



HAL
open science

Conception et technologie de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant par la surface au moyen de réflecteurs de Bragg distribués

Philippe Arguel

► **To cite this version:**

Philippe Arguel. Conception et technologie de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant par la surface au moyen de réflecteurs de Bragg distribués. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1995. Français. NNT: . tel-00145680

HAL Id: tel-00145680

<https://theses.hal.science/tel-00145680v1>

Submitted on 11 May 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Année 1995

THESE

présentée au

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse

Spécialité : Microélectronique / Optoélectronique

par

Philippe ARGUEL

CONCEPTION ET TECHNOLOGIE DE DIODES LASER GaAlAs/GaAs EMETTANT PAR LA SURFACE AU MOYEN DE REFLECTEURS DE BRAGG DISTRIBUES

Soutenue le 13 Décembre 1995, devant le Jury composé de :

| | | |
|-------------|-----|------------------------------|
| Président | M. | J. GRAFFEUIL |
| Rapporteurs | MM. | J. BENOIT D. DECOSTER |
| Examineurs | M. | C. ALIBERT |
| | MME | S. BONNEFONT |
| | MM. | J.C. BOULEY J.M. LOURTIOZ |
| | MME | F. LOZES-DUPUY |

Rapport LAAS N° 95524

Cette thèse a été préparée au

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

7, Avenue du Colonel Roche - 31077 TOULOUSE Cedex

A Soupetard,
Cézille,
Les Caponsaux,
et le Fort d'Antibolot ...

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS, à Toulouse, au sein de l'équipe "Diodes laser" du groupe de recherches "Structures III-V".

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Alain COSTES, Directeur du LAAS, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, ainsi que Messieurs Henri MARTINOT et Antonio MUNOZ-YAGUE, responsables successifs du groupe "Structures III-V", pour m'avoir intégré à leur équipe.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Jacques GRAFFEUIL, Professeur à l'Université Paul SABATIER de Toulouse, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie très sincèrement Messieurs Jacques BENOIT, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications à Paris, Didier DECOSTER, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, et André JOULLIE, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc à Montpellier, pour avoir accepté de se plonger dans la lecture minutieuse de ce mémoire et d'être les rapporteurs de mes travaux.

Je remercie chaleureusement Messieurs Claude ALIBERT, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc à Montpellier, Jean-Claude BOULEY, Responsable du groupement "Optoélectronique matériaux et composants" du Centre National d'Etudes des Télécommunications à Bagnaux, et Jean-Michel LOURTIOZ, Directeur de recherche à l'Institut d'Electronique Fondamentale à Orsay, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes études et pour avoir accepté d'être membres du jury.

Je tiens à faire part de ma plus profonde reconnaissance à Françoise LOZES-DUPUY qui, avec ses immenses qualités tant scientifiques qu'humaines, a encadré les trois années de travail qui ont abouti à ce mémoire. Son enthousiasme, sa rigueur et sa disponibilité, associés à de nombreuses remarques toujours très judicieuses, ont constamment accompagné le déroulement de mes recherches.

J'adresse de très chaleureux remerciements à Sophie BONNEFONT qui, avec son perpétuel sourire et une patience à toute épreuve, a répondu à une foule d'interrogations sur la modélisation des diodes laser DBR. Par ses compétences et sa disponibilité, elle a largement contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie très sincèrement Monsieur Henri MARTINOT pour les nombreuses discussions toujours très rigoureuses et constructives qui ont ponctué le déroulement de mes travaux. Ses approches scientifique et philosophique des problèmes ne sauraient laisser indifférent et ont marqué, de façon certaine, le doctorant que j'ai été.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du service TEAM qui m'ont toujours apporté l'aide technique dont j'avais besoin, et je n'oublierai pas le dévouement et la disponibilité

dont ont fait preuve Christian SOLANO, lors de "mon" installation dans la centrale de masques, et Bernard ROUSSET, qui m'a initié au maniement du microscope électronique à balayage et m'a dévoilé quelques "secrets" nécessaires à la réalisation de bons clichés ...

De même, je tiens à remercier Serge MATHIEU pour la minutie qu'il a portée à la réalisation de toutes les pièces mécaniques nécessaires à mes études expérimentales.

Enfin, j'adresse mes sincères remerciements à Jean-Pierre BOUZINAC, du CERT-ONERA, pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée et le matériel qu'il a mis à ma disposition lors des étapes de caractérisation des diodes laser DBR.

Le bon déroulement de ces trois années passées au LAAS doit beaucoup à l'échange de quelques mots sympathiques ou à l'entretien de discussions "philosophiques" venant égayer le déroulement des recherches. Dans ce domaine, une place de choix était réservée aux repas où, pour vaincre toute forme d'ennui, je recommande la compagnie de Steph, Bernard, José, Serge ou la Go ...

Je terminerai par une pensée émue et très affectueuse pour Nathalie, mon épouse, qui m'a continuellement soutenu et encouragé durant ces années d'études et qui, grâce à sa compréhension, m'a permis de mener mes travaux dans une appréciable sérénité.

TABLE DES MATIERES

LISTE DES SYMBOLES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I MODELISATION D'UNE DIODE LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE

Introduction 11

I-1 Présentation du composant 11

I-1.1 Description d'une diode laser DBR 11

I-1.2 Réseau de Bragg 14

I-2 Modélisation de la cavité optique d'une diode laser DBR à émission par la surface 18

I-2.1 Zone de gain 18

I-2.2 Zone de réseau 20

I-2.2.1 Equations du modèle 21

Ondes partielles principales 23

Ondes partielles secondaires 25

I-2.2.2 Résolution du système d'équations en $R(z)$ et $S(z)$ 26

I-2.2.3 Coefficients de réflexion et de transmission de la zone de réseau 28

I-2.2.4 Coefficient de diffraction vers le milieu surmontant le réseau 29

I-2.3 Condition d'oscillation dans la cavité DBR 30

| | |
|---|----|
| I-3 Caractéristiques de fonctionnement de la diode laser DBR à émission par la surface | 32 |
| I-3.1 Courant de seuil | 32 |
| I-3.2 Rendement différentiel | 33 |
| I-3.3 Caractéristique puissance-courant | 35 |
| I-3.4 Diagramme de rayonnement | 36 |
| Conclusion | 37 |

CHAPITRE II CONCEPTION DE RESEAUX DIFFRACTANTS POUR DIODES LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE

| | |
|--|----|
| Introduction | 41 |
| II-1 Principe de simulation informatique | 41 |
| <i>Zone de gain</i> | 42 |
| <i>Zone de réseau</i> | 42 |
| <i>Diode laser DBR complète</i> | 44 |
| II-2 Simulation du fonctionnement d'une diode laser DBR à émission par la surface | 44 |
| II-2.1 Description du composant | 44 |
| II-2.2 Caractéristiques de fonctionnement | 46 |
| II-2.2.1 Spectres de gain et d'absorption | 46 |
| II-2.2.2 Indices effectifs et pas du réseau | 47 |
| II-2.2.3 Spectres de réflectivité, de transmission et d'émissions | 48 |
| II-2.2.4 Modes résonnants de la cavité | 49 |
| II-2.2.5 Rendement différentiel | 51 |
| II-2.2.6 Diagramme de rayonnement | 53 |
| II-3 Conception de diodes laser DBR à émission surfactive : étude de réseaux diffractants | 54 |
| II-3.1 Structure et paramètres étudiés | 54 |

| | |
|--|-----------|
| II-3.2 Influence des paramètres longitudinaux | 55 |
| II-3.2.1 Influence de la longueur de réseau | 55 |
| II-3.2.2 Influence du rapport d'ouverture | 56 |
| II-3.2.3 Influence du pas | 58 |
| II-3.3 Influence des paramètres transverses | 60 |
| II-3.4 Influence des paramètres d'accord | 61 |
| II-3.4.1 Influence de z_0 | 62 |
| II-3.4.2 Influence de x | 67 |
| Conclusion | 70 |

CHAPITRE III

REALISATION D'UN RESEAU DIFFRACTANT AU PAS DE 250 nm SUR SUBSTRAT DE GaAs PLAN

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 75 |
| III-1 Etude et mise en œuvre du banc d'insolation holographique | 75 |
| III-1.1 Principe | 76 |
| III-1.2 Montage interférentiel | 76 |
| III-1.2.1 Laser Argon | 76 |
| III-1.2.2 Lame demi-onde | 77 |
| III-1.2.3 Filtre spatial | 77 |
| III-1.2.4 Dièdre interférentiel | 77 |
| III-1.3 Définition du pas du réseau | 78 |
| III-1.3.1 Orientation du dièdre interférentiel dans le cas idéal de l'onde plane | 79 |
| III-1.3.2 Orientation du dièdre interférentiel dans le cas de l'onde sphérique | 80 |
| <i>a) Dérive du pas des interférences</i> | 81 |
| <i>b) Orientation des franges</i> | 83 |
| III-1.4 Mise en œuvre pratique du montage interférentiel | 84 |
| III-1.4.1 Orthogonalité des faces du dièdre | 85 |
| III-1.4.2 Position de l'arête du dièdre | 86 |
| III-1.4.3 Orientation de l'échantillon | 87 |
| III-1.4.4 Incertitude sur la définition du pas | 89 |

| | |
|--|-----|
| III-2 Réalisation d'un réseau diffractant au pas de 250 nm sur substrat de GaAs plan | 89 |
| III-2.1 L'enduction de résine photosensible | 89 |
| III-2.1.1 Répartition d'énergie à l'intérieur de la couche de résine | 90 |
| <i>a) Caractérisation d'une résine photosensible positive</i> | 90 |
| <i>b) Simulation de l'insolation holographique et du développement d'une résine positive</i> | 93 |
| III-2.1.2 Choix du procédé technologique d'enduction | 95 |
| III-2.2 L'insolation et le développement du masque de résine | 98 |
| III-2.2.1 Homogénéité du masque | 98 |
| III-2.2.2 Ouverture du masque | 98 |
| III-2.3 La gravure du substrat | 99 |
| III-2.4 Procédé technologique complet | 99 |
| | |
| III-3 Mesure du pas d'un réseau par la méthode de Littrow | 102 |
| III-3.1 Principe | 102 |
| III-3.2 Le banc de mesure | 103 |
| III-3.3 Incertitude sur la mesure du pas d'un réseau | 104 |
| III-3.4 Uniformité des réseaux diffractants réalisés | 105 |
| | |
| Conclusion | 105 |

CHAPITRE IV

REALISATION ET CARACTERISATION DE DIODES LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE

| | |
|---|-----|
| Introduction | 109 |
| | |
| IV-1 Procédé de réalisation des réflecteurs de Bragg d'une diode laser DBR à émission par la surface | 110 |
| IV-1.1 Choix de la structure multicouche | 110 |
| IV-1.1.1 Structure multicouche type d'une diode laser GaAlAs/GaAs | 110 |
| IV-1.1.2 Structure adaptée à la définition de zones de réseaux | 112 |
| IV-1.2 Topographie des échantillons | 113 |
| IV-1.3 Détermination du pas à graver | 116 |

| | | |
|----------------------|---|------------|
| IV-1.3.1 | Mesure de la longueur d'onde d'émission λ_0 | 116 |
| IV-1.3.2 | Mesure de l'indice effectif de la structure multicouche | 116 |
| | <i>a) Principe</i> | 117 |
| | <i>b) Le banc de mesure</i> | 117 |
| | <i>c) Détermination de l'indice effectif</i> | 118 |
| IV-1.3.3 | Incertitude sur la détermination du pas | 119 |
| IV-2 | Procédé complet d'élaboration de la diode laser DBR à émission par la surface | 119 |
| IV-2.1 | Etalonnage de la gravure des zones de réseau : gravure de E3 | 119 |
| IV-2.2 | Dépôt des contacts métalliques sur E1 | 120 |
| IV-2.3 | Gravure des zones de réseau sur E1 et E2 | 121 |
| IV-2.4 | Détermination du pas du réseau à graver sur E1 | 122 |
| IV-2.5 | Gravure du réseau de Bragg sur E1 | 123 |
| IV-2.6 | Fin de l'enchaînement technologique | 123 |
| IV-2.7 | En résumé... | 124 |
| IV-3 | Caractérisation des diodes laser DBR réalisées | 126 |
| IV-3.1 | Spectre d'émission | 126 |
| IV-3.2 | Caractéristique P(I) | 127 |
| IV-3.3 | Diagramme de rayonnement | 129 |
| Conclusion | | 130 |
| CONCLUSION | | 133 |
| Annexe A | Spectre d'absorption dans le puits quantique | 139 |
| Annexe B | Détermination de la constante de propagation complexe β dans le guide optique de la zone de contact | 141 |
| Annexe C | Contraste de franges | 145 |
| BIBLIOGRAPHIE | | 147 |

Liste des symboles

| | |
|-----------------|--|
| A | coefficient d'absorption des zones de réseau, en intensité |
| A | constante caractérisant l'absorption de la résine due à l'inhibiteur de dissolution |
| A_q, A_m | coefficients de Fourier |
| a_0 | nombre entier naturel |
| B | constante caractérisant l'absorption de la résine due au polymère |
| b_0 | nombre entier relatif |
| C | constante caractérisant la sensibilité optique de l'inhibiteur de dissolution |
| DM | discrimination modale vis à vis du mode longitudinal dominant |
| \vec{E} | vecteur champ électrique |
| E_1, E_2, E_3 | paramètres expérimentaux caractérisant le développement d'une résine photosensible |
| E_a^r | amplitude, à la profondeur a , du champ électrique de l'onde réfléchie |
| E_a^t | amplitude, à la profondeur a , du champ électrique de l'onde transmise |
| E_y | composante de \vec{E} suivant l'axe y |
| E_y^m | composante, suivant l'axe y , du champ électrique de l'onde partielle m |
| e | charge électrique élémentaire |
| \vec{e}_y | vecteur unitaire porté par l'axe y |
| f | position du réseau dans la structure multicouche : distance entre la couche graduelle et le fond des sillons |
| G | gain en intensité |
| G_{th} | gain au seuil, en intensité |
| G_{th-p} | gain au seuil dans le puits quantique, en intensité |
| g | profondeur d'un sillon du réseau |
| g_{eff} | gain effectif en amplitude |
| h | constante de Planck |
| I | courant de polarisation |
| $I(z,t)$ | intensité lumineuse à la profondeur z à l'instant t |
| $Im()$ | partie imaginaire de () |
| I_s | intensité du rayonnement émis par la surface du composant |
| I_{th} | courant de seuil |
| i | numéro de mode longitudinal |
| i, i', i'' | angles d'incidence |

| | |
|--------------------|---|
| i_k | angle de diffraction du faisceau d'ordre k |
| i_L | angle de Littrow |
| J_0 | densité de courant de transparence |
| J_{th} | densité de courant de seuil |
| J_{th-min} | densité de courant de seuil minimale |
| j | numéro de mode longitudinal |
| j | angle d'incidence |
| k | numéro de frange d'interférence |
| k | ordre de diffraction |
| k' | ordre du faisceau diffracté dans la direction θ' |
| k_0 | norme du vecteur d'onde dans le vide |
| L | distance du trou du filtre spatial à l'arête du dièdre |
| L, L_1, L_2 | longueur de la zone de réseau |
| L_a | longueur de la zone de gain ou du contact métallique |
| L_{a0} | longueur de la zone de gain correspondant à un nombre entier de fois λ_a |
| M | facteur inhibiteur |
| $M(z,t)$ | fraction d'inhibiteur de dissolution restant intact à la profondeur z après une insolation de durée t |
| m | nombre entier relatif |
| m | ordre de diffraction de l'onde guidée |
| N | ordre du réseau |
| n, n_0, n_1, n_2 | indices de réfraction réels |
| n_{eff} | indice effectif réel |
| n_{effa} | indice effectif des zones de gain |
| n_{effr} | indice effectif des zones de réseau |
| n_{eq} | indice de réfraction équivalent correspondant à la couche de réseau |
| \tilde{n} | indice de réfraction complexe |
| \tilde{n}_{eff} | indice effectif complexe |
| P | facteur de normalisation |
| P | période des interférences parasites à l'intérieur de la couche de résine |
| P_1, P_2 | puissances lumineuses |
| P_r | puissance totale entrant dans les deux zones de réseau |
| P_{surf} | puissance diffractée vers la surface du composant (deux réseaux) |
| P_u | puissance diffractée vers la surface d'un réseau |
| P_{tot} | puissance totale entrant dans une zone de réseau |
| p | nombre entier relatif |
| q | nombre entier relatif |
| R, R_1, R_2 | coefficient de réflexion, en intensité, d'une zone de réseau |

| | |
|-----------------------|---|
| R | vitesse de dissolution du polymère |
| $R(z)$ | partie dépendante de z de l'onde principale se propageant vers les z croissants |
| R_0 | $R(z=0)$ |
| $\text{Re}(\)$ | partie réelle de () |
| r | coefficient de réflexion en amplitude de la zone de réseau |
| r_c, r_{c1}, r_{c2} | coefficients de réflexion complexes en amplitude |
| r_f | coefficient de réflexion en amplitude d'une face clivée |
| S | coefficient de diffraction vers le substrat, en intensité |
| $S(z)$ | partie dépendante de z de l'onde principale se propageant vers les z décroissants |
| S_L | $S(z=L)$ |
| T | coefficient de transmission en intensité de la zone de réseau |
| T_{\max} | valeur maximale du coefficient T |
| t | coefficient de transmission en amplitude de la zone de réseau |
| U, U_1, U_2 | coefficient de diffraction vers la surface, en intensité |
| u | écart entre une frange d'interférence en ondes sphériques et la frange de même ordre obtenue en ondes planes |
| w | largeur d'un sillon du réseau |
| w_a | largeur du contact métallique de la zone de gain |
| x, x_1, x_2 | paramètre géométrique "d'accord" relatif à la phase de l'onde dans la zone de gain |
| y_p | coordonnée, selon l'axe y , d'un point P pris sur une frange d'interférence en ondes sphériques |
| y_{pp} | coordonnée, selon l'axe y , d'un point P pris sur une frange d'interférence en ondes planes (frange de même ordre que celle considérée en ondes sphériques) |
| z_0, z_{01}, z_{02} | position, par rapport à l'origine de la zone de réseau, du début du premier sillon entier |
| z_p | coordonnée, selon l'axe z , d'un point P pris sur une frange d'interférence en ondes sphériques |
| α, α_0 | coefficients d'absorption en amplitude |
| α_{eff} | coefficient effectif d'absorption en amplitude |
| α_i | pertes internes de la cavité, en intensité |
| β | constante de propagation complexe |
| β | angle de divergence du faisceau d'insolation |
| β_0 | constante de propagation de Bragg |
| β_a | partie réelle de la constante de propagation complexe dans la zone de gain |
| β_d | gain différentiel du puits quantique |
| β_m | constante de propagation de l'onde partielle m |

| | |
|--------------------------------------|---|
| δ, δ_i | écart entre la constante de propagation de l'onde et la constante de propagation de Bragg |
| ε | défaut de parallélisme entre les franges d'interférence obtenues en ondes planes et celles obtenues en ondes sphériques |
| $\varepsilon_0(x)$ | partie dépendante de x des amplitudes des ondes partielles principales |
| Φ | déphasage entre deux ondes |
| Φ | phase d'un mode longitudinal |
| ϕ, ϕ_1, ϕ_2 | phase d'une onde |
| Γ | facteur de confinement d'un mode dans le puits quantique |
| γ | angle de divergence du faisceau d'insolation |
| η_0 | rendement d'une cavité Pérot-Fabry (équivalente) |
| η_D | rendement différentiel |
| η_{Dmin} | rendement différentiel minimal |
| η_i | rendement quantique interne |
| η_r | rendement des réseaux de diffraction |
| κ_p, κ_p^* | coefficient de couplage direct et son conjugué |
| $\Lambda, \Lambda', \Lambda''$ | pas du réseau |
| Λ_c | pas du réseau coupleur utilisé pour la mesure de l'indice effectif |
| λ | longueur d'onde d'émission dans le matériau |
| λ | longueur d'onde de la radiation d'insolation holographique |
| λ_0 | longueur d'onde d'émission dans le vide |
| λ_a | longueur d'onde, dans la zone de gain, correspondant à λ_m |
| λ_i | longueur d'onde incidente utilisée pour la mesure de l'indice effectif |
| λ_m | longueur d'onde d'émission optimale de la structure (dans le vide) |
| μ_0 | perméabilité magnétique du vide |
| ν | fréquence |
| θ | défaut d'orthogonalité des faces du dièdre interférentiel |
| θ, θ' | angles d'incidence ou de diffraction |
| θ_c | angle de couplage |
| ω | pulsation |
| $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$ | coefficients de couplage indirect |

INTRODUCTION



L'histoire du développement des diodes laser illustre les progrès accomplis, depuis une trentaine d'années, tant sur le plan des concepts fondamentaux que sur la maîtrise des procédés de fabrication. Ainsi, l'essor de nouveaux domaines d'applications tels que le traitement optique du signal, les interconnexions optiques, les futurs systèmes de télécommunications optiques, le pompage de lasers solides, le stockage et l'impression optique, ..., a contribué à la percée de cavités de diodes laser procurant une émission surfacique, c'est à dire orthogonale à celle des diodes laser conventionnelles.

L'émission par la surface offre des perspectives très intéressantes, en particulier :

- la possibilité de réaliser des matrices bidimensionnelles de diodes laser
- la simplification du test et du montage du composant sans procéder au clivage de la plaquette
- la suppression de la dégradation des facettes qui est une des principales limitations des diodes laser de puissance GaAlAs/GaAs
- la simplification de l'interfaçage avec une fibre ou un autre composant optique.

Trois approches différentes ont été suivies :

- la première repose sur une cavité verticale délimitée par des miroirs parallèles au plan des couches
- la seconde consiste à conserver une cavité horizontale conventionnelle et à la coupler avec un défecteur à 45°
- la dernière utilise les propriétés des réseaux de Bragg du deuxième ordre afin de constituer une cavité à contre réaction répartie de type DFB ("distributed feedback"), ou à réflecteurs de Bragg distribués de type DBR ("distributed Bragg reflector") : l'ordre deux des réseaux procure la contre réaction optique tandis que l'ordre un réalise l'émission verticale de la diode.

Les diodes laser à cavité verticale [1]-[3] sont des composants clefs pour la réalisation de matrices de diodes à grande densité et elles ouvrent de vastes domaines d'applications dans les interconnexions optiques, les systèmes de communication optique, le traitement bidimensionnel du signal par voie optique, le stockage optique, ... La faible épaisseur de la cavité optique (de l'ordre du micromètre) procure une émission monofréquence pouvant être modulée à haute fréquence. Le faisceau émis est circulaire et de faible divergence, facilitant tout particulièrement le couplage avec une fibre optique. En raison du faible volume actif, il est nécessaire de réaliser des miroirs d'une réflectivité voisine de 99%, obtenus le plus fréquemment par des réflecteurs de Bragg intégrés, constitués par un empilement périodique de couches quart d'onde alternant des matériaux à haut et

bas indices de réfraction. Depuis les premiers résultats obtenus sur ces composants par Iga et son équipe [1], de nombreux progrès ne cessent d'être effectués pour améliorer le confinement électrique et optique, réduire les effets thermiques, élargir le domaine d'émission à la fois dans le domaine des courtes et grandes longueurs d'onde, réaliser l'accordabilité de l'émission laser ou l'émission sur plusieurs longueurs d'onde à partir d'une seule matrice [4]-[12]. Des matrices de diodes fonctionnant en régime continu avec des courants de seuil de l'ordre du mA et des puissances émises de quelques centaines de μW à quelques dizaines de mW sont désormais disponibles sur le marché.

La seconde approche envisagée pour l'émission surfacique concerne plus particulièrement les applications de puissance dans le domaine du pompage des lasers solides, de l'optronique militaire ou du spatial. Elles remplacent avantageusement les lampes flash utilisées comme source de pompage de cristaux dopés avec des terres rares en apportant des améliorations spectaculaires en fiabilité, rendement, réduction de volume et cadence de modulation. L'émission surfacique est obtenue en incorporant un miroir à 45° , à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité [13], par un procédé de fabrication utilisant généralement la gravure sèche. La technologie de ces diodes laser est plus conventionnelle et facile à maîtriser que celle des diodes à cavité verticale, et elle est compatible avec la réalisation de circuits intégrés photoniques. L'intégration de ces diodes en matrice bidimensionnelle et la minimisation des effets thermiques ont permis d'atteindre des densités de puissance de l'ordre du kW/cm^2 en fonctionnement quasi-continu [14] et de quelques centaines de W/cm^2 en fonctionnement continu [15]. En raison de leur coût compétitif, ces matrices devraient remplacer les empilements de barrettes de diodes laser comme modules de pompage particulièrement efficaces.

Face à la croissance de besoins en diodes laser émettant des puissances hautement cohérentes dans un faisceau de très faible divergence, la troisième voie a porté sur les diodes émettant par la surface au moyen de réseaux diffractants du second ordre. Par rapport aux lasers conventionnels émettant par les facettes, la présence d'une grande fenêtre d'émission permet d'atteindre de plus grandes puissances selon une très faible divergence du faisceau, et la contre réaction sélective des réseaux de Bragg procure une émission monofréquence, de faible largeur de raie et stable en régime dynamique. Après des premiers essais, effectués il y a une vingtaine d'années sur des structures à double hétérojonction [16]-[20], la faisabilité de dispositifs émettant en régime continu n'a pu être établie que par l'introduction d'une couche active à puits quantiques dont les propriétés d'absorption et de confinement optique permettent de limiter la part des pertes optiques [21].

Dès lors, des diodes laser à cavité de type DFB [22]-[28] ou DBR [29]-[38] ont été réalisées, ces dernières étant plus largement développées car elles ne nécessitent pas de reprise d'épithaxie sur les alliages GaAlAs. Ces composants sont caractérisés par une émission monomode et un diagramme de rayonnement étroit dont la divergence est inférieure à 1° dans le sens perpendiculaire aux traits des réseaux. Cependant, les performances sont limitées par une densité de courant de seuil de l'ordre du kA/cm^2 et des rendements différentiels de l'ordre de 10 à 30%, même si elles ont pu être améliorées par des raffinements de la structure tels que le choix d'un substrat transparent [31], l'incorporation d'un réflecteur de Bragg multicouche dans le substrat [43], l'introduction d'une couche active à puits quantique contraint GaInAs associant les performances intrinsèques du puits à celles d'un substrat transparent [26]-[28],[35], ou la définition d'une cavité hybride comportant à la fois un réseau diffractant du premier ordre et un du deuxième ordre [34]. Des matrices linéaires ont été réalisées en couplant longitudinalement l'émission de plusieurs diodes par la mise en commun de leurs réseaux [39]-[46]. Ce dispositif, qui se comporte comme un laser unique dont la cavité est constituée alternativement de sections de gain ou de réseaux, présente des performances attrayantes : puissance d'émission de quelques Watts [45],[46], divergence du faisceau de l'ordre de $0,01^\circ$ [40]-[44], largeur de raie inférieure au MHz [42], possibilité d'ajuster le pointage du faisceau [41]. La réalisation de matrices bidimensionnelles, couplant latéralement les émetteurs par le recouvrement de leurs champs évanescents ou au moyen de branchements en Y [47]-[51], permet d'accroître les performances en puissance tout en réduisant la divergence latérale du faisceau.

Cependant, quelle que soit la configuration considérée, les performances en courant de seuil et en rendement différentiel de ces dispositifs restent inférieures à celles des diodes laser conventionnelles. L'influence des pertes optiques dans les zones passives nécessite en particulier d'optimiser, à travers le pas du réseau, la position de la longueur d'onde d'émission par rapport au maximum du spectre de gain : aucune étude théorique, tenant compte à la fois des propriétés quantiques et modales de la structure, ne permet à ce jour de préciser la gamme de valeurs autorisées pour accorder le réseau. Par ailleurs, le diagramme de rayonnement est caractérisé par des largeurs à mi-hauteur supérieures à celles données par la théorie de la diffraction et il s'avère impossible de réaliser la mise en phase de l'émission de plusieurs sections de réseaux. L'origine de cette incohérence est généralement attribuée à des non uniformités dans les réseaux, sans qu'une étude théorique n'ait approfondi l'influence des paramètres technologiques sur le comportement modal de ces dispositifs.

Pour surmonter ces limitations, les diodes laser de puissance à émission surfacique ont évolué vers des sources de type MOPA selon deux approches :

- la première concerne l'amplification de l'émission d'une diode laser DBR ou DFB par une chaîne d'amplificateurs émettant par la surface au moyen de réseaux de Bragg désaccordés par

rapport à l'oscillateur pour éviter les contre réactions optiques parasites (l'émission n'est pas normale à la surface) [52]-[54]

- la seconde consiste à remplacer la chaîne d'amplificateurs par un seul élément couplant continûment la puissance par la surface au moyen d'un réseau métallisé ou enterré et désaccordé par rapport à l'oscillateur maître [55]-[58].

Dans chaque cas, la mauvaise qualité optique du faisceau obtenu résulte de l'impossibilité de contrôler électriquement la phase de l'onde émise le long de la chaîne amplificatrice ou de l'amplificateur. Face à ces lacunes, et à la suite de sa percée en 1992, la filière MOPA à émission conventionnelle "horizontale" apparaît actuellement la plus performante pour la réalisation de sources de puissance cohérentes dans la gamme du Watt [59].

L'analyse des études théoriques et des réalisations concernant les sources laser émettant par la surface au moyen de réseaux de Bragg du deuxième ordre met en évidence que les différents essais ont été effectués à partir de considérations théoriques qualitatives ou de modèles se limitant au comportement électromagnétique, sans tenir compte de son interaction avec les propriétés électriques et optiques de la structure laser à puits quantique [60]-[67].

