prisme :

La fig(25) illustre ce type de couplage ; le faisceau incident subit une réflexion totale à la base du prisme coupleur. Si l'intervalle  $S$  entre la base du prisme et la surface du semiconducteur est suffisamment réduit, l'onde évanescente associée peut atteindre la structure guidante et se propager.

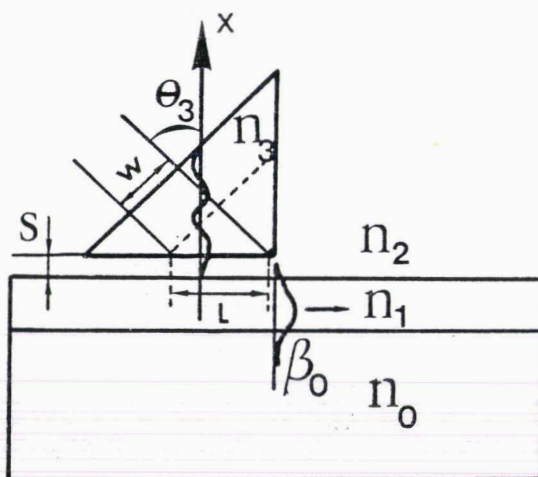


Figure 25 : Couplage par prisme.

Il faut néanmoins que la constante de propagation de la lumière incidente puisse être égale à celles des modes propres du guide. Si  $\theta_3$  est l'angle du faisceau à la base du prisme, la constante de propagation de la lumière guidée s'écrit :

$$\beta/k_0 = n_3 \sin \theta_3 \quad (1)$$

où  $n_3$  est l'indice de réfraction du prisme.

Pour éviter de travailler en incidence rasante ( $\theta_3 = \pi/2$ ) et en tenant compte de la relation (1) et de l'inégalité  $n_2 < n_0 < n_1$ , nous devons avoir :

$$n_3 > n_0 + \Delta n$$

où  $\Delta n$ , pour un guide à saut d'indice, représente la variation d'indice guide ( $n_1$ ), substrat ( $n_0$ ) ; soit  $n_0 + \Delta n = n_1$ . La condition est difficile à réaliser lorsque les structures de guidage ont des indices élevés ; c'est particulièrement le cas de l'AsGa. La méthode de couplage par prisme est alors difficilement réalisable faute de matériau adapté pour réaliser le prisme coupleur.

Remarque : cette forme de couplage permet par observation des "lignes noires" d'avoir accès aux constantes de propagation des modes guidés et donc de remonter au profil d'indice de la structure étudiée.

#### VI.1.b. Couplage par réseau :

La lumière incidente tombe sur la couche guidante sur laquelle un réseau est gravé (fig. 26). Par diffraction une partie du faisceau incident peut être couplée dans le guide de lumière.

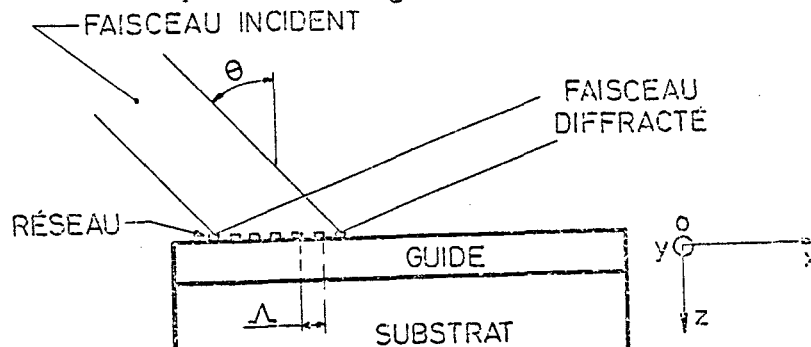


Figure 26 : Couplage par réseau.

VI.1.b.1. Rappels :

La lumière diffractée dans l'ordre  $m$  a pour vecteur d'onde suivant  $ox$  :

$$k_x^m = k_{ox} + k_{rx}^m \quad (2)$$

$k_{ox}$  étant la projection du vecteur d'onde incident suivant  $ox$ ,  $k_{rx}^m$  le vecteur d'onde associé au réseau :  $m$  étant un entier positif ou négatif.

$$k_{ox} = \frac{2\pi \sin \theta}{d_0} \quad (3)$$

où  $\theta$  est l'angle du faisceau incident par rapport à la normale au guide

$$k_{rx}^m = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (4)$$

où  $\Lambda$  est le pas du réseau. Si  $k_x^m$  correspond à une constante de propagation du guide, une partie de la lumière incidente reçue par le réseau se propage dans la couche guidante. L'efficacité du couplage dépend de l'ordre de diffraction ainsi que du profil du réseau. Seule une étude utilisant les équations de Maxwell peut donner la valeur exacte des coefficients de couplage de chaque mode [12,13,14,15,16].

VI.1.b.2. Réalisation pratique :

Les valeurs de  $k_x^m$  nécessaires au guidage sont au minimum de l'ordre :

$$\frac{2\pi m_0}{d_0} \quad (n_0 < \Lambda \sin \theta_1 < n_1)$$

Ceci implique en combinant (2) (3) et (4) et en supposant que le faisceau d'entrée soit rasant :

$$\frac{2\pi m}{\Lambda} > \frac{2\pi}{d_0} (m_0 - 1) \quad (5)$$

Si nous désirons travailler dans l'ordre 1 pour avoir des coefficients de couplage appréciable, (5) entraîne

$$\lambda < \frac{d_0}{m_0 - 1} \quad (6)$$

Soit pour l'AsGa et pour la longueur d'onde d'un laser He-Cd, qui permet une insolation de la résine, on obtient un pas de réseau de l'ordre de 2000 Å. Pour plus de précision, nous donnons en annexe (VII) un calcul plus rigoureux du pas du réseau. Nous avons, en collaboration avec l'Université de Valenciennes, effectué quelques essais de réalisation de réseau sur AsGa. Les procédés de réalisation et les résultats obtenus sont présentés en annexe (VIII). La nécessité de graver chaque guide à étudier ajoutée à la faiblesse des pas du réseau rend peu commode l'emploi de cette méthode pour des expériences de caractérisation.

#### VI.1.c. Couplage par la tranche :

Cette méthode nécessite des échantillons ayant deux côtés clivés parallèles. Notons que le guide se comporte alors comme une cavité Fabry-Perrot et engendre des phénomènes parasites si les faces clivées ne sont pas traitées [17,4]. La lumière est introduite dans la couche guidante à l'aide d'un objectif de microscope qui focalise le faisceau (fig. (27)).

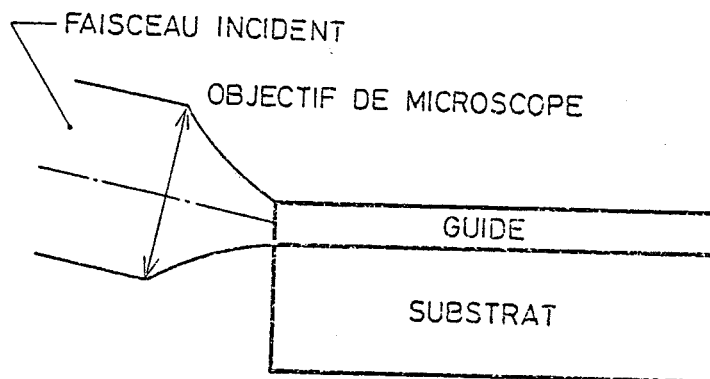


Figure 27 : Couplage par la tranche.

L'inconvénient de cette méthode réside dans la difficulté d'exciter les modes du guide indépendamment les uns des autres à cause de l'ouverture importante du faisceau de focalisation. D'autre part il est difficile de contrôler si la lumière est effectivement guidée. Le montage que nous avons utilisé, décrit au paragraphe VII, nous a permis de nous affranchir de cette difficulté.

## VI.2. Détermination expérimentale des propriétés caractéristiques des structures

La caractérisation d'un guide consiste à déterminer :

- La constante de propagation ( $\beta/k$ ) du mode guidé
- Le nombre de modes susceptibles de se propager
- La distribution spatiale du mode guidé ainsi que ses pertes de propagation
- et enfin une propriété importante pour la réalisation de composants actifs est la conservation de l'état de polarisation de l'onde guidée.

La méthode d'injection par la tranche ne permet pas de déterminer la constante de propagation du mode guidé. De plus cette technique ne permet de caractériser des guides de longueurs différentes réalisés sur le même substrat puisque les longueurs sont imposées par la distance entre les faces clivées. La seule possibilité, pour modifier la longueur, consiste à cliver plusieurs fois de suite le guide à caractériser. Cette limitation rend délicate la détermination expérimentale des pertes. Un composant actif tel que déphaseur ou modulateur sera essentiellement caractérisé par :

- sa tension d'extinction  $V_{\pi}$
- son rapport d'extinction  $\eta$
- son efficacité de modulation
- ses pertes d'insertion et sa bande passante électrique.



### VI.3. Méthode de caractérisation :

Les méthodes de caractérisation des modes se propageant dans une fibre optique se font généralement à partir de l'étude du champ lointain. Des méthodes analogues sont utilisées pour les lasers semiconducteurs. En ce qui concerne les guides optiques intégrés, les méthodes de champ lointain sont difficilement utilisables ; en effet les circuits ont des longueurs de quelques millimètres et la lumière non couplée dans le mode guidé n'est pas toujours éliminée. Le champ lointain est en général inexploitable à cause de cette lumière parasite. On utilise donc plutôt des méthodes de champ proche. Une méthode fréquemment utilisée consiste à analyser une image agrandie de la sortie du guide. C'est une méthode rapide et pratique mais qui ne permet cependant pas de tenir compte de la fonction de transfert de l'optique d'agrandissement. C'est cette méthode que nous avons utilisée et nous la développons dans le prochain paragraphe.

### VII - BANC DE CARACTERISATION :

La majorité des caractéristiques optiques des structures guidées passives et actives ont été effectuées au CNET Bagneux dans le département optique intégrée. Un banc de caractérisation est en cours de montage au laboratoire et nous effectuons actuellement nos premiers essais d'alignement. La réalisation de nombreuses pièces mécaniques ajoutée aux délais de livraison du matériel ne nous ont pas permis de terminer la mise au point de ce banc pour l'utiliser dans le cadre de nos caractérisations. Nous allons dans ce paragraphe décrire ces deux bancs et plus particulièrement celui du CNET dont nous nous sommes fortement inspirés pour l'installation du nôtre. Il existe cependant quelques différences qui seront précisées par la suite. Les problèmes de couplage de l'onde lumineuse dans le guide, de la formation de l'image



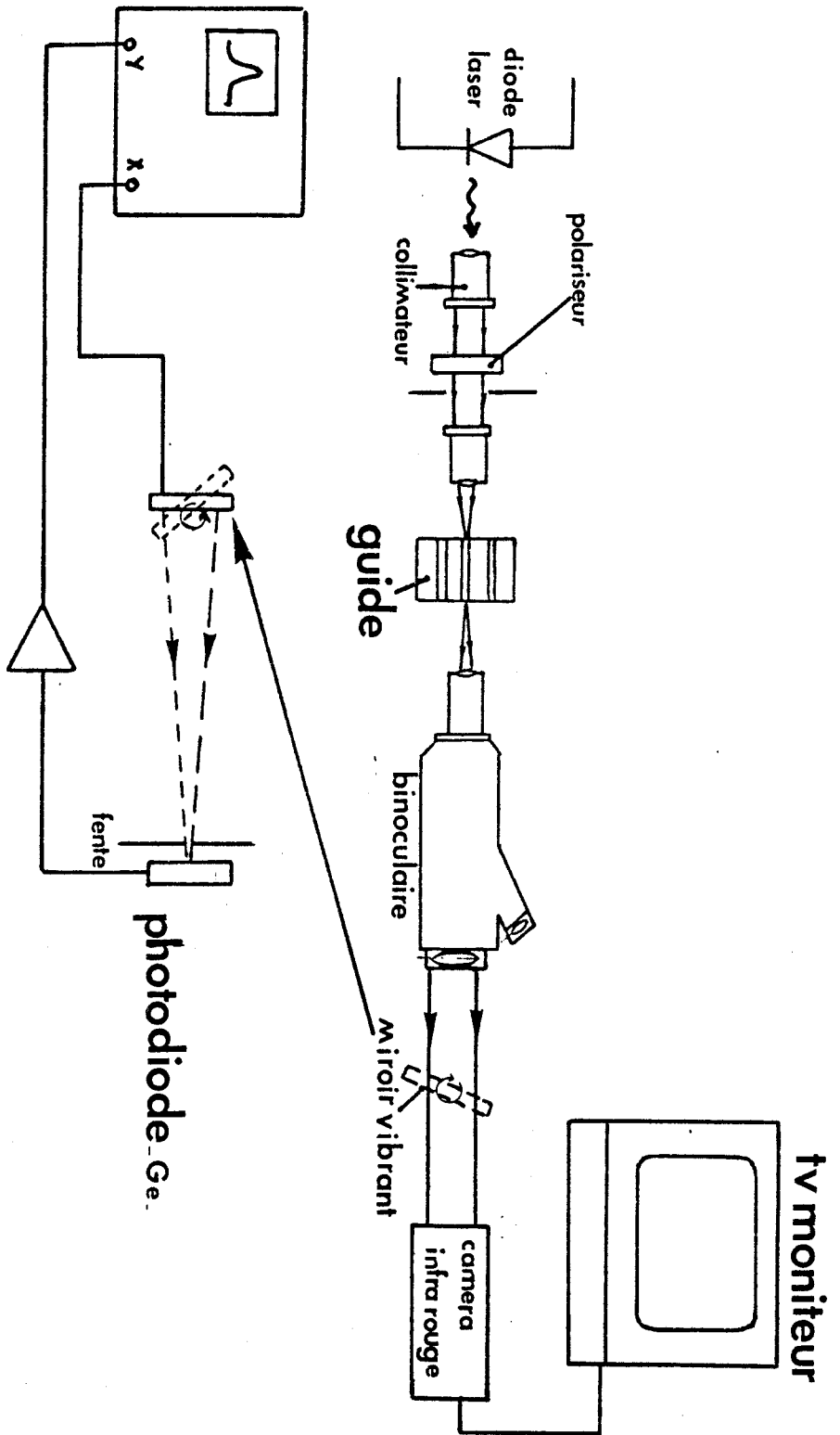


Figure 28 : Banc de caractérisation.



du champ proche en sortie de guide sont également abordés c'est-à-dire les tolérances (mécaniques) du couplage. Le banc de caractérisation schématisé fig (28) est constitué :

1 soit d'une diode laser GaInAsP/InP monomode, de longueur d'onde d'émission  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  et refroidie par effet Peltier pour le banc du CNET. Pour notre part, nous utilisons un laser YAG monomode émettant à  $\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$  où  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  suivant la nature des miroirs qui forment la cavité. De manière à rendre le faisceau parallèle, un objectif de microscope (collimateur) est placé en sortie de la diode. Notons également l'utilisation d'une lentille divergente (1 ou 2 dioptries pour le laser YAG ( $\phi$  faisceau  $\neq 1 \text{ mm}$  en  $1/e^2$ ) qui permet un élargissement du faisceau ; on s'éloigne ainsi des limites de diffraction afin de diminuer la largeur du faisceau après focalisation.

2 un polariseur : ce dernier étant polarisé linéairement il est possible de choisir l'état de polarisation du mode que l'on désire exciter (soit TE soit TM).

3 un objectif de microscope qui assure le couplage de la lumière dans le guide. Ce couplage, surtout dans le cas d'éléments monomodes, peut se révéler très instable. Les dimensions du guide étant de quelques microns, une modification de quelques dixièmes de microns par rapport à l'alignement optimum fait varier sensiblement la quantité de lumière guidée. Le rendement du couplage est d'autant plus élevé que l'ouverture numérique du faisceau excitateur correspond approximativement à celle du guide. Pour nos structures, cette quantité étant très faible (liée à la faible distance d'indice guide/substrat), le faisceau ne doit pas être focalisé trop fortement. De plus de manière à augmenter les tolérances mécaniques (et thermiques) du système, on est amené à utiliser un objectif de grande distance focale (c'est-à-dire de faible ouverture numérique).

4 support de guide : le guide est placé sur un support à déplacements micrométriques manuels. Tous les degrés de liberté dans l'espace sont prévus. Le système permet de faire varier l'angle d'attaque ou l'alignement guide/faisceau d'entrée. Ce réglage modifie considérablement le rendement de couplage puisqu'il est directement proportionnel à l'intégrale de recouvrement du champ associé au mode guidé et du champ incident (à profil gaussien dans notre cas). Son optimisation dépend d'une part des paramètres du guide : épaisseur D,

largeur  $W$ , indice  $n_1$  et  $n_0$  mais surtout des tolérances mécaniques du couplage. Nous reviendrons sur cette dernière propriété à la fin de ce paragraphe.

5 objectif de sortie : on forme l'image de la face de sortie du guide, c'est-à-dire l'image du champ proche. La distance face de sortie du guide - objectif correspond à la distance focale de ce dernier ; le non respect de cette distance entraîne une déformation du profil du mode guidé. Son alignement sur l'axe optique est également délicat. L'image ainsi formée est projetée soit :

6 sur une caméra infra-rouge, on visualise alors sur le moniteur, après agrandissement, l'image du mode (ou des modes) en sortie de guide. On détermine ainsi le nombre de modes qui se propagent dans la structure et l'étendue du mode dans la direction parallèle ou perpendiculaire au substrat. Avec cette méthode, on peut également remonter à la distribution spatiale du mode en analysant l'image, obtenue sur le moniteur, ligne par ligne à l'aide d'un oscilloscope à base de temps retardé.

7 soit sur une photodiode (au Germanium,  $\phi = 1$  cm). Le signal détecté est visualisé sur un oscilloscope. On place après l'objectif de sortie un miroir vibrant assurant le balayage de la face de sortie du guide (basse fréquence) sur une fente placée devant la photodiode. Grâce à ce procédé, on peut mesurer l'intensité de la lumière guidée dans une tranche latérale  $\Delta x$  (fig (29)) et analyser le ou les modes de sortie.

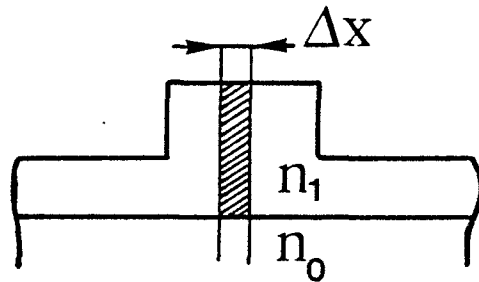


Figure 29 : Analyse d'une tranche latérale  $\Delta x$  de la face de sortie du guide.

Les différents éléments constituant le banc de caractérisation étant définis, nous décrirons succinctement sa mise au point. Il s'agit essentiellement d'optimiser l'efficacité du couplage et de connaître les tolérances mécaniques du montage. L'injection est principalement

caractérisée par deux paramètres : - le diamètre du faisceau laser - la position du faisceau par rapport à la normale à la face du guide. Dans les deux cas le recouvrement entre le faisceau laser et les modes propres de la structure est modifié.

a) désalignement des axes (fig(30)) : on cherche en premier lieu le couplage optimum en ajustant tous les paramètres ; on s'assure ainsi que le mode excité est bien un mode guidé.

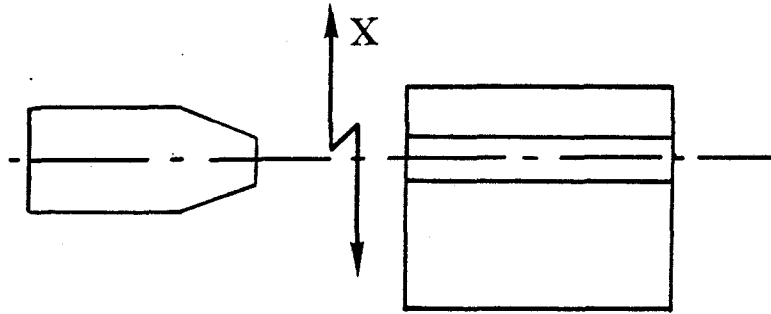


Figure (30) : Désalignement des axes.

On fait ensuite varier l'alignement de l'axe du guide par rapport à l'axe du faisceau excitateur.

b) désalignement angulaire : dans ce cas (fig(31)) après avoir recherché le couplage maximum, on fait varier l'angle entre l'axe de l'objectif et celui du guide

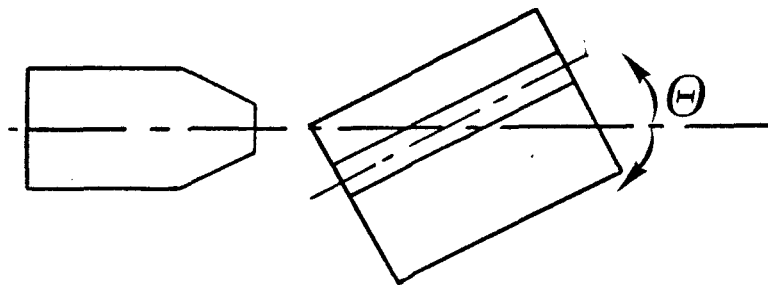


Figure (31) : Désalignement angulaire.

Puisqu'il est très difficile de placer le guide sur l'axe de rotation, on doit pour chaque variation rechercher le maximum correspondant.

c) distance objectif-guide : si cette distance ne correspond pas exactement à la distance focale de l'objectif d'entrée, l'efficacité de couplage est fortement affectée (ainsi que le profil du mode guidé).

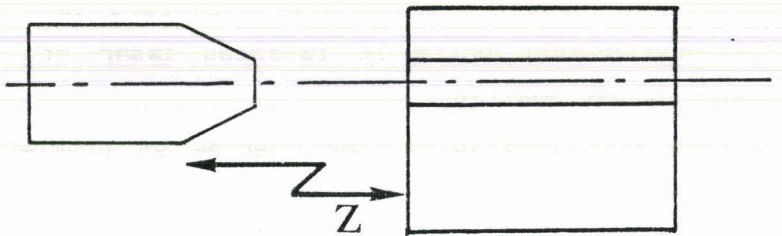


Figure (32) : Distance objectif - guide.