Dans ce contexte, nos travaux ont eu pour but de proposer une méthodologie globale d'analyse du comportement de la diode laser DBR à émission surfacique, appuyée par un logiciel de simulation du fonctionnement prenant en compte les paramètres technologiques. L'objectif est d'établir des critères de conception et d'étudier les limites de performances. Le support expérimental a été la réalisation et la caractérisation de diodes laser DBR à émission surfacique. Nous avons mis en place une technique de réalisation des réseaux de Bragg et proposé un procédé complet d'élaboration de la diode. Les performances obtenues sont analysées à partir du modèle théorique.

Le mémoire s'articule en quatre chapitres :

Le premier présente les fondements théoriques du fonctionnement de la diode laser DBR. Les phénomènes de propagation et d'émission sont analysés selon le modèle proposé initialement par Hardy et al, les mécanismes de gain sont décrits rigoureusement en tenant compte des effets d'injection sur la structure de bande, et l'absorption dans les zones passives est évaluée à partir d'une approche phénoménologique originale.

Le deuxième chapitre concerne le développement d'un outil général de modélisation et de conception de la diode à réflecteurs de Bragg distribués du deuxième ordre. Il s'appuie sur la méthodologie décrite précédemment pour établir, à partir des paramètres technologiques et géométriques, les principales caractéristiques de l'émission laser du composant : courant de seuil, rendement, diagramme de rayonnement, spectre, sélectivité modale. Par une analyse systématique de l'influence de ces paramètres, nous établissons les configurations du composant qui optimisent

son fonctionnement ainsi que l'origine des lacunes conceptuelles ou technologiques qui limitent ses performances.

Le troisième chapitre est consacré à la définition des conditions générales de réalisation de réseaux de Bragg et à la mise en place des moyens expérimentaux correspondants. Le banc d'insolation holographique spécialement conçu à cet effet et les conditions de gravure des réseaux sont l'objet d'une description détaillée.

Le quatrième chapitre développe le procédé complet d'élaboration de la diode laser DBR ainsi que les performances obtenues sur les composants réalisés. Le procédé proposé tente de répondre aux conditions particulières imposées par le principe de la structure et les critères de conception. Les diodes laser ainsi réalisées présentent des performances caractéristiques qui sont analysées à partir du modèle théorique.



CHAPITRE I

MODELISATION D'UNE DIODE LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE



Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter les principes de modélisation d'une diode laser émettant par la surface au moyen d'une cavité délimitée par deux réseaux diffractants identiques du deuxième ordre.

La première partie concerne une présentation générale de la structure de ce composant. L'accent est mis sur deux éléments essentiels pour le fonctionnement de cette diode : d'une part, le choix d'une couche active à puits quantique pour limiter les pertes optiques lors de la propagation dans les zones passives de réseau, d'autre part, la nécessité de réaliser des réflecteurs à base de réseaux de Bragg du deuxième ordre pour disposer d'une émission surfacique.

La deuxième partie détaille les conditions d'oscillation à l'intérieur d'une cavité comportant des réseaux de Bragg du deuxième ordre. Les propriétés de rétroaction optique, de transmission, de diffraction vers la surface et le substrat, caractéristiques des mécanismes de propagation dans le guide optique situé sous les réseaux, sont décrites à partir du modèle proposé initialement par Hardy et al. Les conditions d'oscillation sont ensuite établies en considérant la cavité comme une cavité de type Pérot-Fabry munie de réflecteurs présentant les propriétés sélectives en longueur d'onde précédemment déterminées.

Les principales caractéristiques du fonctionnement statique d'une diode laser DBR à émission surfacique sont déterminées selon un modèle présenté dans une troisième partie. La détermination des spectres de gain et d'absorption ainsi que des relations gain-courant caractéristiques de la couche active à puits quantique d'une part, et la modélisation des phénomènes de propagation dans le guide diélectrique multicouche de la structure associé à la zone active de gain ou aux zones passives des réseaux d'autre part, sont couplées à la condition d'oscillation de la cavité pour déduire les performances au seuil et en émission de la diode laser.

I-1 Présentation du composant

La diode laser DBR à émission par la surface, son principe de fonctionnement et un rappel des propriétés d'un réseau de Bragg d'ordre deux sont présentés dans ce paragraphe.

I-1.1 Description d'une diode laser DBR :

Une diode laser DBR de la filière GaAlAs/GaAs est constituée d'une structure multicouche GRIN-SCH (GRadual INDEX Separate Confinement Heterostructure) comportant un ou plusieurs

puits quantiques, identique à celle d'une diode laser à cavité conventionnelle. Cette structure de couches est décrite de façon détaillée dans le paragraphe IV-1.1.

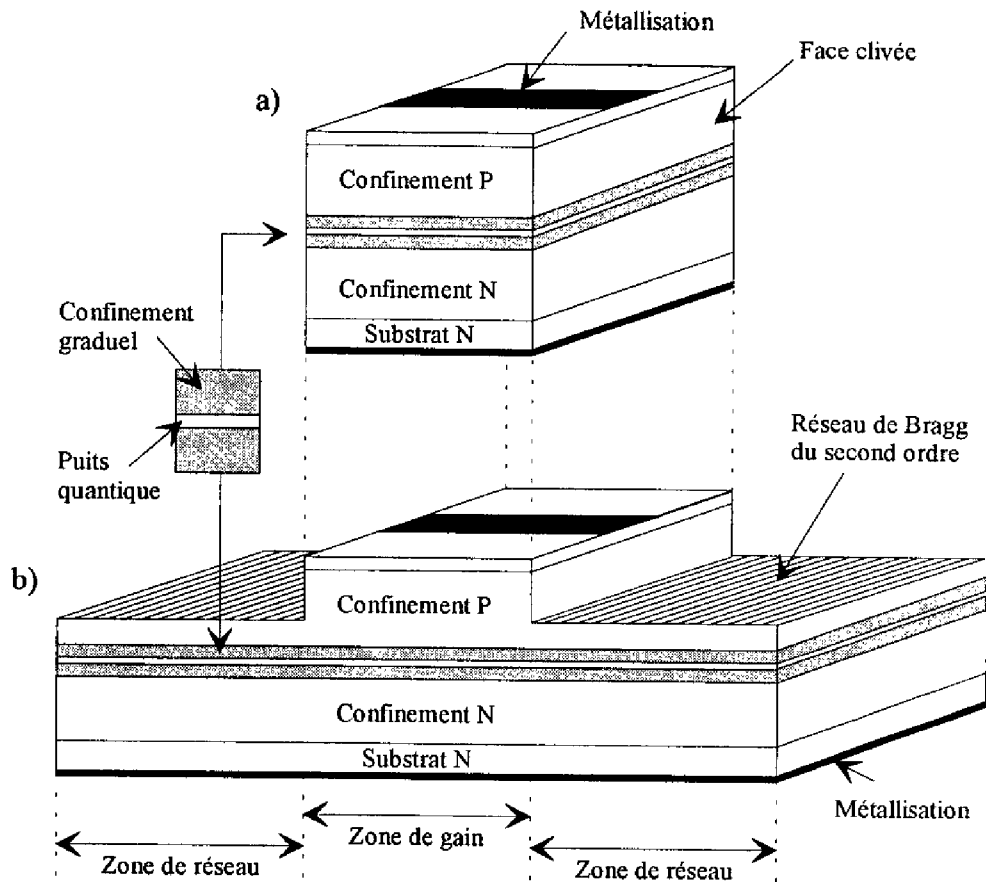


Fig.I-1 : Représentation schématique d'une diode laser à cavité conventionnelle (a) et d'une diode laser DBR (b).

Pour une cavité résonante conventionnelle (Fig.I-1.a), le rayonnement produit dans la zone pompée est réfléchi alternativement par les faces clivées du composant qui jouent le rôle de miroirs plans se faisant face : la cavité, de type Pérot-Fabry, comporte des miroirs non sélectifs en longueur d'onde et présente plusieurs modes longitudinaux résonants. Ce type de diodes laser procure un faisceau qui émerge par ses faces clivées (Fig.I-2.a).

La cavité de la diode laser DBR (Fig.I-1.b) est, quant à elle, constituée de trois parties distinctes :

- la zone de gain centrale, semblable à celle de la diode conventionnelle, dans laquelle a lieu l'amplification du rayonnement

- les deux zones latérales, dites "zones de réseau", qui jouent à la fois le rôle de miroir et de filtre fréquentiel.

Les miroirs sont ici des miroirs distribués, ou miroirs de Bragg, qui réfléchissent progressivement l'onde au cours de sa propagation. Leur coefficient de réflexion est fonction des caractéristiques de la structure et notamment de la géométrie du réseau qui introduit, pour ces miroirs, une sélectivité en longueur d'onde. En utilisant un réseau de Bragg d'ordre deux, une fraction de l'onde pourra être diffractée perpendiculairement à la surface du composant et fournir l'émission surfacique recherchée (Fig.I-2.b).

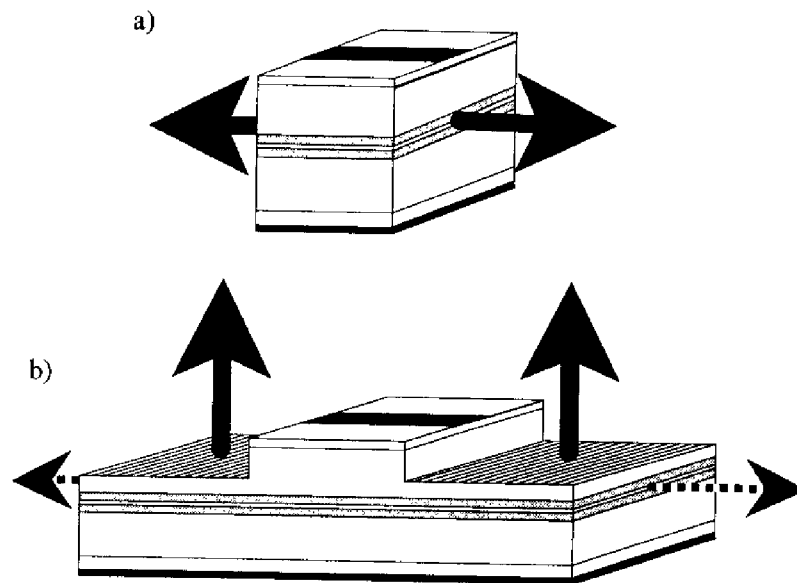


Fig.I-2 : Emission par les faces clivées d'une diode laser à cavité conventionnelle (a) et émission par la surface d'une diode laser DBR à réseaux de Bragg d'ordre deux (b).

Dans un composant DBR, l'onde lumineuse passe donc alternativement, au cours de son oscillation, d'une zone amplificatrice pompée électriquement à une zone à pertes non pompée. Pour atteindre l'effet laser, il est nécessaire de limiter ces pertes tout en favorisant une émission par la surface de la structure. L'absorption des zones de réseau est minimisée par les propriétés d'une couche active à puits quantique [68]. En effet, suite à la réduction de bande interdite associée aux niveaux d'injection caractéristiques de l'émission laser, l'énergie du maximum du spectre de gain est typiquement inférieure de 20 à 30 meV à celle associée au seuil d'absorption. Il en résulte une faible absorption dans le puits quantique passif [69] et, grâce au faible facteur de confinement

optique de la structure à puits quantique, une absorption "effective" très faible (de l'ordre de quelques cm^{-1}) dans le guide situé sous les zones de réseau.

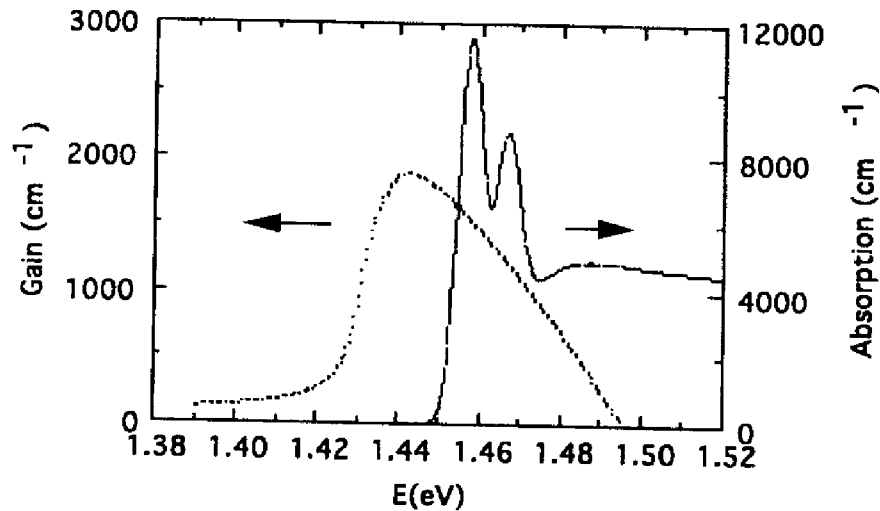


Fig.I-3 : Spectres de gain et d'absorption d'un puits quantique en GaAs d'une épaisseur de 10 nm encadré par des barrières de $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$.

La figure I-3 illustre ces propriétés dans le cas d'un puits quantique en GaAs d'une épaisseur de 10 nm encadré par des barrières de $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$. Le spectre d'absorption dans le puits passif a été déterminé à partir d'une expression analytique du coefficient d'absorption près du bord d'absorption [70] et de l'énergie de liaison de l'exciton [71] selon les relations reportées en annexe A. Le spectre de gain a été calculé à l'aide du logiciel CADILAC (Conception Assistée de DIodes LAsEr à puits quantique Contraint) développé au laboratoire [72]. Ce logiciel s'appuie sur une méthodologie générale de détermination des conditions de fonctionnement au seuil pour les diodes laser à puits quantiques. Il utilise un modèle approfondi des puits quantiques qui tient compte, en particulier, de la non parabolicité des bandes, des effets de renormalisation de bande interdite et des effets de relaxation intrabande sur l'élargissement du spectre de gain.

I-1.2 Réseau de Bragg :

Un réseau de Bragg est une structure périodique, de pas Λ , dont le motif élémentaire peut présenter une géométrie quelconque (Fig.I-4.a).

Un rayonnement tombant sur une telle structure avec un angle d'incidence θ donne naissance à un ou plusieurs faisceaux diffractés (Fig.I-4.b). Les directions de diffraction sont définies par les angles θ' vérifiant la relation de Bragg :

$$\Lambda \cdot (\cos \theta - \cos \theta') = k' \cdot \lambda \quad (I.1)$$

- où Λ est le pas du réseau de Bragg
 θ et θ' sont définis par rapport au plan du réseau
 k' est l'ordre du faisceau diffracté dans la direction θ' (k' est un entier)
 et λ est la longueur d'onde du rayonnement incident (dans le matériau)

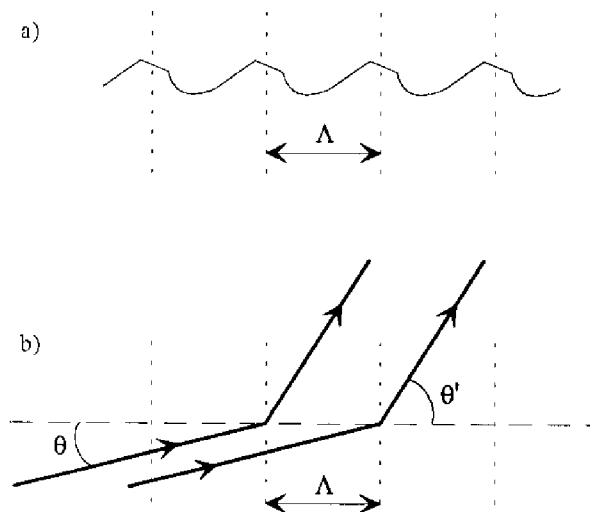


Fig.I-4 : Réseau de Bragg (a) et diffraction d'un faisceau par une structure périodique (b).

Dans le cas d'une diode laser DBR, l'angle θ est nul et l'oscillation de l'onde dans la cavité est obtenue pour un faisceau diffracté dans la direction $\theta' = \pi$.

Les valeurs particulières de ces deux angles conduisent à la relation :

$$2\Lambda = k'_{max} \cdot \lambda = N \cdot \lambda \quad (I.2)$$

où k'_{max} est égal à l'ordre N du réseau de Bragg considéré.

Pour obtenir une émission par la surface du réseau, il doit également exister un faisceau d'ordre k' compris entre 0 et N , ce qui impose : $N \geq 2$.

Afin de limiter les pertes engendrées, dans les zones de réseau, par une multiplication des ordres de diffraction et de conserver ainsi une réalimentation importante de la zone de gain, on prend $N = 2$.

On a alors :

$$\Lambda = \lambda \quad \text{avec} \quad 0 \leq k' \leq 2 \quad (\text{I.3})$$

L'angle θ étant toujours nul, la relation de Bragg conduit à :

$$k' = 0 \Rightarrow \cos \theta' = 1 \Rightarrow \theta' = 0 \quad (\text{I.4})$$

$$k' = 1 \Rightarrow \cos \theta' = 0 \Rightarrow \theta' = \pm \frac{\pi}{2} \quad (\text{I.5})$$

$$k' = 2 \Rightarrow \cos \theta' = -1 \Rightarrow \theta' = \pi \quad (\text{I.6})$$

Les directions de propagation des différents faisceaux diffractés sont ainsi soit contenues dans le plan des couches, soit normales à celui-ci (Fig.I-5).

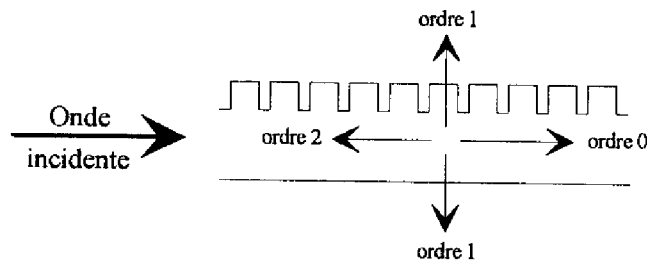


Fig.I-5 : Faisceaux diffractés par un réseau de Bragg du second ordre, en incidence rasante.

De façon générale, un faisceau tombant en incidence rasante sur un réseau de Bragg d'ordre N donne donc naissance à un faisceau rétrodiffusé monochromatique dont la longueur d'onde, dans la structure, est égale au pas du réseau affecté du coefficient multiplicatif $2/N$. C'est cet aspect de "miroir sélectif" qui est mis en œuvre dans les diodes laser DBR et qui contribue à l'oscillation d'un seul mode dans la cavité optique.

Comme on vient de le voir, si le réseau est d'ordre deux, le composant émettra perpendiculairement à sa surface une fraction de l'onde oscillante.

Sur une diode laser DBR, la structure des zones de réseau peut être schématisée par la figure I-6 où les paramètres géométriques caractéristiques sont indiqués ci-dessous :

- L : longueur de la zone de réseau
- Λ : pas du réseau
- w : largeur du sillon gravé
- g : profondeur de gravure
- f : distance entre le "haut" de la couche graduelle et le fond de gravure des sillons
- z_0 : position, par rapport à l'origine de la zone de réseau, du début du premier sillon entier

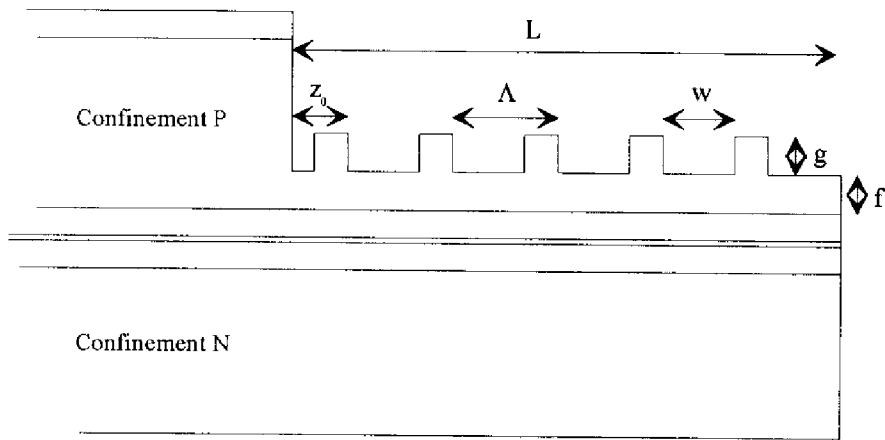


Fig.I-6 : Définition des paramètres géométriques d'une zone de réseau.

Dans les zones de réseau, le guide optique constitué par l'empilement de couches encadrant le puits quantique est caractérisé par un indice effectif noté n_{eff} . Cet indice lie le pas Λ de la structure d'ordre deux à la longueur d'onde d'émission dans le vide λ_0 par l'expression :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{n_{\text{eff}}} \quad (I.7)$$

Des réseaux, au profil rectangulaire, seront seuls considérés dans le cadre de cette étude : cette géométrie correspond en effet au type de réseau réalisé par la technique de gravure ionique réactive très développée à ce jour.

I-2 Modélisation de la cavité optique d'une diode laser DBR à émission par la surface

La modélisation d'une diode laser DBR s'articule autour du fait que la réflectivité des miroirs répartis est fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons à l'aspect optique du fonctionnement.

Un mode oscillant de la diode à réseaux de Bragg peut être déterminé de manière analogue à celui d'une diode conventionnelle, en prenant en compte la dépendance en longueur d'onde de la réflectivité des miroirs fermant la cavité. La caractérisation optique de la diode laser DBR à puits quantique se fait donc par les déterminations successives :

- des propriétés d'émission et de gain caractéristiques de la région active à puits quantique
- de la constante de propagation dans la zone de gain constituée d'un guide multicouche
- de la réflectivité des réseaux en fonction de la longueur d'onde, à l'aide d'un modèle de propagation d'une onde dans un guide multicouche présentant une périodicité suivant la direction de propagation

- des conditions d'oscillation dans la cavité optique fermée par des réseaux de Bragg.

De l'ensemble de ces résultats, nous pourrons alors déduire le gain au seuil de la structure complète, les modes longitudinaux de la cavité ainsi que leur discrimination.

Dans la fin du chapitre, nous considérerons l'aspect électrique du fonctionnement de la diode afin de déterminer son courant de seuil, son rendement et la puissance émise en fonction du courant injecté. Nous terminerons par l'étude du diagramme de rayonnement d'une diode laser DBR à émission par la surface.

I-2.1 Zone de gain :

L'étude de la propagation de l'onde lumineuse dans la zone de gain suppose la détermination de la constante de propagation de cette onde dans un guide planaire multicouche.

Pour cette étude, nous nous intéresserons à la structure située sous le contact métallique et que nous appellerons "zone de contact". De plus, nous considérerons que l'injection de porteurs est uniforme sur la totalité de cette zone, suivant les directions y et z (Fig.I-7).

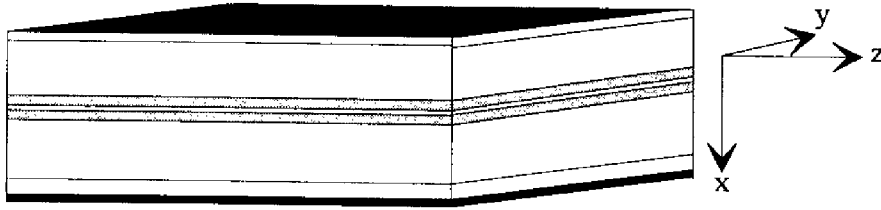


Fig.I-7 : Représentation de la zone de contact et définition des axes x, y et z.

Dans la zone de contact, le guide optique est donc caractérisé par un indice complexe dépendant de x et noté : $\tilde{n}(x)$.

Si on considère un mode transverse électrique (TE) de cette structure se propageant suivant la direction z, le champ électrique correspondant aura pour expression :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_y(x, z) \cdot \exp(-i\omega t) \cdot \vec{e}_y \quad (I.8)$$

- où E_y représente la composante de \vec{E} suivant l'axe y
- ω est la pulsation du mode
- et \vec{e}_y est le vecteur unitaire porté par l'axe y

L'amplitude du champ électrique s'écrit :

$$E_y(x, z) = E_y(x) \cdot \exp(i\beta z) \quad (I.9)$$

où β est la constante de propagation complexe du mode considéré.

Ces conventions d'écriture conduisent à une expression de l'indice complexe donnée par :

$$\tilde{n}(x) = n(x) + i \frac{\alpha(x)}{k_0} \quad (I.10)$$

- où $n(x)$ est l'indice de réfraction réel du guide optique
- k_0 est la norme du vecteur d'onde dans le vide ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$)
- et $\alpha(x)$ est le coefficient d'absorption en amplitude du guide, une absorption étant caractérisée par une valeur positive de $\alpha(x)$

L'amplitude du champ électrique vérifie l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 \cdot \tilde{n}^2(x, z) \cdot E_y(x, z) = 0 \quad (\text{I.11})$$

soit donc :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}^2(x) - \beta^2] \cdot E_y(x) = 0 \quad (\text{I.12})$$

La résolution de cette équation conduira donc à la détermination de la constante de propagation β du mode considéré [Annexe B], [73], [74].

La connaissance de β permet ensuite de déterminer l'indice effectif complexe du guide multicouche :

$$\tilde{n}_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} = n_{\text{eff}} + i \frac{\alpha_{\text{eff}}}{k_0} \quad (\text{I.13})$$

où l'indice effectif réel est donné par : $n_{\text{eff}} = \text{Re}(\beta)/k_0$ (I.14)

et le gain effectif en amplitude par : $g_{\text{eff}} = -\alpha_{\text{eff}} = -\text{Im}(\beta)$ (I.15)

I-2.2 Zone de réseau :

La théorie présentée dans ce paragraphe est issue du modèle proposé par Hardy et Streifer [62]-[67]. Elle étudie le comportement d'une onde se propageant dans un guide multicouche surmonté d'un réseau de diffraction et elle conduit à la détermination de la réflectivité et de la transmission d'une telle structure en fonction de la longueur d'onde. De même, elle permet d'accéder au coefficient de diffraction vers le milieu surmontant le réseau. L'étude de ces paramètres prend en compte la possibilité d'une réflexion partielle de l'onde sur la face clivée limitant le guide optique.

Dans ce qui suit, nous analyserons uniquement le cas d'un réseau d'ordre deux, infini dans la direction parallèle à ses traits et de profil rectangulaire. Le formalisme mathématique reste applicable au cas général d'un réseau dont le profil du motif élémentaire est quelconque.

Pour cette étude, nous utiliserons les notations portées sur la figure I-8 où les indices n_1 et n_2 sont respectivement relatifs au matériau surmontant le réseau et à celui dans lequel il est gravé. La direction de propagation de l'onde dans la structure est matérialisée par l'axe Oz perpendiculaire aux traits du réseau.

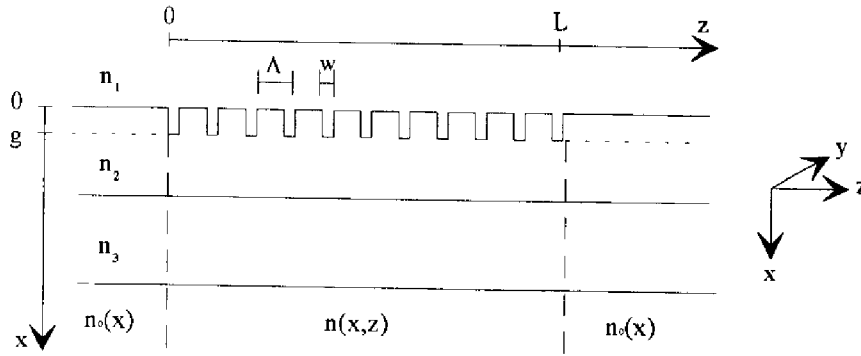


Fig.I-8 : Structure périodique constituant les zones de réseau.

I-2.2.1 Equations du modèle :

Considérons les modes transverses électriques de la structure représentée ci-dessus. Le vecteur champ électrique de chaque mode est dirigé perpendiculairement au plan de la figure. Sa dépendance temporelle est donnée par le terme $\exp(-i\omega t)$ et son amplitude vérifie l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 \cdot \tilde{n}^2(x, z) \cdot E_y(x, z) = 0 \quad (\text{I.16})$$

où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ($\lambda_0 =$ longueur d'onde dans le vide) (I.17)

et $\tilde{n}(x, z)$ est l'indice de réfraction complexe de la structure

Le principe du modèle de Hardy consiste alors à décomposer le terme $\tilde{n}^2(x, z)$, périodique suivant z , en série de Fourier :

$$\tilde{n}^2(x, z) = \tilde{n}_0^2(x) + \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0 \\ q=+\infty}} A_q(x) \cdot \exp\left(i \frac{2\pi \cdot q \cdot z}{\Lambda}\right) \quad (\text{I.18})$$

avec $\tilde{n}_0(x) = n_0(x) + i \frac{\alpha_0(x)}{k_0}$ (I.19)

et $A_q(x) = 0$ pour $x < 0$ ou $x > g$ (I.20)

Le terme $n_0(x)$, apparaissant dans l'expression (I.19), représente l'indice de réfraction de chaque couche de la structure et le terme $\alpha_0(x)$ est leur coefficient d'absorption en amplitude

($\alpha_0(x) > 0 \Rightarrow$ absorption). Pour la zone couvrant l'épaisseur du réseau, et qui est constituée alternativement selon z par le matériau d'indice n_1 ou n_2 , on définit un "indice équivalent", noté n_{eq} , qui se déduit de l'expression :

$$n_{eq}^2 = n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2) \cdot \frac{w}{\Lambda} \quad \text{pour } 0 < x < g \quad (\text{I.21})$$

où le terme w/Λ est le rapport d'ouverture du réseau.