Ces quelques remarques montrent combien l'alignement du système est délicat et qu'il nécessite des microdéplacements de grandes précisions ( $0,1 \mu\text{m}$ ) ; certains auteurs préconisent des microdéplacements contrôlés par des céramiques piézoélectriques [17]. Pour permettre une première approche de la mise au point du banc monté au CHS, nous avons superposé au faisceau YAG, un faisceau He-Ne de longueur d'onde  $\lambda_0 = 0,632 \mu\text{m}$ . Bien que les propriétés optiques de ces derniers soient différentes (focale, waist,...) l'alignement préalable de l'He-Ne facilite celui du YAG. Le positionnement du guide se fait sous microscope muni d'un réticule (fig (33)).

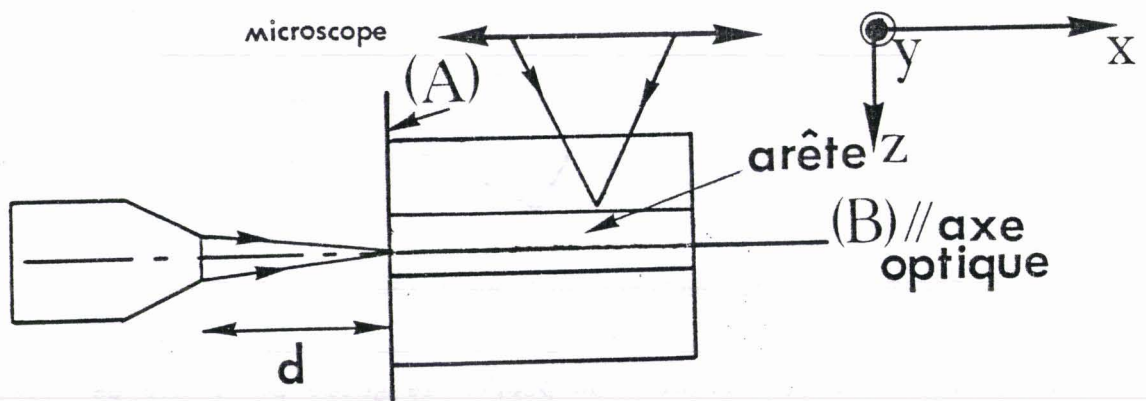


Figure 33 : Positionnement du guide à l'injection (vue de dessus)  
 $d$  = distance focale de l'objectif d'entrée repérée par l'Axe A du réticule (réglage suivant  $x$ ). (B) parallèle à l'axe optique (réglage suivant  $y$ ) - netteté de l'image du guide sur toute sa longueur à l'aide du microscope (réglage suivant  $z$ ).

Cela suppose d'avoir positionné au préalable le microscope en ayant repéré :

- le point de focalisation de l'objectif d'entrée (Axe vertical (A) du réticule)
- l'axe optique du système défini par l'objectif d'entrée (Axe horizontal (B) du réticule et netteté de l'image du guide).

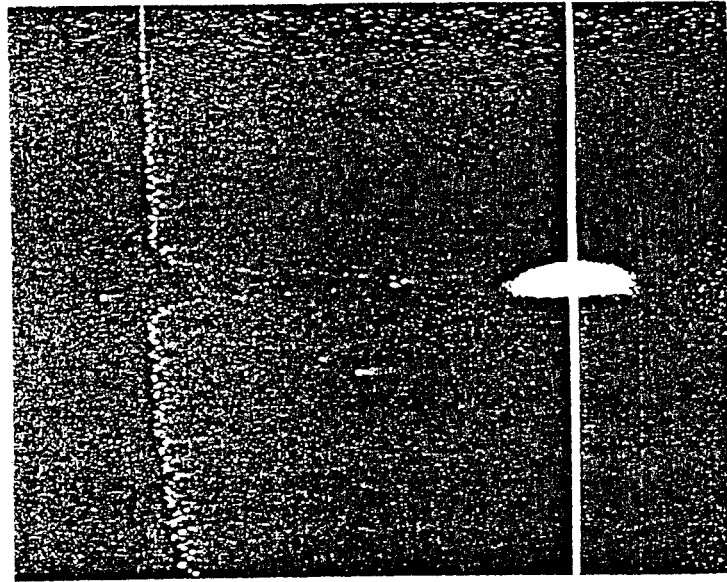
## VIII - CARACTERISATION DES GUIDES :

### VIII.4.a. Observation du champ proche :

L'observation du champ proche est la première caractérisation que nous avons effectuée du premier guide AsGa réalisé au laboratoire. Notons que cette caractérisation a été faite au laboratoire central de recherches de Thomson. La longueur d'onde du faisceau laser est de  $\lambda_0 = 1,27 \mu\text{m}$  ; le couplage s'effectue à l'aide d'une fibre optique monomode de demi-diamètre de mode  $4,05 \mu\text{m}$ . Les paramètres géométriques du guide sont - épaisseur de la couche n-D =  $4 \mu\text{m}$  - largeur de l'arête  $\langle W \rangle = 5,5 \mu\text{m}$  (valeur moyenne sur toute sa longueur) - hauteur de l'arête  $h = 1,2 \mu\text{m}$  (mesuré à l'alpha step). La photographie (26) montre le champ proche en polarisation TE. Comme on peut le constater notre premier guide réalisé est bien monomode pour cette longueur d'onde et par conséquent pour les longueurs d'ondes inférieures. Pour s'en assurer, les conditions d'injection (c'est-à-dire l'angle  $\alpha$  entre le faisceau laser excitateur et la normale à la face d'entrée clivée du guide) ont été modifiées ; aucun autre mode n'apparaît. Ce premier résultat confirme la validité des modèles utilisés dans le chapitre II ainsi que les valeurs des dopages respectivement de la couche épitaxiée et du substrat du matériau à la base de nos réalisations (SI). Le mode fondamental  $TE_0$  ne possède pas la symétrie sphérique le long de l'axe de propagation, mais il est fortement étalé dans la direction parallèle au substrat. Sur la gauche de la photographie (1) on remarque le profil du mode guidé

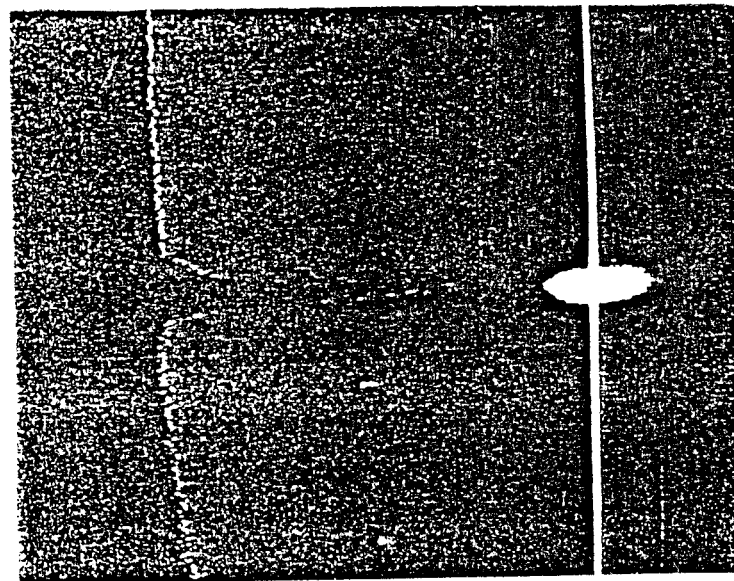
Observation du champ proche

$$\lambda_0 = 1,27\mu\text{m}$$



Photographie 26 : Mode  $TE_0$  guide en arête :

$W = 5,5\mu\text{m}$ ,  $D = 4\mu\text{m}$ ,  $h = 1,2\mu\text{m}$ . La ligne blanche qui traverse la photographie correspond à l'abscisse du guide ou l'on fait l'analyse de la répartition spatiale de l'intensité du mode.



Photographie 27 : Mode  $TM_0$  guide en arête de paramètres géométriques identiques à celui de la photographie 26



(reconstitué à partir de la méthode exposée au § VII). Comme prévu, on constate une plus forte étendue du mode guidé dans le substrat comparativement à l'air. La position du mode par rapport à la surface n'a pu être déterminée. La photographie (27) montre le champ proche pour le même guide mais cette fois l'onde injectée est polarisée TM. Les observations faites précédemment restent vérifiées.

#### VIII.4.b. Nature des guides :

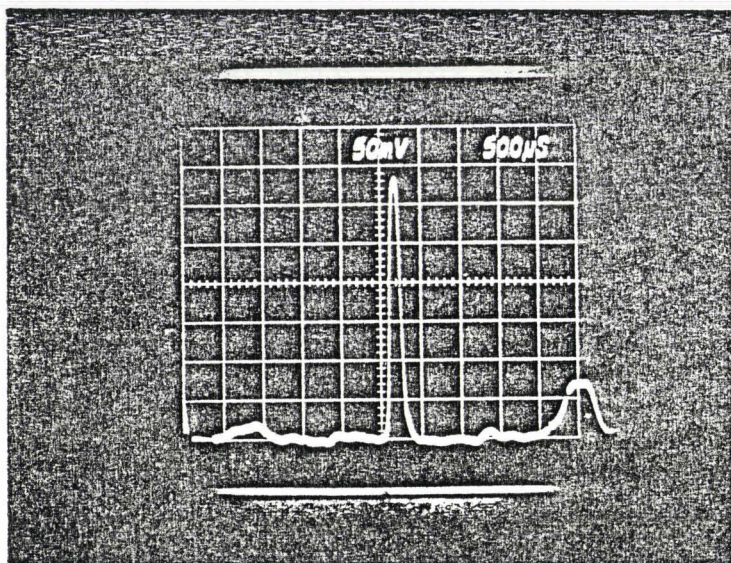
##### VIII.4.b.1. Guide en arête :

Afin de vérifier l'influence des paramètres géométriques sur le caractère monomode ou multimode d'un guide (chapitre II), nous avons réalisé des structures en ajustant les paramètres  $D$ ,  $h$  et  $W$ . Les guides sont obtenus à partir des épitaxies  $n^-/n^+$  décrites au paragraphe I. Nos résultats expérimentaux nous informent sur le nombre de modes se propageant dans ces structures et sur l'intensité du confinement latéral de chacune d'entre elles. Précisons que la comparaison des intensités transmises par les différents guides présentés dans ce paragraphe n'ont aucune valeur significative. En effet ces guides ne sont pas réalisés sur le même substrat ; les clivages et par conséquent les conditions d'injections sont différentes, en outre les longueurs sont différentes. Cette caractérisation ainsi que toutes celles qui vont suivre sont effectuées sur le banc décrit au paragraphe VII (banc CNET).

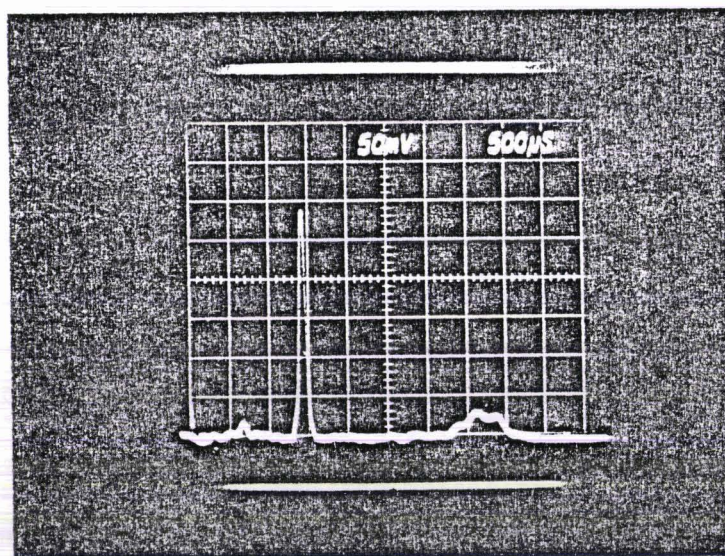
##### VIII.4.b.1.a. Influence de l'épaisseur de la couche $n^-$ :

Nous présentons photographie (28) la distribution spatiale de l'intensité lumineuse en sortie de guide de paramètres :  $\langle W \rangle = 6 \mu\text{m}$  ;  $h = 1,1 \mu\text{m}$  et  $D = 4 \mu\text{m}$ . La ligne de base correspond au plan du substrat. Nous constatons que le guide est monomode ( $TE_0$ ) pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Nous avons également caractérisé un guide de paramètres  $D = 3 \mu\text{m}$  ;  $h = 1,1 \mu\text{m}$ . L'étude menée au § IV.4.1.b (chap II) montre que pour une épaisseur de guide de  $3 \mu\text{m}$  et une hauteur d'arête de  $1,1 \mu\text{m}$ , la

Influence de l'épaisseur de la couche  $n^-$  (D)

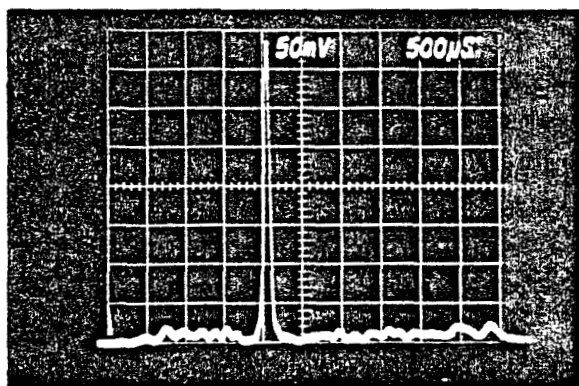


Photographie 28 : Distribution spatiale de l'intensité en sortie de guide. La ligne de base correspond au plan du substrat.  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Mode  $\text{TE}_0$  paramètres géométriques :  $W = 6\mu\text{m}$ ;  $h = 1,1\mu\text{m}$ ;  $D = 4\mu\text{m}$ .

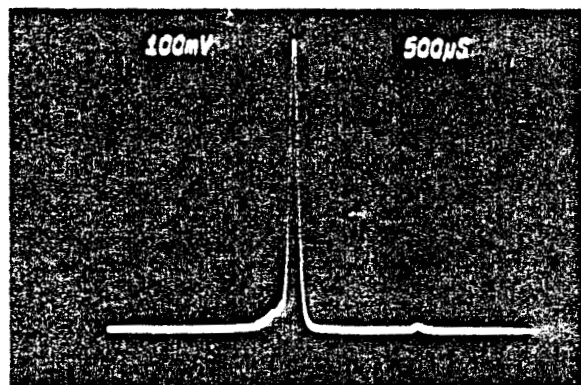


Photographie 29 :  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Mode  $\text{TE}_0$  paramètres géométriques.  
 $W = 5,3\mu\text{m}$ ;  $h = 1,1\mu\text{m}$ ;  $D = 3\mu\text{m}$ .

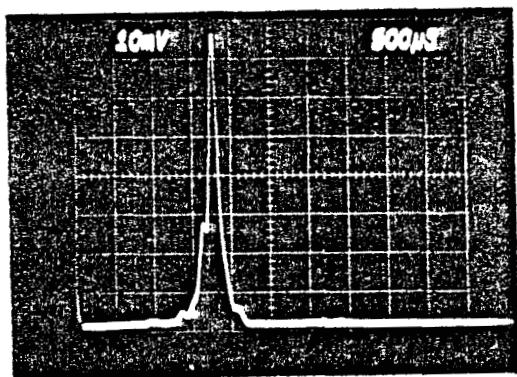
## Influence de la largeur de l'arête (W)



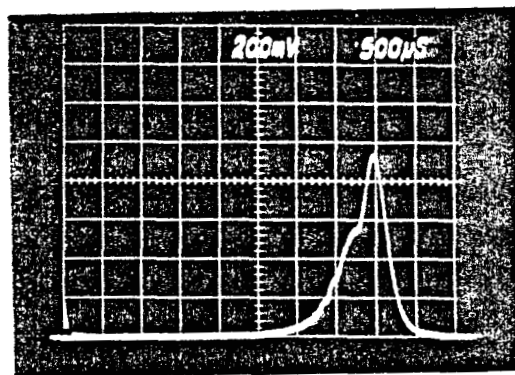
Photographie 30 : Guide en arête  
 $D = 4\mu\text{m}$ ;  $h = 1,2\mu\text{m}$ ;  $W = 5,6\mu\text{m}$ .  
 $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Monomode ( $TE_0$ )



Photographie 31 : Guide en arête.  
 $D = 4\mu\text{m}$ ,  $h = 1,2\mu\text{m}$ ;  $W = 6,2\mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$   
 légèrement bimode ( $TE_0$ ,  $TE_1$ )



Photographie 32 : Guide en arête  
 $D = 4\mu\text{m}$ ;  $h = 1,2\mu\text{m}$ ;  $W = 7,5\mu\text{m}$   
 $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Bimode ( $TE_0$ ,  $TE_1$ )



Photographie 33 : Guide en arête  
 $D = 4\mu\text{m}$ ;  $h = 1,2\mu\text{m}$ ;  $W = 11\mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$   
 Légèrement trimode ( $TE_0$ ,  $TE_1$ ,  $TE_2$ )



propagation monomode de l'onde est assurée par une largeur d'arête  $W = 5,5 \mu\text{m}$  ( $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ). La photographie (29) confirme cette hypothèse, la largeur de l'arête est ici de  $\langle W \rangle = 5,3 \mu\text{m}$ .

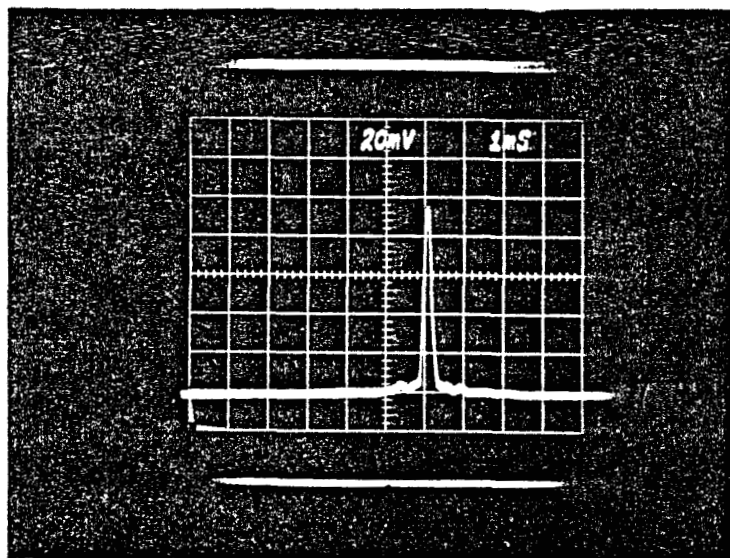
#### VIII.4.b.1.b. Influence de la largeur de l'arête :

La largeur de l'arête est un paramètre très sensible ; une faible variation de cette dernière modifie totalement la nature du guide. A titre d'exemple les photographies (30) (31) (32) et (33) correspondent à des guides de paramètres :  $D = 4 \mu\text{m}$  ;  $h = 1,2 \mu\text{m}$  mais de largeurs d'arêtes respectivement de :  $\langle W \rangle = 5,6 \mu\text{m}$  ;  $6,2 \mu\text{m}$  ;  $7,5 \mu\text{m}$  et  $11 \mu\text{m}$ . Nous constatons que plus la largeur de l'arête augmente plus le nombre de modes guidés est important. On passe ainsi d'une structure monomode à une structure légèrement trimode pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ .

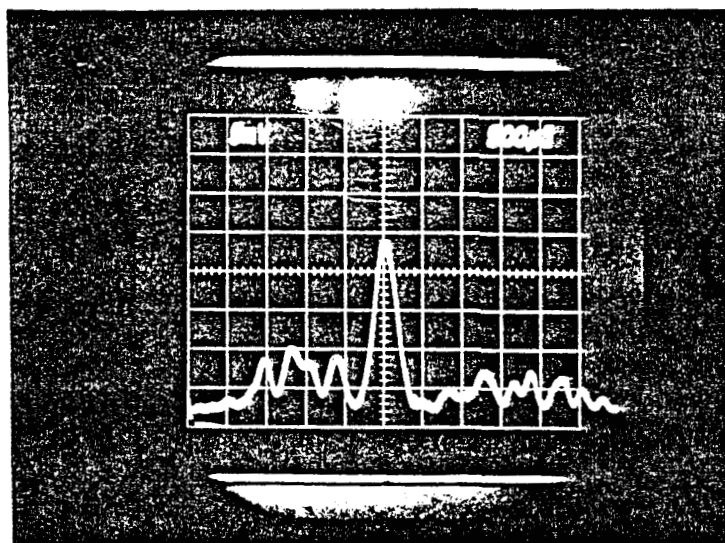
#### VIII.4.b.1.c. Influence de la hauteur de l'arête :

Elle conditionne le nombre de modes guidés mais elle est également responsable de l'intensité du confinement latéral. Ce dernier est d'autant plus faible que la hauteur de l'arête diminue. Nous avons fait varier la hauteur de l'arête des guides tout en essayant de conserver leur caractère monomode. Les photographies (34) et (35) correspondent respectivement à des guides de hauteur  $h = 1,1 \mu\text{m}$  ( $\langle W \rangle = 5,7 \mu\text{m}$ ) et  $h = 0,7 \mu\text{m}$  ( $\langle W \rangle = 8 \mu\text{m}$ ). Dans les deux configurations, l'épaisseur de la couche guidante  $D$  est de  $4 \mu\text{m}$ . Nous constatons dans le premier cas un bon confinement de la lumière sous l'arête. Dans le second cas on vérifie que pour une faible hauteur d'arête, une quantité importante de l'intensité lumineuse n'est pas confinée sous l'arête mais se propage dans les guides plans (d'épaisseur  $3,3 \mu\text{m}$  donc bien supérieure à  $D_{00}$ ) juxtaposant celle-ci ; en outre pour une hauteur d'arête aussi faible l'injection est très délicate.

Influence de la hauteur de l'arête (h)



Photographie 34 : Guide en arête.  $D=4\mu\text{m}$ ;  $W=5,7\mu\text{m}$ ;  
 $h=1,1\mu\text{m}$ . Mode TE.  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ .



Photographie 35 : Guide en arête.  $D=4\mu\text{m}$ ,  $W=8\mu\text{m}$ ;  
 $h=0,7\mu\text{m}$ . Mode TE<sub>0</sub>.  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ .

#### VIII.4.b.2. Guide chargé par un ruban :

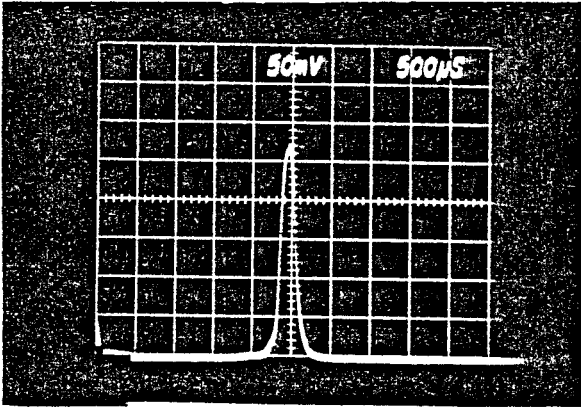
Les guides sont réalisés sur une épitaxie du type  $n(6.10^{17} \text{ cm}^{-3})/n^{-}(1.10^{14} \text{ cm}^{-3})/n^{+}(2.10^{18})$  décrite au paragraphe I. Nous nous sommes limités à faire varier la largeur du ruban tout en conservant fixe sa hauteur. L'objectif est de modifier le nombre de modes susceptibles de se propager dans la structure. Les photographies (36), (37) et (38) correspondent respectivement à des rubans de largeur  $\langle W \rangle = 5,5 \mu\text{m}$  ;  $\langle W \rangle = 8 \mu\text{m}$  et  $\langle W \rangle = 13 \mu\text{m}$ , la hauteur du ruban  $t$  est de  $2 \mu\text{m}$ . Les deux premiers sont monomodes ( $TE_0$ ) alors que le dernier est bimode ( $TE_0$  et  $TE_1$ ) pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Ces résultats sont en bons accords avec ceux présentés fig(43) (chap. II).

D'une manière générale, ces quelques résultats expérimentaux confirment la validité du modèle des indices effectifs appliqué aux structures à faible hauteur d'arête. Il est important de souligner que les valeurs des paramètres  $(W, h)$  que nous avons considérés correspondent à une valeur moyenne sur toute la longueur du guide. En effet la mauvaise définition des bords des masques gélatines permet difficilement l'obtention d'une uniformité parfaite de la largeur de l'arête ; dans certains cas nous avons mesuré des écarts de l'ordre de  $\pm 0,3 \mu\text{m}$ . Notons également que les limitations technologiques rencontrées lors de la réalisation des masques et plus précisément les dimensions minimales des rubans qui sont de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$ , rend difficile l'obtention de guides monomodes et bien confinés latéralement qui pourraient être réalisés avec des largeurs d'arêtes  $W < 5 \mu\text{m}$ .

#### VIII.4.c. Mesure des pertes en transmission :

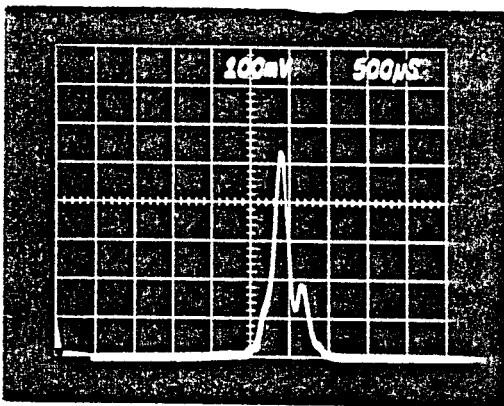
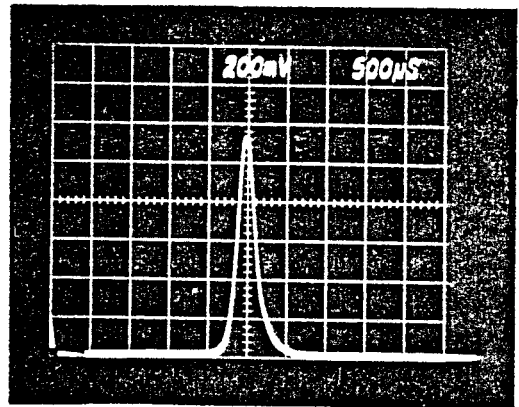
La mesure du facteur d'atténuation des guides semi-conducteurs est difficile à réaliser et ce d'autant plus que le couplage par ondes évanescentes (utilisation d'un prisme ou d'un liquide d'indice) qui est à la base des mesures classiques d'atténuation [18] est impossible dans ce cas. Ceci est principalement dû aux valeurs élevées des indices optiques des semiconducteurs ( $\approx 3,5$  pour l'AsGa) pour lesquels on ne peut trouver de liquide d'adaptation d'indice adéquat. De ce fait, la

Guide chargé par un ruban



Photographie 36 : Epaisseur du ruban  
 $t = 2\mu\text{m}$ ; largeur du ruban  $W=5,5\mu\text{m}$ .  
 $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Mode  $TE_0$ .

Photographie 37 :  $t = 2\mu\text{m}$ ,  
 $W = 8\mu\text{m}$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Mode  $TE_0$ .



Photographie 38 :  $t = 2\mu\text{m}$ ,  $W = 13\mu\text{m}$ .  
 $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ . Bimode ( $TE_0$ ,  $TE_1$ ).



technique habituellement employée pour mesurer l'atténuation des guides semiconducteurs consiste à effectuer une mesure du coefficient d'atténuation pour différentes longueurs de guides clivés (fig(34)).

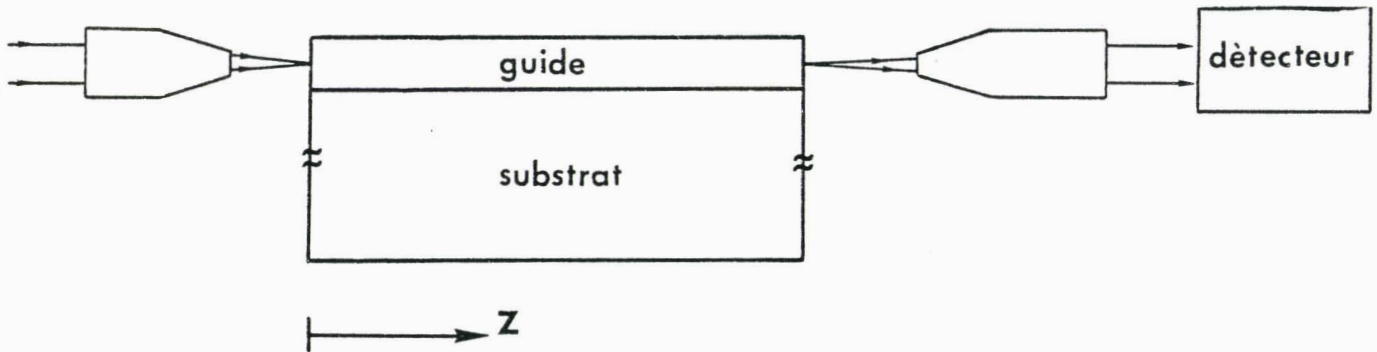


Figure (34) : Méthode expérimentale de mesure des pertes  $\alpha = \text{Log} \frac{(P_1/P_2)}{z_2 - z_1}$  (dB/cm) où  $P_2$  et  $P_1$  sont respectivement les puissances lumineuses en sortie de guide de longueur  $z_2$  et  $z_1$  avec  $z_2 > z_1$ .

Outre son caractère destructif, la méthode a une précision limitée par le reproductibilité des conditions d'injection. La mesure des guides caractérisés par une faible atténuation (de l'ordre du dB/cm) devient quasiment impossible et d'autres méthodes sont nécessaires [19,20]. Signalons également les fluctuations de la mesure liées à la résonance de la cavité Fabry-Perrot que forme le guide entre les deux faces clivées [17].

#### VIII.4.c.1. Guides en arête :

Les mesures ont été effectuées sur un nombre important de guides ; elles ne prennent en compte que l'atténuation des guides (état de surface, absorption) c'est-à-dire que l'on fait abstraction :

- des pertes à la réflexion sur les faces clivées (de l'ordre de 1,7 dB sur l'interface GaAs/Air)
- des pertes au couplage (désadaptation des profils de modes : mode guidé/faisceau laser).

Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux I et II. La dispersion des mesures est essentiellement liée à une non-reproductibilité des conditions d'injection après chaque clivage et donc aux variations de l'efficacité du couplage.

$W(\mu\text{m})$	$h(\mu\text{m})$	$D(\mu\text{m})$	$\alpha(\text{cm}^{-1})$
5,5	1,2	4	$1,4 \pm 0,3$
5,5	1,2	3	$2 \pm 0,3$

Tableau (I) : Mode  $\text{TE}_0$  -  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

$W(\mu\text{m})$	$h(\mu\text{m})$	$D(\mu\text{m})$	$\alpha(\text{cm}^{-1})$
6	1,2	4	$1,3 \pm 0,3$
4*	1,2	4	$2,1 \pm 0,3$

Tableau (II) : Mode  $\text{TE}_0$  -  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$

\* Nous avons obtenu un guide de largeur d'arête inférieure à  $5 \mu\text{m}$  ( $4 \mu\text{m}$ ) en utilisant un masque  $5 \mu\text{m}$  et en jouant sur le compromis insolation - révélation.

Les quelques résultats obtenus montrent :

Tableau I : Les pertes sont d'autant plus importantes que l'épaisseur de la couche guidante est faible. La pénétration de l'onde évanescente dans le substrat  $n^+$  est alors plus importante et l'absorption due aux porteurs libres de ce dernier augmente. Les pertes mesurées sont de beaucoup supérieures à celle associées à la seule absorption du substrat. Cette différence est probablement due à une forte rugosité des parois des guides et à une légère courbure de ces derniers. Dans certains cas, pour une condition d'injection donnée, des guides de géométries identiques n'avaient pas la même distribution de champ proche ; la conversion modale due à la rugosité latérale est importante.

Tableau II : Les pertes sont plus importantes pour le guide d'arête plus étroite. Ce résultat est probablement dû à une extension plus importante du champ évanescent de part et d'autre de l'arête entraînant ainsi des pertes par dispersion plus élevées. Pour le guide de largeur  $\langle W \rangle = 6 \mu\text{m}$  on retrouve approximativement les pertes mesurées pour la structure du tableau I qui s'en rapproche le plus. Les pertes mesurées pour le mode  $\text{TM}_0$  sont quasiment identiques à celles associées au mode  $\text{TE}_0$  puisqu'elles sont de  $1,5 \pm 0,3 \text{ cm}^{-1}$  pour un guide de paramètres :  $D = 4 \mu\text{m}$ ,  $\langle W \rangle = 6 \mu\text{m}$ ,  $h = 1,2 \mu\text{m}$ . Nous nous sommes limités à mesurer les pertes de propagation dans des structures monomodes. Les résultats obtenus montrent que les guides réalisés présentent des pertes importantes. Outre la forte absorption du substrat ( $N_D = 2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ ), les pertes engendrées par la rugosité des parois du guide sont importantes. La qualité des masques ajoutée à la technique de gravure utilisée en sont les principales responsables. Partant de structures en homojonction GaAs [21] et [22] mesurent expérimentalement des pertes respectivement de 2,8 dB/cm et de 0,5 dB/cm (structure non monomode). Celles-ci restent élevées ; c'est l'inconvénient majeur des guides sur matériau semiconducteur.

#### VIII.4.c.2. Guide chargé par un ruban :

Seuls les guides réalisés sur l'épitaxie  $n^+(6 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3) / n^-(1 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3) / n^+(2 \cdot 10^{18})$  ont pu être caractérisés. L'état du clivage des structures réalisées sur l'épitaxie  $n^+(2 \cdot 10^{18}) / n / n^+$  n'a permis aucune étude systématique. Pour la structure

monomode, c'est-à-dire  $\langle W \rangle = 8 \mu\text{m}$ , le coefficient d'atténuation mesuré pour la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$  est de  $3,4 \pm 1,3 \text{ dB/cm}$ . Pour la structure bimode ( $\langle W \rangle = 13 \mu\text{m}$ )  $\alpha = 7 \pm 1,3 \text{ dB/cm}$  pour  $L < 4 \text{ mm}$  et  $\alpha = 3 \pm 1,3 \text{ dB/cm}$  pour  $L > 4 \text{ mm}$  où  $L$  est la longueur du guide. Ce comportement est lié au caractère bimode de la structure. En effet pour  $L < 4 \text{ mm}$ , les deux modes se propagent et les pertes engendrées sont importantes (les pertes associées aux modes d'ordre supérieurs sont élevées). Pour  $L > 4 \text{ mm}$  seul le mode fondamental subsiste et les pertes sont moindres. Ces mesures, bien que réalisées sur de nombreux guides ne sont, tout comme celles du paragraphe précédent, qu'une première estimation ; notamment la dispersion des résultats reste importante. Elles montrent cependant que les pertes en transmission de ces structures sont inférieures à celles associées aux guides en arête, les pertes par dispersion ayant disparues.

#### VIII.4.d. Conservation de l'état de polarisation :

Les composants actifs réalisés sur Arséniure de Gallium et basés sur l'effet électrooptique fonctionnent en état de polarisation bien déterminé. Il est donc important de s'assurer que l'état de polarisation de l'onde au cours de sa propagation reste inchangé. Dans ce but nous avons mesuré le taux d'extinction de la polarisation maximale défini par le rapport  $\frac{I_M}{I_m}$  correspondant à la situation dans laquelle le polariseur est fixe et l'analyseur, placé en sortie de guide, est orienté soit parallèlement soit perpendiculairement au polariseur. La valeur maximale du taux d'extinction est de l'ordre de 20 dB. Notons que le taux de polarisation maximale pouvant être mesuré, sur un montage expérimental donné, est limité par la qualité des polariseurs employés mais surtout par l'optique de focalisation (injection et détection) qui dépolarise le faisceau. La valeur obtenue montre donc que la polarisation TE (et TM) est parfaitement conservée dans le guide. Des caractéristiques plus complètes et notamment la mesure de la biréfringence de structure n'ont pu être effectuées.



### VIII.5. Caractérisation des jonctions Y :

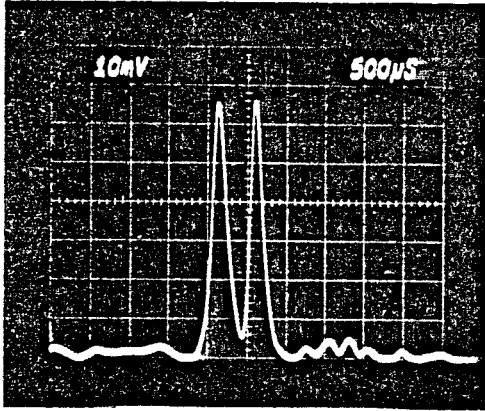
La caractérisation d'une jonction Y consiste essentiellement à la détermination des pertes liées à l'angle de séparation  $\alpha$  entre les deux branches de la jonction. Les mesures effectuées dans ce qui suit prennent en compte les pertes totales de la jonction, c'est-à-dire la contribution de la zone d'embranchement et du raccordement avec les deux guides rectilignes de sortie. C'est cette valeur d'atténuation totale dont il faudra tenir compte dans la conception d'un système utilisant ces jonctions. La méthode de mesure consiste à réaliser sur le même substrat un guide rectiligne et une jonction. Les pertes sont alors déterminées par le rapport de la somme des puissances de sortie de chaque branche à la puissance de sortie du guide rectiligne. Une fois de plus, cette méthode suppose un clivage identique pour toutes les structures réalisées sur la plaquette. La longueur de la zone de transmission  $L$  est identique pour toutes les jonctions réalisées ; elle est de 1 mm (dimension utilisée pour l'interféromètre). Nous présentons sur les photographies (39) (40) (41) et (42) des exemples typiques d'intensité transmise en sortie de quelques jonctions Y réalisées. Elles sont issues respectivement de jonctions de paramètres géométriques différents :

- photographie (39) :  $\langle W \rangle = 5,8 \mu\text{m}$ ,  $h = 1,1 \mu\text{m}$ ,  $D = 4 \mu\text{m}$  et  $2\alpha = 1^\circ$  : nous constatons une parfaite symétrie des intensités lumineuses détectées en sortie des deux branches. L'intensité lumineuse entre des dernières est non nulle, liée vraisemblablement à la faible valeur du contraste d'indice latéral existant dans ces structures.

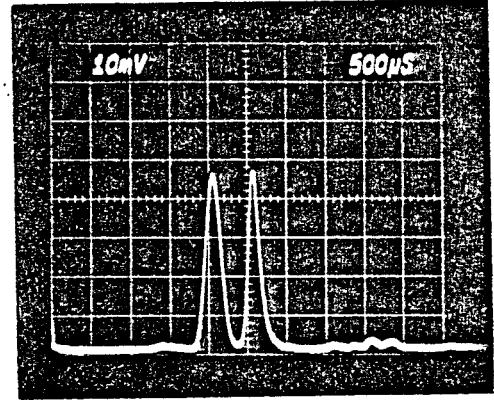
- photographie (40) : dans ce cas, la largeur du guide d'entrée est légèrement augmentée ; elle vaut  $\langle W \rangle = 6,2 \mu\text{m}$ . Le phénomène de couplage (battement) entre modes dans la zone de transition est par conséquent favorisé et se traduit par une augmentation des pertes par rayonnement. Les pertes mesurées sont de 3,4 dB alors qu'elles sont de 2,2 dB dans le cas précédent, l'angle  $2\alpha$  entre les deux branches étant identiques ( $2\alpha = 1^\circ$ ).

- photographie (41) : la jonction est réalisée cette fois sur une couche  $n^{\text{e}}$  d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$ . L'intensité lumineuse entre les deux branches est quasiment nulle puisque dans ce cas le contraste d'indice latéral est

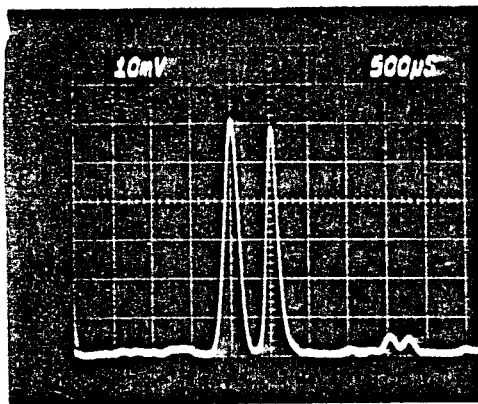
Distribution de l'intensité en sortie de quelques jonctions Y.



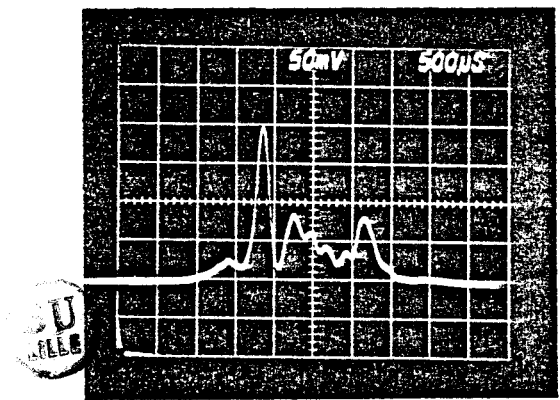
Photographie 39 :  $W= 5,3\mu\text{m}$ ;  $h= 1,1\mu\text{m}$ ;  
 $D= 4\mu\text{m}$ ,  $2\alpha = 1^\circ$ . Mode  $TE_0$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ .



Photographie 40 :  $W= 6,2\mu\text{m}$   
 $h= 1,2\mu\text{m}$ ,  $D= 4\mu\text{m}$ ,  $2\alpha = 1^\circ$ .  
 Mode  $TE_0$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ .



Photographie 41 :  $W= 5,3\mu\text{m}$ ,  $h= 1\mu\text{m}$ ,  
 $D= 3\mu\text{m}$ ,  $2\alpha = 1^\circ$ . Mode  $TE_0$ .  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ .



Photographie 42 : La jonction Y  
 joue le rôle de filtre de mode  
 liée à une dissymétrie des branches.  
 Mauvais confinement latéral ( $h=0,8\mu\text{m}$   
 $D= 4\mu\text{m}$ ).

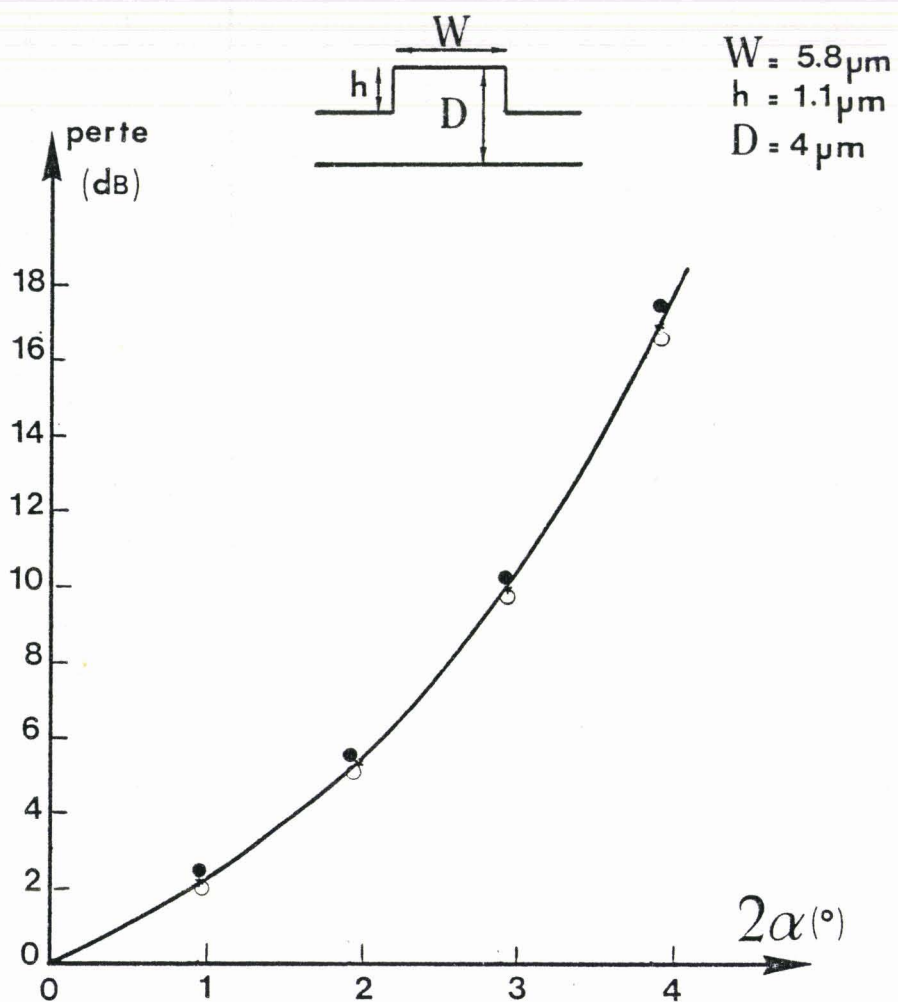


Figure 35 : Pertes de jonctions Y en fonction de l'angle d'ouverture  $2\alpha$  .  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Mode  $TE_0$ .





plus élevé. Notons que les niveaux de puissance de sortie sont légèrement différents et que l'une des branches est à la limite du bimode. Ces résultats sont dus à une légère dissymétrie du Y.