En reportant l'expression (I.18) dans l'équation (I.16), on obtient :

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) \cdot E_y(x, z) = -k_0^2 \cdot E_y(x, z) \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{q=+\infty} A_q(x) \cdot \exp\left(i \frac{2\pi \cdot q \cdot z}{\Lambda}\right) \quad (\text{I.22})$$

Cette dernière équation accepte pour solution un champ électrique $E_y(x, z)$ résultant de la superposition d'une infinité d'ondes partielles de la forme (Théorème de Floquet) :

$$E_y(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} E_y^m(x, z) \cdot \exp(i \cdot \beta_m \cdot z) \quad (\text{I.23})$$

où les ondes $E_y^m(x, z)$ sont supposées lentement variables suivant z et où

$$\beta_m = \beta_0 + m \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = \frac{2\pi \cdot N}{\Lambda} \quad (\text{I.24 et 25})$$

β_0 est la constante de propagation de Bragg du réseau d'ordre N considéré (ici $\beta_0 = \frac{2\pi}{\Lambda}$).

L'expression du champ $E_y(x, z)$ donnée en (I.23) conduit au système suivant d'équations, où $E_y^m = E_y^m(x, z)$ et où m varie de $-\infty$ à $+\infty$:

$$\frac{\partial^2 E_y^m}{\partial x^2} + 2i \cdot \beta_m \frac{\partial E_y^m}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_y^m}{\partial z^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) - \beta_m^2] \cdot E_y^m = -k_0^2 \cdot \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{q=+\infty} A_q(x) \cdot E_y^{m-q}(x, z) \quad (\text{I.26})$$

Ce système revient à considérer une infinité d'ondes partielles se propageant avec les constantes de propagation β_m et interagissant par le biais du terme de couplage contenu dans le second membre.

On peut alors distinguer deux types d'ondes partielles :

- les ondes partielles principales, qui ont pour constante de propagation β_0 ou $-\beta_0$ et qui sont obtenues respectivement pour $m = 0$ et $m = -2$

- les ondes partielles secondaires, qui ont des constantes de propagation différentes de $\pm\beta_0$ et qui sont obtenues pour les autres valeurs de m ($m \neq 0$ et $m \neq -2$).

Parmi les ondes secondaires, celle qui correspond à la valeur $m = -1$ présente une constante de propagation nulle (selon z). Cette onde est donc diffractée perpendiculairement au plan du réseau et procure à la fois une émission vers le substrat et l'émission recherchée par la surface.

Ondes partielles principales :

Pour l'étude des ondes partielles principales (Fig.I-9), on suppose qu'elles présentent des variations identiques selon la direction x , et que les variations en x et en z sont séparables.

On écrit alors :

$$m = 0 \Rightarrow E_y^0(x, z) = R(z) \cdot \mathcal{E}_0(x) \quad (I.27)$$

$$m = -2 \Rightarrow E_y^{-2}(x, z) = S(z) \cdot \mathcal{E}_0(x) \quad (I.28)$$

où les termes $R(z)$ et $S(z)$ traduisent la dépendance en z des amplitudes de ces deux ondes.

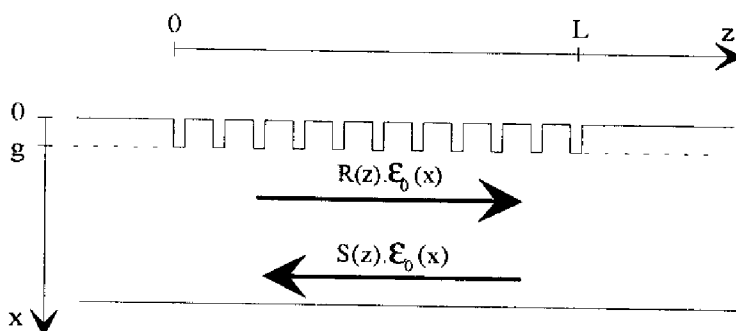


Fig.I-9 : Définition des deux ondes principales.

En reportant les expressions (I.27) et (I.28) du champ électrique dans les équations (I.26) on obtient les relations (I.29) et (I.30) des modes couplés où les dérivées secondes de $R(z)$ et $S(z)$ par rapport à z ont été négligées devant les dérivées premières :

$$\begin{cases} 2i \cdot \beta_0 \frac{dR(z)}{dz} \cdot \mathcal{E}_0(x) + R(z) \left[\frac{d^2 \mathcal{E}_0(x)}{dx^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) - \beta_0^2] \cdot \mathcal{E}_0(x) \right] = -k_0^2 \cdot \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{q=+\infty} A_q(x) \cdot E_y^{-q}(x, z) \\ -2i \cdot \beta_0 \frac{dS(z)}{dz} \cdot \mathcal{E}_0(x) + S(z) \left[\frac{d^2 \mathcal{E}_0(x)}{dx^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) - \beta_0^2] \cdot \mathcal{E}_0(x) \right] = -k_0^2 \cdot \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{q=+\infty} A_q(x) \cdot E_y^{-2-q}(x, z) \end{cases} \quad (I.29)$$

$$(I.30)$$

D'après l'expression de $\tilde{n}_0^2(x)$ donnée en (I.19) et en négligeant $\alpha_0^2(x)$ devant $k_0^2 \cdot n_0^2(x)$, on obtient :

$$k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) = k_0^2 \cdot n_0^2(x) + 2i \cdot k_0 \cdot n_0(x) \cdot \alpha_0(x) \quad (\text{I.31})$$

On pose alors que $\mathbf{E}_0(x)$ est solution de l'équation :

$$\frac{d^2 \mathbf{E}_0(x)}{dx^2} + [k_0^2 \cdot n_0^2(x) - \beta^2] \cdot \mathbf{E}_0(x) = 0 \quad (\text{I.32})$$

ce qui, reporté dans les équations (I.29) et (I.30) et après multiplication par $\mathbf{E}_0(x)$, division par $2i \cdot \beta_0$ et intégration sur x entre $-\infty$ et $+\infty$, conduit aux équations différentielles (I.33) et (I.34) régissant les termes $R(z)$ et $S(z)$:

$$\begin{cases} \frac{dR(z)}{dz} + (\alpha - i\delta) \cdot R(z) = i\kappa_{-p} \cdot S(z) + \frac{ik_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0, -p}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathbf{E}_0(x) \cdot E_y^{-q}(x, z) \cdot dx \\ -\frac{dS(z)}{dz} + (\alpha - i\delta) \cdot S(z) = i\kappa_p \cdot R(z) + \frac{ik_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0, p}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathbf{E}_0(x) \cdot E_y^{p-q}(x, z) \cdot dx \end{cases} \quad (\text{I.33 et 34})$$

$$\text{avec } p = -2 \quad (\text{I.35})$$

$$\delta = \beta - \beta_0 \quad (\text{I.36})$$

(δ = écart entre la constante de propagation de l'onde considérée et la constante de propagation de Bragg)

$$\alpha = \frac{k_0}{\beta_0 P} \int_{-\infty}^{+\infty} n_0(x) \cdot \alpha_0(x) \cdot [\mathbf{E}_0(x)]^2 \cdot dx \quad (\text{I.37})$$

(α = coefficient d'absorption, en amplitude, dans la structure complète de la zone de réseau)

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{E}_0(x)]^2 \cdot dx \quad (\text{I.38})$$

(P = facteur de normalisation)

$$\kappa_p = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \int_0^g A_p(x) \cdot [\mathbf{E}_0(x)]^2 \cdot dx \quad (\text{I.39})$$

(κ_p = coefficient de couplage)

$$\text{et } \kappa_{-p} = \kappa_p^* \quad (I.40)$$

(car $A_{-q}(x) = A_q^*(x)$ dans la décomposition en série de Fourier)

L'évaluation des deuxièmes membres des équations (I.33) et (I.34) fait intervenir les ondes partielles secondaires que l'on va maintenant étudier.

Ondes partielles secondaires :

On a vu que ces ondes ont des constantes de propagation différentes de $\pm\beta_0$. On suppose, d'autre part, qu'il n'existe pas d'interaction entre elles et qu'elles sont engendrées uniquement par les ondes partielles principales.

Si on pose $E_y^m = E_y^m(x, z)$, le système d'équations (I.26) devient alors, pour $m \neq 0$ et $m \neq -2$:

$$\frac{\partial^2 E_y^m}{\partial x^2} + 2i \cdot \beta_m \frac{\partial E_y^m}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_y^m}{\partial z^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}_0^2(x) - \beta_m^2] \cdot E_y^m = -k_0^2 \cdot [A_m(x) \cdot E_y^0(x, z) + A_{m+2}(x) \cdot E_y^{-2}(x, z)] \quad (I.41)$$

ou encore, d'après les relations (I.19), (I.27) et (I.28), en supposant l'absorption faible ($\alpha_0(x) \ll k_0$) et en négligeant les dérivées premières et secondes par rapport à z :

$$\frac{\partial^2 E_y^m(x, z)}{\partial x^2} + [k_0^2 \cdot n_0^2(x) - \beta_m^2] \cdot E_y^m(x, z) = -k_0^2 \cdot [A_m(x) \cdot R(z) \cdot \mathcal{E}_0(x) + A_{m+2}(x) \cdot S(z) \cdot \mathcal{E}_0(x)] \quad (I.42)$$

Ce système admet une solution de la forme :

$$E_y^m(x, z) = R(z) \cdot E_m^0(x) + S(z) \cdot E_m^{-2}(x) \quad \forall m \neq 0; -2 \quad (I.43)$$

où $E_m^0(x)$ et $E_m^{-2}(x)$ sont respectivement solution des équations :

$$\frac{d^2 E_m^0(x)}{dx^2} + [k_0^2 \cdot n_0^2(x) - \beta_m^2] \cdot E_m^0(x) = -k_0^2 \cdot A_m(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \quad ; \quad \forall m \neq 0 \quad (I.44)$$

$$\text{et } \frac{d^2 E_m^{-2}(x)}{dx^2} + [k_0^2 \cdot n_0^2(x) - \beta_m^2] \cdot E_m^{-2}(x) = -k_0^2 \cdot A_{m+2}(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \quad ; \quad \forall m \neq -2 \quad (I.45)$$

En reportant la solution (I.43) dans les équations différentielles (I.33) et (I.34), on obtient :

$$\begin{cases} \frac{dR(z)}{dz} + (\alpha - i\delta - i\zeta_1) \cdot R(z) = i(\kappa_{-p} + \zeta_2) \cdot S(z) \\ \frac{dS(z)}{dz} + (\alpha - i\delta - i\zeta_3) \cdot S(z) = i(\kappa_p + \zeta_4) \cdot R(z) \end{cases} \quad (\text{I.46 et 47})$$

où les coefficients ζ_i ont pour expression :

$$\zeta_1 = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; 2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_{-q}^0(x) \cdot dx = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_{-q}(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_q^0(x) \cdot dx \quad (\text{I.48})$$

$$\zeta_2 = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; 2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_{-q}^{-2}(x) \cdot dx = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_{-q}(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_q^{-2}(x) \cdot dx \quad (\text{I.49})$$

$$\zeta_3 = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_{-2-q}^{-2}(x) \cdot dx = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_{-2-q}(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_q^{-2}(x) \cdot dx \quad (\text{I.50})$$

$$\zeta_4 = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_q(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_{-2-q}^0(x) \cdot dx = \frac{k_0^2}{2\beta_0 \cdot P} \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0; -2}}^{q=+\infty} \int_0^g A_{-2-q}(x) \cdot \mathcal{E}_0(x) \cdot E_q^0(x) \cdot dx \quad (\text{I.51})$$

Le système des équations (I.46) et (I.47) met en évidence les multiples interactions qui existent entre les ondes partielles principales et secondaires : le coefficient κ_p apparaît comme le coefficient de couplage direct entre les deux modes principaux $R(z)$ et $S(z)$ alors que les coefficients ζ_i représentent des coefficients de couplage indirect, via les ondes secondaires.

En effet, ζ_1 représente le couplage entre l'onde $R(z)$ et les ondes partielles secondaires auxquelles elle a donné naissance, et ζ_3 a la même signification vis à vis de $S(z)$.

De façon analogue, ζ_2 représente l'interaction de $R(z)$ avec les ondes secondaires engendrées par $S(z)$ alors que ζ_4 représente l'interaction de $S(z)$ avec les ondes secondaires engendrées par $R(z)$.

I-2.2.2 Résolution du système d'équations en $R(z)$ et $S(z)$:

Quel que soit le profil des sillons du réseau, on montre [64] que $\zeta_1 = \zeta_3$, et pour un profil symétrique : $\zeta_2 = (\kappa_p^* / \kappa_p) \cdot \zeta_4$. De plus, comme $\kappa_{-p} = \kappa_p^*$, le système (I.46 et 47) devient :

$$\begin{cases} \frac{dR(z)}{dz} + (\alpha - i\delta - i\zeta_1) \cdot R(z) = i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot S(z) \\ -\frac{dS(z)}{dz} + (\alpha - i\delta - i\zeta_1) \cdot S(z) = i(\kappa_p + \zeta_4) \cdot R(z) \end{cases} \quad (\text{I.52 et 53})$$

Les solutions de ce système sont de la forme :

$$R(z) = r_1 \cdot \exp(\gamma \cdot z) + r_2 \cdot \exp(-\gamma \cdot z) \quad (\text{I.54})$$

$$\text{et } S(z) = s_1 \cdot \exp(\gamma \cdot z) + s_2 \cdot \exp(-\gamma \cdot z) \quad (\text{I.55})$$

où les coefficients $r_{1,2}$ et $s_{1,2}$ seront déterminés par les conditions aux limites.

Afin de définir ces conditions, nous adopterons les conventions portées sur la figure I-10 où l'onde initiale, d'amplitude proportionnelle à $R(z)$ et se dirigeant vers les z croissants, aborde la zone de réseau par son extrémité située en $z = 0$. L'onde réfléchie par le réseau, quant à elle, a une amplitude proportionnelle à $S(z)$ et se dirige vers les z décroissants. La zone de réseau se termine en $z = L$ par une face clivée dont le coefficient de réflexion en amplitude est noté r_f .

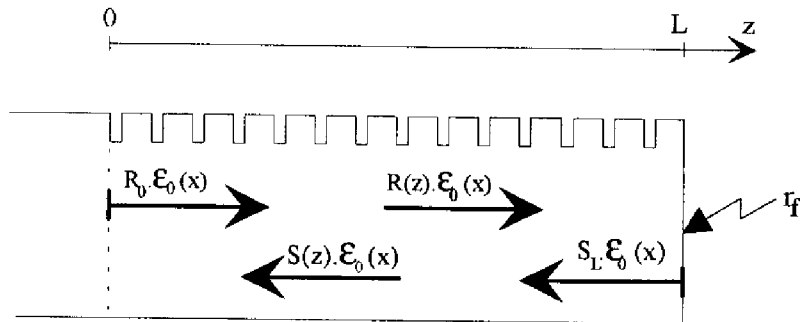


Fig.I-10 : Définition des conditions aux limites.

La résolution du système d'équations (I.52 et 53) conduit alors, après la détermination des coefficients $r_{1,2}$ et $s_{1,2}$, aux expressions de $R(z)$ et $S(z)$ suivantes :

$$R(z) = \frac{i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot S_L \cdot \text{sh}(\gamma \cdot z) + R_0 \cdot [\gamma \cdot \text{ch}(\gamma(L-z)) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot \text{sh}(\gamma(L-z))]}{\gamma \cdot \text{ch}(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot \text{sh}(\gamma \cdot L)} \quad (\text{I.56})$$

$$\text{et } S(z) = \frac{i(\kappa_p + \zeta_4) \cdot R_0 \cdot \text{sh}(\gamma(L-z)) + S_L \cdot [\gamma \cdot \text{ch}(\gamma \cdot z) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot \text{sh}(\gamma \cdot z)]}{\gamma \cdot \text{ch}(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot \text{sh}(\gamma \cdot L)} \quad (\text{I.57})$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad & \gamma^2 = (\kappa_p + \zeta_4) \cdot (\kappa_p^* + \zeta_2) + (-\alpha + i\delta + i\zeta_1)^2 & (I.58) \\ & R_0 = R(z=0) \\ \text{et} \quad & S_L = S(z=L) = \text{amplitude de } S(z) \text{ après réflexion sur la face clivée} \end{aligned}$$

La connaissance de $R(z)$ et $S(z)$ permet alors d'accéder aux expressions des coefficients de réflexion et de transmission de la zone de réseau.

I-2.2.3 Coefficients de réflexion et de transmission de la zone de réseau :

Le coefficient de réflexion en amplitude de la zone de réseau est défini par le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie sur l'amplitude de l'onde incidente, ces deux amplitudes étant prises à l'entrée de la zone (en $z = 0$) :

$$r = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{S(0)}{R_0} \quad \text{soit donc :} \quad r = \frac{i(\kappa_p + \zeta_4) \cdot sh(\gamma \cdot L) + \frac{S_L}{R_0} \cdot \gamma}{\gamma \cdot ch(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot sh(\gamma \cdot L)} \quad (I.59)$$

Le coefficient de transmission en amplitude, quant à lui, est défini par le rapport de l'amplitude de l'onde transmise à l'extrémité de la zone de réseau (en $z = L$) sur l'amplitude de l'onde incidente à son entrée (en $z = 0$) :

$$t = \frac{R(L)}{R_0} \quad \text{soit donc :} \quad t = \frac{i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot \frac{S_L}{R_0} sh(\gamma \cdot L) + \gamma}{\gamma \cdot ch(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot sh(\gamma \cdot L)} \quad (I.60)$$

Le terme S_L/R_0 apparaissant dans les expressions de r et de t peut être explicité en utilisant le coefficient de réflexion r_f relatif à la face clivée, et en écrivant : $S_L = r_f \cdot R(L)$. (I.61)

Le calcul conduit alors à :

$$\frac{S_L}{R_0} = \frac{\gamma \cdot r_f}{\gamma \cdot ch(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot sh(\gamma \cdot L) - i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot r_f \cdot sh(\gamma \cdot L)} \quad (I.62)$$

Dans le cas d'une réflexion sur la face clivée située à l'extrémité de la zone de réseau, les expressions complètes des coefficients r et t deviennent donc :

$$r = \frac{i(\kappa_p + \zeta_4) \cdot sh(\gamma \cdot L) + r_f \cdot [\gamma \cdot ch(\gamma \cdot L) + (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot sh(\gamma \cdot L)]}{\gamma \cdot ch(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot sh(\gamma \cdot L) - i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot r_f \cdot sh(\gamma \cdot L)} \quad (I.63)$$

$$\text{et } t = \frac{\gamma}{\gamma \cdot \text{ch}(\gamma \cdot L) - (-\alpha + i\delta + i\zeta_1) \cdot \text{sh}(\gamma \cdot L) - i(\kappa_p^* + \zeta_2) \cdot r_f \cdot \text{sh}(\gamma \cdot L)} \quad (\text{I.64})$$

Ces deux coefficients permettent alors de caractériser l'effet de la zone de réseau sur une onde incidente donnée.

Dans la suite, on utilisera plus fréquemment les coefficients de réflexion et de transmission en intensité donnés respectivement par :

$$R = |r|^2 \quad \text{et} \quad T = |t|^2 \quad (\text{I.65 et 66})$$

I-2.2.4 Coefficient de diffraction vers le milieu surmontant le réseau :

L'émission surfacique du composant est caractérisée par le coefficient de diffraction de l'énergie vers le milieu d'indice n_1 surmontant le réseau ($x \leq 0$).

Ce coefficient, noté U , est défini par le rapport de la puissance P_u , diffractée vers la surface, sur la puissance totale P_{tot} , présente aux extrémités de la zone de réseau ($z = 0$; $z = L$) et se dirigeant vers celle-ci :

$$U = \frac{P_u}{P_{\text{tot}}} \quad (\text{I.67})$$

D'après les équations de Maxwell et la définition du vecteur de Poynting, la puissance P_u est donnée par :

$$P_u = \frac{k_0 \cdot n_1}{2\omega \cdot \mu_0} \cdot \int_0^L |E_y^{-1}(x=0; z)|^2 dz \quad (\text{I.68})$$

où ω est la pulsation de l'onde
et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide

De même, on a :

$$P_{\text{tot}} = \left[\frac{\beta_0}{2\omega \cdot \mu_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y^0(x; z=0)|^2 dx \right] + \left[\frac{\beta_0}{2\omega \cdot \mu_0} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} |E_y^{-2}(x; z=L)|^2 dx \right] \quad (\text{I.69})$$

soit donc, d'après (I.27), (I.28) et la définition (I.38) du facteur de normalisation P :

$$P_{\text{tot}} = \frac{\beta_0}{2\omega \cdot \mu_0} \cdot (|R(0)|^2 + |S(L)|^2) \cdot P \quad (\text{I.70})$$

Si on considère une zone de réseau telle que la puissance incidente en $z=L$ soit nulle ($S(L) = 0$), le coefficient U s'écrit :

$$U = \frac{k_0 \cdot n_1}{\beta_0 \cdot |R(0)|^2 \cdot P} \cdot \int_0^L [E_y^{-1}(x=0; z)]^2 \cdot dz \quad (I.71)$$

I-2.3 Condition d'oscillation dans la cavité DBR :

Nous venons d'étudier la propagation d'une onde lumineuse dans les zones de gain et de réseaux d'une diode laser DBR.

Le fonctionnement du composant, quant à lui, impose des conditions sur l'amplitude et la phase des modes qui s'y propagent [75]. La condition d'oscillation dans la cavité laser traduit le fait que l'amplitude et la phase de l'onde restent inchangées au terme d'un aller-retour.

La cavité DBR est analysée à partir d'une cavité équivalente constituée par la zone de gain du composant, de longueur L_a , limitée par deux miroirs équivalents, M_{eq1} et M_{eq2} (Fig.I-11). Ces miroirs, sélectifs en longueur d'onde, présentent des coefficients de réflexion complexes en amplitude notés respectivement $r_{c1}(\lambda)$ et $r_{c2}(\lambda)$.

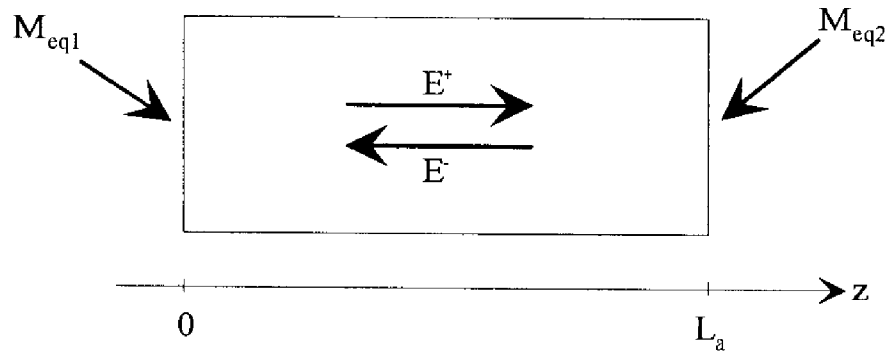


Fig.I-11 : Cavité optique équivalente à celle d'une diode laser DBR.

D'après l'expression de la constante de propagation d'un mode TE du guide multicouche, vue au paragraphe I-2.1 ($\beta = k_0 \cdot \tilde{n}_{eff} = k_0 \cdot n_{eff} - i \cdot g_{eff}$), la condition d'oscillation qui s'écrit :

$$r_{c1}(\lambda) \cdot r_{c2}(\lambda) \cdot \exp[2i \cdot \beta \cdot L_a] = 1 \quad (I.72)$$

devient :

$$r_{c1}(\lambda) \cdot r_{c2}(\lambda) \cdot \exp[2i \cdot \beta_a \cdot L_a + 2g_{eff}(\lambda) \cdot L_a] = 1 \quad (I.73)$$

où β_a est la partie réelle de la constante de propagation du mode dans la zone de gain
 et $g_{\text{eff}}(\lambda)$ est le gain effectif, en amplitude, de la zone de gain.

Les coefficients de réflexion en amplitude des miroirs équivalents ont pour expression :

$$r_{cj}(\lambda) = r_j(\lambda) \cdot \exp[i\phi_j(\lambda)] \quad \text{pour } j = 1 \text{ et } 2 \quad (\text{I.74})$$

$$\text{avec } r_j(\lambda) = \sqrt{R_j(\lambda)} \quad (\text{I.75})$$

($R_j(\lambda)$ étant le coefficient de réflexion en intensité)

La condition d'oscillation conduit alors aux deux relations couplées :

$$g_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{1}{4L_a} \cdot \text{Log} \left[\frac{1}{R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda)} \right] \quad (\text{I.76})$$

$$\text{et } \phi_1(\lambda) + \phi_2(\lambda) = 2\pi q - 2\beta_a L_a \quad \text{où } q \text{ est un entier.} \quad (\text{I.77})$$

La première de ces équations permet d'obtenir la valeur du gain G en intensité :

$$G(\lambda) = 2g_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{1}{2L_a} \cdot \text{Log} \left[\frac{1}{R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda)} \right] \quad (\text{I.78})$$

Le gain au seuil de la structure, quant à lui, est le gain nécessaire à l'entretien des oscillations dans la cavité. L'existence de pertes internes, dues essentiellement à des rugosités d'interfaces et non prises en compte jusqu'ici, doit également être compensée pour permettre cet entretien.

Les deux relations couplées qui définissent l'ensemble des modes de la cavité ont donc pour expression :

$$G_{\text{th}}(\lambda) = \alpha_i + \frac{1}{2L_a} \cdot \text{Log} \left[\frac{1}{R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda)} \right] \quad (\text{I.79})$$

$$\text{et } \phi_1(\lambda) + \phi_2(\lambda) = 2\pi q - 2\beta_a L_a \quad (\text{I.80})$$

où $G_{\text{th}}(\lambda)$ est le gain au seuil de la structure
 α_i représente les pertes internes, en intensité, de la cavité
 et q est un entier.

Contrairement à une diode laser à cavité conventionnelle, le gain au seuil d'un composant DBR est fonction de la longueur d'onde. Si on considère un tel composant, portant un réseau dont le pas est accordé à une longueur d'onde située au voisinage du maximum du spectre de gain, le mode oscillant sera donc celui qui présente le gain au seuil le plus faible.

La discrimination modale sera définie par l'écart séparant les gains au seuil du mode oscillant et du mode longitudinal présentant le gain le plus proche.

L'application de la condition d'oscillation, après la détermination de la constante de propagation dans la zone de gain et l'étude de la réflectivité des zones de réseaux, permet ainsi d'accéder au gain au seuil de la structure complète, aux modes longitudinaux de la cavité et à leur discrimination, ce qui constitue le résultat du modèle optique.

I-3 Caractéristiques de fonctionnement de la diode laser DBR à émission par la surface

Dans ce paragraphe, nous allons aborder l'aspect électrique du fonctionnement d'une diode laser DBR à émission par la surface. Ses caractéristiques, à savoir son courant de seuil, son rendement différentiel et la puissance émise au travers des réseaux, sont établies à partir des résultats du modèle optique présenté précédemment.

Nous terminerons par l'étude du diagramme de rayonnement d'un tel composant.

I-3.1 Courant de seuil :

Le courant de seuil de la diode DBR correspond au niveau d'injection de porteurs nécessaire pour atteindre le gain au seuil du premier mode oscillant. Dans le cas d'un composant dont les réseaux sont accordés à la longueur d'onde associée au maximum du spectre de gain, le gain au seuil est relié à la densité de courant de seuil par la caractéristique gain-courant d'un puits quantique qui, lorsqu'on ne tient compte que des recombinaisons radiatives, conduit à l'expression suivante [76] :

$$G_{th-p} = J_0 \cdot \beta_d \cdot \text{Log} \left(\frac{J_{th}}{J_0} \right) \quad (I.81)$$

- où G_{th-p} est le gain au seuil du puits quantique
 J_0 est la densité de courant de transparence
 β_d est le gain différentiel dG/dJ du puits quantique
 et J_{th} est la densité de courant de seuil de la structure

Le gain au seuil de la structure est donné par :

$$G_{th} = \Gamma \cdot G_{th-p} \quad (I.82)$$

où Γ est le facteur de confinement du mode dans le puits quantique.

La densité de courant de seuil J_{th} a donc pour expression :

$$J_{th} = J_0 \cdot \exp\left(\frac{G_{th}}{\Gamma \cdot J_0 \cdot \beta_d}\right) \quad (I.83)$$

d'où, en limitant les dimensions de la zone active à celles du contact, on déduit le courant de seuil :

$$I_{th} = w_a \cdot L_a \cdot J_0 \cdot \exp\left(\frac{G_{th}}{\Gamma \cdot J_0 \cdot \beta_d}\right) \quad (I.84)$$

w_a et L_a représentant respectivement la largeur et la longueur du contact métallique.

I-3.2 Rendement différentiel :

Le rendement différentiel de la diode DBR est obtenu en effectuant le rapport du nombre de photons émis par la surface du composant sur le nombre d'électrons injectés dans celui-ci.

Il est exprimé sous la forme :

$$\eta_D = \eta_i \cdot \eta_0 \cdot \eta_r \quad (I.85)$$

- où η_i est le rendement quantique interne de la structure multicouche
 η_0 est le rendement de la cavité conventionnelle équivalente
 et η_r est le rendement de l'ensemble des deux réseaux

Le terme η_0 représente la fraction de puissance qui passe de la zone de gain aux zones de réseaux et a pour expression [67] :

$$\eta_0 = \frac{\text{Log}\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right)}{2\alpha_i \cdot L_a + \text{Log}\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right)} \quad (I.86)$$

avec $R_1 = R_1(\lambda)$ et $R_2 = R_2(\lambda)$

Le terme η_r , quant à lui, est donné par :

$$\eta_r = \frac{P_{\text{surf}}}{P_r} \quad (\text{I.87})$$

où P_{surf} est la puissance émise par la surface des réseaux
 et P_r est la puissance totale entrant dans les zones de réseaux

P_r peut donc s'écrire :

$$P_r = (1 - R_1) \cdot P_1 + (1 - R_2) \cdot P_2 \quad (\text{I.88})$$

où P_1 et P_2 désignent respectivement les puissances incidentes sur les interfaces fictives (1) et (2) séparant la zone de gain des deux zones de réseaux (Fig.I-12).