Enfin sur la photographie (42) la jonction Y joue le rôle de filtre de mode : la propagation de l'onde lumineuse se fait selon une direction privilégiée. C'est la conséquence d'une forte dissymétrie des branches ( $\Delta W \approx 1,5 \mu\text{m}$ ) lors de la réalisation du masque. La hauteur de l'arête est de  $0,8 \mu\text{m}$  et une quantité importante de lumière est perdue entre les deux branches.

Les mesures des pertes en fonction de l'angle  $2\alpha$  sont présentées fig (35) pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . Ces expériences de caractérisations n'ont été effectuées qu'en nombre limité à cause de la difficulté d'obtenir des Y de qualités en nombres suffisants. Les pertes deviennent très vite prohibitives, pour un angle  $2\alpha$  de  $4^\circ$  elles sont de l'ordre de 17 dB. La faible intensité du confinement latéral ( $D=4\mu\text{m}$ ,  $h=1,1\mu\text{m}$ ) accompagnée d'un écartement résiduel  $e_0$  relativement important (de l'ordre de  $4 \mu\text{m}$  dans certains cas) et de la rugosité des parois de l'arête sont les principales causes de ces pertes élevées.

#### VIII.6. Caractérisation du déphaseur :

##### VIII.6.a. Mesure des pertes en transmission :

##### VIII.6.a.1. Métallisation Ti/Pt/Ti/Au :

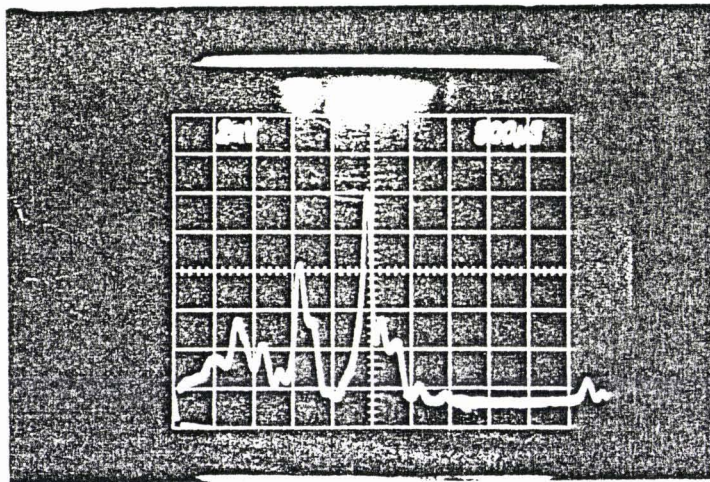
##### VIII.6.a.1.a. Influence de l'épaisseur de la couche de Ti

Comme il a été précisé dans le paragraphe consacré à la technologie du contact, nous avons déposé différentes épaisseurs de Titane afin de mettre en évidence l'influence de ce dernier sur les propriétés de propagation de la structure. Rappelons que son indice de réfraction élevé entraîne :

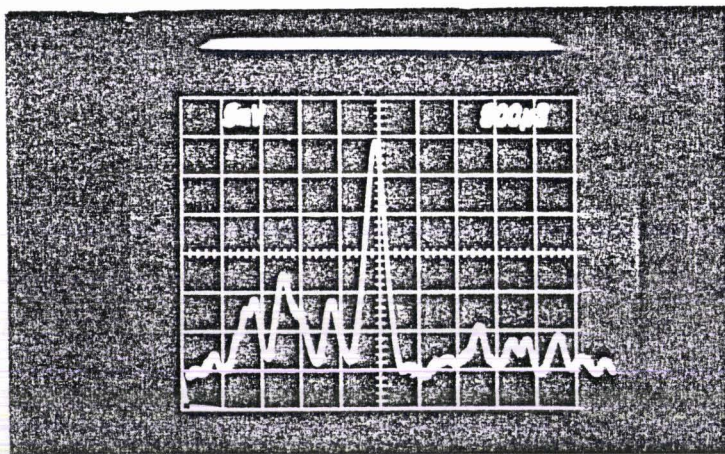
- une répulsion intense du mode guidé vers le substrat et par conséquent une augmentation des pertes de propagation.

- sa bonne adhérence sur l'AsGa favorise l'existence de champs de contraintes dans la couche guidante qui, par effet photoélastique, peuvent détruire le confinement latéral existant dans la structure

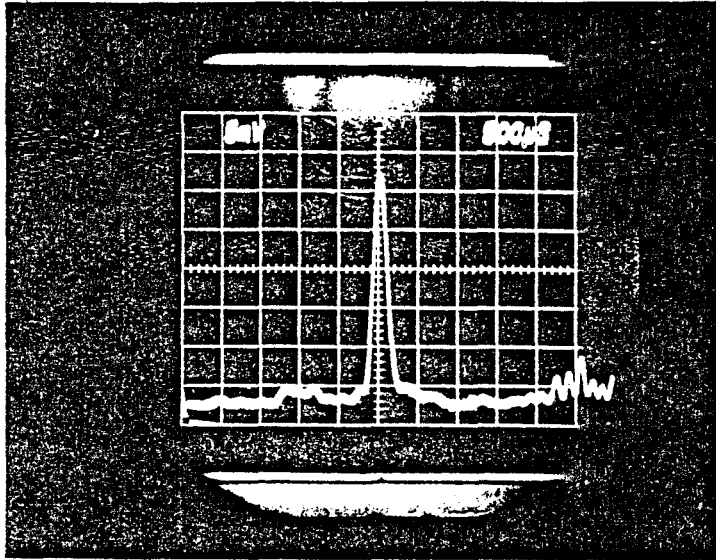
Influence du Titane sur les propriétés de propagation  
du guide en arête ( $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ )



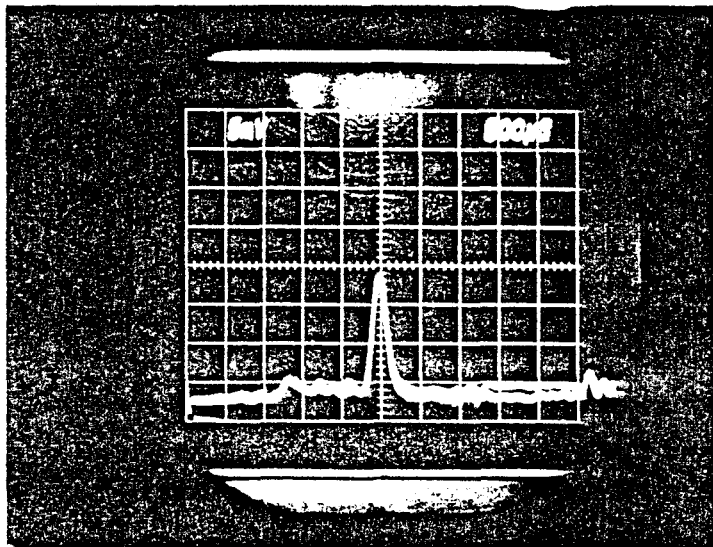
Photographie 43 : Epaisseur de Titane : 200 Å. Mode  $TE_0$ .  
Le confinement latéral est inexistant.



Photographie 44 : Epaisseur de Titane : 100 Å. Mode  $TE_0$ .  
Le mode guide apparaît nettement. Une partie importante  
de l'intensité lumineuse est perdue dans les guides plans  
juxtaposant l'arête.



Photographie 45.a. : Epaisseur de Titane : 50Å. Mode TE.  
On retrouve une distribution spatiale de l'intensité<sup>o</sup>  
identique à celle d'une structure sans métal.



BU  
LILLE

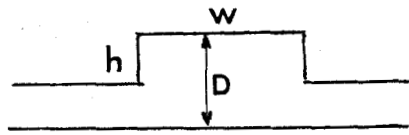
Photographie 45.b. : Epaisseur de Titane 50Å. Mode TM.  
Absorption métallique plus intense pour cette polarisation.

(phénomène d'antiguillage). A ce propos, les photographies (43), (44), et (45) montrent l'intensité lumineuse du mode  $TE_0$  en sortie de guide lorsque celui-ci est recouvert respectivement par 200 Å, 100 Å et 50 Å de Titane. Dans le premier cas nous distinguons à peine le mode guidé. La variation d'indice ( $\Delta n_{<0}$ ) liée à l'effet photoélastique aux discontinuités de l'arête est du même ordre de grandeur que la variation de l'indice effectif  $\Delta N$  des régions I et II, responsable du confinement latéral. Ces deux processus étant de signe opposé, l'intensité du confinement latéral devient quasiment inexistante ( $h = 1,1 \mu\text{m}$ ) et les modes des guides plans situés de part et d'autre de l'arête sont excités. Si l'on compare l'intensité du mode guidé obtenu avec un guide chargé par 200 Å de Titane (photographie 43) à celui obtenu avec un guide sans métal de paramètres ( $D, W, h$ ) identiques (photographie 28), on constate une forte augmentation des pertes dues à la métallisation. Les mesures quantitatives de ces pertes ont cependant été impossibles à cause de la longueur trop faible du guide métallisé ( $L=2\text{mm}$ ). La photographie (44) correspond à une épaisseur de métallisation de 100 Å. Le mode guidé apparaît nettement, cependant son confinement latéral est encore fortement perturbé et une quantité non négligeable de lumière apparaît dans les guides plans juxtaposant l'arête. Simultanément au cas précédent, l'absorption due au métal est diminuée. La photographie (45a) correspond à une épaisseur de métallisation de 50 Å. L'influence du Titane sur l'intensité du confinement latéral a disparu. On retrouve pratiquement une distribution de mode guidé identique à celle d'une structure sans métal. La photographie (45b) correspond au même guide métallisé mais cette fois l'onde est polarisée TM. Il apparaît des pertes plus fortes dans le cas d'une onde TM que dans le cas d'une onde TE (§ III.5 chap. III).

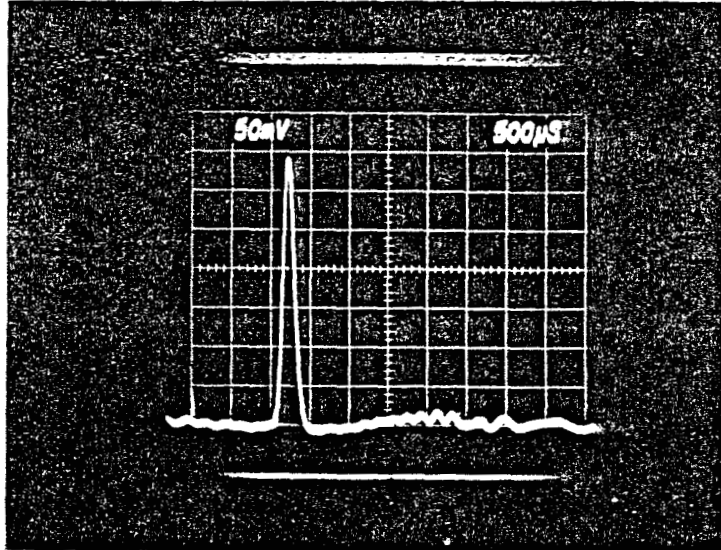
#### VIII.6.a.2. Mesure des pertes supplémentaires liées au Ti

Les mesures sont effectuées uniquement par la polarisation TE et pour une épaisseur de Titane de 50 Å. La technique de mesure reste inchangée (§ VIII.4.c). Néanmoins la méthode de réalisation des guides métallisés ne permet pas de disposer sur le même substrat de guides sans métal. Cette limitation ajoute une contrainte supplémentaire dans la reproductibilité des conditions d'injection et par là même des résultats

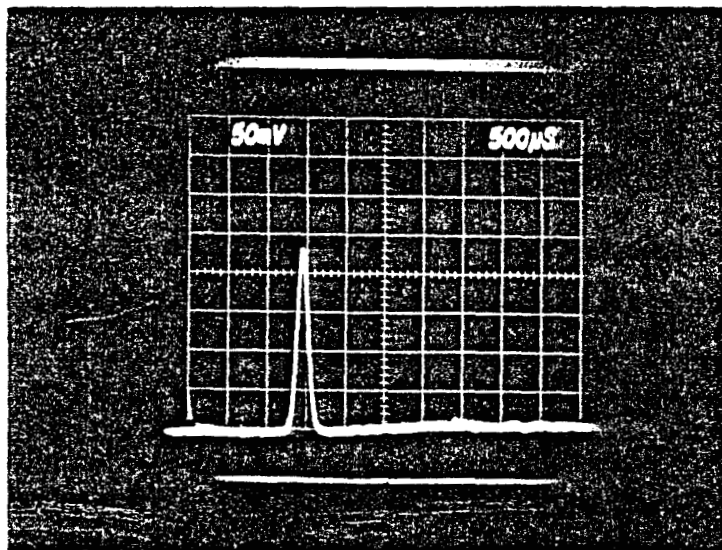
Influence de l'Or sur les propriétés de propagation du  
guide en arête ( $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ )



$$\begin{aligned} D &= 4\mu\text{m} \\ w &= 6\mu\text{m} \\ h &= 1,1\mu\text{m} \end{aligned}$$



Photographie 46 : Epaisseur d'Or :  $200\text{\AA}$  Mode  $TE_0$   
Le mode n'est absolument pas perturbé par la présence  
d'Or.  $w=6\mu\text{m}$ ,  $h=1,1\mu\text{m}$ ,  $D=4\mu\text{m}$ .



Photographie 47 : Epaisseur d'Or:  $200\text{\AA}$ . Mode  $TM_0$   
Atténuation plus importante.



obtenus. Les pertes supplémentaires mesurées et induites par la présence du Titane sont de l'ordre de  $7 \text{ dB/cm} \pm 2 \text{ dB/cm}$  pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$  et pour le mode  $\text{TE}_0$ . Elles sont prohibitives et confirment l'influence néfaste du Titane sur les propriétés du guide. Ces pertes importantes ne permettent pas d'envisager la réalisation d'un modulateur de Mach-Zehnder incluant de tels déphaseurs. En effet après division et recombinaison aux deux jonctions l'intensité lumineuse transmise sera quasiment nulle ( $\alpha = 2,3 \text{ dB}$  pour un angle entre les deux branches  $2\alpha = 1^\circ$  § VIII.5).

#### VIII.6.a.3. Pertes supplémentaires liées à l'OR :

Les photographies (46) et (47) montrent l'intensité transmise après propagation du mode fondamental respectivement pour la polarisation TE et TM. Nous constatons que le confinement latéral de l'onde n'est absolument pas perturbé ; l'épaisseur de métallisation est de  $200 \text{ \AA}$ . Comparativement aux cas précédents, les intensités de sortie des guides sont cette fois beaucoup plus importantes (les paramètres géométriques et les longueurs étant identiques).

La mesure des pertes s'effectue comme indiquée au paragraphe précédent et pour le mode TE uniquement puisque seul ce type de polarisation permet la réalisation de composants actifs sur AsGa. Les pertes supplémentaires introduites par la présence d'OR n'ont pu être mesurées ; plus précisément les pertes obtenues pour la structure métallisée sont approximativement les mêmes que celles obtenues pour le guide sans métal. La dispersion des résultats des mesures ne permet pas d'apprécier les quelques  $0,2 \text{ dB/cm}$  (chap. III § III.4) de pertes supplémentaires engendrées par la présence d'OR sur le guide. On peut cependant remarquer (photographie 47) que pour une onde polarisée TM l'absorption métallique n'est plus négligeable (même longueur de guide, même condition d'injection).

VIII.6.b. Réponse statique du déphaseur :

Les caractéristiques géométriques du déphaseur sont les suivantes : épaisseur de la couche  $n^- D = 3 \mu\text{m}$ , largeur et hauteur de l'arête respectivement de  $\langle W \rangle = 5,5 \mu\text{m}$  et  $h = 1 \mu\text{m}$  ; la longueur de l'électrode  $L$  est de 2,4 mm. Cette dernière est constituée d'une métallisation d'OR, d'épaisseur  $200 \text{ \AA}$ . Le dispositif de caractérisation (injection-détection) est identique à celui utilisé pour les mesures d'atténuation. Cependant pour cette application le guide est excité avec une lumière polarisée à  $45^\circ$  par rapport au plan du substrat (injection TE et TM). On mesure alors en sortie, en plaçant un second polarisateur (analyseur), l'ellipticité de la lumière après propagation dans le guide (fig. (36)). Cette ellipticité peut être mesurée en effectuant deux mesures : l'axe de l'analyseur étant soit parallèle soit perpendiculaire à l'axe du polariseur. Ces mesures sont faites pour différentes valeurs de la tension appliquées sur l'électrode de commande.

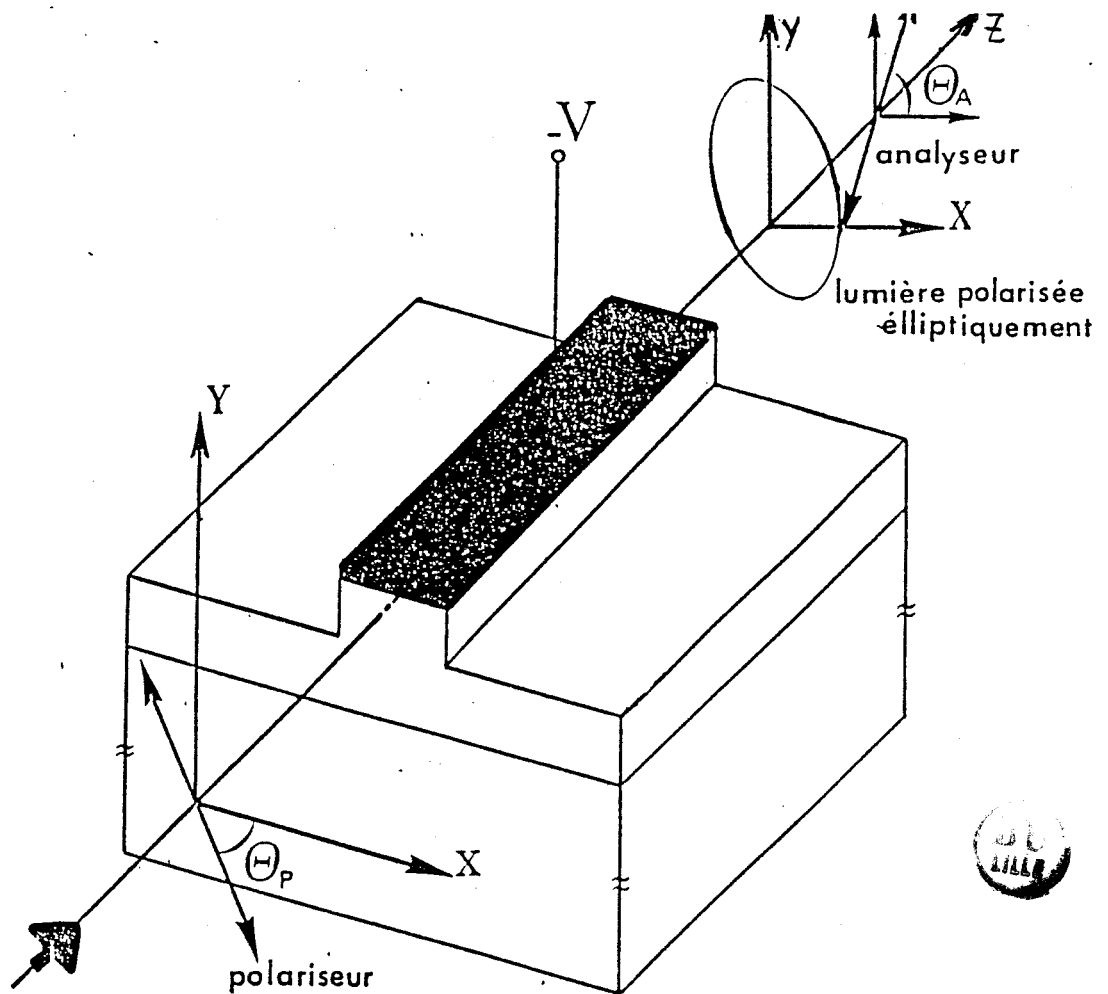
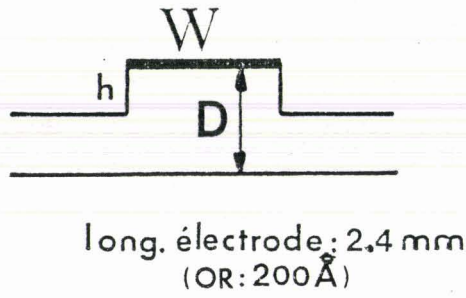


Figure (36) : Modulateur de phase principe et caractérisation.





$$W = 5.5 \mu\text{m}$$

$$h = 1 \mu\text{m}$$

$$D = 3 \mu\text{m}$$

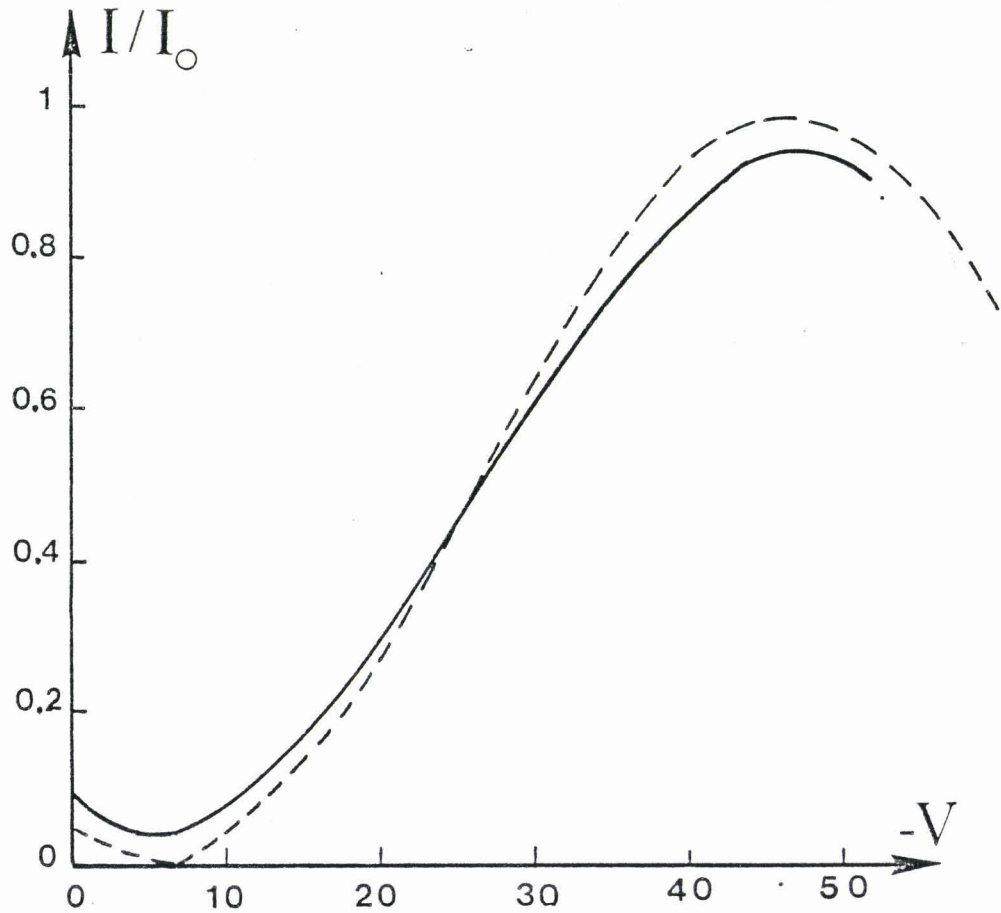


Figure 37 : Courbe de réponse du déphaseur polariseur et analyseur croisé.

$$\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}, V_\pi = 40 \text{ V}, \eta = 13,7 \text{ dB}$$

— : Résultats expérimentaux

--- : Courbe  $\sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \left( \frac{V - V_0}{V_{\pi \text{ exp.}}} \right) \right\}$   $V_0 = 6 \text{ V}; V_{\pi \text{ exp.}} = 40 \text{ V}.$

De manière à ne pas détruire le confinement latéral existant dans la structure sous l'action du champ électrique appliqué, mais au contraire à augmenter l'intensité de ce confinement, la direction de propagation de l'onde est parallèle à la direction cristallographique  $[01\bar{1}]$ .

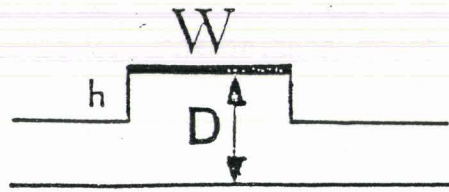
La figure (37) représente la courbe de variation des intensités détectées, lorsque le polariseur et l'analyseur sont croisés en fonction de la tension appliquée et pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu$ .

Nous constatons que pour  $V=0$ , l'intensité à la sortie de l'analyseur est non nulle, c'est la conséquence de l'existence de la biréfringence de structure : en absence de tension appliquée la structure du guide induit elle même une biréfringence ( $n_{TE} \neq n_{TM}$ ). Pour  $0 < |V| < 6V$ , le rapport décroît, par un minimum pour  $|V| = 6V$ . C'est la tension

nécessaire qu'il faut appliquer à la structure pour annuler l'effet de biréfringence naturelle. La fonction du déphaseur ne commence "réellement" que pour  $|V| > 6V$ . Dans ce cas le rapport  $I/I_0$  augmente

avec la tension pour atteindre sa valeur maximale à  $V = -47V$ . L'état de polarisation de l'onde en sortie du déphaseur est alors rectiligne et opposé à celui de l'onde injectée. Enfin pour  $|V| > 47V$  l'intensité

détectée décroît. Le claquage de l'électrode de commande a limité notre caractérisation. Nous avons également représenté fig (37) la courbe de réponse du déphaseur déduite de l'expression  $\text{Sin}^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \left( \frac{V - V_0}{V_{exp}} \right) \right\}$  avec  $V_0 = 6V$ , obtenue à partir des résultats expérimentaux. Nous en déduisons la tension d'extinction  $V_\pi$  du dispositif ; elle vaut  $(V_\pi)_{exp} = 40V$ . Le calcul de  $V_\pi$  à partir de l'équation (42) du chapitre III donne, appliqué à la structure considérée  $(V_\pi)_{th} = 35V$ . L'efficacité du dispositif, définie comme le rapport  $(V_\pi)_{th}/(V_\pi)_{exp}$  est de l'ordre de 0,87. Elle traduit l'intensité du recouvrement entre le champ électrique appliqué et le champ associé au mode guidé ( $TE_0$ ). Notons que celle-ci est relativement importante. La faible épaisseur de la couche guidante et le faible dopage résiduel de cette dernière sont vraisemblablement responsables de cette bonne efficacité. Etant donnée la longueur de l'électrode la différence de phase induite par effet électro-optique est de l'ordre de 1,90/mm.V. Le rapport d'extinction, défini comme le rapport de l'intensité maximale sur l'intensité minimale détectée à la sortie du déphaseur est de 13,7 dB. Les pertes de propagation sont de l'ordre de 9 dB/cm c'est-à-dire quasiment identiques à celles associées



$$W = 5.5 \mu\text{m}$$

$$h = 1 \mu\text{m}$$

$$D = 3 \mu\text{m}$$

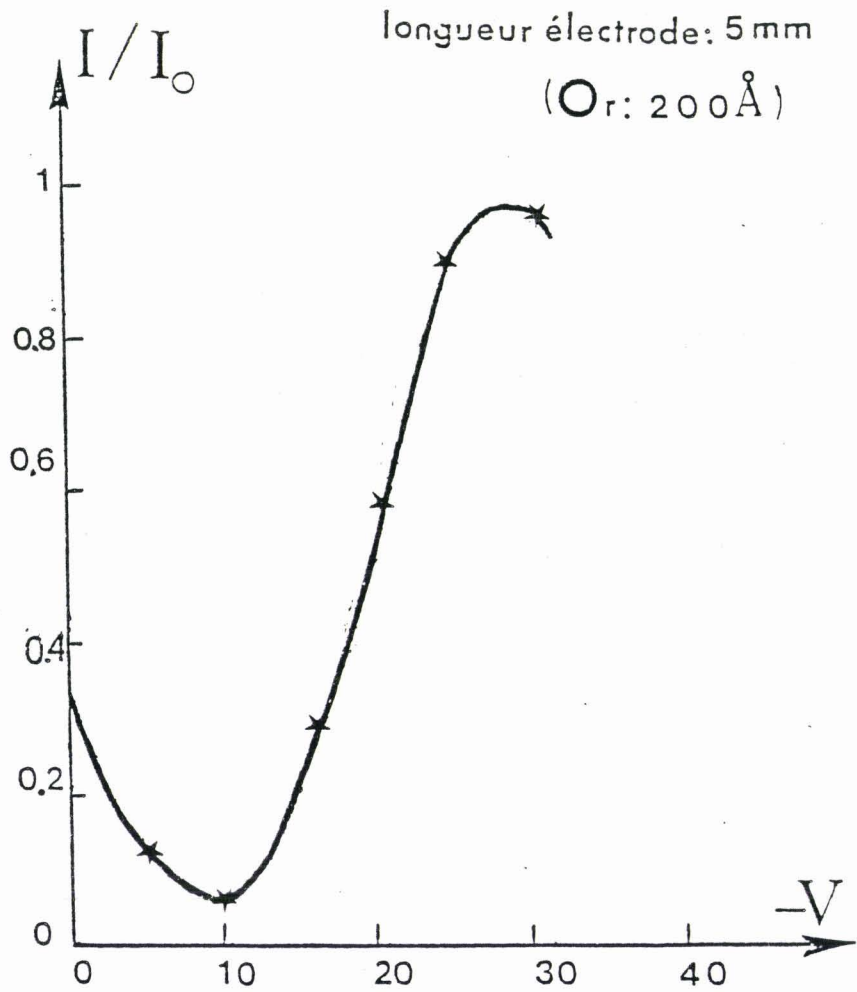


Figure 38 : Réponse du déphaseur. Polariseur et analyseur croisés.

$$\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}; V_\pi = 19\text{V}; \eta = 12\text{dB}.$$

au guide sans métal (§ VIII.6.3.a). La fig. (38) montre la réponse d'un déphaseur de paramètres géométriques identiques au précédent mais cette fois de longueur d'électrode  $L$  est de 5 mm.

La valeur de la tension d'extinction  $(V_{\pi})_{\text{exp}}$  est cette fois de l'ordre de  $19\text{V}$ , sa valeur théorique étant de  $17\text{V}$  ; l'efficacité de modulation est voisine du cas précédent. Notons que les tensions appliquées restent importantes ; ce résultat confirme la nécessité d'utiliser des électrodes de commande de grande longueur dans un dispositif actif réalisé sur Arséniure de Gallium.

### VIII.7. Caractérisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder :

Les dimensions de l'interféromètre réalisé sont les suivantes :  $\langle W \rangle = 6\mu\text{m}$ ,  $h = 1,2\mu\text{m}$  et  $D = 4\mu\text{m}$ . Les jonctions Y présentent un angle  $2\alpha$  de  $1^\circ$ , la longueur de la zone de transition est de 1 mm. La distance de séparation  $t$  des deux bras est de  $13\mu\text{m}$ . Les longueurs des guides d'entrée et de sortie sont respectivement, après clivage, de 1 mm et  $500\mu\text{m}$ . La longueur des déphaseurs est de 2,8 mm. L'onde injectée est polarisée TE et se propage parallèlement à la direction  $[01\bar{1}]$ .

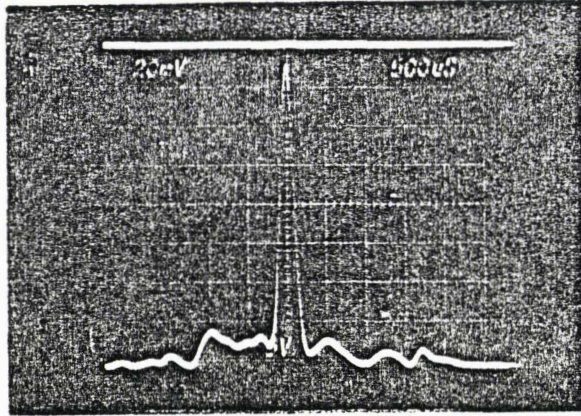
#### VIII.7.a. Réponse statique du dispositif :

Elle consiste à mesurer l'intensité lumineuse disponible à la sortie de l'interféromètre pour différentes valeurs de la tension appliquée. La caractérisation se fait en deux temps : on applique tout d'abord une tension  $V_1$  sur un bras de l'interféromètre alors que l'autre est au potentiel nul  $V_2 = 0$ . On caractérise ensuite le deuxième bras ; dans ce cas  $V_1 = 0$  et  $V_2 = -V$ .

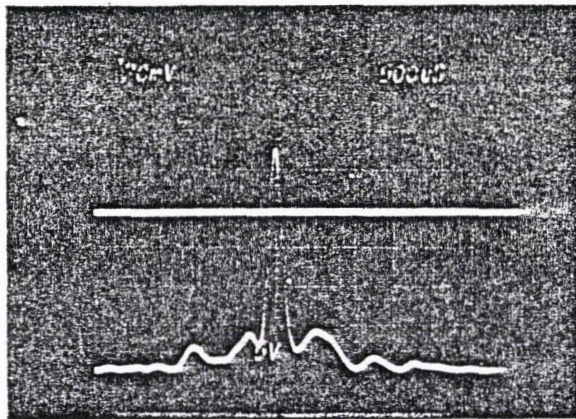


## Caractéristique statique de l'interferomètre

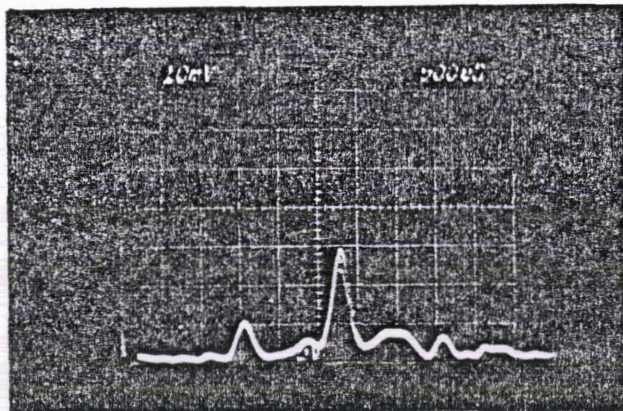
$$(\lambda_0 = 1,3\mu\text{m})$$



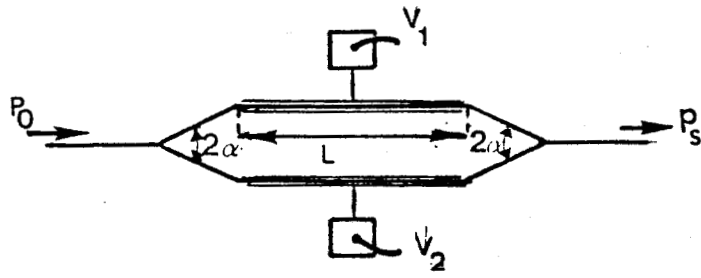
Photographie 48 :  $V_1 = 0$ ,  $V_2 = 0$



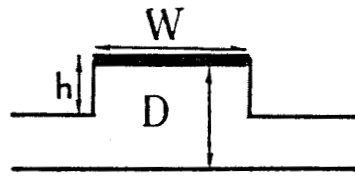
Photographie 49 :  $V_1 = -20\text{V}$ ,  $V_2 = 0$



Photographie 50 :  $V_1 = -50\text{V}$ ,  $V_2 = 0$



$2\alpha = 1^\circ$



$W = 6 \mu\text{m}$

$h = 1.2 \mu\text{m}$

$D = 4 \mu\text{m}$

(L) long. électrode de commande : 2.8 mm

( $O_r$  : 200 Å)

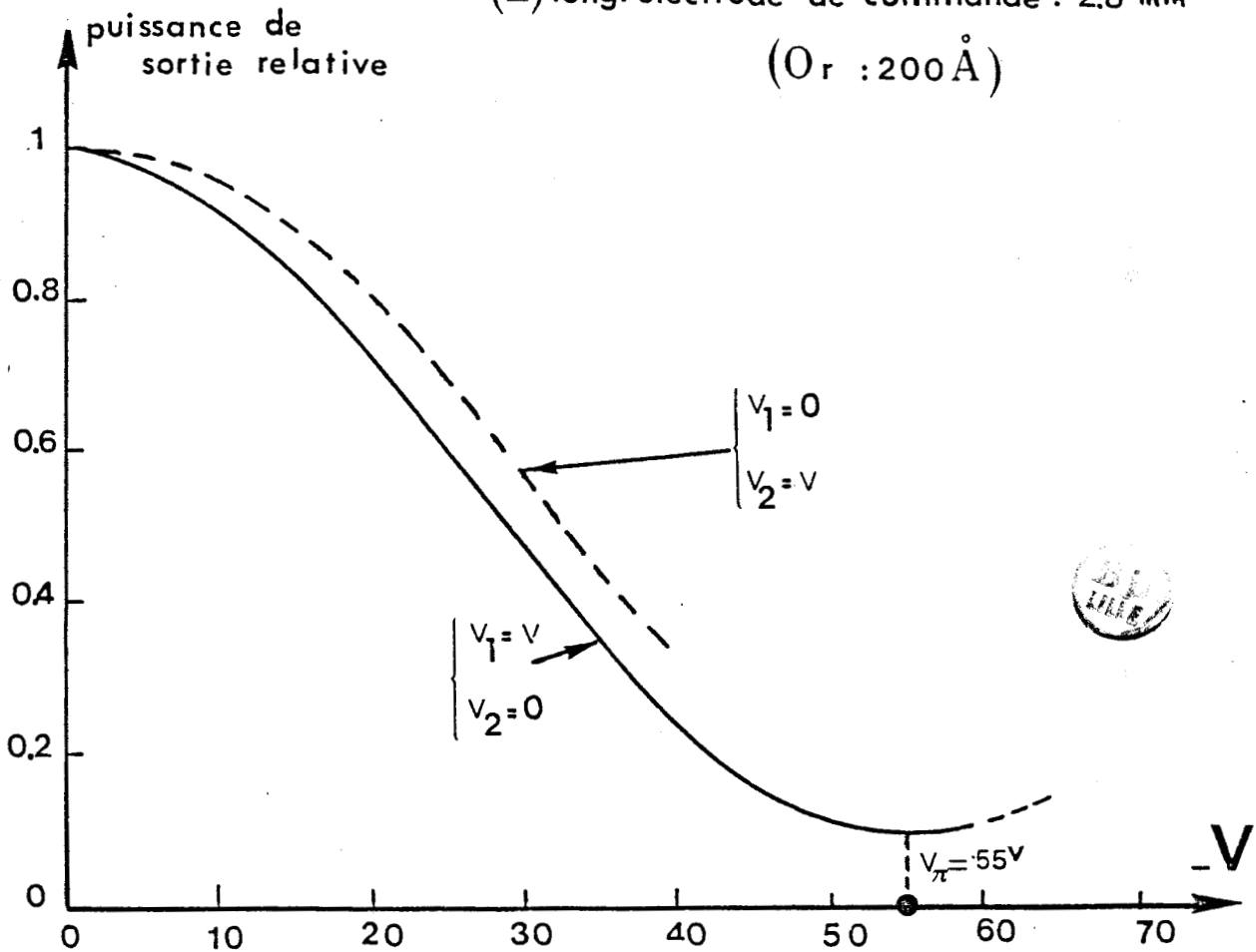


Figure 39 : Caractéristique statique de l'interferomètre  
 trait continu :  $I/I_0 = f(V_1)$   
 trait pointillé :  $I/I_0 = f(V_2)$   
 $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ ,  $V_\pi = 55\text{V}$ ,  $\eta = 10\text{dB}$

VIII.7.a.1. Caractérisation selon la configuration

$$\underline{V_1 = -V \text{ et } V_2 = 0 :}$$

Les photographies (48) (49) et (50) montrent les états de sortie du dispositif pour différentes tensions de polarisation  $V_1$ . La photographie (48) ( $V_1 = 0$ ) montre que le guide de sortie de l'interféromètre est bien monomode ; cependant le mode guidé semble mal confiné latéralement. Ce mauvais confinement n'apparaît pas sur le guide rectiligne placé sur le même substrat. Ce comportement provient certainement du déphasage  $\Delta\phi$  existant entre les deux bras de l'interféromètre. Rappelons que ce dernier est dû à une dissymétrie entre les branches des jonctions Y et les déphaseurs (largeur de l'arête, épitaxie...). L'intensité détectée à la sortie du dispositif décroît lorsque la tension augmente (photographie (49) et (50)). On constate l'existence d'une lumière parasite sur le signal issu du dispositif qui pourrait être attribuée à la courte longueur du guide de sortie. Cette dernière ne permettrait pas l'élimination du mode  $TE_1$  dans le substrat. Nous avons tracé fig (39) la courbe de réponse pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ . De cette courbe on déduit les principales caractéristiques de l'interféromètre

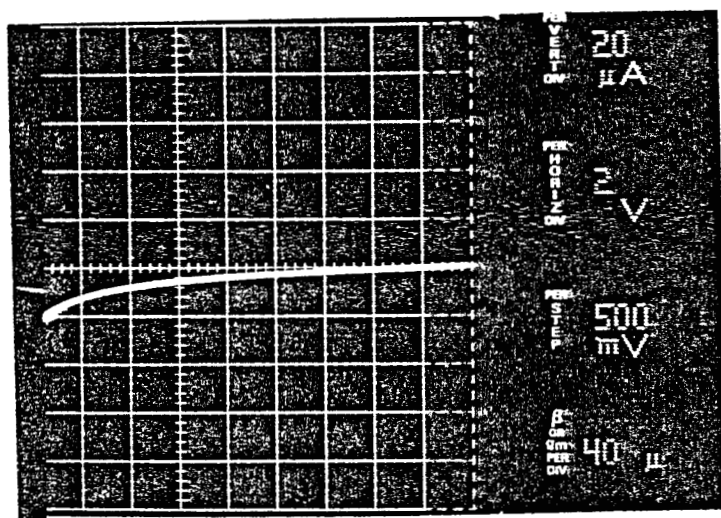
. tension d'extinction :  $(V_\pi)_{\text{exp}} = 55\text{V}$ . Cette valeur est beaucoup plus élevée que la valeur de  $35,5\text{V}$  estimée à partir de l'équation (42) (chap. III).