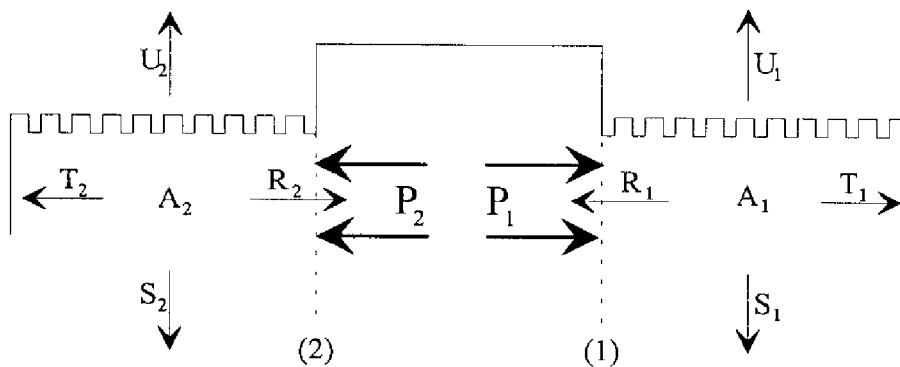


Fig.I-12 : Représentation schématique du composant et des différents coefficients affectés à la puissance.

Les coefficients R, T, U, S et A respectivement relatifs à la réflexion, la transmission, la diffraction vers l'extérieur, la diffraction vers le substrat et l'absorption de la puissance dans la zone de réseau considérée sont tels que :

$$R + T + U + S + A = 1 \quad (\text{I.89})$$

La partie de la puissance contenue dans le rayonnement émis par la surface du composant a alors pour expression :

$$P_{\text{surf}} = U_1 \cdot P_1 + U_2 \cdot P_2 \quad (\text{I.90})$$

et le terme η_r est donné par :

$$\eta_r = \frac{U_1 \cdot P_1 + U_2 \cdot P_2}{(1-R_1) \cdot P_1 + (1-R_2) \cdot P_2} \quad (I.91)$$

Si on considère une cavité DBR à deux réseaux identiques (cavité symétrique), on a $U_1 = U_2 = U$, $R_1 = R_2 = R$ et $P_1 = P_2 = P$ ce qui conduit à :

$$\eta_r = \frac{U}{1-R} \quad (I.92)$$

Le rendement différentiel d'un tel composant a alors pour expression :

$$\eta_D = \eta_i \cdot \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)}{\alpha_i \cdot L_a + \text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)} \right] \cdot \left(\frac{U}{1-R} \right) \quad (I.93)$$

I-3.3 Caractéristique puissance-courant :

De l'expression du rendement différentiel donnée ci-dessus, il est aisé de déduire la puissance émise par la surface du composant en fonction de l'intensité I du courant injecté :

$$P_{\text{surf}} = \eta_D \cdot \left(\frac{h \cdot \nu}{e} \right) \cdot (I - I_{\text{th}}) \quad (I.94)$$

soit donc, pour un composant symétrique :

$$P_{\text{surf}} = \eta_i \cdot \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)}{\alpha_i \cdot L_a + \text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)} \right] \cdot \left(\frac{U}{1-R} \right) \cdot \left(\frac{h \cdot \nu}{e} \right) \cdot (I - I_{\text{th}}) \quad (I.95)$$

où h est la constante de Planck
 ν est la fréquence de l'onde
 et e est la charge électrique élémentaire.

I-3.4 Diagramme de rayonnement :

Le diagramme de rayonnement d'un réseau d'ordre deux s'étendant de $z = 0$ à $z = L$ est donné par [66] :

$$H(\theta) = \cos(\theta) \cdot \int_0^L E_y^{-1}(x=0; z) \cdot \exp[-i \cdot k_0 \cdot z \cdot \text{tg}(\theta)] \cdot dz \quad (\text{I.96})$$

où θ est l'angle repéré par rapport à la normale à la surface du réseau

Pour un composant DBR, présentant deux réseaux de Bragg, le diagramme de rayonnement obtenu sera une composition des champs lointains de chaque réseau. On supposera ici (Fig.I-13), que la puissance incidente en $z = L_1$ et $z = L_2$ est nulle, soit donc : $S_1(L_1) = S_2(L_2) = 0$.

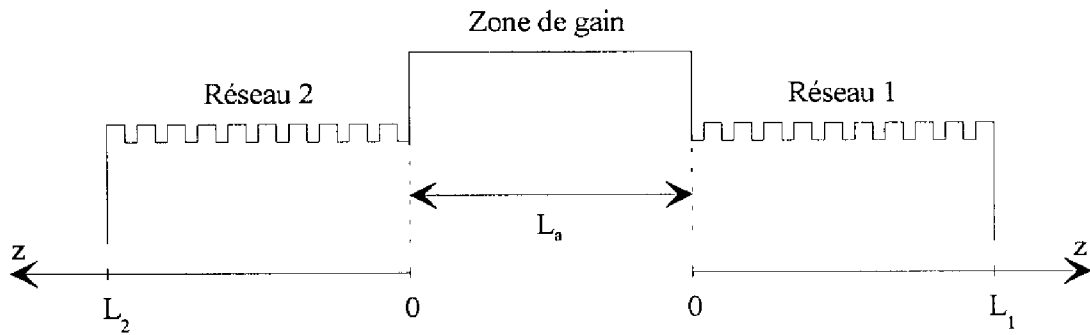


Fig.I-13 : Conventions de notations pour l'étude du diagramme de rayonnement.

Pour le réseau 1, on a :

$$H_1(\theta) = \cos(\theta) \cdot \int_0^{L_1} [E_y^{-1}(x=0; z)]_1 \cdot \exp[-i \cdot k_0 \cdot z \cdot \text{tg}(\theta)] \cdot dz \quad (\text{I.97})$$

D'après les conventions d'axes portées sur la figure I-13 et si on considère un composant symétrique, aux deux réseaux identiques, le champ lointain du réseau 2 est égal à celui du réseau 1. Toutefois, suite au changement de sens opéré sur l'axe z , on veillera à inverser le signe de l'angle θ lors de la composition des deux champs.

Cette composition est obtenue en effectuant une translation de valeur L_a sur le champ H_2 et en considérant le déphasage Φ entre les ondes émises.

L'intensité du rayonnement diffracté par la surface est alors donnée par l'expression :

$$I_s(\theta) = |H_1(\theta) + H_2(-\theta) \cdot \exp[i \cdot k_0 \cdot L_a \cdot \text{tg}(\theta)] \cdot \exp(i \cdot \Phi)|^2 \quad (\text{I.98})$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé l'ensemble de concepts théoriques qui permettent de décrire le fonctionnement d'une diode laser à puits quantique, et à réflecteurs de Bragg distribués du deuxième ordre.

Nous proposons une méthodologie d'analyse du comportement de la diode qui tient compte de l'imbrication des différents mécanismes physiques. En effet, nous associons, dans une description globale, les propriétés spectrales en gain et en absorption d'une couche active à puits quantique, les phénomènes de propagation dans un guide diélectrique multicouche surmonté d'un contact ou d'un réseau de Bragg du deuxième ordre, ainsi que les conditions d'oscillation de la cavité qui présente à la fois des pertes par transmission et par diffraction.

Le modèle proposé permet de simuler le fonctionnement de la diode laser et de déterminer ses performances caractéristiques telles que le courant de seuil, le rendement d'émission par la surface et la divergence du faisceau émis par les réflecteurs de Bragg du second ordre.

CHAPITRE II

CONCEPTION DE RESEAUX DIFFRACTANTS POUR DIODES LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE



Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter la simulation numérique du comportement d'une diode laser DBR à émission par la surface, analyser l'influence des paramètres technologiques sur les performances caractéristiques de la diode et en déduire des règles de conception du dispositif. Ce chapitre est articulé en trois parties :

- la première présente le logiciel développé sur la méthodologie d'analyse décrite au chapitre précédent

- un exemple de simulation d'une diode type est détaillé dans la seconde partie : il s'appuie sur la détermination des spectres de réflectivité, de transmission et d'émission par la surface et vers le substrat, pour déduire les conditions d'émission laser et les caractéristiques de l'émission surfacique

- la troisième partie comporte une étude systématique de l'effet des paramètres géométriques sur la détermination des modes résonnants, la sélection du mode oscillant, le rendement d'émission surfacique et le diagramme de rayonnement.

Cette étude permet, d'une part, d'extraire des règles de conception du dispositif et de démontrer, d'autre part, quelles performances de la diode DBR à émission surfacique ne peuvent être maîtrisées en raison du principe même de sa structure.

II-1 Principe de simulation informatique

Le logiciel GSEL (Grating Surface Emitting Laser), s'appuyant sur le modèle présenté précédemment, a été développé au sein de notre équipe de recherche [77], [78].

Ce logiciel est décomposé en trois blocs principaux :

- simulation de la zone de gain pour déterminer le spectre d'émission de la structure à puits quantique et les caractéristiques de la propagation dans le guide multicouche

- simulation des zones de réseaux pour en établir les spectres de réflectivité, de transmission et d'émission surfacique

- simulation du composant pris dans sa globalité, en associant les zones de gain et de réseaux, de manière à déterminer l'ensemble des caractéristiques de la diode laser DBR à partir de la condition d'oscillation dans la cavité optique.

Ces trois blocs sont eux-mêmes constitués de plusieurs modules informatiques décrits ci-dessous et dont l'imbrication est schématisée sur la figure II-1.

Zone de gain :

La structure de la zone de gain est décrite dans le module DONNEES auquel on fournit sa longueur totale, les épaisseurs des différentes couches qui la constituent, leur composition et leur absorption (sauf pour la couche active).

Le module CADILAC établit alors les caractéristiques du puits quantique ainsi défini, à savoir les niveaux d'énergie quantifiés et le spectre de gain en fonction de l'injection de porteurs. Ce spectre permet de déterminer la longueur d'onde d'émission optimale λ_m de la structure amplificatrice. De même, le module CADILAC permet de connaître la caractéristique gain-courant du puits quantique.

Enfin, le module TEN conduit à la détermination des indices des différentes couches en appliquant les relations d'Fromowitz [79]. A partir de λ_m et de ces indices, il calcule alors la constante de propagation dans la zone de gain, l'indice effectif complexe de la structure et le facteur de confinement.

Zone de réseau :

De façon analogue à la description de la zone de gain, la structure de la zone de réseau est décrite dans le module DONNEES RESEAU. Les paramètres fournis à ce module sont alors les épaisseurs des différentes couches, leur composition, leur absorption (sauf pour la couche active) et certains paramètres géométriques du réseau proprement dit : son rapport d'ouverture w/Λ , sa profondeur de gravure g , sa position f par rapport au guide optique et la position z_0 du premier sillon entier.

Le module ABS détermine le spectre d'absorption dans le puits quantique non pompé. Cette détermination est obtenue à partir d'une extension de la formulation donnée par Chemla [70] selon l'expression reportée dans l'annexe A.

Le module TEN détermine alors les indices des différentes couches et, ensuite, l'indice effectif complexe de la zone de réseau. Le pas Λ du réseau accordé à la longueur d'onde λ_m est ainsi défini et complète les caractéristiques énumérées plus haut.

A partir de l'ensemble de ces résultats, et après avoir précisé la longueur L_i de la zone de réseau considérée, le module RESBRAGG établit les spectres de réflectivité, de transmission et d'émission surfacique du réseau correspondant. Ce module est appliqué pour chaque longueur L_i étudiée.

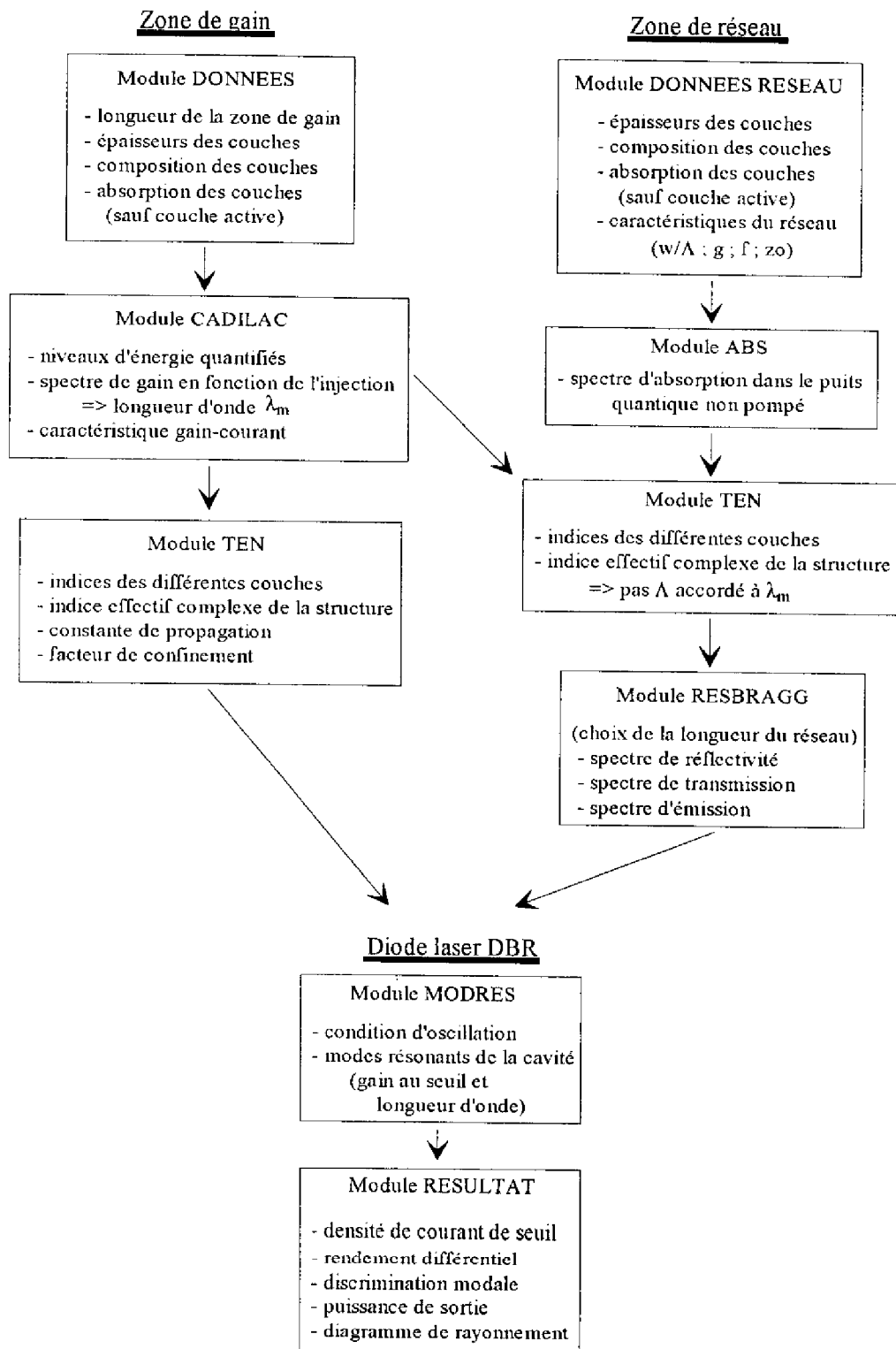


Fig.II-1 : Structure schématique du logiciel de simulation.

Diode laser DBR complète :

Les caractéristiques de fonctionnement de la zone de gain et des zones de réseaux sont alors injectées dans le module MODRES qui résout la condition d'oscillation et établit l'ensemble des modes sélectionnés par la cavité ainsi que leur gain au seuil et leur discrimination. Les caractéristiques du mode oscillant, correspondant au gain au seuil le plus bas, sont déterminées dans le module RESULTAT. La diode laser DBR est ainsi caractérisée par sa densité de courant de seuil déduite de la caractéristique gain-courant établie précédemment par le module CADILAC, son rendement différentiel, sa discrimination modale, sa puissance de sortie en fonction du courant injecté et son diagramme de rayonnement.

II-2 Simulation du fonctionnement d'une diode laser DBR à émission par la surface

Le logiciel décrit précédemment est conçu pour la simulation de tout type de diodes laser à cavité DBR. Les possibilités d'étude qu'il offre sont illustrées dans ce paragraphe. Pour cela, nous nous intéresserons à une structure DBR type dont nous dégagerons les principales caractéristiques de fonctionnement.

II-2.1 Description du composant :

La diode laser DBR faisant l'objet de cette simulation présente une structure multicouche dont les caractéristiques physiques et géométriques sont décrites ci-dessous.

Notre choix s'est porté sur une structure classique de diode laser GaAlAs/GaAs à puits quantique. Il s'agit d'une structure de type GRIN-SCH dont les profils géométriques et de concentration en Aluminium sont indiqués sur la figure II-2.

La géométrie d'un composant DBR est définie par l'ensemble des paramètres décrits au cours du chapitre précédent. Ils sont rappelés ici dans le cas d'un réseau au profil rectangulaire, seul cas de simulation que nous envisagerons (Fig. II-3) :

L_a : longueur de la zone de gain

L : longueur de la zone de réseau

Λ : pas du réseau

w : largeur du sillon gravé

g : profondeur de gravure

f : distance entre le "haut" de la couche graduelle et le fond de gravure des sillons

z_0 : position, par rapport à l'origine de la zone de réseau, du début du premier sillon entier.

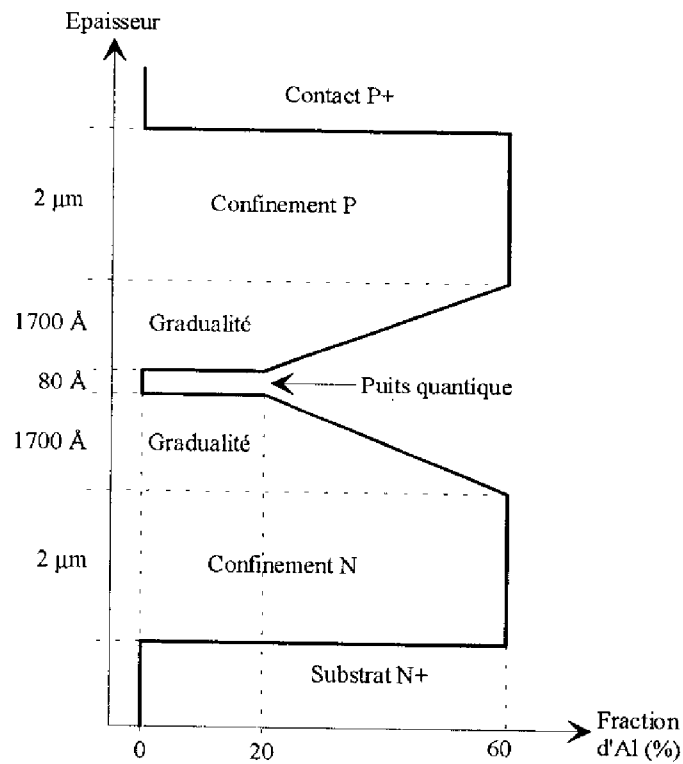


Fig.II-2 : Caractéristiques de la structure multicouche étudiée.

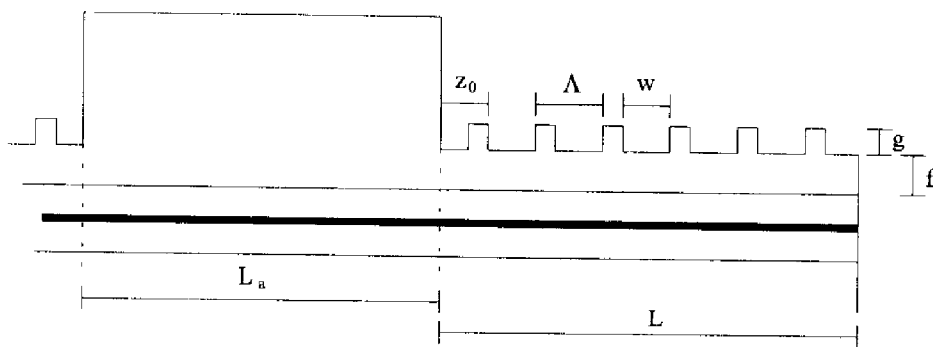


Fig.II-3 : Paramètres géométriques caractérisant un composant DBR.

La diode laser DBR faisant l'objet de cette étude est un composant symétrique dont les deux réseaux, situés de part et d'autre de la zone de gain, sont identiques. Les différents paramètres géométriques sont fixés aux valeurs suivantes :

$$L_a = L = 300 \mu\text{m}$$

$$w/\Lambda = 0,5$$

$$g = f = 500 \text{ \AA}$$

$$z_0 = 0$$

La valeur du pas du réseau, quant à elle, sera fixée en cours de simulation. En effet, après la détermination de la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum du spectre de gain et le calcul de l'indice effectif n_{eff} des zones de réseau, le pas Λ sera pris accordé à λ_m (voir paragraphe II-2.2.2).

II-2.2 Caractéristiques de fonctionnement :

La simulation du composant qui vient d'être décrit conduit aux caractéristiques de fonctionnement présentées dans ce paragraphe.

II-2.2.1 Spectres de gain et d'absorption :

Pour la structure considérée, les différents spectres de gain correspondant à plusieurs niveaux d'injection de porteurs dans le puits sont représentés sur la figure II-4. On peut noter que la valeur de la longueur d'onde correspondant au maximum de chacun de ces spectres varie peu avec le niveau d'injection et elle sera prise constante par la suite.

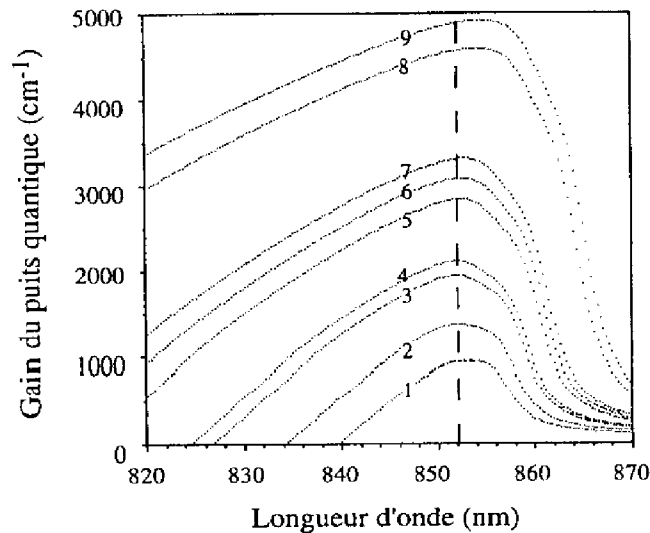


Fig II-4 : Evolution du spectre de gain avec l'injection de porteurs (injection = $n \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
(spectre 1: $n=1,5$; 2: $n=1,7$; 3: $n=2$; 4: $n=2,1$; 5: $n=2,6$; 6: $n=2,8$; 7: $n=3$; 8: $n=4,5$; 9: $n=5$)

La figure II-5 met en évidence les variations relatives du gain, dans les zones pompées, et du front d'absorption, dans les zones non pompées, en fonction de l'énergie des photons. Dans la suite des calculs, nous prendrons la longueur d'onde d'émission donnée par le maximum du spectre de gain ($\lambda_m = 852 \text{ nm}$) et pour laquelle l'absorption effective dans les zones de réseau est de l'ordre de 10 cm^{-1} . L'influence du choix de ces paramètres sur le fonctionnement de la diode DBR sera analysée ultérieurement (paragraphe II-3.2.3).

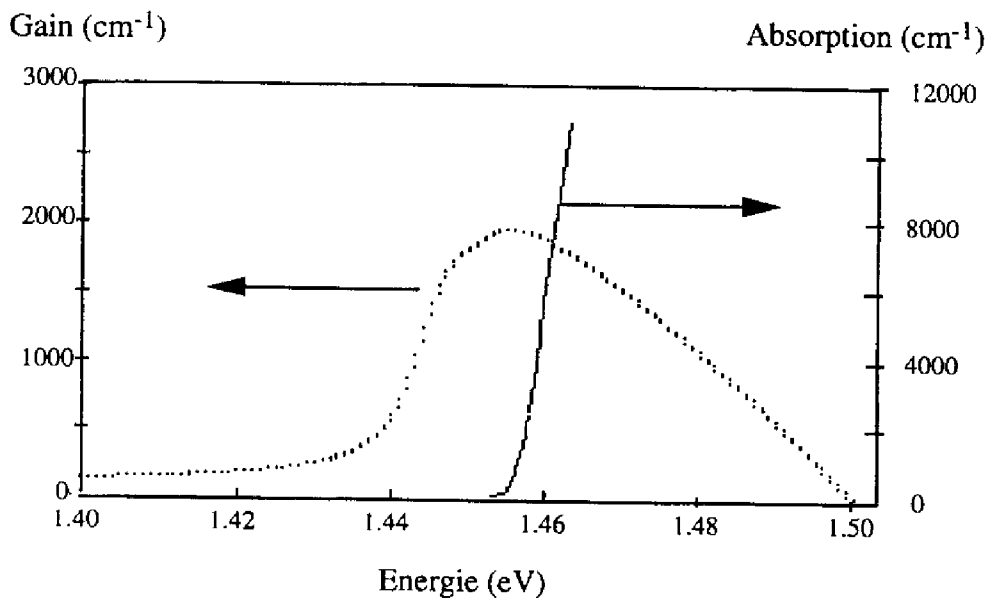


Fig.II-5 : Spectres de gain et d'absorption.

II-2.2.2 Indices effectifs et pas du réseau :

Les empilements des couches des zones de gain et de réseau conduisent à la détermination de leur indice effectif dont les parties réelles sont respectivement notées n_{effa} et n_{effr} . La valeur de n_{effr} est obtenue après la détermination de l'indice équivalent de la couche de réseau qui, pour une structure donnée, n'est sensible qu'au rapport d'ouverture w/Λ (expression (I.21)).

Dans le cas présent, le calcul conduit aux valeurs :

$$n_{\text{effa}} = 3,3043 \quad \text{et} \quad n_{\text{effr}} = 3,2940.$$

La connaissance de l'indice effectif de la zone de réseau permet alors de calculer la valeur du pas Λ accordé à la longueur d'onde λ_m déterminée plus haut (la valeur de Λ est arrondie à l'Angström) :

$$\Lambda = \frac{\lambda_m}{n_{\text{eff}}} = 2587 \text{ \AA} \quad (\text{II.1})$$

Pour la suite de la simulation, c'est cette valeur du pas qui sera prise en compte par le logiciel.

II-2.2.3 Spectres de réflectivité, de transmission et d'émissions :

Ces spectres (Fig.II-6) sont relatifs aux coefficients de réflexion R, de transmission T, d'émission par la surface U et d'émission vers le substrat S décrits dans le chapitre précédent. L'axe horizontal porté par chacun d'eux est gradué en fonction de la variable δ qui représente l'écart entre la constante de propagation de l'onde guidée et la constante de propagation de Bragg.

La comparaison des spectres de R et U met en évidence le caractère antagoniste de ces deux coefficients. En effet, à une valeur élevée de R, nécessaire à l'obtention d'un faible gain au seuil, correspond une valeur faible de U pénalisant l'émission surfacique. La recherche d'un rendement différentiel élevé conduira donc à établir un compromis entre ces deux coefficients, via les paramètres f et g étudiés au paragraphe II-3.3.

D'autre part, pour la structure considérée, les spectres de T et S révèlent l'importance de ces deux grandeurs. Dans le cadre de l'émission par la surface du composant, elles apparaissent comme des pertes à minimiser. Le coefficient de transmission T étant relatif à l'ordre zéro du réseau, la longueur de ce dernier permet d'en réduire l'importance (voir paragraphe II-3.2.1). Le coefficient S, quant à lui, est relatif à l'ordre un du réseau et il est sensible aux mêmes paramètres géométriques que le coefficient U. Toutefois, de par sa nature même, sa dépendance en ces paramètres est plus faible que celle de U. En effet, la répartition du champ optique dans la structure multicouche n'est pas symétrique par rapport à l'axe du puits quantique : le champ décroît lentement en s'étalant vers le substrat alors que le saut d'indice important au niveau du réseau lui impose une diminution rapide. Cette dissymétrie permet déjà de pressentir l'influence importante des paramètres f et g sur la valeur des coefficients U et R et, par suite, sur le rendement différentiel.

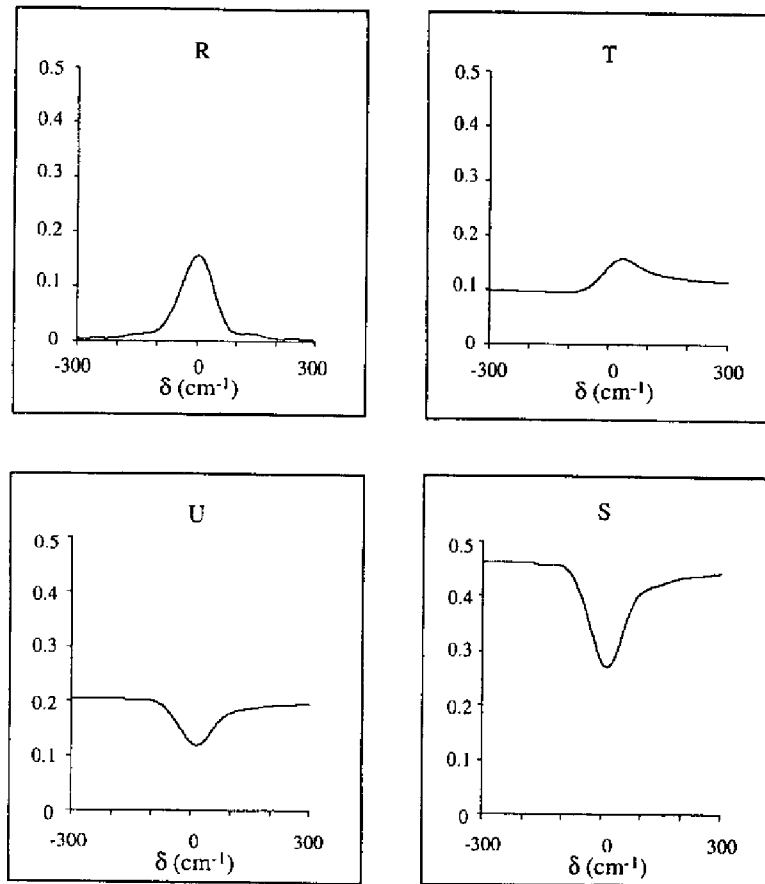


Fig.II-6 : Spectres de réflectivité (R), de transmission (T) et d'émissions (U et S) de la structure simulée.