. efficacité de modulation :

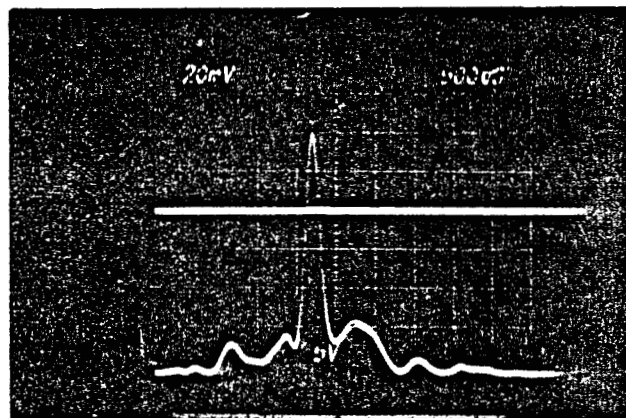
$$\frac{(V_\pi)_{\text{th.}}}{(V_\pi)_{\text{exp.}}} \simeq 0,64$$

. rapport d'extinction, défini comme le rapport de l'intensité maximale sur l'intensité minimale détectée à la sortie de l'interféromètre ; il est de l'ordre de 10 dB. Les nombreuses imperfections du dispositif ajoutées à la courte longueur du guide de

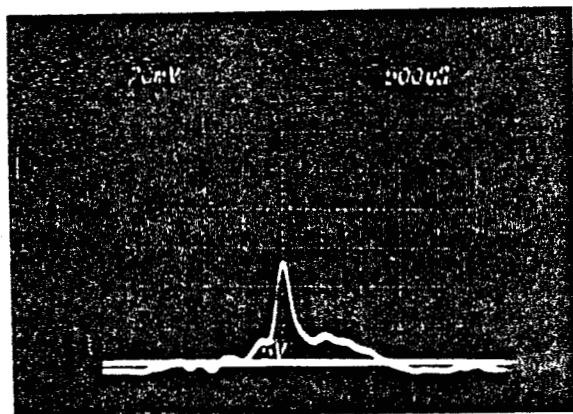




Photographie 51 : Caractéristique  $I(V)$  d'un bras de l'interferomètre.



Photographie 52 :  $V_1 = 0$ ;  $V_2 = -20^V$



Photographie 53 :  $V_1 = 0$ ,  $V_2 = -40^V$

sortie ( $l = 500 \mu\text{m}$  après clivage) sont responsables de cette valeur médiocre du rapport d'extinction (mauvaise séparation spatiale du mode  $TE_0$  et du mode  $TE_1$ ). Ce dispositif présente une valeur relativement faible d'efficacité de modulation comparativement aux déphaseurs précédents. Ce résultat est délicat à interpréter dans la mesure où seule cette caractérisation a été rendue possible. Toutefois l'estimation faite de  $(V_\pi)_{th}$  et plus précisément l'hypothèse d'une couche guidante totalement désertée sans tension appliquée peut ne pas être vérifiée pour la structure considérée. En effet une tension de quelques volts est nécessaire pour que le recouvrement du champ électrique appliqué et du mode guidé soit maximal (fig. (30) chap III). La valeur  $35,5\text{V}$  paraît donc quelque peu optimiste. Un autre phénomène qui pourrait contribuer à l'augmentation de la tension d'extinction est l'existence d'un courant inverse élevé (photographie (51)). Ce courant pourrait entraîner l'injection de porteurs dans le guide en nombre suffisant pour modifier l'indice du GaAs et par conséquent la constante de propagation du mode guidé [23,24]. Ce processus pourrait entrer en compétition ( $\Delta\beta < 0$  par injection de porteurs) avec l'effet électro-optique pour diminuer son efficacité. Il pourrait expliquer la tension importante qu'il faut appliquer au dispositif pour avoir l'extinction, on peut aussi penser qu'une mauvaise qualité de la barrière contribue à l'augmentation des tensions de commande.

#### VIII.7.a.2. Caractérisation selon la configuration

$V_1=0$  et  $V_2=V$  :

Les photographies (52) et (53) montrent deux états de sortie, respectivement pour des tensions de polarisation  $V_2 = -20\text{V}$  et  $V_2 = -40\text{V}$ . Nous avons représenté fig. (39) la réponse  $1/l_0 = f(V_2)$  du dispositif. Comparativement à la configuration précédente la décroissance est moins rapide. Les tensions appliquées  $V_2$  doivent être plus élevées pour obtenir le même état de sortie. Plus précisément il existe une différence  $\Delta V$  de l'ordre de  $8\text{V}$  entre les deux déphaseurs liés à une dissymétrie entre ces derniers. Malheureusement le claquage de l'électrode de commande ( $-40\text{V}$ ) ne nous a pas permis une caractérisation plus complète du dispositif.

### VIII.7.b. Pertes d'insertion :

Les pertes en transmission de l'interféromètre sont déterminées grâce à un guide test métallisé rectiligne placé sur le même substrat. En comparant les intensités de sortie respectivement du déphaseur et de l'interféromètre on en déduit les pertes d'insertion de ce dernier. Nous avons mesuré des pertes supplémentaires de l'ordre de 5 dB. Elles sont importantes ; elles proviennent essentiellement des jonctions Y et de leur écartement résiduel élevé. A titre indicatif Buchmann [25] mesure 4 dB de pertes sur son dispositif interférométrique. Bien qu'une comparaison des pertes d'insertion de chacun de ces dispositifs soit délicate, puisque les paramètres géométriques des interféromètres sont différents ( $D = 4,5 \mu\text{m}$  ;  $h = 1,5 \mu\text{m}$  : longueur totale = 6,9 mm pour le dispositif de Buchmann), nous pouvons cependant penser que leurs origines sont différentes. En effet pour notre dispositif, les résultats obtenus ont montré que la présence d'OR sur le guide n'introduit pratiquement pas de pertes supplémentaires (§ VIII.6.3.a) et ce sont donc les pertes associées au Y qui prédominent (§ VIII.5). Par contre Buchmann estime que la contribution aux pertes totales des jonctions Y et du raccordement avec les déphaseurs n'excède pas 1 dB (masque réalisé au masqueur électronique). Il semble donc que les pertes de son dispositif proviennent essentiellement du Titane.

### VIII.7.c. Bande passante électrique :

La réponse dynamique du dispositif n'a pu être effectuée. Nous avons cependant tenté d'évaluer sa bande passante en le considérant comme un dispositif à structure d'électrodes localisées. Dans ce cas on peut montrer (§ VI.2.c.4.a. chap. III) qu'elle est limitée par la capacité équivalente du dispositif. Nous avons mesuré la capacité d'un bras de l'interféromètre ; elle prend en compte non seulement la capacité de la zone déserte mais également les capacités parasites introduites par les fils de connection. Pour une tension de  $V = -5\text{V}$ , nous avons mesuré  $C_{eq} = 1,2 \text{ pF}$ . On en déduit donc pour une résistance de charge de  $50 \Omega$  une bande passante de l'ordre de 5 GHz.



Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents dispositifs que nous avons réalisé : guides en arête (en ruban), déphaseurs, modulateurs de Mach-Zehnder. A cette occasion, ont été présentés les problèmes technologiques rencontrés et leurs limites. Bien que peu nombreuses (qualité de clivage, claquage des électrodes, manque de matériaux) les caractérisations que nous avons effectuées ont surtout montré que :

- les structures de guides constituées d'une arête de  $\langle 5,5 \mu\text{m} \rangle$  de large et de  $1,2 \mu\text{m}$  de hauteur, obtenues par usinage ionique, sont monomodes à la longueur d'onde  $1,3 \mu\text{m}$ . Des atténuations de l'ordre de 6 dB/cm ont été mesurées. Elles sont importantes et proviennent essentiellement de la rugosité des parois.

- Les jonctions Y présentent des pertes d'embranchement élevées que l'on peut attribuer à leurs écartements résiduels (de l'ordre de  $4 \mu\text{m}$  dans certains cas). Ces derniers sont essentiellement responsables des pertes d'insertion de l'interféromètre.

- Les déphaseurs, obtenus par dépôt d'OR sur le guide précédemment défini, sont caractérisés par des tensions d'extinction importantes. Ainsi  $19\text{V}$  sont nécessaires pour atteindre l'extinction sur un déphaseur de 5 mm de long (§ VIII.6.b). En choisissant l'OR comme métal pour l'électrode de commande, les pertes d'insertion du déphaseur ne sont pas augmentées. L'efficacité de modulation de ce déphaseur nous a conduit à la réalisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder constitué de deux coupleurs 3 dB en Y et de bras de longueur 2,8 mm. Les performances n'ont pu être optimisées plus précisément la tension d'extinction est de  $55\text{V}$  et les pertes supplémentaires de 5 dB comparativement au déphaseur. Un interféromètre à faibles tensions de commande et à faibles pertes d'insertion pourrait être obtenu en utilisant une couche épitaxiée d'épaisseur plus faible (de l'ordre  $3 \mu\text{m}$  pour ne pas augmenter abusivement les pertes par absorption du substrat) ou une structure en double hétérojonctions du type GaAs/GaAlAs [26], un masqueur électronique pour la réalisation des masques et en effectuant un dépôt d'OR pour la réalisation des électrodes de commande.

## BIBLIOGRAPHIE

## Chapitre IV

- [1] F.H. DILL, W.P. HORNBERGER, P.S. HAUGE, J.M. SHAW, IEEE Trans. on Electron. devices, vol. ED 22 n° 7, p. 445, July 1975
- [2] M. PICHOT, "Introduction aux problèmes posés par la gravure sèche en microélectronique", p. 11, Le Vide et les Couches minces. Numéro spécial Avril 1982
- [3] E.L. HAU, R.E. HOWARD, APL 37 p. 1022 (1980)
- [4] P. BUCHMANN and all., Elect. Lett. 20 p. 295, (1984)
- [5] C.B. WILKINSON, "Application of electron beam lithography to integrated optics", p. 30 in Proc. of the third European Conference ECIO'85 Berlin. Editors H.P. Nolting and R. Ubrich
- [6] S.C. LEE, G.L. PEARSON, JAP 52 p. 5202 (August 1981)
- [7] W.J. DELVIN, C.E.C. WOOD, R. STALL, L.F. EASTMAN, Solid State Electronics vol 23, p. 823 (1980)
- [8] A.K. SRIVASTAVA, B.M. ARORA, S. GUMA, Solid State Electronics vol 24 p. 185 (1980)
- [9] Liu Chan Yan, Thèse de l'Université des Sciences et Techniques de Lille. Juillet 1982
- [10] P. KWAN, K.N. BHAT, J.M. BORREGO, S.K. GANDHI, Solid state electronics vol 26 p. 125 (1982)
- [11] THAO BOUN, Thèse 3ème cycle, Lille (Décembre 1985)
- [12] K. OGAWA, W.S.C. CHANG, B.L. SOPORI, IEEE Q E 9 N° 1 (janvier 1973)
- [13] D.B. OSTROWSKY, APL 18 N° 12 p. 556 (june 1971)
- [14] H.L. GARVIN, E. GARMIRE, S. SOMEKH, H. STOLL, A. YARIV, Appl. Opt. 12 N° 3 (Mars 1973)
- [15] R. ULRICH, JOSA 63 N° 11 p. 1419 (Nov. 1973)
- [16] M.A. DIFORTE, Thèse Docteur Ingénieur spécialité optique, Nice (Juillet 1978)
- [17] J.C. SHELTON, F.K. REINHART, R.A. LOGAN, JAP 50 P. 6675 (Novembre 1979)
- [18] T. TAMIR, "Integrated optics", Springer Verlag, p. 216-220 (1979)

- [20] M.W. AUSTIN, P.C. KEMENY, "Measurement of semiconductor optical waveguide loss using a Fabry-Perrot interference technique", p. 140 in ECIO'85
- [21] P. BUCHMANN, H. KAUFFMANN, M. MELCHIOR, ECOC 83, P. 539
- [22] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, T. ASAI, H. MATSUMARA, IEEE ED3 p. 2662 Dec.
- [23] D.D. STELL, H.C. CASEY, K.W. WECHT, JAP 45 P. 2650 (June 1974)
- [24] J.G. MENDOZA-ALVAREZ, F.D. DUNES, N.B. PATEL, JAP 51 p. 4365 (1980)
- [25] P. BUCHMANN, H. KAUFFMANN, M. MELCHIOR, G. GUEKOS, APL 46 p. 462 (March 1985)
- [26] P.M. RODGERS, "GaAs-GaALAs Y Branch interferometric modulator, p. 117 in Proc. of the third European ECIO'85 (Berlin May 1985).



# Conclusion



## CONCLUSION GENERALE

Les télécommunications optiques tendent à supplanter dans de nombreux domaines les systèmes classiques de transmission et stimulent de nombreuses recherches sur les composants optiques à onde guidée. Parmi ceux-ci, les modulateurs électro-optiques à large bande passante et à faible tension de commande, adaptés à la transmission par fibre optique, s'avèrent indispensables si l'on veut accroître le débit d'information transmissible. Pour ces applications, les matériaux semiconducteurs III-V présentent un intérêt croissant puisqu'ils permettent une intégration monolithique de la source, du modulateur et du détecteur. La réalisation de composants dans ces matériaux impliquent une bonne maîtrise des techniques de l'épitaxie et de la technologie de réalisation.

Dans ce cadre, notre travail a consisté en l'étude de quelques composants optiques sur homostructure GaAs  $N^-/N^+$ , cette étude devant conduire à la réalisation d'un modulateur électro-optique de lumière du type interféromètre de Mach-Zehnder en Y pour la longueur d'onde  $1,3\mu\text{m}$ . L'intérêt potentiel de ce dispositif est bien connu puisqu'il permet notamment une modulation de l'amplitude, de la phase et de la fréquence.

Pour atteindre notre objectif, nous avons tout d'abord étudié les phénomènes de propagation d'une onde lumineuse dans des guides à deux dimensions et plus particulièrement des guides en arête sur GaAs à substrat  $N^+$ . Cette étude nous a permis notamment de définir les paramètres optiques et géométriques de ces structures qui conduisent à une propagation monomode et à des pertes en transmission minimales, pertes essentiellement associées à la présence du substrat  $N^+$ , c'est l'inconvénient majeur de ces structures qui présentent cependant de nombreux avantages. Elles peuvent en effet prétendre à un recouvrement électro-optique optimal; un guide en arête de géométrie donnée reste monomode dans un large domaine de longueurs d'ondes. Cette propriété peut-être mise à profit dans des systèmes de multiplexage ou de démultiplexage en longueurs d'ondes. L'étude de quelques séparateurs de

faisceaux a également été abordé et notamment celle de la jonction Y. Le dépôt d'électrodes, nécessaire à la mise en oeuvre de l'effet électro-optique, nous a ensuite conduit à étudier l'influence de la présence du métal sur les propriétés de propagation des guides en arête. L'Or, essentiellement grâce à son faible indice de réfraction, s'adapte particulièrement bien à la réalisation d'électrodes de commande de composants actifs. Enfin, après avoir défini la structure optimale de l'interferomètre de Mach-Zehnder en Y, nous avons évalué ces performances. L'ensemble de ces prévisions nous a conduit à la réalisation de ces différents dispositifs.

L'obtention de guides en arête monomodes et présentant un bon confinement latéral s'est révélée être délicate aussi bien du point de vue conception que du point de vue fabrication à cause des tolérances de définition des motifs. Les techniques de réalisation des masques et les procédés de photolithographie ne nous ont pas permis d'atteindre des largeurs d'arête inférieures à  $5\mu\text{m}$ . Ces contraintes ont limité leurs performances; ainsi l'atténuation des guides est de l'ordre de  $6\text{dB/cm}$ . Ces pertes déjà importantes à cause de la forte absorption du substrat, sont augmentées par la rugosité des parois. Ces remarques sont également applicables à la réalisation de guides en Y. Les limites en dimension, déjà évoquées, conduisent à des écartements résiduels de plusieurs microns et expliquent les pertes supplémentaires ( $2,5\text{dB}$  pour  $2\alpha = 1^\circ$ ) qui s'ajoutent à celles dues à la rugosité des parois et au faible confinement latéral de ces structures. Nous avons ensuite vérifié l'influence néfaste du Titane sur les propriétés de propagation des guides et nous avons réalisé des déphaseurs avec des électrodes de commande en Or. L'observation du champ proche et les mesures d'atténuation que nous avons effectuées sur ces déphaseurs confirment, ainsi que nous l'avions prévu, le choix de ce métal. Leurs réponses statiques ont permis de mettre en évidence les valeurs élevées des tensions d'extinction même dans le cas de longueurs d'électrodes importantes ( $19^{\text{V}}$  pour  $L=5\text{mm}$ ). Ce résultat est en bon accord avec nos estimations faites dans le cas d'un recouvrement électro-optique total et prouve la bonne qualité (pureté, homogénéité) des épitaxies utilisées. L'ensemble de cette étude expérimentale nous a permis de définir la structure de l'interferomètre. Toutefois, compte tenu des limitations technologiques et malgré le processus de réalisation choisi, qui limitait

au maximum le nombre d'étapes le rendant ainsi le plus fiable possible, ses caractéristiques ne sont pas entièrement satisfaisantes. Les pertes d'insertion, notamment, sont importantes et il nous paraît difficile de les diminuer sans modifier la technologie.

Nos travaux nous ont cependant permis de cerner les principales difficultés associées à la conception et à la réalisation de composants optiques intégrés en vue d'initialiser d'autres études. Dans cette perspective, l'utilisation d'un masqueur électronique devrait permettre d'améliorer les performances des dispositifs; les limitations des structures en homojonction doivent également être prises en compte. En effet ces guides ont des pertes importantes (Substrat) et l'utilisation de structures avec double hétérojonction GaAlAs/GaAs est indispensable même si dans ce cas les guides présentent encore trop de pertes [1]. Les progrès de la croissance épitaxiale devraient y remédier (EPVOM).

Un autre aspect qui ressort de notre étude est la longueur des composants qui rend difficile leurs intégrations monolithiques avec des composants électroniques ou opto-électroniques. Notons que les structures en double hétérojonction GaAlAs/GaAs ne semblent pas mieux adaptées pour réduire les longueurs d'électrodes. En effet l'existence du ternaire, qui permet d'éloigner la lumière des zones de métallisation, tend à diminuer l'efficacité de l'effet électro-optique [2]. Une solution pourrait être envisagée par l'emploi de structures à puits quantiques. Ces dernières semblent bénéficier d'un facteur de mérite électro-optique élevé [3] et pourraient permettre de diminuer les longueurs des composants actifs. Par ailleurs, les longueurs importantes des électrodes limitent la bande passante des modulateurs (ou des coupleurs) au moins par la capacité associée à ces dispositifs. Pour palier à cet inconvénient certains auteurs préconisent des structures d'électrodes à ondes progressives. Les études que nous avons menées dans ce sens montrent que la présence du substrat  $N^+$  introduit des pertes hyperfréquences prohibitives et une désadaptation d'impédance. L'utilisation d'un substrat semi-isolant devrait donc être envisagée conduisant à une épitaxie du type GaAs(SI)/ GaAlAs( $n^-$ )/ GaAs(guide) [4], la couche intermédiaire de GaAlAs assurant le confinement transversal de l'onde lumineuse.

Le prolongement de ce travail peut donc être envisagé de différentes manières :

- De nouvelles configurations d'électrodes doivent être étudiées pour les structures optiques actives sur substrat semi-isolant; l'utilisation de lignes coplanaires est peut-être une solution pour obtenir des dispositifs à large bande passante.

- La nature du substrat permet d'envisager plus favorablement une intégration monolithique de ces composants avec des transistors à effet de champ. C'est une voie qui pourrait également être explorée.

- On pourrait mettre à profit l'effet électro-optique qui semble élevé dans les structures à puits quantiques pour diminuer les longueurs des composants optiques et les rendre plus compatibles avec la taille des composants opto-électronique (laser-détecteur) ou électroniques (TEC) en vue d'une intégration monolithique.

## BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION

- [1] A.CARENCO, P.SANSONETTI, L.MENIGAUX, J.BRANDON, M.RONDOT  
"Low Loss GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterostructure directional coupleur". Proceedings of integrated and guided wave optics conference. Floride (1984).
  
- [2] A.CARENCO. "Progress in semiconductor optical integration"  
In 3rd international Symp.on optical and opto-electronic applied sciences and engineering. Innsbrück.S.P.I.E. Proceeding 651 (Avril 1986).
  
- [3] M.GLICK, F.K.REINHART. "Optical waveguides properties of multiquantum wells". Proceeding of the third european conference ECIO'85 p.99 (May 1985).
  
- [4] D.REMIENS, P.PRIBETICH, P.KENNIS, C.SEGUINOT. "Microwave performance prediction of a III-V semiconductor electro-optic waveguide modulator". Applied Optics vol.26 (1 Janv. 1987). à paraître.



# Annexes

## ANNEXE I

Nous donnons dans cette annexe l'expression analytique des composantes du champ électrique  $E_y$  dans les trois configurations de propagation possible :

a - Modes Guidés :  $\sin^{-1} \left( \frac{n_0}{n_1} \right) < \theta_1 < \frac{\pi}{2}, kn_0 < \beta < kn_1$

b - Modes de Substrat :  $\sin^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) < \theta_1 < \sin^{-1} \left( \frac{n_0}{n_1} \right)$   
 $kn_2 < \beta < kn_0$

c - Modes d'Air pair et impair :

$$0 < \theta_1 < \sin^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) ; 0 < \theta_0 < \sin^{-1} \left( \frac{n_1}{n_0} \right) ; 0 < \theta_2 < \frac{\pi}{2} ; 0 < \beta < kn_2.$$

La structure est repérée dans l'espace par le système d'axes identique à celui de la figure 7 (chapitre I). L'origine  $z=0$  est prise au niveau du premier maximum du champ  $E_y$ , par conséquent elle dépend du mode considéré.

Cas a :

Milieu	$kx_j$	$kz_j$	$E_y(\text{mode TE})$
Film	$\beta$	$P_1$	$A \cos(k_{0p_1} z)$
Substrat	$\beta$	$iq_0$	$A \cos(\phi_{10} + m\pi) \exp[-k_{0q_0} ( z  - W_{10})]$
Air	$\beta$	$iq_2$	$A \cos \phi_{12} \exp[-q_2 k_{0z} ( z  - W_{12})]$

Cas b :

Milieu	$kx_j$	$kz_j$	$E_y$
Film	$\beta$	$P_1$	$A \cos(k_{0p_1} z)$
Substrat	$\beta$	$Q_0$	$\frac{1}{2} A [\cos(k_{0p_1} W_{10}) - i \left( \frac{P_1}{Q_0} \right) \sin(k_{0p_1} W_{10})] \exp[-i k_{0q_0} ( z  - W_{10})] + c.c.$
Air	$\beta$	$iq_2$	$A \cos \phi_{12} \exp[-q_2 k_{0z} ( z  - W_{12})].$



Cas c :

Milieu	$kx_j$	$kz_j$	$E_y$
Film	$\beta$	$P_1$	$\begin{cases} \text{pair} & A \cos k_{0p_1} z \\ \text{impair} & A \sin k_{0p_1} z \end{cases}$

Substrat	$\beta$	$q_0$	$\begin{cases} \text{pair} : \frac{1}{2} A \left[ \cos(k_{0p_1} W_{10}) - i \left( \frac{P_1}{q_0} \right) \sin(k_{0p_1} W_{10}) \right] \exp \left[ -i k_{0q_0} ( z  - W_{10}) \right] + c.c. \\ \text{impair} : -\frac{1}{2} A \left[ \sin(k_{0p_1} W_{10}) + i \left( \frac{P_1}{q_0} \right) \cos(k_{0p_1} W_{10}) \right] \exp \left[ -i k_{0q_0} ( z  - W_{10}) \right] + c.c. \end{cases}$
----------	---------	-------	---

Air	$\beta$	$q_2$	$\begin{cases} \text{pair} : \frac{1}{2} A \left[ \cos(k_{0p_1} W_{12}) - i \left( \frac{P_1}{q_2} \right) \sin(k_{0p_1} W_{12}) \right] \exp \left[ -i k_{0q_2} ( z  - W_{12}) \right] + c.c. \\ \text{impair} : -\frac{1}{2} A \left[ \cos(k_{0p_1} W_{12}) + i \left( \frac{P_1}{q_2} \right) \sin(k_{0p_1} W_{12}) \right] \exp \left[ -i k_{0q_2} ( z  - W_{12}) \right] + c.c. \end{cases}$
-----	---------	-------	---

$kx_j$  = constante de propagation du mode

$kz_j$  = constante de propagation transversale

$$P_1 = (n_1^2 - (\beta/\epsilon)^2)^{1/2}$$

$$q_0 = ((\beta/\epsilon)^2 - n_0^2)^{1/2}$$

$$q_2 = ((\beta/\epsilon)^2 - n_2^2)^{1/2}$$

$n_1$ ,  $n_0$  et  $n_2$  sont respectivement les indices du guide, du substrat et de l'air.

## ANNEXE II

Expression analytique du Coefficient d'Atténuation lié à l'état de surface du guide plan.

Dans le but de donner une expression analytique simple du coefficient d'atténuation, nous nous plaçons dans l'approximation du critère de Rayleigh. Dans ce cas particulier, on suppose que la distribution statistique des rugosités suit une loi normale du type :  $w(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2\sigma^2}$  et  $\langle z \rangle = 0$ . L'intensité de l'onde réfléchi sur une surface rugueuse est alors donnée par :  $\exp \left[ - (4\pi\sigma \cos \theta_1 / \lambda_1)^2 \right]$

Elle est maximale lorsque  $\sigma \cos \theta_1 / \lambda_1 \rightarrow 0$ . Cette situation correspond au cas d'une surface parfaitement lisse, c'est le critère de dispersion de Rayleigh. Partant de cette hypothèse, nous pouvons évaluer le coefficient d'atténuation d'une onde guidée lié aux rugosités des interfaces du guide le long de la direction de propagation.

La puissance totale véhiculée dans le guide est :  $\left(\frac{c}{4\pi}\right) m_1 E_y^2 \sin^2 \theta_1 \left\{ D + \frac{1}{q_0} + \frac{1}{q_2} \right\}$  (flux du vecteur de Poynting par unité de longueur suivant y).  $E_y$  est le champ associé au mode TE;  $D$ ,  $q_0^{-1}$  et  $q_2^{-1}$  sont respectivement l'épaisseur du guide, la profondeur de pénétration de l'onde dans le substrat et dans l'air,  $\lambda_1$  est la longueur d'onde dans le guide. Selon le critère de Rayleigh, la puissance lumineuse du faisceau réfléchi par la surface du film est :

$$P_r = \left(\frac{c}{8\pi}\right) m_1 E_y^2 \exp \left( - \frac{4\pi\sigma_{12} \cos \theta_1}{\lambda_1} \right)^2 \quad (1)$$

où  $\sigma_{12}$  est relatif à l'interface film-air.

La puissance perdue lors de la réflexion aux deux interfaces du guide est par conséquent :

$$\left( \frac{c}{8\pi} \right) m_1 E_y^2 \cos \theta_1 \left\{ 1 - \exp \left\{ -K^2 \cos^2 \theta_1 \right\} \right\}$$

$$\approx \left( \frac{c}{8\pi} \right) m_1 E_y^2 K^2 \cos^3 \theta_1 \quad (2)$$

Dans l'hypothèse où les pertes par unité de longueur du film sont faibles et  $K^2 = \left( 4\pi/\lambda_1 \right) \left( \sigma_{10}^2 + \sigma_{12}^2 \right)^{1/2}$

Le coefficient d'atténuation s'obtient alors par le rapport de (1) sur (2), soit :

$$\alpha (\text{cm}^{-1}) = K^2 \left( \frac{1}{2} \frac{\cos^3 \theta_1}{\sin \theta_1} \right) \left\{ \frac{1}{D + \frac{1}{q_0} + \frac{1}{q_2}} \right\} \quad (3)$$

### ANNEXE III

#### Guide d'Onde Composé

Le profil d'indice du guide composé considéré au paragraphe (III.1) du chapitre II est rappelé figure 1.

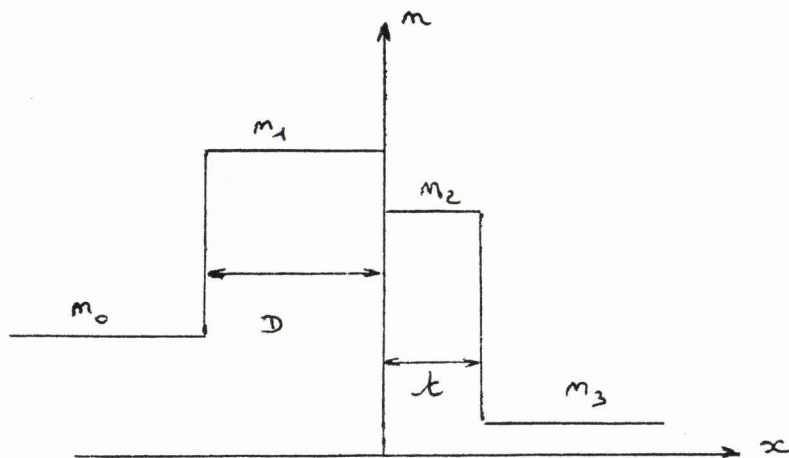


figure (1).

Expression analytique des composantes des champs électromagnétiques. Le système d'axes est le même que celui de la figure 12 (chapitre II); l'origine est prise à l'interface 1/2.

A]  $n_2 < \beta/p_2 < m_1$       Grands Modes      Cas TE(TM)

$$E_y(x), H_y(x) = \begin{cases} -A \sin(D p_1 k_0 + B \cos D p_1 k_0) e^{k_0 p_0 (x+D)} & x \leq -D \\ A \sin k_0 p_1 x + B \cos k_0 p_1 x & -D \leq x \leq 0 \\ B \frac{\cos(k_0 p_2 x + x)}{\cos x} & 0 \leq x \leq t \\ B \frac{\cos(t p_2 k_0 + x)}{\cos x} e^{k_0 p_3 (t-x)} & x \geq t \end{cases}$$

- Décroissance évanescence de l'onde guidée dans les milieux 0 et 3. (Substrat et Air)
- Variation sinusoïdale dans les milieux 1 et 2. L'onde est confinée dans ces deux milieux.

$$p_i = (n_i^2 - (\beta/k)^2)^{1/2} \quad i = 1, 2$$

$$q_j = ((\beta/k)^2 - n_j^2)^{1/2} \quad j = 0, 3$$

L'équation aux valeurs propres des grands modes s'obtient en imposant les conditions de continuité des différentes composantes des champs (et de leurs dérivés) aux interfaces soit :

$$x = -D : q_0 (B \cos D p_1 k_0 - A \sin D p_1 k_0) = \frac{p_1}{\eta_{10}} (A \cos D k_0 p_1 + B \sin D k_0 p_1) \quad (1)$$

$$x = 0 : \frac{p_1}{\eta_{12}} A = -p_2 B \operatorname{tang} \chi \quad (2)$$

$$x = t : \frac{p_2}{\eta_{23}} \sin [t p_2 k_0 + \chi] = q_3 \cos [t k_0 p_2 + \chi] \quad (3)$$

$$\text{ou} \quad \eta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{modes TE} \\ n_i^2/n_j^2 & \text{modes TM} \end{cases}$$

En éliminant le rapport A/B à partir des équations (1) et (2) nous obtenons :

$$D p_1 k_0 = N\pi + \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{10} \frac{q_0}{p_1} \right) + \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{12} \frac{p_2}{p_1} \operatorname{tang} \chi \right) \quad (4)$$

$$\text{et (3)} \Rightarrow \chi = \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{23} \frac{q_3}{p_2} \right) - t p_2 k_0 \quad (5) \quad N = 0, 1, 2, \dots$$

En combinant (3) et (5) on obtient l'équation aux valeurs propres :

$$(6) \quad D p_1 k_0 = N\pi + \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{10} \frac{q_0}{p_1} \right) + \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{12} \frac{p_2}{p_1} \operatorname{tang} \left[ \operatorname{tang}^{-1} \left( \eta_{23} \frac{q_3}{p_2} \right) - t p_2 k_0 \right] \right)$$

B)  $n_2 < \beta/k < n_1$  Modes Profonds

$$E_y(x), H_y(x) = \begin{cases} -A \sin(D k_0 p_1) + B \cos(D k_0 p_1) e^{k_0 q_0 (x+D)} & x \leq -D \\ A \sin(k_0 p_1 x) + B \cos(k_0 p_1 x) & -D \leq x \leq 0 \\ B \cos h(k_0 p_2'' x + x) \cos h x & 0 \leq x \leq t \\ B \cos h(x p_2'' x + x) e^{k_0 q_3 (t-x)} \cos h x & x > t \end{cases}$$

où  $p_1$ ,  $q_0$  et  $q_3$  ont été définis précédemment et :

$$p_2'' = \left( (\beta/k)^2 - v_2^2 \right)^{1/2}.$$

En appliquant les conditions aux limites comme précédemment aux interfaces et en éliminant le rapport  $A/B$  et  $X$  comme en (4) et (5), on obtient l'équation aux valeurs propres des modes profonds :

$$(7) \quad D k_0 p_1 = m\pi + \tan^{-1} \left( \eta_{10} \frac{q_0}{p_1} \right) + \tan^{-1} \left( \eta_{12} \frac{p_2''}{p_1} \tanh \left[ \tanh^{-1} \left( \eta_{23} \frac{q_3}{p_2''} \right) + t p_2'' \right] \right)$$

En développant l'argument de la seconde fonction arctang, l'équation peut alors s'écrire sous la forme :

$$k_0 D p_1 = m\pi + \tan^{-1} \left( \eta_{10} \frac{q_0}{p_1} \right) + \tan^{-1} \left\{ \eta_{12} \frac{p_2''}{p_1} \frac{1 - \eta e^{-2 p_2'' t}}{1 + \eta e^{-2 p_2'' t}} \right\} \quad (8)$$

avec  $\eta = \eta_{20} \frac{p_2'' - q_3}{p_2'' + q_3}$  ;  $m = 0, 1, 2, \dots$

#### ANNEXE IV

Séparateur d'intensité obtenu à partir de trois guides couplés.  
Equation aux valeurs propres des modes symétriques et antisymétriques.  
Modes symétriques (Mode A et Mode B)

L'équation aux valeurs propres de chaque mode est obtenue en exprimant les conditions de continuité de la composante tangentielle du champ à chaque interface de la structure sept couches soit :

$$\frac{(p'_I \operatorname{tang} p'_I w/2 - \kappa q'_{II})^2 (p'_I + \kappa q'_{II} \operatorname{tang} p'_I w/2)}{(p'_I \operatorname{tang} p'_I w/2 + \kappa q'_{II}) (p'^2_I + \kappa^2 q'^2_{II}) \operatorname{tang} p'_I w/2} = e^{-2q'_{II} b_0} \quad (1)$$

$$\kappa = \begin{cases} 1 & \text{modes TE} \\ (n_I/n_{II})^2 & \text{modes TM.} \end{cases}$$

$$p'_I = (n_I^2 - (\beta/\rho_{k_0})^2)^{1/2}, \quad q'_{II} = ((\beta/\rho_{k_0})^2 - n_{II}^2)^{1/2} \quad (2)$$

$$\beta = \beta_A, \beta_B; \quad \beta = (n_I^2 + k_0^2 p'^2_I)^{1/2} \quad (3)$$

Dans cette partie du problème, les conditions aux limites considérées sont relatives aux modes TM puisque l'étude dans la direction  $x$  a été faite pour le mode TE. (On peut cependant remarquer que pour la structure étudiée  $r = 1$  aussi bien en modes TM qu'en modes TE puisque les contrastes d'indices latéraux mis en jeu sont relativement faibles).

L'équation (1) a deux solutions; l'une correspondant au mode A et l'autre au mode B. Pour le mode A :  $p'_I < p_I$ ,  $q'_{II} > q_{II}$  et  $\beta_A > \beta_0$  ou  $p_I$ ,  $q_{II}$  et  $\beta_0$  sont relatifs au guide pris isolément.

$$p_I = (n_I^2 - (\beta_0/\rho_{k_0})^2)^{1/2}$$

$$q_{II} = ((\beta_0/\rho_{k_0})^2 - n_{II}^2)^{1/2}$$



Pour le mode B :  $p'_{\text{I}} > p_{\text{I}}$ ,  $q''_{\text{II}} < q_{\text{II}}$  et  $\beta_{\text{B}} < \beta_0$ . L'équation aux valeurs propres du mode antisymétrique (Mode c) est donnée par :

$$\frac{(p''_{\text{I}} \tanh p''_{\text{I}} w/2 - \kappa q''_{\text{II}}) (p'_{\text{I}} + \kappa q''_{\text{II}} \tanh p''_{\text{I}} w/2)^2}{(p''_{\text{I}} - \kappa q''_{\text{II}} \tanh p''_{\text{I}} w/2) (p''_{\text{II}}{}^2 + \kappa^2 q''_{\text{II}}{}^2) \tanh p''_{\text{II}} w/2} = e^{-2q''_{\text{II}} k_0 z} \quad (4)$$

où  $p''_{\text{I}} = (n_{\text{I}}^2 - (\beta/k_0)^2)^{1/2}$  et  $q''_{\text{II}} = ((\beta/k_0)^2 - n_{\text{II}}^2)^{1/2}$  ;  $\beta = \beta_0$ .

Dans l'hypothèse de faible guidage, c'est à dire où l'on considère que la constante de propagation des modes A, B ou C est faiblement perturbée par rapport à la constante de propagation  $\beta_0$  du mode pris isolément on obtient :

$$\beta_{\text{A}} \approx \beta_0 + \Delta \quad \text{et par conséquent} \quad p'_{\text{I}} \approx p_{\text{I}} + \frac{\Delta \beta_0}{p_{\text{I}}}$$

de même :

$$q'_{\text{II}} \approx q_{\text{II}} + \frac{\Delta \beta_0}{q_{\text{II}}}$$

Il vient donc en substituant  $p'_{\text{I}}$  et  $q'_{\text{II}}$  dans (1)(2) et (3)

$$\beta_{\text{A}} = \beta_0 + \Delta \quad \text{et} \quad \beta_{\text{B}} = \beta_0 - \Delta.$$

où 
$$\Delta = \frac{\sqrt{2} \kappa (k_0 p_{\text{I}})^2 (k_0 q_{\text{II}})^2}{\beta_0 [\kappa ((k_0 p_{\text{I}})^2 + (k_0 q_{\text{II}})^2) + ((k_0 p_{\text{I}})^2 + \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2) k_0 q_{\text{II}} w/2]} e^{-k_0 q_{\text{II}} z}$$

De la même façon :  $\beta_{\text{C}} = \beta_0 + \sigma$  avec

$$\sigma = \frac{\kappa (k_0 p_{\text{I}})^2 (k_0 q_{\text{II}})^2 ((k_0 p_{\text{I}})^2 - \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2)}{\beta_0 [(k_0 p_{\text{I}})^2 + \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2] [\kappa ((k_0 p_{\text{I}})^2 + (k_0 q_{\text{II}})^2) + ((k_0 p_{\text{I}})^2 + \kappa^2 (k_0 q_{\text{II}})^2) k_0 w/2]} e^{-k_0 q_{\text{II}} z}$$

## ANNEXE V

### Ellipsoïde des indices, rappels sur la propagation des ondes dans les milieux anisotropes

Dans un milieu diélectrique linéaire la polarisation  $\vec{P}$  induite par un champ électrique  $\vec{E}$  est donnée par :

$$\vec{P} = \chi \vec{E}$$

où  $\chi$  est donc en général un tenseur de rang 2  $\overleftrightarrow{\chi}$ .  
Comme de plus  $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ , on peut écrire :

$$\vec{D} = \overleftrightarrow{\epsilon} \vec{E} \quad (1)$$

où  $\overleftrightarrow{\epsilon}$  est également un tenseur de rang 2 donc possédant neuf composantes. Si l'on ramène le tenseur à ses axes principaux on obtient alors :

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{x_1} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{x_2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{x_3} \end{pmatrix}$$

Dans un milieu isotrope, les  $\epsilon_{x_i}$  sont égaux et la formule (1) se réduit alors à  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$   
où  $\epsilon$  est un scalaire et donc  $\vec{D} // \vec{E}$ .

Mais, comme dans un milieu anisotrope,  $\overleftrightarrow{\epsilon}$  reste un tenseur, les vecteurs  $\vec{D}$  et  $\vec{E}$  ne sont, en général, pas parallèles; de (1) on peut également déduire immédiatement que l'indice de réfraction du milieu dépend de la direction de propagation et de la polarisation de l'onde qui s'y propage.

Il est donc nécessaire de connaître les directions possibles de la polarisation et les indices correspondants pour une direction de propagation arbitraire.

Pour cela, considérons la densité électrique qui s'écrit :

$$W_e = \frac{1}{8\pi} \vec{E} \cdot \vec{D}$$

ou encore, en utilisant le tenseur diélectrique ramené à ses axes principaux :

$$8\pi W_e = \frac{D_{x_1}^2}{\epsilon_{x_1}} + \frac{D_{x_2}^2}{\epsilon_{x_2}} + \frac{D_{x_3}^2}{\epsilon_{x_3}}$$

si l'on pose :

$$\frac{D_{x_i}}{\sqrt{8\pi W_e}} = x_i$$

On trouve donc que, dans l'espace des vecteurs  $\vec{D}$  les surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes dont l'équation peut s'écrire simplement :

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

en ayant posé  $\epsilon_{x_i} = n_i^2$   $i = 1, 2, 3$

où les  $n_i$  sont les indices de réfraction suivant les axes principaux  $Ox_1$ ,  $Ox_2$ ,  $Ox_3$ .

Cet ellipsoïde est souvent appelé ellipsoïde des indices. Il est utilisé pour déterminer les directions de polarisations et les indices correspondants pour une onde se propageant dans une direction arbitraire du cristal. On procède comme suit : par l'origine on fait passer un plan perpendiculaire à la direction de propagation. L'intersection de ce plan avec ellipsoïde est une ellipse. Les deux axes de cette ellipse sont parallèles aux deux directions de polarisation et leur longueur est égale à deux fois l'indice de réfraction correspondant

à chaque direction. La figure (1) schématise la méthode exposée ci-dessus dans le cas d'un cristal uniaxe (c'est à dire un cristal dont deux axes principaux sont équivalents, par exemple :  $n_1 = n_2 = n_o$ ,  $n_3 = n_e$ ).

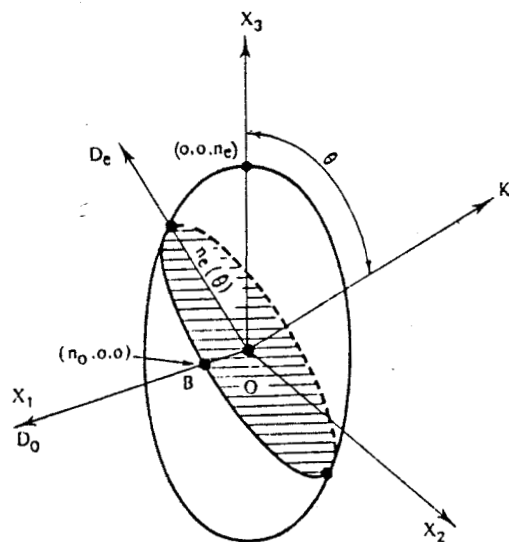


Fig. 1

Rappelons que si le milieu est isotrope, la description se simplifie, car les propriétés du milieu étant les mêmes dans toutes les directions, l'ellipsoïde des indices se réduit à une sphère.

## ANNEXE VI

### Coefficient Piezoptique $\pi_{ij}$ du GaAs, biréfringence du Cristal

L'AsGa présente trois coefficients piézooptique indépendants :  $\pi_{11}$ ,  $\pi_{12}$  et  $\pi_{44}$  (notation contractée) dont les courbes de dispersion, obtenues expérimentalement par [1] sont présentées figure 1.