II-2.2.4 Modes résonnants de la cavité :

Les modes résonnants de la cavité DBR sont déterminés par la condition d'oscillation à l'intérieur de celle-ci. Cette condition est définie par deux relations couplées dont une est relative au gain de la structure et l'autre à la phase de l'onde.

D'après les équations (I.79) et (I.80) du paragraphe I-2.3, et pour un composant symétrique, ces deux relations peuvent s'exprimer en fonction de δ sous la forme :

$$G_{th}(\delta) = \alpha_i + \frac{1}{L_u} \cdot \text{Log} \left[\frac{1}{R(\delta)} \right] \quad (\text{II.2})$$

et
$$\phi(\delta) = \pi \cdot q - \beta_a(\delta) \cdot L_u \quad (\text{II.3})$$

La résolution de l'équation de phase (II.3) conduit à la détermination des modes longitudinaux de la cavité. Ces modes correspondent donc aux points d'intersection du faisceau de droites d'équation $\Phi(\delta) = \pi \cdot q - \beta_n(\delta) \cdot L_n$ et de la courbe d'équation $\phi(\delta) = \text{Arg}[r_c(\delta)]$ où r_c est le coefficient de réflexion complexe, en amplitude, des miroirs équivalents à chaque zone de réseau. Dans la suite, chaque mode sera repéré par son numéro i égal à la valeur du paramètre q de la droite ayant permis sa détermination. Tout mode i de la cavité est ainsi caractérisé par son écart δ_i à l'accord de Bragg représenté par l'abscisse du point d'intersection considéré (Fig.II-7a).

La connaissance des valeurs δ_i conduit ensuite à la détermination du gain au seuil des modes longitudinaux et au calcul de leur discrimination. Le tracé des droites d'équation $\delta = \delta_i$ sur le spectre $G_{th}(\delta)$ permet alors de visualiser la position des différents modes et la "hiérarchie" qui en découle (Fig.II-7b).

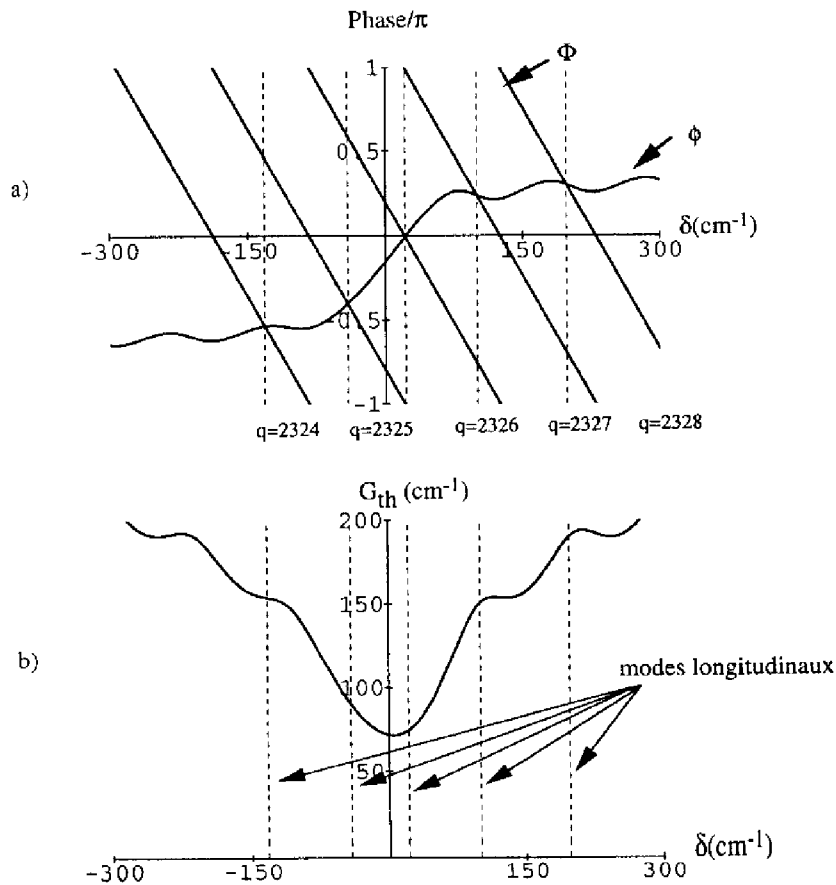


Fig.II-7 : Modes longitudinaux (a) et gain au seuil correspondant (b).

Le tableau récapitulatif présenté sur la figure II-8 indique, pour chaque mode longitudinal de la cavité, son écart à l'accord de Bragg (δ), son gain au seuil (G_{th}) et sa discrimination (DM) vis à vis du mode présentant le plus faible gain au seuil et appelé "mode dominant".

| n° de mode | δ (cm ⁻¹) | G_{th} (cm ⁻¹) | DM (cm ⁻¹) |
|------------|------------------------------|------------------------------|------------------------|
| 2324 | -132,3 | 153,8 | 79 |
| 2325 | -41,4 | 90 | 15,2 |
| 2326 | 21,6 | 74,8 | 0 |
| 2327 | 100,4 | 150,8 | 76 |
| 2328 | 198 | 190,1 | 115,3 |

Fig.II-8 : Caractéristiques des principaux modes de la structure simulée.

II-2.2.5 Rendement différentiel :

L'expression du rendement différentiel η_D , établi au paragraphe I-2.4.2, est rappelée ici avec $R = R(\delta)$ et $U = U(\delta)$:

$$\eta_D = \eta_i \cdot \eta_0 \cdot \eta_r = \eta_i \cdot \left[\frac{\text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)}{\alpha_i \cdot L_a + \text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)} \right] \cdot \left(\frac{U}{1-R} \right) \quad (\text{II.4})$$

Le tracé des spectres $R(\delta)$ et $U(\delta)$ permet d'obtenir le spectre de rendement $\eta_D(\delta)$ présenté sur la figure II-9 et sur lequel ont été portés les modes longitudinaux de la cavité.

Pour la structure étudiée, quel que soit le mode considéré, le rendement différentiel obtenu est toujours inférieur à 20%. La faiblesse de ce rendement découle directement de l'importance des coefficients T et S pénalisant l'émission surfacique.

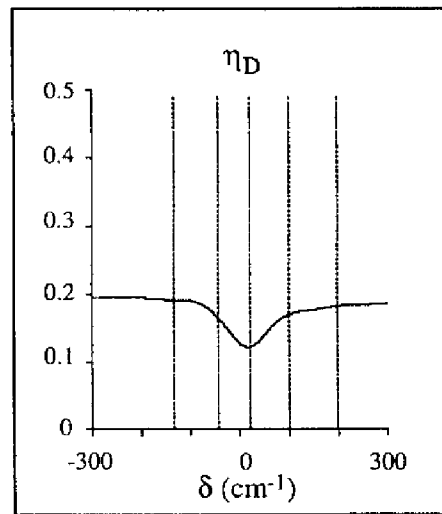


Fig.II-9 : Rendement différentiel et modes longitudinaux de la cavité.

On constate, de plus, que pour ce type de composants le mode dominant bénéficie du rendement le plus faible. En effet, ce mode correspond à un gain au seuil minimal obtenu pour une valeur de R proche du maximum du spectre de réflectivité. Or, pour les valeurs élevées de R , le terme η_r présente une décroissance importante (Fig.II-10) qui tend à provoquer la chute du rendement η_D , chute accentuée par la décroissance moindre mais simultanée du terme η_0 .

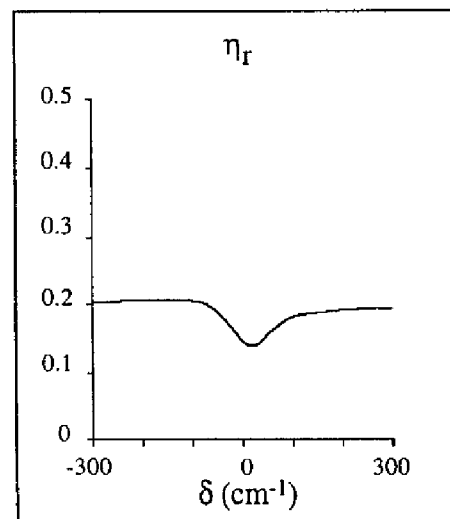


Fig II-10 : Rendement η_r des deux réseaux.

II-2.2.6 Diagramme de rayonnement :

Le diagramme de rayonnement correspondant au mode longitudinal dominant de la structure simulée (mode 2326) est présenté sur la figure II-11. Il s'agit d'un diagramme monolobe dont la largeur du pic central, à mi-hauteur, est de l'ordre de $0,05^\circ$. Cette largeur, typique des diodes laser DBR à émission surfacique [80], [81], [67], constitue un des attraits de ce type de composants.

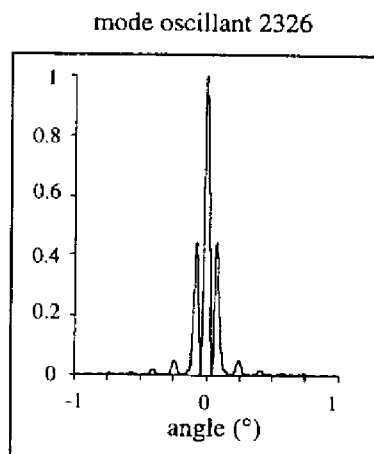


Fig.II-11 : Diagramme de rayonnement du mode longitudinal dominant (mode 2326).

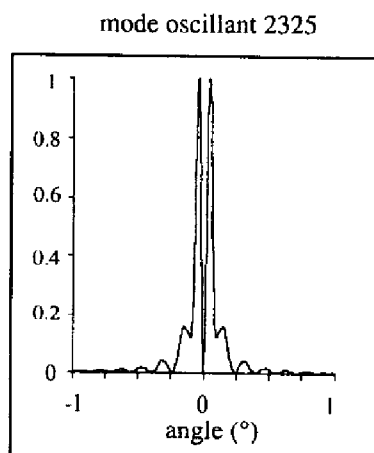


Fig.II-12 : Diagramme de rayonnement du second mode longitudinal (mode 2325).

Le diagramme de rayonnement du second mode longitudinal est bilobe et présente un écart pic à pic de $0,08^\circ$ (Fig.II-12). Le passage d'une allure monolobe à bilobe correspond à un saut de mode d'une unité (2326 à 2325) introduisant un déphasage de π entre les ondes émises par les deux réseaux. Le passage à des modes successifs se traduirait, de façon analogue, par une alternance de diagrammes de rayonnement monolobes et bilobes.

Les possibilités de simulation offertes par le logiciel décrit en début de chapitre viennent d'être illustrées pour une diode laser DBR symétrique. Ce logiciel a permis la détermination des spectres de gain et d'absorption de la structure conduisant à sa longueur d'onde d'émission λ_m . Les indices effectifs des zones de gain et de réseau ont été calculés, permettant la détermination du pas Λ accordé à λ_m . Ensuite, les spectres de réflectivité, de transmission et d'émissions du composant ont été déterminés ainsi que les modes résonnants de la cavité DBR (longueur d'onde, gain au seuil, discrimination). Enfin le spectre de rendement différentiel et le diagramme de rayonnement de la diode ont été établis.

Pour l'illustration des possibilités de cet outil de simulation, les valeurs des paramètres géométriques de la structure ont été fixées de façon arbitraire. L'analyse de leur influence sur les performances du composant sera l'objet de la suite de ce chapitre.

II-3 Conception de diodes laser DBR à émission surfacique : étude de réseaux diffractants

L'outil de simulation va être mis en œuvre, ici, pour analyser l'influence des différents paramètres géométriques sur les performances d'une diode laser DBR. Il s'agit d'une étude de conception visant à déterminer, pour chaque paramètre, la gamme de valeurs propice à un fonctionnement optimal du composant.

II-3.1 Structure et paramètres étudiés :

Le composant DBR simulé est issu d'une structure multicouche identique à celle qui est décrite au paragraphe II-2.1.1. (structure GRIN-SCH de la filière GaAlAs/GaAs comportant un puits quantique de 80 \AA).

L'ensemble des paramètres géométriques que nous avons définis précédemment est complété par le paramètre "x" relatif à la zone de gain de longueur L_a . Ce paramètre nous permettra d'explicitier le déphasage de l'onde dû à la traversée de cette zone. Il est défini par l'expression :

$$L_a = a_0 \cdot \lambda_a + x \cdot \lambda_a = L_{a0} + x \cdot \lambda_a \quad (\text{II.5})$$

- où λ_a est la longueur d'onde, dans la zone de gain, correspondant au maximum du spectre de gain
 a_0 est un entier
et x est un réel de valeur absolue inférieure à 1.

Suivant leur nature, les paramètres géométriques du composant sont répartis en trois catégories :

- les paramètres "longitudinaux" : L_{a0} , L , w et Λ , selon l'axe de propagation de l'onde dans le guide multicouche
- les paramètres "transverses" : f et g qui caractérisent le confinement du réseau
- les paramètres "d'accord" : z_0 et x , relatifs à la phase de l'onde dans le composant.

L'analyse qui va suivre concernera tour à tour chacune de ces catégories.

II-3.2 Influence des paramètres longitudinaux :

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à l'influence des paramètres L , w/Λ et Λ sur les performances du composant. Le paramètre L_{a0} , quant à lui, ne fera pas l'objet d'une étude : son influence est identique à celle que l'on observe dans le cas de diodes laser à cavité conventionnelle de type Pérot-Fabry. Nous considérerons donc toujours une zone de gain dont la longueur sera de l'ordre de $300 \mu\text{m}$. De même, dans toutes les structures étudiées ci-dessous, nous prendrons $z_0 = 0$ de façon à maintenir constante la position longitudinale du réseau par rapport à cette zone de gain.

II-3.2.1 Influence de la longueur de réseau :

Pour analyser l'influence de ce paramètre longitudinal, nous considérons une structure dont le réseau présente un pas Λ accordé à la longueur d'onde d'émission λ_m et dont le rapport d'ouverture w/Λ est égal à 0,5.

L'influence de L sur les performances du composant DBR à émission surfacique est étudiée au travers de la relation $R+T+U+S+A = 1$ présentée au paragraphe I-3.2. Il s'agit alors, pour favoriser l'émission par la surface (U), de diminuer les différentes pertes et notamment celles qui sont relatives à l'ordre zéro du réseau (T). L'étude porte donc sur l'évolution de la valeur du coefficient de transmission en fonction de la longueur L du réseau. Pour chaque valeur de L , on retiendra la valeur T_{max} de la variation $T(\delta)$.

La simulation pour différents confinements de réseau, caractérisés par les paramètres transverses f et g , conduit au résultat présenté sur la figure II-13.

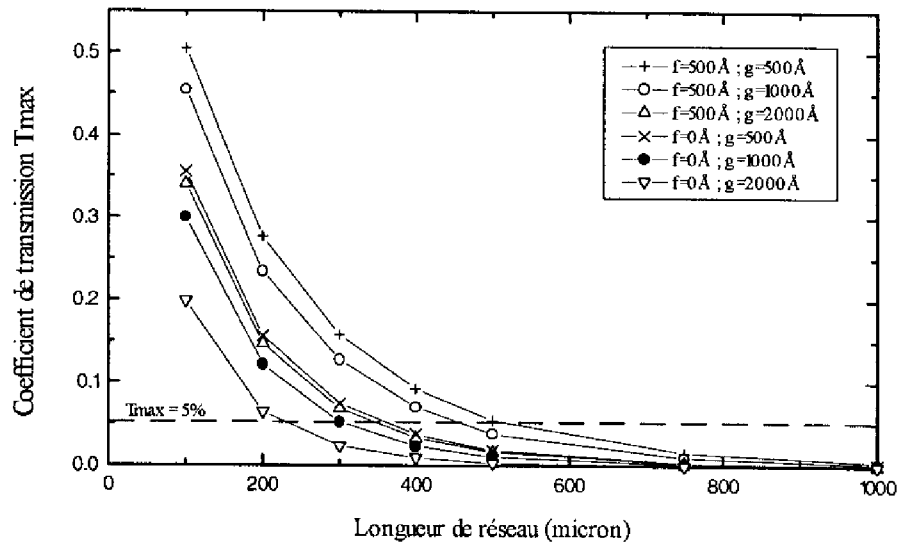


Fig.II-13 : Influence de la longueur L du réseau sur le coefficient de transmission T_{\max} .

Si l'on souhaite conserver les dimensions macroscopiques du composant simulé au paragraphe II-2 ($L_a = L = 300 \mu\text{m}$), le tracé de $T_{\max}(L)$, pour différentes valeurs de f et g , permet de fixer l'ordre de grandeur de ces deux paramètres. En effet, pour favoriser l'émission surfacique, nous prendrons pour la suite des valeurs de f et g correspondant à une transmission maximale faible à l'extrémité du réseau ($T_{\max} \leq 5\%$), soit donc : $f = 0$ et $g = 1000 \text{ \AA}$.

II-3.2.2 Influence du rapport d'ouverture :

Pour l'étude de l'influence du rapport d'ouverture sur les performances du composant, nous ajusterons systématiquement le pas du réseau de manière à satisfaire l'accord de Bragg pour la longueur d'onde λ_m . La structure, simulée pour des rapports d'ouverture de 0,25, 0,5 et 0,75, conduit aux spectres de réflectivité, d'émission surfacique et de rendement différentiel présentés ci-dessous (Fig.II-14).

Le rapport d'ouverture de 0,25 conduit à de faibles sélectivités en réflectivité et émission surfacique qui se traduisent par une faible discrimination modale de la structure. De plus, le rendement différentiel minimal obtenu montre que ce rapport d'ouverture est inadapté à l'émission par la surface.

Pour les valeurs de w/Λ égales à 0,5 ou 0,75, les sélectivités sont équivalentes entre elles et nettement améliorées par rapport au cas précédent. Toutefois, pour l'application envisagée, la

comparaison des rendements différentiels met en évidence l'avantage du rapport d'ouverture égal à 0,5 : son rendement minimal est environ le double de celui correspondant à $w/\Lambda = 0,75$. L'oscillation du mode dominant ayant lieu à proximité immédiate de ce minimum (paragraphe II-2.2.5), les structures présentant un rapport d'ouverture de 0,5 sont donc les mieux adaptées à l'émission surfacique.

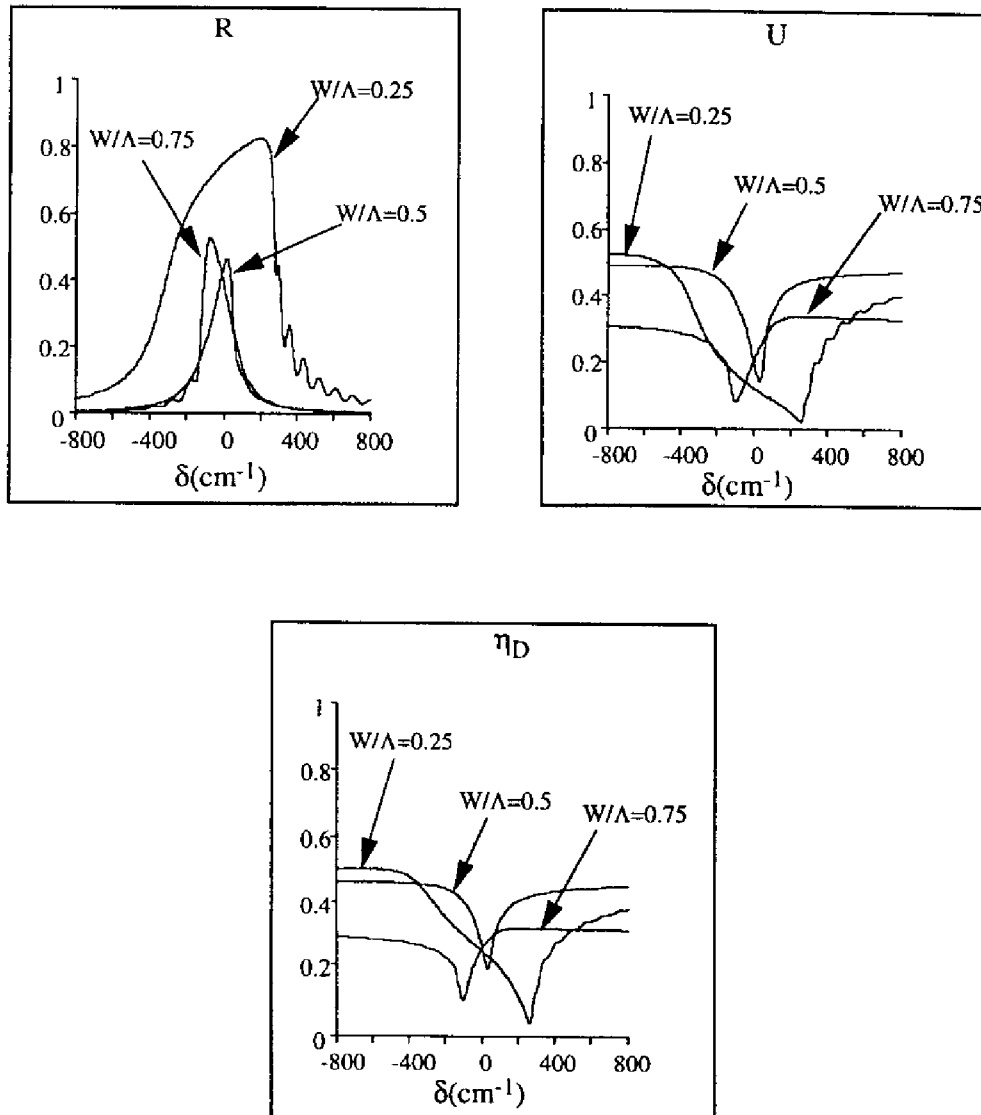


Fig.II-14 : Influence du rapport d'ouverture sur la réflectivité R des zones de réseaux, le coefficient U d'émission surfacique et le rendement différentiel η_D du composant.

II-3.2.3 Influence du pas :

Jusqu'à présent, nous avons considéré des réseaux de Bragg dont le pas Λ était accordé à la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum du spectre de gain. Dans ce paragraphe, nous allons vérifier la légitimité de ce choix en analysant les conséquences d'un désaccord. Le composant étudié présente un rapport d'ouverture de 0,5 et la valeur du pas accordée à λ_m est égale à 2593 Å.

L'étude consiste à résoudre la condition d'oscillation pour différentes valeurs de Λ , en tenant compte des propriétés d'absorption du puits quantique dans les zones de réseau. Les modes longitudinaux dominants de la cavité sont alors reportés sur le spectre de gain modal de la structure établi pour différents niveaux d'injection (Fig.II-15).

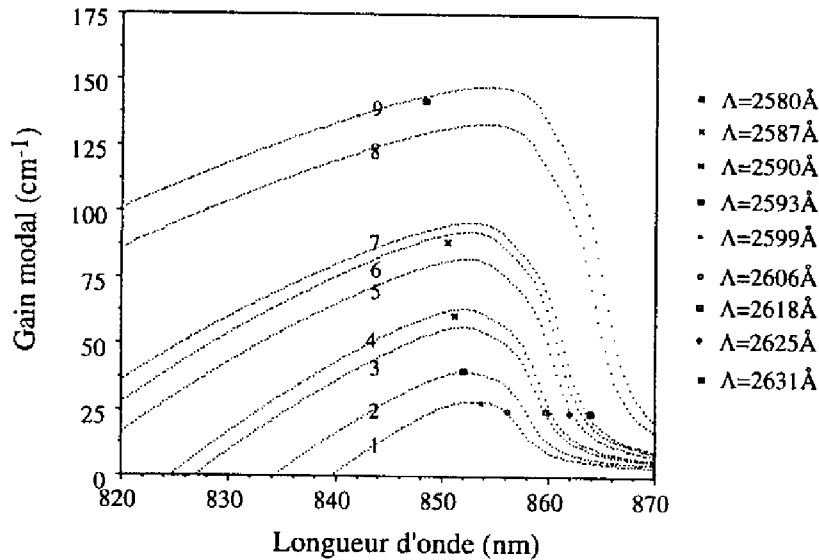


Fig.II-15 : Spectre de gain modal de la structure et modes dominants (injection = $n \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
(spectre 1: $n=1,5$; 2: $n=1,7$; 3: $n=2$; 4: $n=2,1$; 5: $n=2,6$; 6: $n=2,8$; 7: $n=3$; 8: $n=4,5$; 9: $n=5$)

On peut ainsi déterminer la densité de courant de seuil J_{th} , calculée sur la base des recombinaisons radiatives, correspondant au mode dominant de chacune des structures. Le résultat obtenu est indiqué sur la figure II-16 où la densité de courant de seuil minimale est notée J_{th-min} .

On observe alors une forte sensibilité de la densité de courant de seuil à la valeur du pas du réseau. En effet, pour se placer dans des conditions de fonctionnement présentant un courant de seuil non prohibitif ($J_{th-min} < J_{th} < 2 J_{th-min}$), le pas du réseau doit être fixé avec une incertitude absolue inférieure à 15 Å. D'autre part, on peut noter que le choix d'accorder le pas sur la

longueur d'onde associée au maximum du spectre de gain est légitime puisque la densité de courant de seuil correspondante n'est supérieure à J_{th-min} que de 20%.

En dehors de la zone d'accord, le courant de seuil s'élève rapidement. La figure II-16 illustre l'effet néfaste de l'absorption dans les zones de réseau, pour les pas de valeur trop faible, et l'augmentation du niveau d'injection permettant d'atteindre le gain nécessaire, pour les pas de valeur trop élevée. La dissymétrie de la courbe $J_{th}(\Lambda)$ met en évidence qu'il paraît judicieux, lors de la réalisation pratique de composants DBR, de considérer des pas légèrement désaccordés vers les grandes longueurs d'onde.

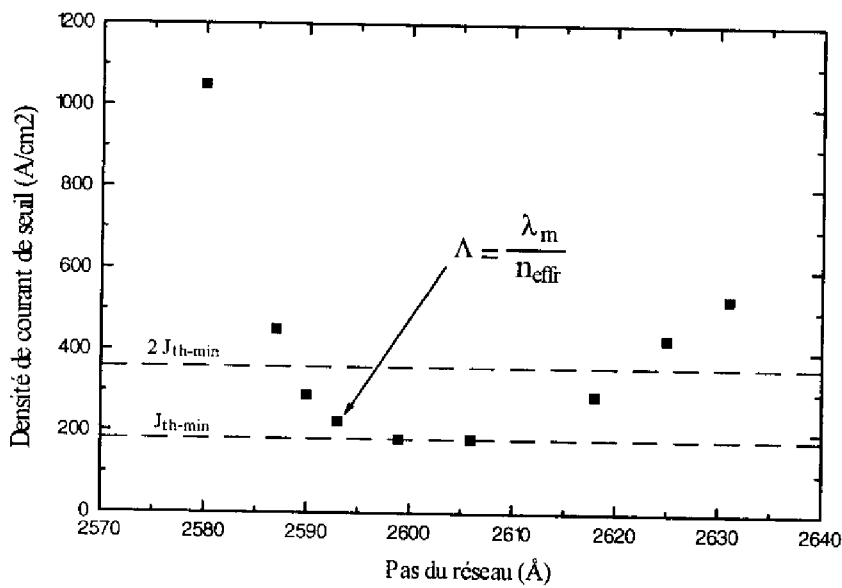


Fig.II-16 : Influence du pas sur la densité de courant de seuil du composant.

En résumé, l'étude de l'influence des paramètres longitudinaux sur les performances d'une diode laser DBR nous a montré que, pour un confinement de réseau donné ($f = 0$; $g = 1000 \text{ \AA}$), les pertes par transmission ne pénalisent plus l'émission surfacique lorsque la longueur de la zone de réseau atteint $300 \mu\text{m}$. Ce type d'émission est favorisé par un rapport d'ouverture égal à 0,5 et les densités de courant de seuil les plus faibles sont obtenues pour un réseau dont le pas est très légèrement désaccordé vers les grandes longueurs d'onde. Cependant, pour la structure multicouche étudiée, nous avons vu que le fait d'accorder le pas à la longueur d'onde λ_m pénalise peu les performances du composant. Dans la suite, nous continuerons donc à nous placer dans le cadre de l'accord de Bragg.

II-3.3 Influence des paramètres transverses :

Les paramètres transverses, f et g , traduisent la capacité du réseau à diffracter l'onde qui se propage dans le guide optique constitué par la structure GRIN-SCH. Les valeurs de ces paramètres ont une influence directe sur l'amplitude de l'onde diffractée. De même, elles jouent sur sa phase au travers de l'indice effectif de la zone de réseau.

La structure de base étudiée ici présente les mêmes caractéristiques que précédemment, à savoir : $L_a = 300 \mu\text{m}$; $L = 300 \mu\text{m}$; $w/\Lambda = 0,5$; Λ accordé à λ_m ; $z_0 = 0$.

La valeur de δ du mode dominant, caractérisant l'écart entre la constante de propagation de l'onde guidée et la constante de propagation de Bragg, est déterminée de façon précise par la condition d'oscillation à l'intérieur de la cavité. De ce fait, selon les valeurs de f et g , on observe des fluctuations de δ dues à de faibles variations de l'indice effectif n_{eff} . Ces fluctuations se traduisent par un glissement de la position du mode dominant sur le spectre de gain au seuil. Pour s'affranchir de ce phénomène, et dans un contexte d'optimisation des performances minimales du composant, il nous est apparu intéressant de prendre en compte uniquement la valeur minimale $\eta_{D\text{min}}$ du rendement différentiel de la diode. L'étude consiste donc à déterminer les valeurs des paramètres transverses conduisant à la valeur maximale de ce rendement minimal.