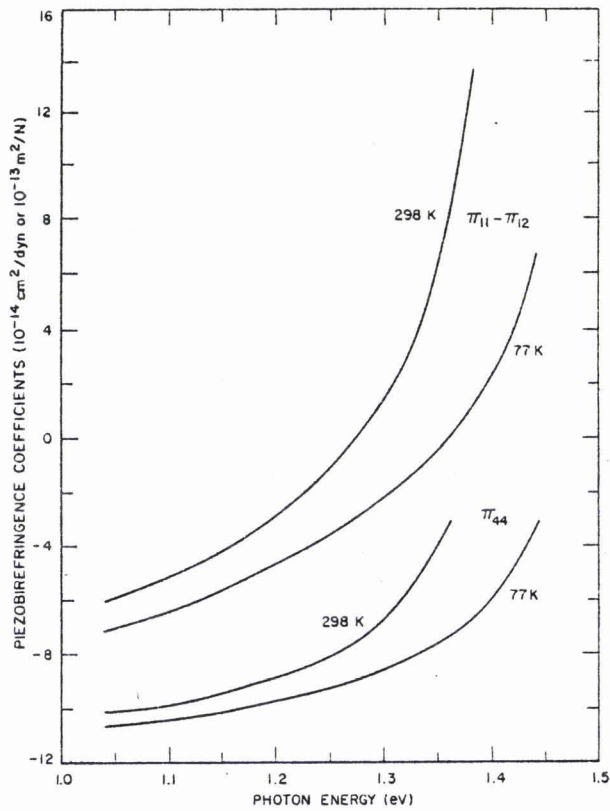


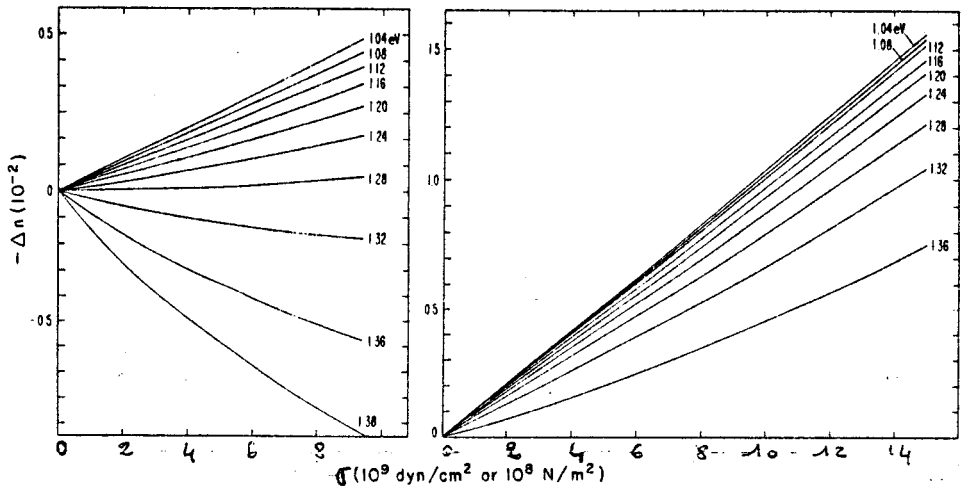
FIG. 1. The piezobirefringence constants of GaAs,  $\pi_{11} - \pi_{12}$ , and  $\pi_{44}$ , as a function of photon energy at 298° and 77°K. The error in the data is estimated to be within  $\pm 5\%$ .

fig. (1).

Sous l'effet des contraintes, l'AsGa devient uniaxe. Le tableau I résume la biréfringence introduite dans le cristal lorsqu'il est soumis à une contrainte uniaxiale  $\sigma$ ,  $n_{//}$  et  $n_{\perp}$  sont les indices de réfraction respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction de la contrainte;  $n_0$  est l'indice de l'AsGa non contraint. La contrainte  $\sigma$  est appelée parallèlement à un axe du cube.

Direction d'application de la contrainte	Direction de propagation de la lumière	$\Delta n$
[100]	$\left. \begin{array}{l} [010] \\ [001] \\ [011] \end{array} \right\}$	$-\frac{1}{2} n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{12}) \sigma$
[111]	toutes les directions $\perp (111)$	$-\frac{1}{2} n_0^3 \pi_{44} \sigma$

A titre indicatif, les figures (2) et (3) montrent les variations d'indice de l'AsGa en fonction de l'intensité de la contrainte uniaxiale appliquée et pour différentes longueurs d'ondes [1].

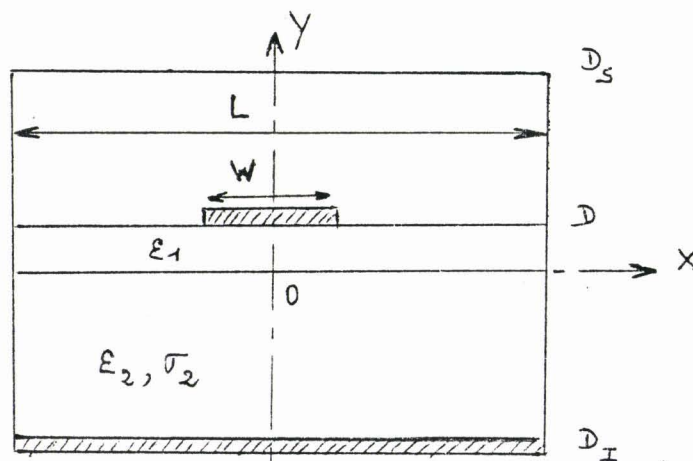


Fig(2):  $\sigma // [100]$       Fig(3):  $\sigma // [111]$

[1]: A. Feldman, D. Horowitz "Dispersion of the piezobirefringence of GaAs" JAP. 39 n°12 p.5597 (Nov. 68)

## ANNEXE VII

La méthode utilisée pour obtenir les caractéristiques des lignes à contact Schottky est l'approche dans le domaine spectral (ADS). Nous étudions les caractéristiques de propagation des modes fondamentaux tels que la composante  $E_x$  soit antisymétrique par rapport à l'axe  $oy$ .



fig(1) : structure étudiée - ( $L, D_s, D_I$ ) choisis suffisamment grand pour ne pas perturber le champ sous le strip en hyperfréquence.

L'approche dans le domaine spectral permet de s'affranchir des difficultés liées à la présence des discontinuités au niveau des rubans métalliques (interface  $y=D$ ), mais aussi de ramener la résolution du problème à celle d'un système d'équations algébriques; le traitement guide d'onde est transposé, de la section réelle  $(x,y)$  à une section droite image  $(\alpha, y)$  par utilisation d'une transformation de Fourier. Pour les modes considérés, en appliquant l'équation d'Helmholtz aux composants longitudinales des champs électriques et magnétiques transformées pour chaque milieu et en écrivant les conditions de continuités à chaque interface dans la section droite image, on obtient le système matriciel suivant :



$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z(m, D) \\ \tilde{E}_x(m, D) \end{bmatrix} = Z(m, \beta^*, f, \epsilon_i^*) \begin{bmatrix} \tilde{J}_z(m, D) \\ \tilde{J}_x(m, D) \end{bmatrix} \quad (1)$$

où  $\tilde{E}_z(m, D)$  et  $\tilde{E}_x(m, D)$  sont les transformées de Fourier des composantes  $E_z(x, D)$  et  $E_x(x, D)$  du champ électrique sur l'interface  $y=D$ ;  $\tilde{J}_z(m, D)$  et  $\tilde{J}_x(m, D)$  sont les transformées des composantes de courant sur la même interface;  $\beta^*$  est la constante de propagation  $\beta^* = \beta' + j\beta''$  ( $\beta' > 0$ ;  $\beta'' < 0$  pour un mode se propageant en  $e^{-j\beta^* z}$ );  $f$  et  $\epsilon_i^*$  sont respectivement la fréquence et la permittivité relative complexe de chaque milieu. La résolution de ce système d'équations est obtenue en utilisant une méthode de moments connue sous le nom de méthode de Galerkin. Cette méthode nécessite le choix d'une base complète de fonctions. Dans le cas d'une ligne microruban, cette base est constituée par les courants superficiels sur l'interface  $y=D$ .

$$\begin{aligned} J_z(x, D) &= \sum_{n=1}^{\infty} c_n J_{z_n}(x, D) \\ J_x(x, D) &= \sum_{p=1}^{\infty} d_p J_{x_p}(x, D) \end{aligned} \quad (2)$$

Les fonctions repérées par les indices  $n$  et  $p$  constituent cette base; elles doivent être orthogonales et nulles pour  $|x| > W/2$ . Les éléments  $c_n$  et  $d_p$  sont des constantes à déterminer. Le système à résoudre est alors de la forme:  $[\tilde{E}] = [Z][\tilde{J}]$ . (3).

L'introduction d'un produit scalaire défini comme suit :

$$\langle J(x, D) \cdot E(x, D) \rangle = \frac{1}{L} \langle J(m, D) \cdot E(m, D) \rangle = 0$$

permet de transformer le système (3) en un système homogène :

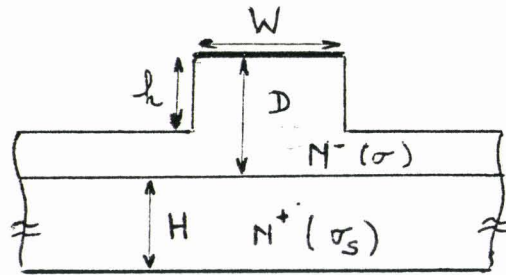
$$\sum_{n=1}^{\infty} K_{r,m}(\omega, \beta^*) c_n + \sum_{p=1}^{\infty} M_{r,p}(\omega, \beta^*) d_p = 0 \quad r = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} N_{s,m}(\omega, \beta^*) c_n + \sum_{p=1}^{\infty} P_{s,p}(\omega, \beta^*) d_p = 0 \quad s = 1, 2, 3, \dots$$

Pour une fréquence donnée, la constante de propagation est solution du déterminant du système (4). Pour un couple  $(\omega, \beta)$  solution, on peut alors calculer les coefficients  $c_n$  et  $d_p$  et obtenir ainsi les composantes de champ. La recherche des valeurs de la constante de propagation nécessite la mise en oeuvre de recherche de solutions dans le plan complexe basée sur l'application des calculs de résidus.

### Résultats numériques :

Nous avons appliqué cette méthode pour analyser le comportement du guide en arête de la figure 2 en faisant les approximations suivantes :



Fig(2):  $D=4\mu\text{m}$ ;  $h=1,2\mu\text{m}$ ;  $W=6\mu\text{m}$ ;  $H=300\mu\text{m}$ ;  $N^+=2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$   
 $N^-=10^{14} \text{cm}^{-3}$ ;  $\epsilon_r=13$ ;  $\sigma_s=700 \text{ } \Omega/\text{cm}$ ;  $\sigma=0$ .

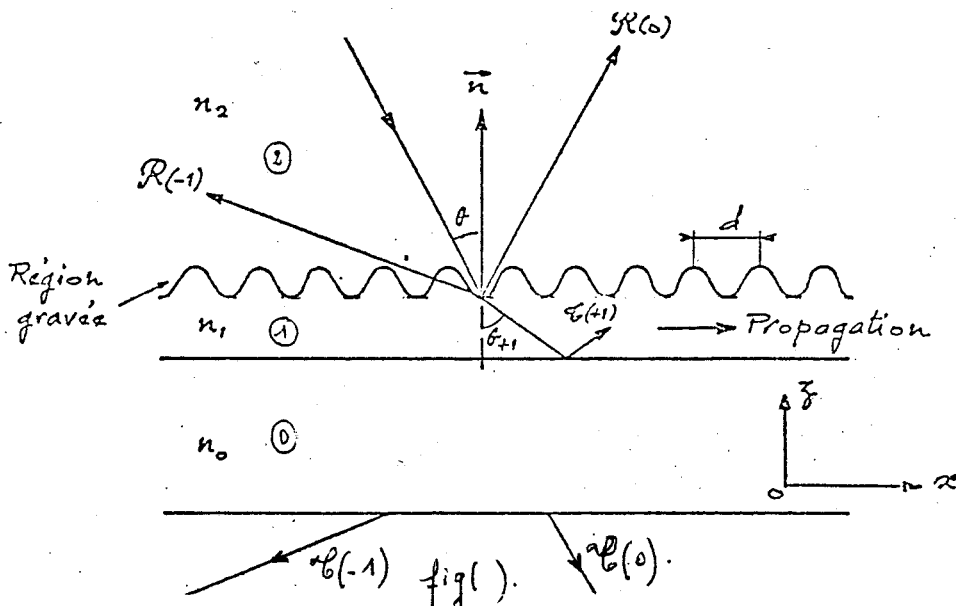
- Pour les lignes à contact Schottky, l'utilisation de l'A.D.S. ne nous permet pas de prendre en compte la forme de la zone déserte; nous étudions un modèle planaire dans lequel la couche à permittivité réelle simule l'influence de la zone déplétée. Dans le calcul nous avons considéré que celle-ci s'étend sur toute l'épaisseur du guide.
- La structure étudiée est en fait celle de la figure 1, c'est à dire un guide plan. La validité de cette approximation est justifiée dans la mesure où l'énergie électrique et magnétique est localisée sur le ruban
- Le métal est considéré parfait et nous négligeons son épaisseur.
- Les milieux sont considérés isotropes. Le substrat est caractérisé par une permittivité complexe ( $\epsilon_r=13$ ,  $\sigma_s=700 \text{ } \Omega/\text{cm}$ ), nous considérons la couche guidante totalement désertée ( $\epsilon_r=13$ ,  $\sigma=0$ ).

## ANNEXE VIII

### Principe du couplage par réseau :

Considérons le schéma de la figure 1, un réseau de phase est situé à la surface du guide. Soit  $\vec{n}$  le vecteur normal au plan du réseau; une onde plane tombe sur ce réseau en faisant un angle  $\theta$  par rapport à  $n$ . Si un des ordres  $p$  de diffraction du réseau transmis dans le guide présente une constante de propagation  $\beta_p$  telle que  $\beta_p = \beta_m$ , le mode  $m$  de propagation est couplé au champ électromagnétique incident et des échanges d'énergie entre eux sont possibles. Dans le cas de la figure 1, c'est l'ordre de diffraction transmis + 1 qui assure le couplage.

La condition de couplage s'écrit :  $\beta_m = n_2 k_0 \sin \theta + p \frac{2\pi}{d}$  (1)  
 où  $\beta_m$  est la constante de propagation du mode guidé (non perturbée),  
 $p = 0, \pm 1, \pm 2$  est l'ordre de diffraction,  $d$  le pas du réseau,  $\theta$  et  $n_2$   
 sont respectivement l'angle d'incidence et l'indice de réfraction du milieu ( $n_2 = 1$ ).



Evolution de l'amplitude guidée sous le dispositif coupleur :

- en présence d'un champ incident.

Considérons une onde plane d'amplitude  $A_0$  et tombant sur le guide d'onde en formant un angle  $\theta$  avec la normale à celui-ci. Sa constante de propagation  $\beta$  est donnée par :  $\beta = n_2 k_0 \sin \theta$ . Supposons qu'un dispositif, que nous appellerons coupleur, transforme par unité de longueur en  $x$ , une partie  $K_m A_0$  de l'amplitude incidente en une amplitude guidée ajoutant ainsi en phase au mode  $m$  de propagation une quantité :  $K_m A_0 e^{i\beta m x}$ . Pour un élément de longueur  $dx$ , la variation de l'amplitude du mode  $m$  sera :

$$C_m(x+dx) - C_m(x) = K_m A_0 dx \quad (2)$$

et l'amplitude guidée croîtra linéairement avec  $x$ . Mais si le transfert d'énergie d'une source extérieure dans le mode  $m$  du guide est rendue possible par le dispositif coupleur, le phénomène inverse l'est aussi; l'énergie guidée constituant cette fois la source. Dans ces conditions, l'amplitude guidée décroît linéairement avec  $x$  et par unité de longueur d'une quantité  $\alpha_m C_m$  qui lui est proportionnelle.

La relation (2) devient alors :

$$C_m(x+dx) - C_m(x) = K_m A_0 dx - \alpha_m C_m dx \quad (3)$$

soit

$$\frac{dC_m(x)}{dx} = K_m A_0 - \alpha_m C_m \quad (4)$$

Cette équation différentielle, caractéristique du couplage distribué, rend compte de la compétition des deux phénomènes antagonistes suivant :

- Une alimentation en phase de l'amplitude guidée qui est proportionnelle à l'amplitude du champ incident  $A_0$  et qui constitue le couplage élémentaire.

- Une fuite de l'énergie guidée en dehors du mode de propagation qui correspond au recouplage élémentaire.

En l'absence de champ incident, l'équation différentielle (4) devient :

$$\frac{dC_m}{dx} = -\alpha_m C_m \quad (5)$$

Dans ce cas le seul phénomène en présence est le phénomène de fuite.

En présence d'un champ incident, si l'on suppose que le coupleur débute en  $x=0$  et que  $C_m(0) \neq 0$ ; l'équation (4) a pour solution :

$$C_m(x) = A_0 \frac{k_m}{\alpha_m} (1 - e^{-\alpha_m x}) \quad (6)$$

Dans la pratique pour exciter un mode du guide il faut :

- Limiter le dispositif coupleur
- Amener le faisceau incident à la limite de ce dispositif.

Ceci nous amène à définir quelques paramètres caractéristiques du couplage.

L'efficacité de couplage définie comme le rapport entre la puissance guidée et la puissance incidente :  $\eta(L) = P_m(L)/P(L)$  (7) et qui a pour expression :

$$\eta(L) = 2 \frac{|k_m|^2 \omega \mu_0}{\alpha_m n_2 k_0 \sin \theta} \left[ \frac{(1 - e^{-\alpha_m L})}{\alpha_m L} \right] \quad (8)$$

Cette fonction passe par un maximum de l'ordre de 0,407 pour la valeur 1,25 du produit  $\alpha_m L$ . Ceci définit la longueur optimale d'interaction  $L_0$  entre l'onde incidente et le mode guidé :  $L_0 \sim 1,25/\alpha_m$  (9)

Pour cette valeur de la longueur de couplage, l'efficacité de couplage passe par un maximum égal à :

$$\eta_{\max.} = 0,81 \frac{|k_m|^2 \omega \mu_0}{\alpha_m n_2 k_0 \sin \theta} \quad (10)$$

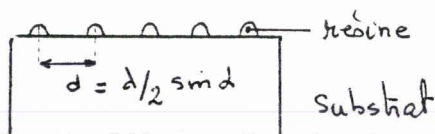
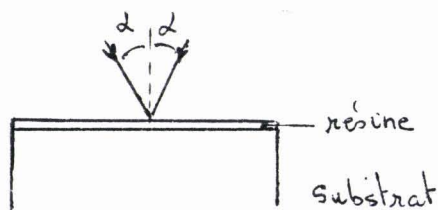
Dans la pratique, la longueur optimale de couplage est inférieure ou de l'ordre du millimètre, mais reste grande devant le pas du réseau et la longueur d'onde d'excitation. En général, la longueur du dispositif coupleur sera grande devant  $L_0$  et c'est le faisceau laser incident qui limite cette dimension.

Après ce bref rappel, nous décrivons les quelques essais effectués pour la réalisation de réseaux sur AsGa, en collaboration avec l'Université de Valenciennes et dans le cadre du pôle microélectronique du Nord-Pas de Calais.

### Processus de réalisation d'un réseau holographique :

Il est constitué de quatre étapes :

- Dépôt d'une couche de résine + séchage
- Insolation : l'échantillon est placé dans le champ d'interférence d'un montage interférométrique de manière à permettre l'enregistrement du réseau (schématisé figure 2)
- Révélation (figure 2)
- Transfert du réseau holographique dans le substrat de GaAs par usinage ionique (ou chimique).



fig(2) : étape insolation - révélation.  $\lambda = 0,4416 \mu\text{m}$   
 pour un angle d'incidence  $\theta = 45^\circ$ , le pas du réseau est  
 de  $d = 0,42 \mu\text{m}$  (expression 1) soit un angle  $\alpha = 31^\circ 71$ .

Détaillons quelque peu ces différentes étapes :

1) La première étape dans la fabrication du réseau est le dépôt d'une couche de résine photosensible (Shipley AZ 1450) sur le substrat de GaAs qui a été auparavant nettoyé avec les plus grands soins. De manière à obtenir des couches d'épaisseurs reproductibles et très fines, il a été nécessaire de procéder à un étalonnage de la tournette. Nos essais ont montré qu'avec cette résine et pour une vitesse de rotation de 9000 tours/min la hauteur minimale de résine est de l'ordre de  $2500 \text{ \AA}$  ; elle reste trop importante et doit être à l'origine de notre échec.

2) Principe du dispositif d'enregistrement holographique. L'échantillon d'Arséniure de Gallium est alors placé dans le champ d'interférence du montage interférométrique de manière à permettre l'enregistrement du réseau. Le dispositif, mis au point à l'Université de Valenciennes, est décrit figure 3 :

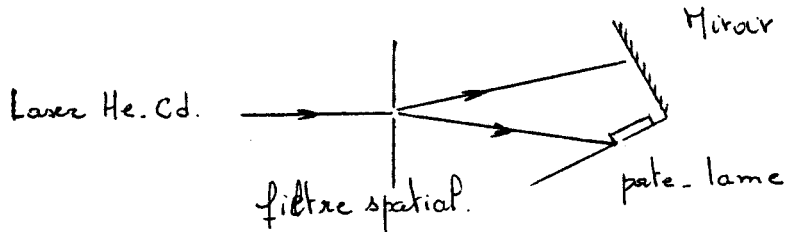
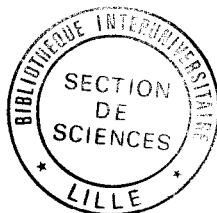


Fig (3) : dispositif interférométrique d'insolation de résine.

L'appareil ne comporte qu'un filtre spatial de  $10 \mu\text{m}$  et un miroir solidaire du porte-lame. La rotation du bloc miroir-porte-lame, situé à  $4,5\text{m}$  du filtre spatial permet d'ajuster le pas du réseau avec l'aide d'un laser He.Cd de  $25\text{mW}$ . Nous avons choisi des temps d'illumination variant de  $5\text{mm}$  à  $30\text{mm}$  par pas de  $5\text{mm}$ .





3) La révélation : Elle doit permettre la dissolution de la résine aux endroits insolés. Cependant sur tous les essais effectués, nous constatons une dissolution de la résine sur toute la surface du semiconducteur et ceci quelle que soit la durée de la révélation. Ce résultat provient certainement de l'épaisseur trop importante de résine. En effet, elle favorise l'existence d'ondes stationnaires qui résultent de l'interférence entre les faisceau incident et le faisceau réfléchi. L'interférence initialement à deux ondes devient une interférence à ondes multiples et détruit les franges d'interférence, la modulation de l'intensité disparaît, en d'autres termes la résine est complètement insolée.

La disparition de ces ondes stationnaires passe par une diminution de l'épaisseur de résine; de l'ordre de  $1000 \text{ \AA}$ . La résine utilisée doit donc être diluée. Ne disposant pas de solvant organique assurant une meilleure fluidité de la résine, nous avons été contraint à arrêter nos essais.