Le tracé de $\eta_{D\text{min}}$ en fonction de g , pour différentes valeurs de f , est reporté ci-dessous (Fig.II-17). Il permet de déterminer l'intervalle $\Delta g = [1250\text{\AA} ; 1500\text{\AA}]$ sur lequel $\eta_{D\text{min}}$ est toujours voisin de sa valeur maximale, quelle que soit la valeur du paramètre f .

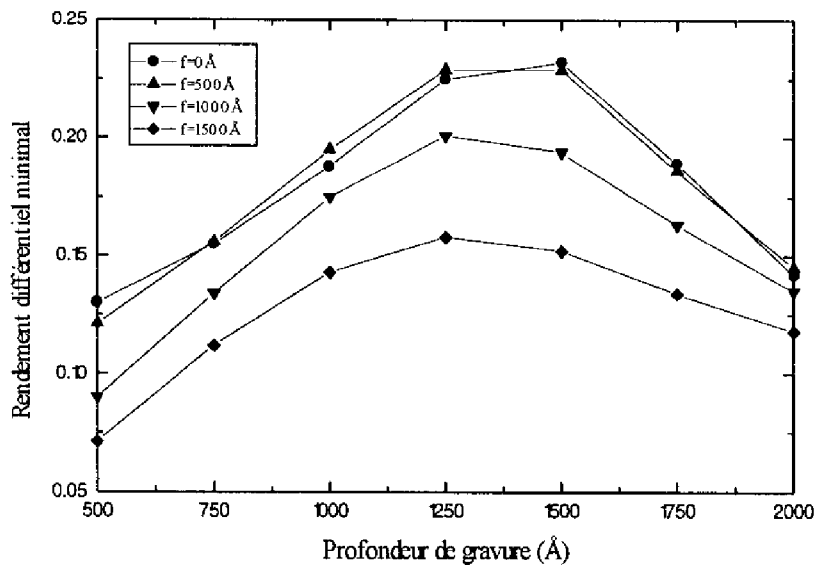


Fig.II-17 : Influence de la profondeur de gravure sur le rendement différentiel minimal pour différentes positions du réseau.

Une étude plus précise de l'influence de f est donc menée pour la valeur de $g = 1375 \text{ \AA}$ correspondant au milieu de l'intervalle Δg (Fig.II-18). On observe que les valeurs de f inférieures à 500 \AA conduisent à un rendement différentiel minimal supérieur à 23%. Au-delà de 500 \AA , la distance entre le réseau et le guide optique entraîne une chute de ce rendement qui devient inférieur à 10% lorsque f dépasse 2000 \AA .

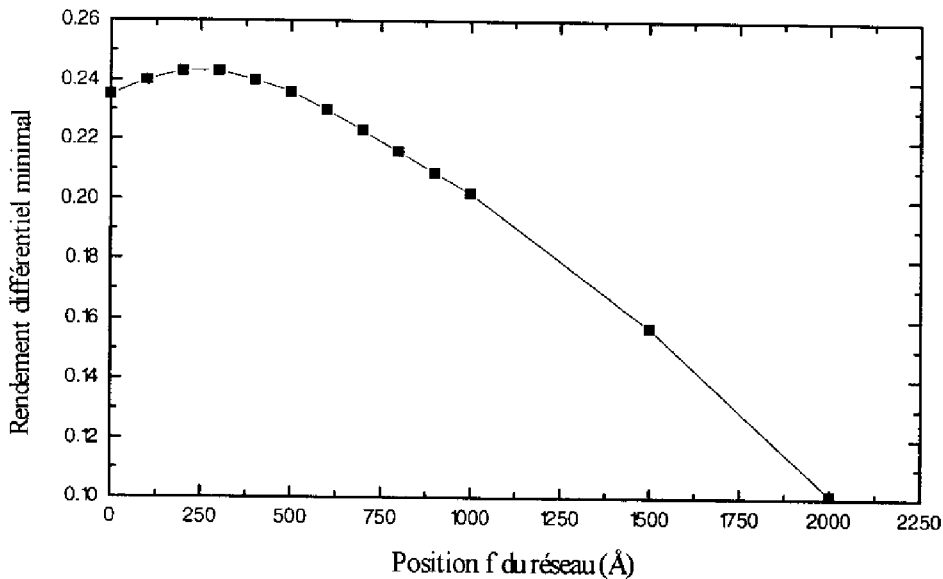


Fig.II-18 : Influence de la position du réseau sur le rendement différentiel minimal ($g = 1375 \text{ \AA}$)

Compte tenu du résultat du paragraphe II-3.2.1 concernant les paramètres f et g ($f = 0$ et $g = 1000 \text{ \AA}$), nous conserverons pour la suite une valeur de f égale à 0. La valeur de g , quant à elle, sera choisie égale à 1250 \AA et conduira, pour la structure étudiée, à un rendement différentiel supérieur à 22% (Fig.II-17).

II-3.4 Influence des paramètres d'accord :

Après l'étude de l'influence des paramètres longitudinaux et transverses sur les performances d'une diode laser DBR à émission surfacique, nous allons nous intéresser, dans ce paragraphe, à l'influence des paramètres d'accord z_0 et x qui modifient principalement les conditions de phase de la cavité. Pour cela, la structure étudiée présentera toujours un réseau défini par $w/\Lambda = 0,5$; $f = 0$; $g = 1250 \text{ \AA}$ et un pas Λ accordé à λ_m , soit donc $\Lambda = 2593 \text{ \AA}$.

II-3.4.1 Influence de z_0 :

Le paramètre z_0 définit le positionnement longitudinal du réseau par rapport à la zone de gain et, par suite, il modifie les relations de phase de la cavité. L'influence de ce paramètre est étudiée pour une valeur donnée de a_0 et de x . Ici, nous prendrons $x = 0$ et, pour conserver une longueur de zone active de l'ordre de $300 \mu\text{m}$, nous fixerons la valeur de a_0 à 1163 (soit donc : $L_{a0} = 299,889 \mu\text{m}$).

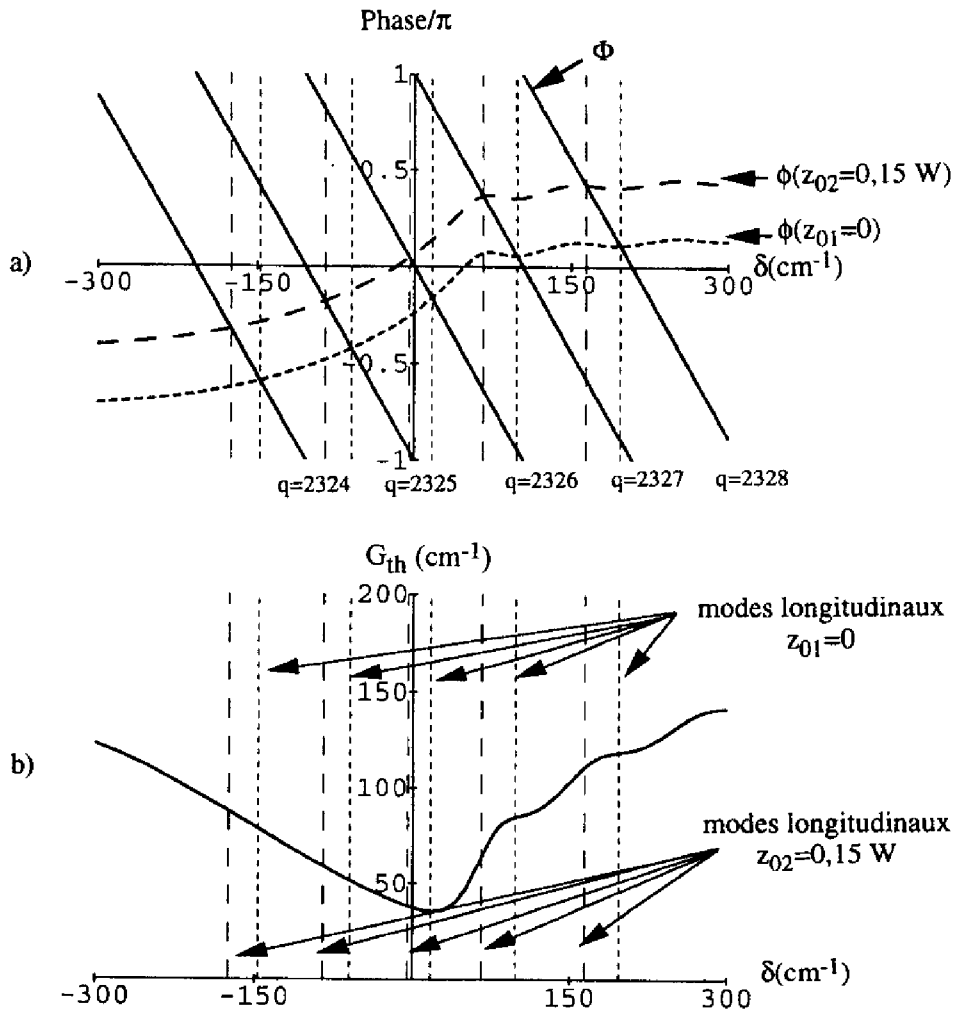


Fig.II-19 : Illustration de l'influence de z_0 sur les modes longitudinaux (a) et leur gain au seuil (b).

Chaque cavité est alors caractérisée par une valeur de z_0 et ses modes longitudinaux sont déterminés par la résolution de l'équation de phase (II.3). Pour deux valeurs distinctes de ce paramètre, notées z_{01} et z_{02} , les phases correspondant aux deux structures, $\phi_1(\delta)$ et $\phi_2(\delta)$,

présentent un écart $\Delta\phi$ égal à $\phi_2(\delta) - \phi_1(\delta)$. Cet écart de phase se déduit directement de l'écart Δz_0 entre z_{01} et z_{02} . En effet, la relation (II.3) étant relative à une simple traversée de la cavité et le composant étudié étant symétrique, un écart Δz_0 égal à Λ conduit à un écart de phase de 4π . De ce fait, la valeur de $\Delta\phi$ se déduit de celle de Δz_0 par l'expression :

$$\Delta\phi = \left(\frac{4 \cdot \Delta z_0}{\Lambda} \right) \cdot \pi \quad (\text{II.6})$$

Toute variation du paramètre z_0 se traduit donc par une translation de la courbe $\phi(\delta)$ suivant l'axe des phases, entraînant à son tour une translation des abscisses de ses points d'intersection avec le faisceau de droites (Fig.II-19a). Les modes longitudinaux de la cavité se décalent ainsi suivant δ et leur gain au seuil s'en trouve modifié (Fig.II-19b). Les coefficients de réflexion $R(\delta)$ et d'émission surfacique $U(\delta)$, en subissant l'influence de ce décalage en δ , entraînent donc une évolution du rendement différentiel du composant qui sera étudiée à la fin de ce paragraphe.

Suite à l'évolution des performances qui vient d'être évoquée, dans ce qui suit, nous étudierons l'influence de z_0 au travers de l'oscillation des modes de la cavité et du rendement différentiel de la structure. D'après (II.6), l'analyse va se limiter aux valeurs de z_0 comprises entre 0 et $\Lambda/2$, soit donc : 0 et w .

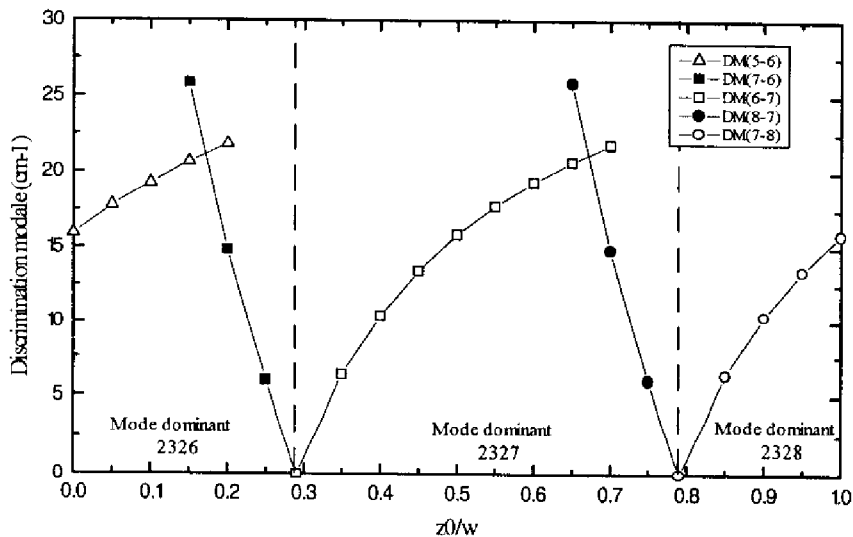


Fig.II-20 : Evolution de la discrimination modale en fonction de z_0 et détermination du mode longitudinal dominant.

L'étude de la discrimination entre les deux modes présentant le plus faible gain au seuil conduit à la caractéristique portée sur la figure II-20. Pour cette structure, lorsque z_0 varie de 0 à w , les modes de plus faible gain au seuil sont successivement les modes 2326, 2327 et 2328. La discrimination modale est notée DM(i-j) où i et j représentent le dernier chiffre du mode considéré et indiquent sa parité.

Cette caractéristique met donc en évidence les prédominances successives de trois modes longitudinaux de la cavité dont un seul est entièrement décrit. Afin d'en améliorer la lecture, nous pouvons choisir une valeur de x permettant la description de l'oscillation complète de deux modes consécutifs. La valeur de x égale à -0,208 conduit ainsi à la caractéristique de la figure II-21 sur laquelle sont également représentés les champs lointains correspondant à chaque mode oscillant.

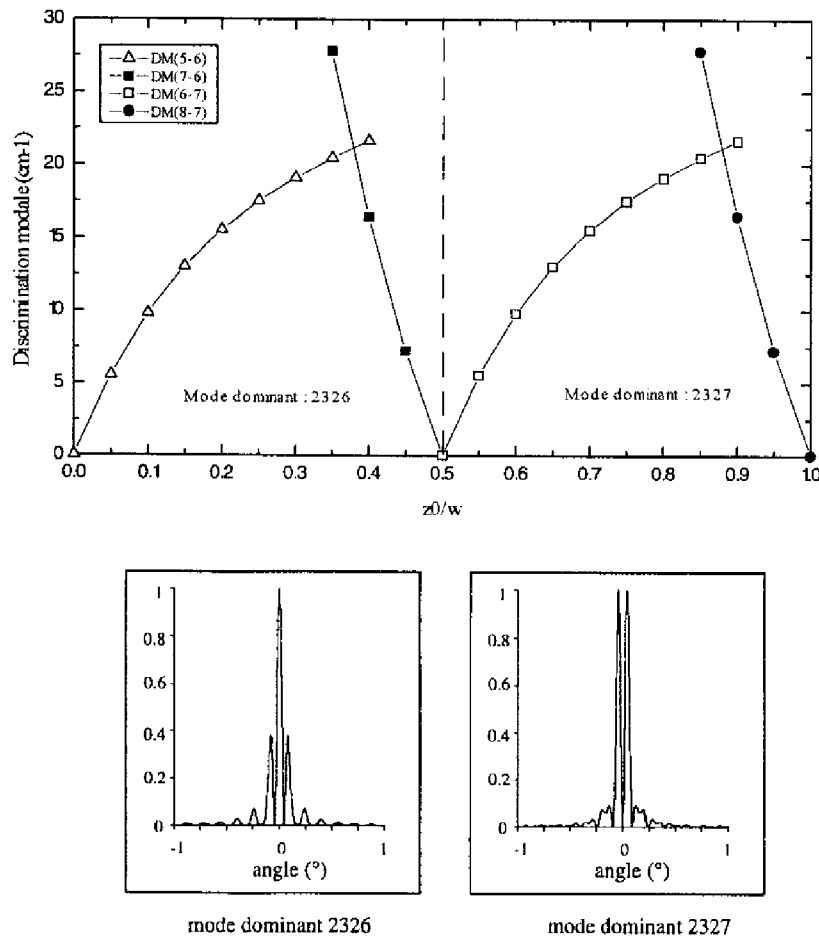


Fig.II-21 : Influence de z_0 sur la détermination du mode dominant et le champ lointain associé.

De façon générale, pour les valeurs de z_0 telles que $z_0 = b_0(w/2)$, b_0 étant un entier relatif, nous sommes en présence de deux modes de parités différentes et dont la discrimination est nulle. Ces valeurs particulières de z_0 correspondent donc à un saut de mode induisant une modification du diagramme de rayonnement qui devient alternativement monolobe ou bilobe.

Considérons maintenant les variations du terme δ caractérisant chaque mode. En notant δ_i l'écart entre la constante de propagation du mode i et celle de Bragg, on peut représenter l'état d'oscillation de la cavité DBR par la figure II-22 où les symboles pleins indiquent, pour chaque valeur de z_0 , le mode de plus faible gain. On constate alors que les modes i sont dominants lorsque leur δ_i appartient à l'intervalle $\Delta\delta = [-26,5 \text{ cm}^{-1} ; +44,8 \text{ cm}^{-1}]$.

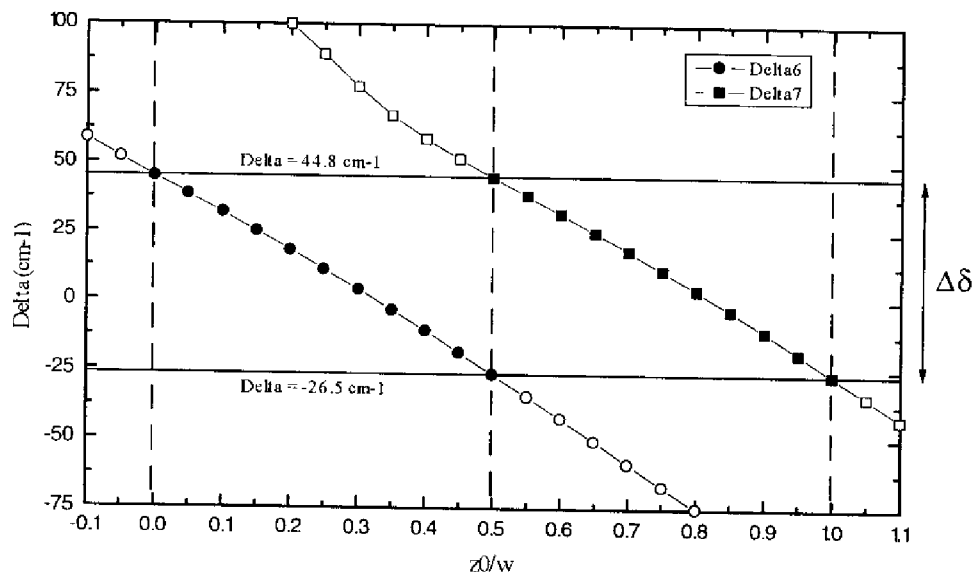


Fig.II-22 : Evolution des modes oscillants de la cavité DBR en fonction de z_0 .

Si on considère maintenant le rendement différentiel du composant, il suffit de s'intéresser à son évolution en fonction de z_0 sur l'intervalle $\Delta\delta$ qui vient d'être défini (Fig.II-23). Ce rendement se déplace donc entre les deux valeurs extrêmes de δ correspondant à une discrimination modale nulle et repérées par les points A1 et A2.

Pour des valeurs croissantes de z_0 , un mode i décrit donc la courbe de rendement différentiel du point A1 au point A2. Une fois en A2, il s'efface devant le mode $i+1$ devenu dominant et situé en A1. Le saut de mode s'accompagne donc d'un saut de rendement qui chute de 40 à 23%.

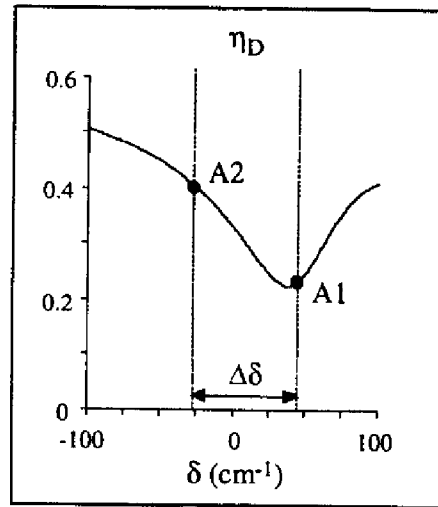


Fig.II-23 : Rendement différentiel du composant et domaine de variation.

Le tracé des caractéristiques $P(I)$ correspondant aux points A1 et A2 est porté sur la figure II-24. Ce tracé est complété par la caractéristique relative au mode de gain au seuil minimal et dont le rendement différentiel est égal à 26,5%. Les courants de seuil ont été calculés par l'expression (I.84) pour un contact de $50 \mu\text{m}$ de large, avec $J_0 = 122 \text{ A/cm}^2$ et $\beta_a = 17 \text{ cm/A}$, déterminés par le logiciel CADILAC.

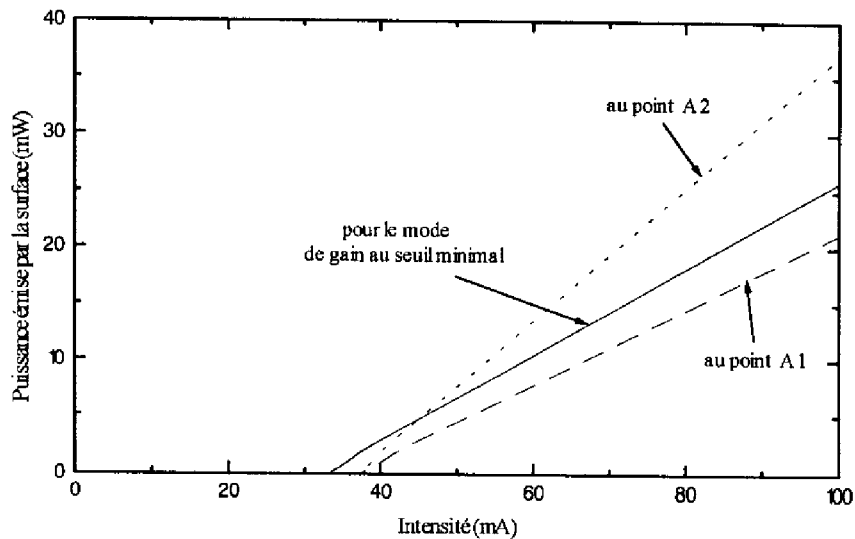


Fig.II- 24 : Caractéristiques $P(I)$ pour différentes positions δ du mode dominant.

Selon les conditions de phase de la structure, la puissance émise par la surface du composant varie pratiquement du simple au double pour un courant de polarisation donné. Le contrôle direct de la valeur du paramètre z_0 n'étant pas envisageable par les moyens technologiques actuels, toute prévision plus précise des performances paraît donc compromise.

II-3.4.2 Influence de x :

Le paramètre x représente la partie décimale du nombre de longueurs d'onde, dans le matériau, nécessaire pour couvrir la longueur totale de la zone de gain. Pour une valeur donnée de z_0 et de a_0 , chaque valeur du paramètre x caractérise donc une cavité. Comme précédemment, les modes longitudinaux de celle-ci sont déterminés par la résolution de l'équation (II.3) au travers de laquelle toute variation ΔL_a de L_a se traduit par une variation de phase.

Pour la représentation graphique de ce phénomène, on considère une première valeur de x égale à x_1 et on exprime l'équation du faisceau de droites sous la forme :

$$\Phi_1(\delta) = -\left(L_a \cdot \frac{n_{\text{effa}}}{n_{\text{effr}}}\right) \cdot \delta + \left(q - \frac{2L_a}{\lambda_a}\right) \cdot \pi \quad (\text{II.7})$$

où les différents paramètres ont été définis précédemment.

Une deuxième valeur de x , notée x_2 , entraîne une variation de L_a que l'on peut noter :

$$\Delta L_a = (x_2 - x_1) \cdot \lambda_a = \Delta x \cdot \lambda_a \quad (\text{II.8})$$

Cette nouvelle valeur conduit à un nouveau faisceau de droites qui se déduit du précédent par une translation selon l'axe des phases accompagnée d'une légère modification de sa pente. En effet, l'écart entre ces deux faisceaux est donné par :

$$\Delta\Phi(\delta) = \Phi_2(\delta) - \Phi_1(\delta) = -\left(\Delta x \cdot \lambda_a \cdot \frac{n_{\text{effa}}}{n_{\text{effr}}}\right) \cdot \delta - (2 \cdot \Delta x) \cdot \pi \quad (\text{II.9})$$

Le premier terme de cette expression traduit une variation de la pente du faisceau de droites dont la valeur relative, pour $\Delta x = 1$, est inférieure à 10^{-3} . Le deuxième terme, quant à lui, traduit une variation de l'ordonnée à l'origine qui atteint la valeur de 2π pour la même variation de x .

Une représentation graphique de ce phénomène est donnée sur la figure II-25 où les faisceaux de droites ont été tracés pour $x_1 = 0,15$ et $x_2 = 0,25$. L'influence de Δx sur la détermination des modes longitudinaux, leur phase et leur gain au seuil, apparaît alors clairement.

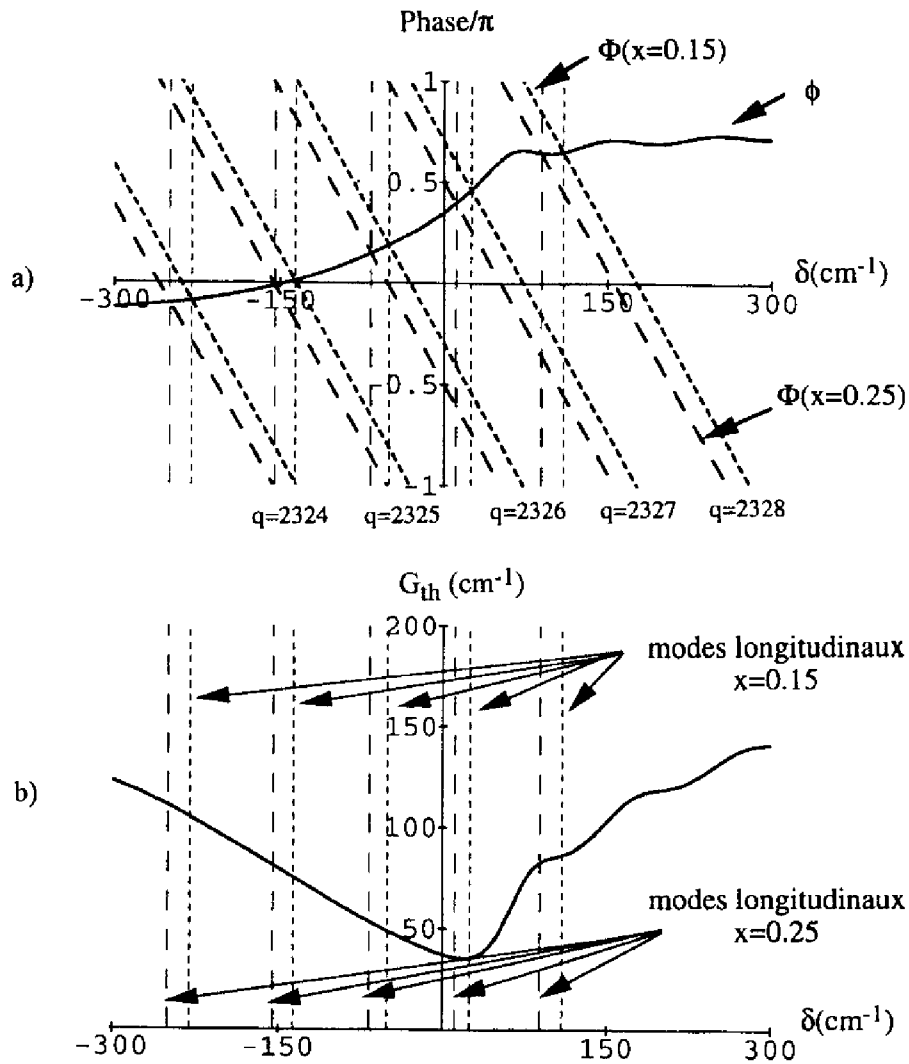


Fig.II-25 : Modes longitudinaux (a) et gain au seuil correspondant (b) pour $x_1 = 0,15$ et $x_2 = 0,25$ (avec $z_0 = -0,208w$)

Dans l'étude qui va suivre, seules des valeurs de x inférieures à 1 seront considérées. L'influence de la modification de la pente du faisceau de droites sur les performances du composant sera donc négligée devant l'influence de la variation de l'ordonnée à l'origine.

Afin de faciliter la comparaison entre les résultats de ce paragraphe et ceux qui ont été présentés lors de l'étude de l'influence de z_0 , on fixera la valeur de ce paramètre à $z_0 = -0,208w$. Ainsi, une variation de x entre 0 et 1 permettra la description complète des mêmes modes consécutifs de la structure que ceux étudiés précédemment.

L'étude de la discrimination modale, jumelée à celle de l'évolution du champ lointain du composant, conduit alors au résultat présenté sur la figure II-26.

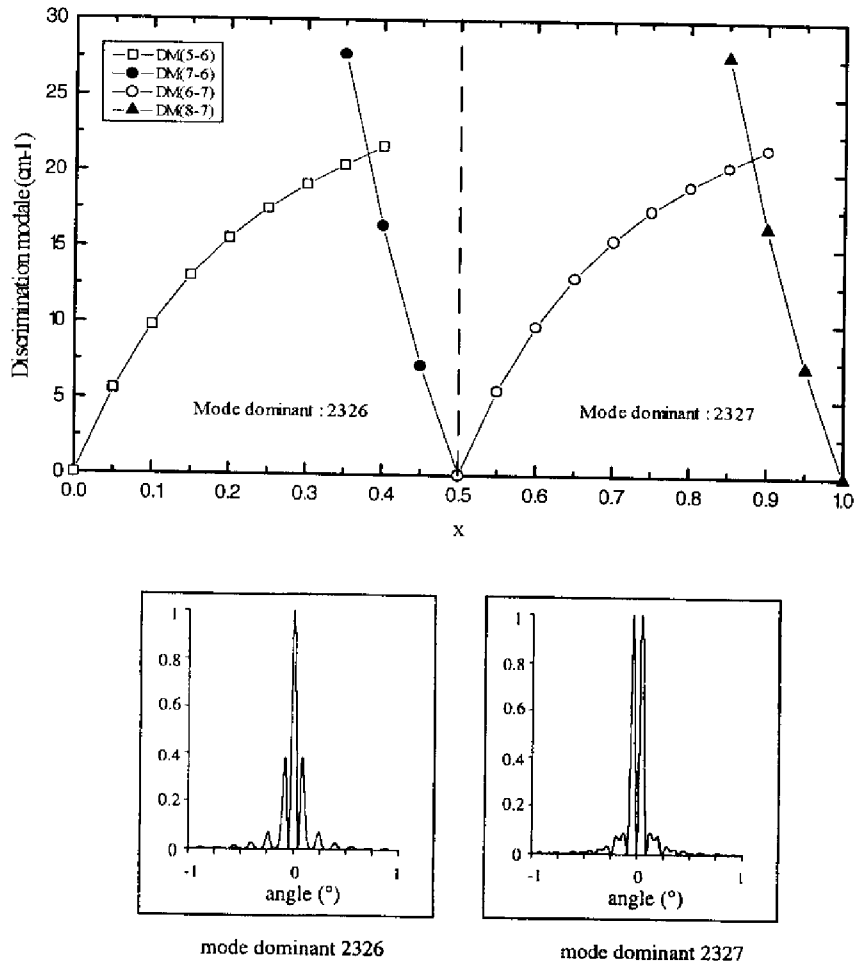


Fig.II-26 : Influence de x sur la détermination du mode dominant et le champ lointain associé.

Ce résultat est tout à fait analogue à celui obtenu pour l'étude de l'influence de z_0 . Les sauts de mode ont lieu ici avec une périodicité en x égale à 0,5. Comme on l'a déjà vu, il y a alors alternance de champs lointains monolobes et bilobes selon la parité du mode dominant.

L'étude des variations des termes δ_i avec les valeurs de x conduit au même intervalle $\Delta\delta$ que précédemment (Fig.II-27). Le rendement différentiel de la structure évoluera donc, selon les

valeurs croissantes de x , entre les mêmes points A1 et A2 que ceux définis lors de l'étude de l'influence de z_0 . De même, le tracé des caractéristiques $P(I)$ sera identique à celui qui a déjà été présenté.

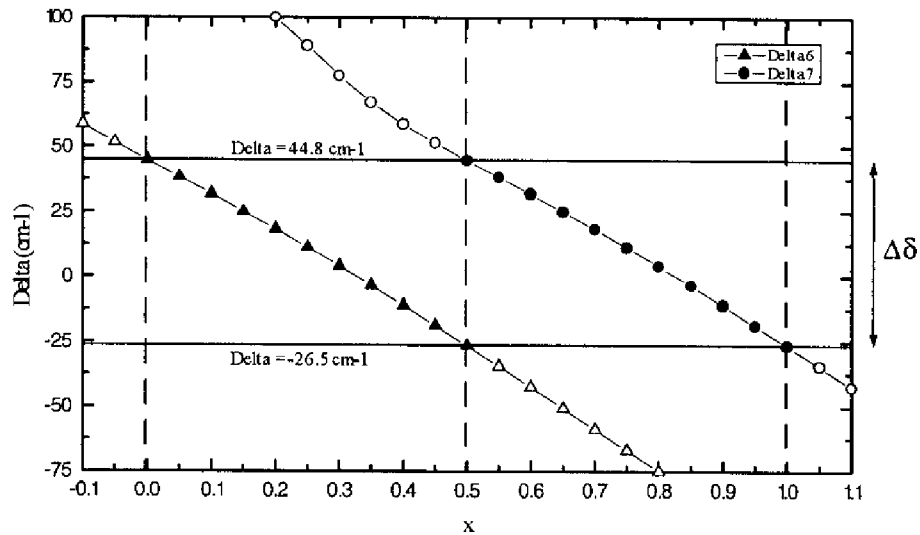


Fig.II-27 : Evolution des modes oscillants de la cavité DBR.

En résumé, l'analyse de l'influence des paramètres d'accord met en évidence la très forte dépendance des performances d'une diode laser DBR aux conditions de phase de la structure. Ces conditions étant directement liées aux paramètres z_0 et x , d'infimes variations de ceux-ci peuvent avoir des conséquences importantes tant sur le rendement différentiel du composant que sur son diagramme de rayonnement. Les possibilités actuelles de contrôle technologique ne permettent qu'une prévision grossière des performances de ce type de composants.

Conclusion

Le logiciel mis en œuvre pour la simulation de diodes laser à cavité DBR permet, par la prise en compte des phénomènes d'absorption dans les zones non pompées des réseaux, une détermination précise des principales caractéristiques de fonctionnement du composant. Après une

illustration des possibilités offertes par cet outil et une description des résultats obtenus (spectres de gain et d'absorption, indices effectifs, pas du réseau accordé, spectres de réflectivité, de transmission et d'émissions, modes longitudinaux de la cavité, gains au seuil associés, spectre de rendement différentiel et diagramme de rayonnement), nous avons mené une étude de conception de diodes laser DBR à émission surfacique. L'analyse de l'influence des différents paramètres géométriques sur les performances d'un composant symétrique a permis de dégager des gammes de valeurs propices à un fonctionnement optimal. Toutefois, l'étude des paramètres d'accord, z_0 et x , a mis en évidence des variations très importantes de ces performances lorsque les relations de phase sont modifiées à l'intérieur de la cavité : le rendement différentiel peut varier d'un facteur 2 et le diagramme de rayonnement peut rapidement passer d'une allure monolobe à bilobe. Les variations de z_0 et x induisant de telles modifications des caractéristiques de fonctionnement sont minimales et incontrôlables dans l'état actuel de la technologie. En effet, la détermination d'une valeur de rendement différentiel avec une précision de 10% supposerait la maîtrise, à environ 0,01 μm près, de la longueur de la zone de gain ou de la position de la première dent du réseau...

Cependant, une compensation de l'influence de ces paramètres est envisageable en introduisant une "zone de phase" dans la structure, entre les zones de gain et de réseau. Ainsi, en ajustant sa polarisation, on pourrait rechercher la relation de phase optimale de la cavité et limiter considérablement la dispersion des caractéristiques de fonctionnement qui a été évoquée.

CHAPITRE III

REALISATION D'UN RESEAU DIFFRACTANT AU PAS DE 250 nm SUR SUBSTRAT DE GaAs PLAN



Introduction

L'élaboration d'une diode laser DBR à émission par la surface nécessite la réalisation d'un réseau de Bragg du second ordre avec un contrôle très fin de son pas, de son profil, de sa profondeur de gravure, de son rapport d'ouverture et de sa position dans la structure multicouche constituant le composant. L'élaboration d'une telle diode laser a donc nécessité des études spécifiques organisées en deux phases : la mise au point du procédé de réalisation d'un réseau diffractant au pas de 250 nm sur substrat de GaAs plan, puis l'inclusion et l'adaptation de cette étape technologique au sein du procédé complet d'élaboration du composant.

Ce chapitre est consacré à la première phase concernant la réalisation élémentaire du réseau. Il présente, de façon détaillée, le banc d'insolation holographique spécialement développé pour ces travaux, ainsi que ses conditions d'utilisation et ses limitations. L'influence de la sphéricité du front d'onde sur l'uniformité du réseau est analysée pour des substrats d'une surface de l'ordre du centimètre carré correspondant à la taille maximale des échantillons utilisés dans l'élaboration du composant DBR.

Ensuite, après une étude technologique de l'insolation et du développement d'une résine photosensible positive, appuyée par une simulation informatique, nous établissons le processus de réalisation du réseau. Les différentes étapes sont précisées et les résultats obtenus sur substrat de GaAs plan sont présentés.

Enfin, la vérification du pas et de son uniformité sur tout l'échantillon, nécessaire à la validation du banc d'insolation holographique, est réalisée grâce au montage expérimental présenté dans le dernier paragraphe.

III-1 Etude et mise en œuvre du banc d'insolation holographique

Nous avons envisagé deux techniques d'insolation pour la réalisation de réseaux diffractants au pas de 250 nm : soit l'écriture directe, par faisceau d'électrons, dans de la résine électronique, soit l'insolation holographique de résine photosensible.

Nous avons retenu la deuxième méthode en raison de sa précision, de sa versatilité, de sa rapidité de mise en œuvre et de l'excellente uniformité du pas engendré.

III-1.1 Principe :

Le principe de réalisation de réseaux diffractants par voie holographique consiste à inscrire dans une résine photosensible, préalablement déposée sur la surface à traiter, les raies d'interférences de deux faisceaux dont les incidences déterminent le pas. Après développement du masque de résine, le motif est transféré dans le matériau par gravure chimique ou ionique.

III-1.2 Montage interférentiel :

Parmi les différents montages envisageables [82]-[88], nous avons retenu la technique basée sur l'utilisation d'un dièdre au sein duquel ont lieu la séparation du faisceau et les interférences [86] et [88]. Cette méthode permet de couvrir une large gamme de pas grâce à l'unique réglage de l'orientation du dièdre. Le montage comporte un laser Argon, utilisé sur une raie UV, dont le faisceau polarisé, filtré et élargi, tombe sur le dièdre interférentiel (Fig.III-1). L'échantillon à insoler est déposé sur la face inférieure du dièdre prévue à cet effet. L'ensemble des éléments est disposé sur une table isolée des vibrations mécaniques pour assurer la stabilité des franges d'interférences.

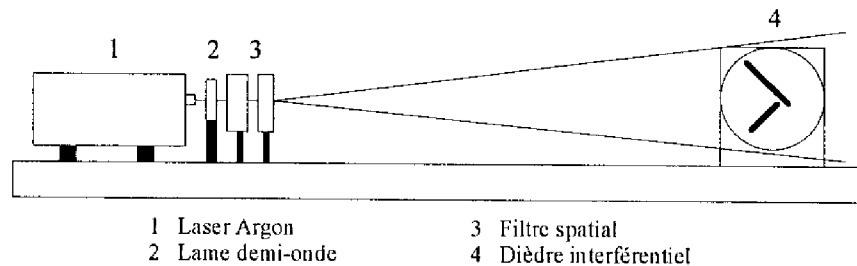


Fig.III-1 : Banc d'insolation holographique.

III-1.2.1 Laser Argon :

La différence de marche introduite par le dièdre interférentiel étant de l'ordre de quelques centimètres, nous utilisons un rayonnement laser comme faisceau d'insolation. La source est un laser à Argon (modèle INNOVA-305 commercialisé par COHERENT) dont on a sélectionné la radiation à 363,8 nm. Pour cette longueur d'onde, la puissance d'émission peut atteindre 250 mW et un diaphragme réglable permet de modifier le profil de répartition radiale d'intensité. Ces caractéristiques permettent de fixer des conditions d'insolation compatibles avec les propriétés de la résine photosensible utilisée. Les temps de pose sont de l'ordre d'une trentaine de secondes, ce qui en permet un contrôle aisé à l'aide de l'obturateur manuel du laser.

III-1.2.2 lame demi-onde :

La source laser utilisée produit un rayonnement polarisé rectilignement selon un axe vertical. Afin d'obtenir un bon équilibre en intensité entre les deux bras d'interférences, et donc un bon contraste de franges au niveau de l'échantillon, l'incidence sur la face miroir du dièdre doit se faire en polarisation S [Annexe C]. En raison du dièdre utilisé, une telle condition est remplie pour un faisceau polarisé rectilignement selon un axe horizontal. La direction initiale de polarisation du faisceau laser est donc modifiée à l'aide d'une lame demi-onde orientée de sorte à lui faire subir une rotation de 90°. Cette lame est montée dans un barillet à butée micrométrique et est disposée entre le laser et le filtre spatial.

III-1.2.3 Filtre spatial :

Le faisceau laser présente une intensité qui se répartit radialement selon une gaussienne. La lame demi-onde et les éléments d'optique propres au laser produisent des phénomènes de diffraction et entachent cette gaussienne de bruits qu'il convient de supprimer pour améliorer la qualité des franges d'interférences. A la sortie de la lame demi-onde, le faisceau traverse donc un filtre spatial constitué d'une lentille convergente de courte distance focale et d'un trou circulaire placé à son foyer. Ce trou joue le rôle d'une source quasi-ponctuelle émettant un faisceau laser divergent et exempt de bruit.

Les caractéristiques du faisceau laser incident nous ont conduit à utiliser une lentille convergente, en silice traitée UV, de 10 mm de distance focale et un trou de 10 μm de diamètre. Le positionnement de ces deux éléments est réalisé à l'aide de déplacements micrométriques.

III-1.2.4 Dièdre interférentiel :

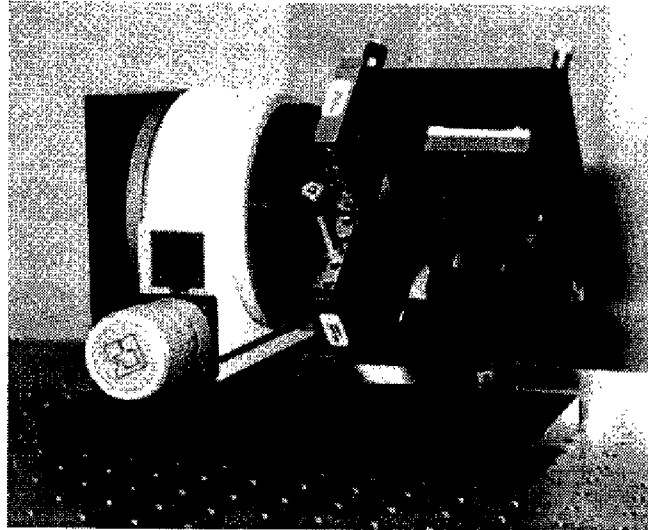
Le dièdre interférentiel (Ph.III-1), dont l'arête est placée à une distance de 115 cm du filtre spatial, est à la fois l'élément séparateur du faisceau incident et le siège des interférences. Chaque face du dièdre a une fonction particulière :

- la face supérieure porte un miroir qui réfléchit le faisceau incident vers la face inférieure siège des interférences. Ce miroir, de planéité $\lambda/20$, a reçu en usine un traitement "haute réflectivité" pour l'UV (200-400 nm).

- la face inférieure porte une platine de rotation qui supporte l'échantillon et qui permet d'orienter les axes cristallins de celui-ci par rapport aux franges d'interférences.

L'orientation relative des deux faces du dièdre est ajustée grâce aux réglages micrométriques portés par chacune d'elles. L'ensemble du dièdre est mis en rotation autour de son arête, horizontale et orthogonale à l'axe optique du système, par une platine de précision qui permet de faire varier, à la surface de l'échantillon, les angles d'incidence des deux faisceaux qui interfèrent.

Ce dièdre, de conception originale, est le fruit d'une collaboration avec l'équipe de Microoptoélectronique de Montpellier [89].



Ph.III-1 : Photo du dièdre interférentiel.

III-1.3 Définition du pas du réseau :

Deux ondes planes qui interfèrent produisent des franges rectilignes, parallèles et régulièrement espacées.

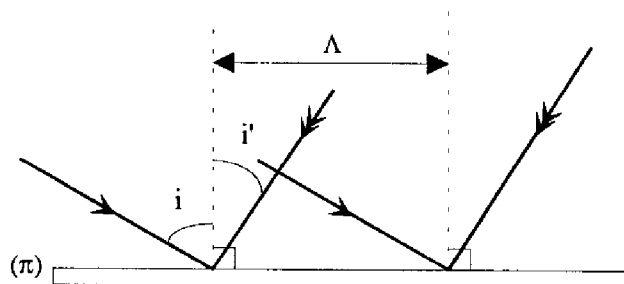


Fig.III-2 : Interférence de deux ondes planes

Dans un plan (π) perpendiculaire au plan d'incidence commun aux deux faisceaux (Fig.III-2), le pas Λ des raies d'interférence est donné par l'expression :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin i + \sin i'} \quad (\text{III.1})$$

où λ est la longueur d'onde de la radiation d'insolation
 et i et i' sont les angles d'incidence des faisceaux

III-1.3.1 Orientation du dièdre interférentiel dans le cas idéal de l'onde plane :

Si on considère une onde plane tombant sur un dièdre interférentiel aux faces orthogonales (Fig.III-3), les angles d'incidence sur l'échantillon des faisceaux direct et réfléchi sont toujours égaux, quelle que soit l'orientation du dièdre par rapport à l'axe optique du banc d'insolation. Cette orientation, contrôlée à 10^{-3} degré près grâce à une platine de précision, fixe directement la valeur de ces angles. Dans le cas idéal d'une onde incidente plane, le pas Λ des interférences dans le plan de l'échantillon est alors donné par l'expression :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin i} \quad (\text{III.2})$$

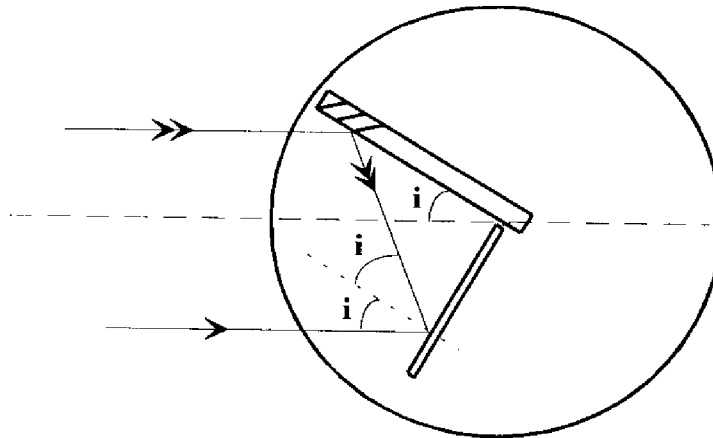


Fig.III-3 : Onde plane tombant sur le dièdre interférentiel aux faces orthogonales.

La gamme de pas théoriquement accessible avec une longueur d'onde d'insolation de 363,8 nm est représentée sur la figure III-4.

Dans la pratique, les dimensions du miroir limitent l'étendue du champ d'interférences et, si l'on souhaite insoler des échantillons ayant une surface de l'ordre du cm^2 , ceci se traduit par une réduction de la gamme de pas accessible à environ 0,2 - 0,8 μm .

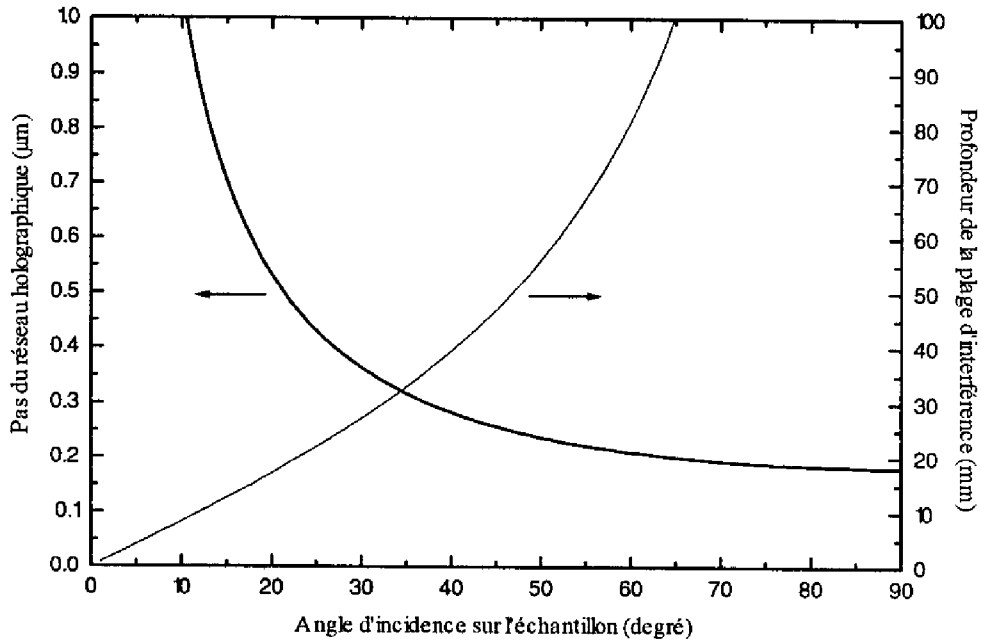


Fig.III-4 : Caractéristiques du banc d'insolation holographique pour $\lambda = 363,8$ nm.

III-1.3.2 Orientation du dièdre interférentiel dans le cas de l'onde sphérique :

Dans la pratique, l'onde tombant sur le dièdre interférentiel provient directement du trou du filtre spatial et diverge à la sortie de celui-ci : c'est une onde sphérique qui est interceptée par le dièdre (Fig.III-5).

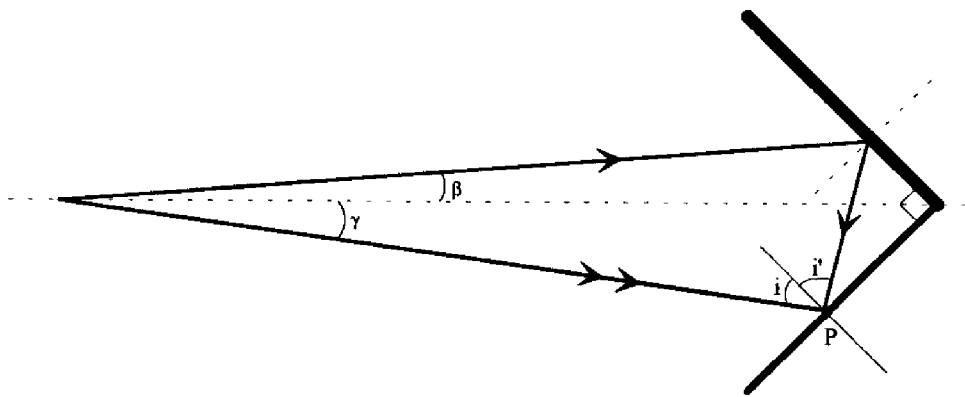


Fig.III-5 : Cas d'une onde sphérique tombant sur le dièdre interférentiel.

Au niveau de l'échantillon, deux rayons qui interfèrent ont des angles d'incidence différents ($i \neq i'$) et variables en fonction du point P considéré. Pour obtenir des interférences de pas Λ recherché, l'orientation du dièdre ne peut donc plus être déterminée à partir de l'expression (III.2) établie pour une onde plane idéale.

Toutefois, l'approximation de l'onde plane présente l'intérêt de relier directement le pas des interférences à l'orientation du dièdre : il est donc important d'étudier sa validité dans le cadre du montage interférentiel utilisé et des échantillons traités. Cette étude est l'objet du calcul développé dans la suite du paragraphe.

a) Dérive du pas des interférences :

Si S_1 et S_2 désignent les sources ponctuelles, respectivement réelle et virtuelle, donnant naissance aux deux ondes sphériques qui interfèrent en un point P (Fig.III-6a), l'ensemble des points d'égale intensité est défini par des hyperboloïdes de foyers S_1 et S_2 ayant pour équation [90] :

$$r_2 - r_1 = \text{Cte} \quad \text{avec } r_1 = S_1P \text{ et } r_2 = S_2P \quad (\text{III.3})$$

Les franges d'interférence à la surface de l'échantillon sont donc les traces de ces hyperboloïdes dans le plan de l'échantillon (Fig.III-6b).

Si O est le milieu de S_1S_2 , si O', S_1' et S_2' sont respectivement les projections orthogonales de O, S_1 et S_2 dans le plan de l'échantillon, et si on pose :

$$a = OS_1 = OS_2$$

$$D = OO' = S_1S_1' = S_2S_2'$$

$$y_p = \text{coordonnée sur l'axe Y du point P de la } (k+1)^{\text{ème}} \text{ frange brillante}$$

et $z_p = \text{coordonnée sur l'axe Z du point P de la } (k+1)^{\text{ème}} \text{ frange brillante}$

on a :

$$r_1 = \sqrt{D^2 + (y_p - a)^2 + z_p^2} \quad (\text{III.4})$$

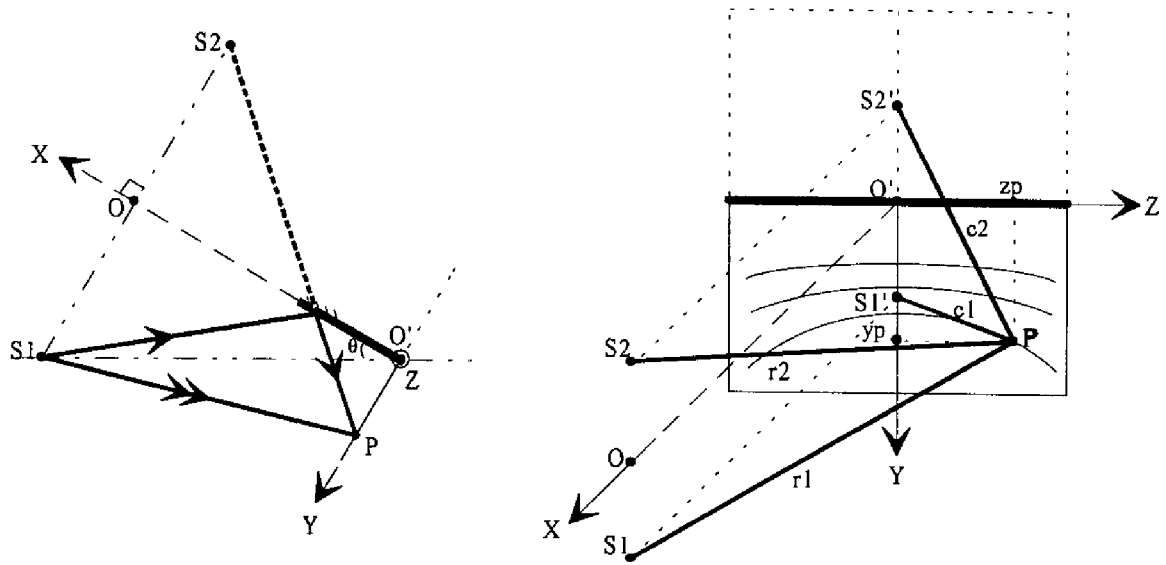
et

$$r_2 = \sqrt{D^2 + (y_p + a)^2 + z_p^2} \quad (\text{III.5})$$

Quelle que soit la forme de l'onde incidente, la différence de marche sur l'arête du dièdre est toujours nulle et la première frange brillante est donc obtenue pour $y = 0$.

Dans le cas de l'onde plane, si on appelle y_{pp} la coordonnée sur l'axe Y de la $(k+1)^{\text{ème}}$ frange brillante, on a :

$$y_{pp} = k \cdot \lambda / (2 \sin i) \quad (\text{III.6})$$



a) Schéma en coupe du banc interférentiel.

b) Franges dans le plan de l'échantillon.

Fig.III-6 : Franges d'interférences en onde sphérique.

La différence de marche δ_{pp} correspondant à cette frange vérifie alors la relation :

$$\delta_{pp} = k\lambda = 2y_{pp} \cdot \sin i \quad (\text{III.7})$$

Pour des interférences en ondes sphériques, la différence de marche δ_p correspondant à la $(k+1)^{\text{ème}}$ frange brillante est telle que : $\delta_p = r_2 - r_1 = \delta_{pp}$. (III.8)

Si L désigne la distance du trou du filtre spatial à l'arête du dièdre ($L = S_1O'$) et si on pose

$$u = y_p - y_{pp} \quad (\text{III.9})$$

l'équation des hyperboloïdes de foyers S_1 et S_2 peut alors s'écrire sous la forme :

$$\sqrt{(L \cdot \cos i)^2 + (y_{pp} + u + L \cdot \sin i)^2 + z_p^2} - \sqrt{(L \cdot \cos i)^2 + (y_{pp} + u - L \cdot \sin i)^2 + z_p^2} = 2y_{pp} \cdot \sin i \quad (\text{III.10})$$

Après développement et simplification de cette équation, si on considère, dans un premier temps, que les valeurs de u , y_{pp} et z_p sont négligeables devant L , et ensuite que u l'est devant y_{pp} , on obtient l'expression :

$$u = \frac{y_{pp} \cdot (y_{pp}^2 \cdot \cos^2 i + z_p^2)}{2L^2} \quad (\text{III.11})$$

La valeur de u représente l'éloignement du point P à la frange rectiligne, de même ordre, obtenue avec une onde incidente plane (Fig.III-7). L'expression (III.11) nous renseigne donc sur la dérive du pas Λ en fonction de l'éloignement à l'arête du dièdre et à l'axe médian du porte-échantillon.

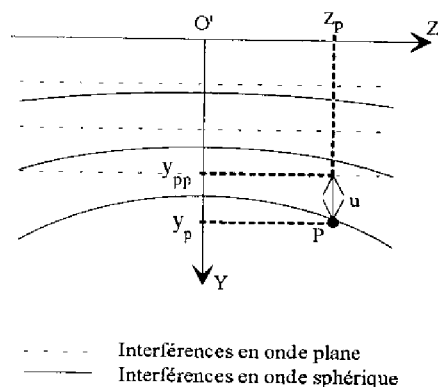


Fig.III-7 : Dérive du pas des interférences

D'après les caractéristiques du banc d'insolation holographique et des échantillons traités ($L = 115 \text{ cm}$; $y_{pp} \leq 10 \text{ mm}$), et pour la gamme de pas 240-280 nm, lorsqu'on se place sur l'axe médian du porte-échantillon ($z_p = 0$), la valeur maximale de u est 220 nm. Le nombre de franges brillantes sur l'échantillon étant alors de l'ordre de 35350, ceci traduit une dérive du pas de $0,06 \text{ \AA/cm}$ sur l'axe Y. Pour $z_p = \pm 5 \text{ mm}$, la valeur maximale de u devient égale à 315 nm et la dérive du pas correspondante est de $0,09 \text{ \AA/cm}$.

Le montage interférentiel utilisé permet donc d'obtenir une grande régularité de pas avec une dérive absolue inférieure à $0,1 \text{ \AA}$ d'une extrémité à l'autre des échantillons. Dans le cadre de la précision souhaitée pour l'étape d'insolation holographique, cette propriété rend l'approximation de l'onde plane tout à fait légitime pour la détermination de l'orientation du dièdre en fonction du pas recherché.

b) Orientation des franges :

La courbure des franges d'interférences en onde sphérique entraîne, d'autre part, un défaut de parallélisme avec les franges obtenues dans le cas idéal de l'onde plane. Ce défaut de parallélisme est caractérisé par l'angle ε apparaissant entre la direction des franges idéales et la tangente à l'arc d'ellipse au point P considéré (Fig.III-8).

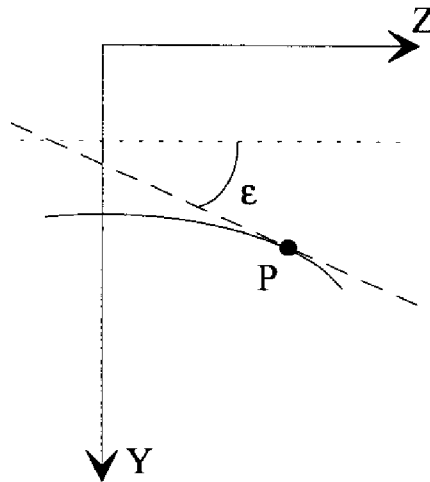


Fig.III-8 : Défaut de parallélisme des franges d'interférences en onde sphérique.

Pour les composants DBR à émission surfacique réalisés (voir chapitre IV), les traits des réseaux diffractants doivent être parallèles à l'axe cristallin de clivage. Si on considère le cas idéal où l'échantillon est orienté de sorte à ce que cet axe soit parallèle à l'arête du dièdre interférentiel, le défaut de parallélisme maximal pour les échantillons traités ($y_p = 10 \text{ mm}$; $z_p = 5 \text{ mm}$) est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-3}$ degré.

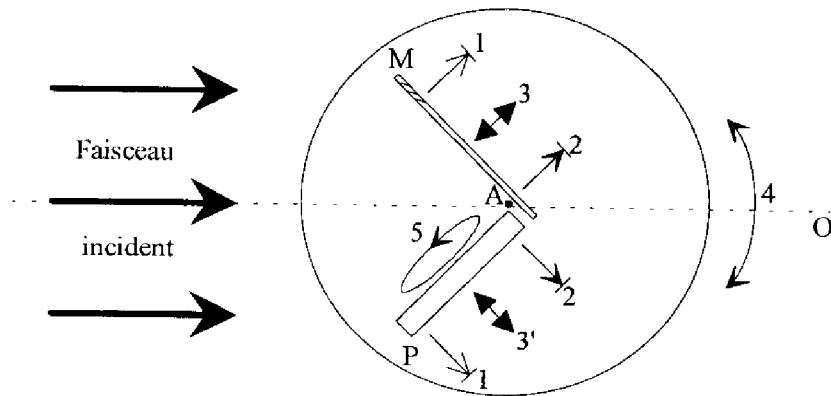
Dans la pratique, l'erreur d'orientation de l'échantillon est estimée à $0,05^\circ$ (voir paragraphe III-1.4.3) et la valeur du défaut de parallélisme ϵ devient donc négligeable devant celle-ci.

III-1.4 Mise en œuvre pratique du montage interférentiel :

Avant d'effectuer une série d'insolations holographiques, il est nécessaire de procéder aux réglages des paramètres géométriques du montage interférentiel afin de s'assurer de l'orthogonalité des faces du dièdre, de la position correcte de son arête par rapport à l'axe optique du banc d'insolation, et de l'orientation du support de l'échantillon, dans son plan, par rapport au plan du miroir.

Les faces du dièdre interférentiel sont indépendantes et munies de réglages micrométriques permettant de fixer avec précision les paramètres décrits ci-dessus (Fig. III-9).

Dans ce qui suit, on se placera dans le cadre de l'approximation de l'onde plane pour décrire les réglages des différents paramètres géométriques du montage interférentiel.



- A : axe de rotation du dièdre M : Miroir
 O : axe optique du montage P : Porte-échantillon
 1 : rotation autour d'un axe contenu dans le plan de la figure
 2 : rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure
 3 et 3' : translations suivant deux directions contenues dans le plan de la figure et orthogonales entre elles
 4 : rotation de l'ensemble du dièdre autour de l'axe A coupant l'axe optique du montage et perpendiculaire à celui-ci
 5 : rotation de la face porte-échantillon dans son plan et autour de son propre centre

Fig.III-9 : Réglages des éléments du dièdre interférentiel.

III-1.4.1 Orthogonalité des faces du dièdre :

Pour un dièdre interférentiel aux faces orthogonales, et dans le cas de l'onde plane, nous avons vu que le pas Λ du réseau dans le plan de l'échantillon est donné par l'expression (III.2).

Si les faces du dièdre présentent un défaut d'orthogonalité θ (Fig.III-10), le pas Λ' est alors donné par :

$$\Lambda' = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{i' + i''}{2}\right) \cdot \cos \theta} \quad (\text{III.12})$$

soit donc :

$$\Lambda' = \frac{\Lambda}{\cos \theta} \quad (\text{III.13})$$

La recherche d'un angle θ aussi petit que possible conduit au réglage précis de l'orthogonalité des faces du dièdre qui est réalisé à l'aide d'un laser He-Ne situé à 2,30 m de son arête.

On règle tout d'abord l'orthogonalité du plan du miroir par rapport à ce faisceau en superposant les faisceaux incident et réfléchi. Ensuite, sans modifier la position du miroir, on dépose sur la platine porte-échantillon un prisme à angle droit (± 3 minutes d'arc) dont la face parallèle au miroir réfléchit à son tour le faisceau incident et on procède à un réglage identique au précédent.

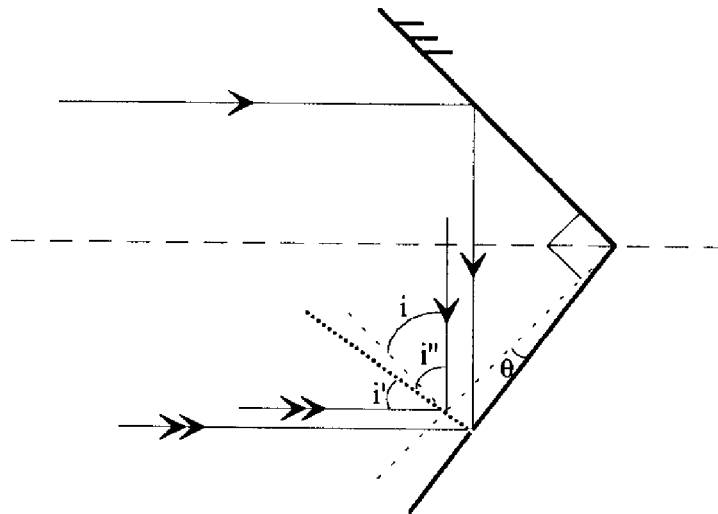


Fig.III-10 : Défaut d'orthogonalité θ des faces du dièdre interférentiel.

Si on considère que l'on peut discerner, sur la face de sortie du laser He-Ne, un décalage de l'ordre du millimètre entre les deux faisceaux, le défaut total d'orthogonalité qui en découle est inférieur ou égal à $\theta_{\max} = 0,1^\circ$, ce qui se traduit par une erreur maximale sur le pas du réseau voisine de $0,004 \text{ \AA}$ et donc parfaitement négligeable pour l'application envisagée.

III-1.4.2 Position de l'arête du dièdre :

L'arête du dièdre est définie par l'intersection du plan du miroir avec le plan du porte-échantillon. Le faisceau incident présentant une répartition d'intensité gaussienne de révolution autour de l'axe optique du banc d'insolation, les bras d'interférences seront équilibrés si l'arête du dièdre coupe cet axe. De plus, le faisceau étant divergent, l'arête et l'axe optique doivent être perpendiculaires pour garantir la meilleure homogénéité de la densité de puissance à la surface du porte-échantillon.

Par construction même du support de l'ensemble du dièdre, l'axe de rotation de ce dernier est sécant et perpendiculaire à l'axe optique du banc. Il suffit alors d'amener en coïncidence l'arête du dièdre avec cet axe de rotation pour que les conditions décrites ci-dessus soient vérifiées.

Suite au réglage de l'orthogonalité des faces du dièdre, où la face miroir est verticale (voir paragraphe III-1.4.1), l'arête est perpendiculaire à l'axe optique du banc d'insolation mais ne le coupe pas systématiquement. Son parallélisme avec l'axe de rotation de l'ensemble du dièdre est obtenu par une méthode analogue à la première étape du réglage décrit précédemment et pour laquelle la face porte-échantillon, recouverte d'un miroir, est verticale.

Une fois ce parallélisme réalisé, la coïncidence de l'arête et de l'axe est obtenue par une translation des faces du dièdre grâce aux réglages 3 et 3' indiqués sur la figure III-9. Le positionnement est facilité par l'utilisation d'un faisceau laser He-Ne confondu avec l'axe de rotation de l'ensemble du dièdre et passant au travers du centre de la platine par un trou de 2 mm de diamètre percé à cet effet.

Cette position de l'arête place alors le montage interférentiel dans les conditions optimales de fonctionnement.

III-1.4.3 Orientation de l'échantillon :

Dans le cas de la réalisation de composants DBR, pour lesquels l'axe longitudinal des zones de contact est perpendiculaire à la direction préférentielle de clivage, les traits du réseau doivent être parallèles à ce clivage. En effet, cette condition doit être vérifiée pour que l'onde lumineuse, lors de sa propagation, voit exactement le pas Λ calculé et gravé. De plus, c'est cette orientation qui procure l'intensité lumineuse rétro-diffusée maximale selon l'axe de la cavité optique. L'orientation des traits du réseau est définie par l'orientation de l'échantillon lors de son insolation.

Suite au réglage de l'orthogonalité des faces du dièdre, le plan de l'échantillon est perpendiculaire au plan du miroir et cette position doit être conservée. Les franges d'interférences, quant à elles, sont toujours parallèles à l'arête du dièdre où la différence de marche est nulle. L'échantillon à insoler doit donc être orienté, dans son plan, de sorte à ce que son axe préférentiel de clivage soit parallèle à l'arête du dièdre.

Pour réaliser ce réglage, on fait tourner le dièdre autour de son axe afin de rendre sa face porte-échantillon horizontale : elle est alors tangente au faisceau laser He-Ne utilisé pour le réglage de la rectitude du dièdre. Une cale en silicium, aux facettes clivées parallèles, a été préalablement collée sur cette face pour servir d'appui à l'échantillon lors de son insolation (Fig.III-11). Il suffit alors de faire tourner le porte-échantillon dans son plan (Fig.III-9, réglage 5) de sorte à superposer le faisceau incident et les faisceaux réfléchis à la fois par la facette clivée de la cale et par la face miroir du dièdre.

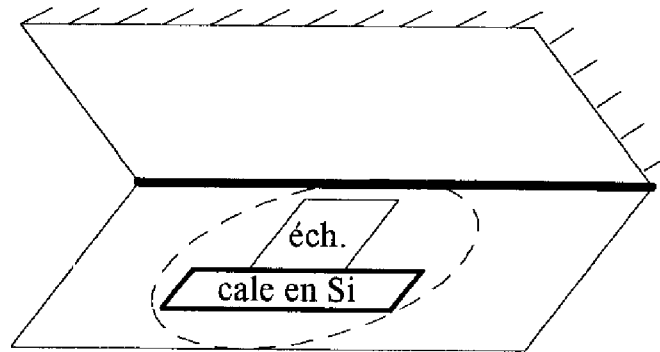


Fig.III-11 : Echantillon reposant sur sa cale d'appui pour l'insolation holographique.

Si on considère, en raison de la tache plus diffuse obtenue par la réflexion sur la facette clivée de la cale, que l'on peut discerner, à 2,30 m, un décalage de 2 mm entre les deux faisceaux réfléchis, le défaut de parallélisme, noté β , entre l'arête du dièdre et la facette de la cale est inférieur ou égal à $\beta_{\max} = 0,05^\circ$.

D'après la figure III-12, le pas Λ'' vu par l'onde lumineuse se propageant dans l'axe de la cavité est égal à $\Lambda/\cos \beta$, où Λ est le pas du réseau gravé. La précision du réglage conduit à un écart $\Delta\Lambda$ entre Λ'' et Λ tel que $\Delta\Lambda \leq 10^{-3} \text{ \AA}$, ce qui rend son influence négligeable sur le fonctionnement du composant.

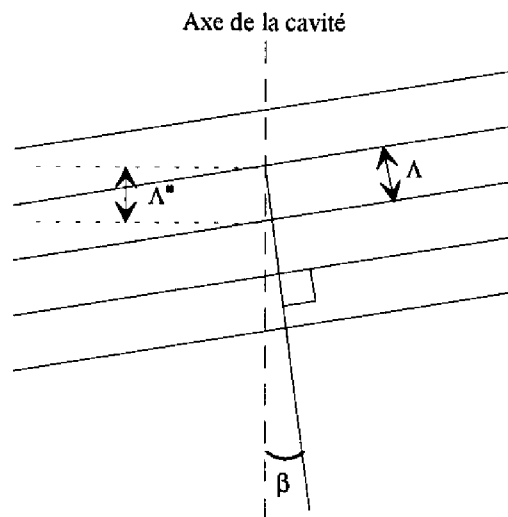


Fig.III-12 : Défaut d'orthogonalité des traits du réseau et de l'axe de la cavité optique.

III-1.4.4 Incertitude sur la définition du pas :

D'après l'expression (III.2), l'incertitude relative sur la définition du pas est donnée par :

$$\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta i}{\text{tg} i} \quad (\text{III.14})$$

Dans le cadre de l'approximation de l'onde plane et pour la gamme de pas étudiée (240 - 280 nm), les caractéristiques du banc d'insolation ($\Delta\nu \approx 5$ GHz, $40^\circ \leq i \leq 50^\circ$ avec $\Delta i \approx 2 \cdot 10^{-3}$ degré) conduisent à $\Delta\Lambda/\Lambda \leq 5 \cdot 10^{-5}$, soit donc à $\Delta\Lambda \leq 0,15 \text{ \AA}$.

On a vu que l'erreur due à la sphéricité de l'onde, quant à elle, conduisait à une incertitude absolue $\Delta\Lambda' \leq 0,1 \text{ \AA}$ pour des échantillons carrés ne dépassant pas 1 cm^2 (paragraphe III-1.3.2).

Le banc d'insolation holographique mis en œuvre pour la réalisation des réseaux de Bragg permet donc la définition de leur pas, dans la gamme des 250 nm, avec une incertitude absolue inférieure à l'Angström.

III-2 Réalisation d'un réseau diffractant au pas de 250 nm sur substrat de GaAs plan

La réalisation de réseaux diffractants sur substrat de GaAs plan a pour but de mettre au point, pour ce type de motif largement submicronique, les étapes technologiques d'enduction, d'insolation et de développement d'une résine photosensible, ainsi que la gravure du matériau au travers du masque obtenu. L'objectif est de définir un procédé d'élaboration complet et reproductible, sur GaAs plan, de réseaux au pas de 250 nm, en vue de la gravure ultérieure des mêmes réseaux sur GaAs non plan (Chapitre IV).

III-2.1 L'enduction de résine photosensible :

La résine photosensible utilisée pour l'insolation holographique des réseaux diffractants est la résine AZ 1350 commercialisée par HOECHST. Vues les dimensions du motif à graver, le choix s'est porté sur une résine positive car, de façon générale, le contraste et la résolution sont supérieurs à ceux d'une résine négative [91]. Cette résine, bien connue des laboratoires de micro-électronique, présente une plage optimale d'insolation s'étendant de 325 à 450 nm [92]. Elle est donc parfaitement adaptée à une exposition à 363,8 nm qui est la longueur d'onde sélectionnée sur le laser Argon du banc d'insolation holographique décrit précédemment.

III-2.1.1 Répartition d'énergie à l'intérieur de la couche de résine :

Au cours de l'insolation holographique d'un échantillon recouvert d'une résine d'indice n , et par nature même de cette insolation, on observe deux phénomènes d'interférences selon des directions orthogonales [84] (Fig.III-13) :

- dans un plan parallèle au plan de l'échantillon, et comme décrit précédemment, on observe une figure périodique de pas $\Lambda = \lambda / (2 \sin i)$ qui conduira au réseau diffractant recherché. Cette figure résulte de l'interférence directe des deux faisceaux de longueur d'onde λ tombant sur l'échantillon avec une incidence i contrôlée par l'orientation du dièdre.

- dans un plan parallèle au plan d'incidence, un phénomène d'interférences s'établit entre les faisceaux transmis par l'interface air/résine et ceux réfléchis par l'interface résine/substrat. La répartition d'énergie qui en découle présente alors une période P normale au plan de l'échantillon et telle que $P = \lambda / (2n \sin j)$ ou encore $P = \lambda / (2\sqrt{n^2 - \sin^2 i})$. (III.15 et 16)

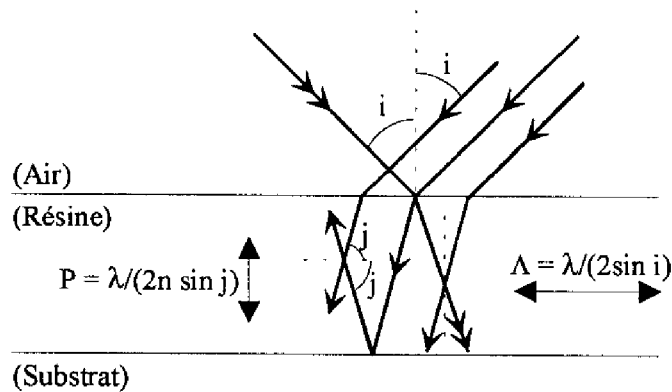


Fig.III-13 : Diverses interférences dans la couche de résine.

L'existence du deuxième phénomène périodique, de pas P , rend délicat le contrôle du profil du masque de résine. Afin de visualiser l'influence de ce phénomène sur l'insolation et le développement de la résine photosensible et d'apporter des améliorations éventuelles aux étapes technologiques correspondantes, un programme de simulation [93] basé sur les travaux de Dumas [94] a été élaboré au sein de notre équipe de recherche.

La simulation de l'insolation holographique suppose une modélisation précise de la résine photosensible et de l'évolution de ses propriétés en cours d'exposition.

a) Caractérisation d'une résine photosensible positive :

Une résine photosensible est composée de trois éléments :

- un polymère qui lui confère ses propriétés mécaniques
- un composé photoréactif qui agit sur la solubilité du polymère dans un révélateur approprié

- un solvant organique qui maintient le polymère et le composé photoréactif en solution.

Pour une résine positive, l'énergie lumineuse apportée par l'exposition à un rayonnement UV provoque la décomposition de l'élément photoréactif dans les zones éclairées et conduit à la formation d'une image latente dans la résine. Le développement est une réaction chimique qui provoque la dissolution de la résine insolée et révèle ainsi l'image qu'elle renferme. Cette réaction est bloquée par la présence du composé photoréactif intact que l'on appelle également "inhibiteur de dissolution".

Les travaux dirigés par Dill [95]-[97] présentent une modélisation de ces phénomènes pour laquelle on adopte les conventions d'axes portées sur la figure III-14.

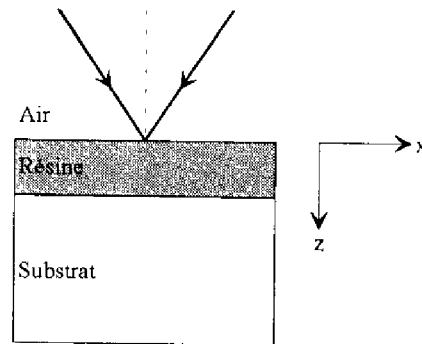


Fig.III-14 : Insolation de la résine photosensible.

Pour une valeur donnée de x , l'insolation de la résine est alors décrite par les deux équations suivantes :

$$\tilde{n} = n - i \frac{\lambda}{4\pi} [A \cdot M(z, t) + B] \quad (\text{III.17})$$

$$\text{et} \quad \frac{\partial M(z, t)}{\partial t} = -I(z, t) \cdot M(z, t) \cdot C \quad (\text{III.18})$$

où \tilde{n} : indice complexe de réfraction de la résine

λ : longueur d'onde d'insolation

$M(z, t)$: "facteur inhibiteur" avec $0 \leq M \leq 1$ et $M(z, 0) = 1$. $M(z, t)$ représente la fraction d'inhibiteur intact restant à la profondeur z après une insolation de durée t .

$I(z, t)$: intensité lumineuse en z à l'instant t

A : constante caractérisant l'absorption due à l'inhibiteur de dissolution

B : constante caractérisant l'absorption due au polymère

C : constante caractérisant la sensibilité optique de l'inhibiteur

L'équation (III.17) rend compte de la variation de l'indice de réfraction en fonction du facteur inhibiteur, et l'équation (III.18) exprime la vitesse de variation de ce facteur en fonction de l'intensité lumineuse. D'après ces deux équations, la répartition d'intensité à l'intérieur de la couche de résine conduit à une non uniformité de l'indice complexe de réfraction. Afin de calculer l'énergie lumineuse en tout point de la couche de résine, en tenant compte de la variation des propriétés optiques pendant l'insolation, il est fait appel aux techniques de calcul pour les milieux multicouches.

La méthode utilisée est basée sur les travaux de Berning [98]. Pour cela, on décompose la couche de résine en sous-couches repérées suivant la convention illustrée sur la figure III-15.

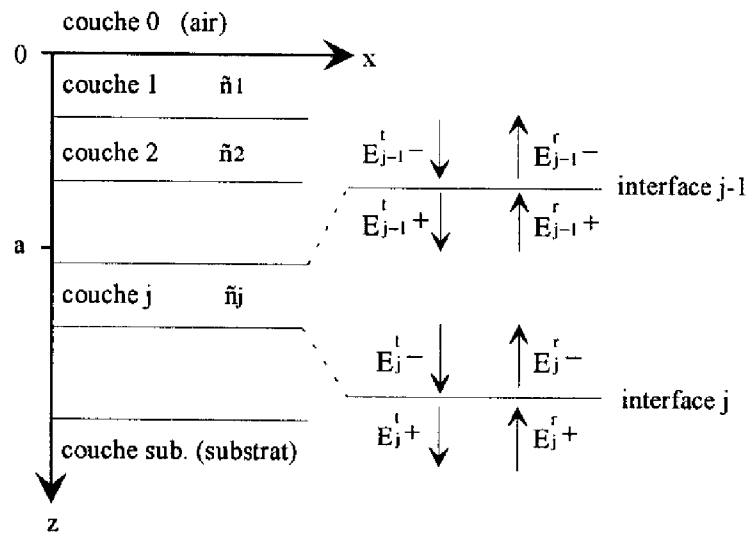


Fig.III-15 : Décomposition de la couche de résine en sous-couches et convention d'écriture.

A partir de deux relations de récurrence, données d'une part par la continuité du champ électromagnétique à chaque interface de la structure et d'autre part par les propriétés d'absorption de chaque couche, on obtient, pour un plan de la couche de résine d'équation $z = a$, la relation matricielle suivante sur la composante électrique du champ :

$$\begin{bmatrix} E_a^t \\ E_a^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{\text{sub-1}}^t \\ E_{\text{sub-1}}^r \end{bmatrix} \quad (\text{III.19})$$

où la matrice carrée est le produit de matrices caractérisant les couches et interfaces que le champ doit traverser du substrat au plan d'équation $z = a$.

b) Simulation de l'insolation holographique et du développement d'une résine positive :

Le point de départ de la simulation consiste à supposer que le terme $E_{\text{sub-1}}^r$ contenu dans la relation (III.19) est nul. En effet, cette approximation est légitime si l'épaisseur du substrat est grande devant la distance d'absorption dans le matériau. Dans le cas des échantillons à substrat de GaAs que nous utilisons, cette condition est toujours vérifiée puisque la distance d'absorption pour la longueur d'onde d'insolation est inférieure à 50 nm [99].

La simulation de l'insolation holographique consiste alors à calculer la répartition de l'intensité lumineuse dans la couche de résine à partir des trois relations interdépendantes :

$$\begin{cases} \tilde{n} = n - i \frac{\lambda}{4\pi} [A \cdot M(z, t) + B] \\ \begin{bmatrix} E_a^t \\ E_a^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{\text{sub-1}}^t \\ 0 \end{bmatrix} \\ \frac{\partial M(z, t)}{\partial t} = -I(z, t) \cdot M(z, t) \cdot C \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Si on découpe la durée d'exposition en intervalles de temps Δt suffisamment courts pour que l'intensité lumineuse I puisse être considérée constante sur un tel intervalle, l'équation différentielle sur $M(z, t)$ a alors pour solution : $M(z, t + \Delta t) = M(z, t) \cdot \exp[-I(z, t) \cdot C \cdot \Delta t]$. (III.21)

La connaissance de la valeur de l'intensité en tout point de la résine peut ainsi être traduite en terme de répartition d'inhibiteur de dissolution qui permet alors la simulation du développement de la résine insolée. Le développement est caractérisé par la vitesse de dissolution R du polymère dont l'expression, déduite d'études expérimentales [96], peut être approchée par :

$$R = \exp(E_1 + E_2 \cdot M + E_3 \cdot M^2) \quad (\text{III.22})$$

où M est le facteur inhibiteur et E_1 , E_2 et E_3 sont des paramètres caractérisant le développement et la résine photosensible. Le profil du masque de résine se déduit ainsi rapidement de la connaissance de $M(z)$ en fin d'insolation.

La simulation du procédé complet de photogravure, par voie holographique, d'une couche de résine de 500 nm d'épaisseur, conduit aux résultats présentés ci-dessous. L'étape d'insolation est simulée pour une longueur d'onde de 363,8 nm et un angle d'incidence de 45 degrés conduisant à un réseau au pas de 257 nm.

Après l'étape d'insolation, la répartition d'inhibiteur de dissolution à l'intérieur de la couche de résine est indiquée sur la figure III-16. Suivant la profondeur considérée, on observe alors d'importantes variations du facteur inhibiteur liées directement aux interférences de pas P présentées au début du paragraphe III-2.1.1.

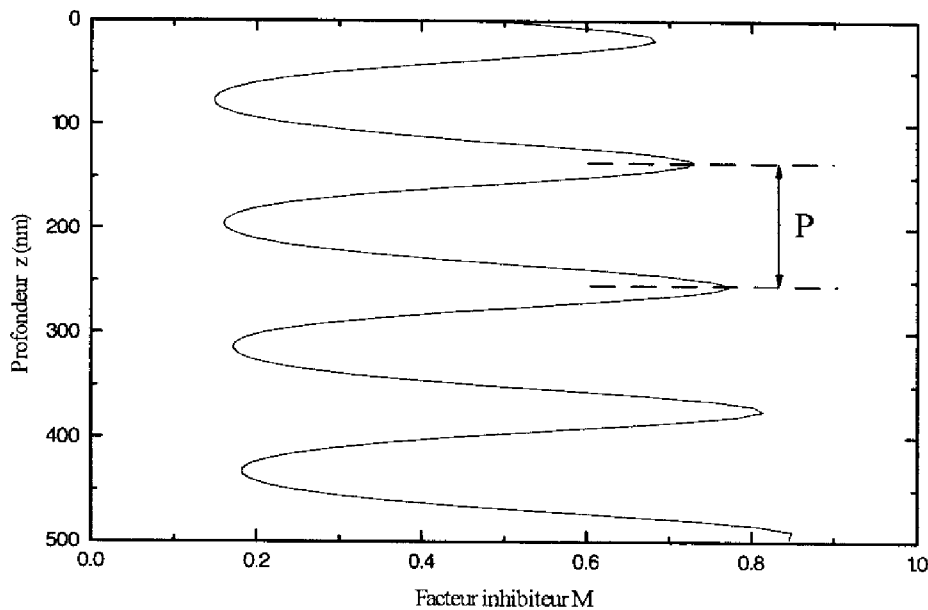


Fig. III-16 : Facteur inhibiteur $M(z)$ après insolation (densité d'énergie = 150 mJ/cm²).

Pour la longueur d'onde considérée, la valeur de l'angle d'insolation et de l'indice de réfraction de la résine ($n = 1,68$) conduisent à une valeur de P égale à 120 nm. De plus, ce phénomène d'interférences "verticales" débute par un minimum d'intensité sur l'interface résine/substrat : en effet, l'onde réfléchie sur cette interface présente un déphasage de π avec l'onde incidente qui lui donne naissance. Ce nœud d'intensité se traduit par une valeur élevée du facteur inhibiteur rendant difficile l'ouverture ultérieure du masque de résine. De même, les nœuds situés au-dessus de celui-ci sont autant de freins au développement qui, de ce fait, ne présente pas de caractère monotone. La détermination du temps de révélation est alors rendue très délicate.

D'autre part, si on considère des familles de plans séparés par la distance P et parallèles au substrat, l'effet de l'absorption de la résine se traduit par une destruction moins importante de l'inhibiteur de dissolution au fur et à mesure que la profondeur d'insolation augmente. Pour une même famille, chaque plan présentera donc sa propre vitesse de développement.

Les effets cumulés de ces variations du facteur inhibiteur en fonction de la profondeur conduisent, après simulation de l'étape de développement, au profil du masque de résine représenté sur la figure III-17.

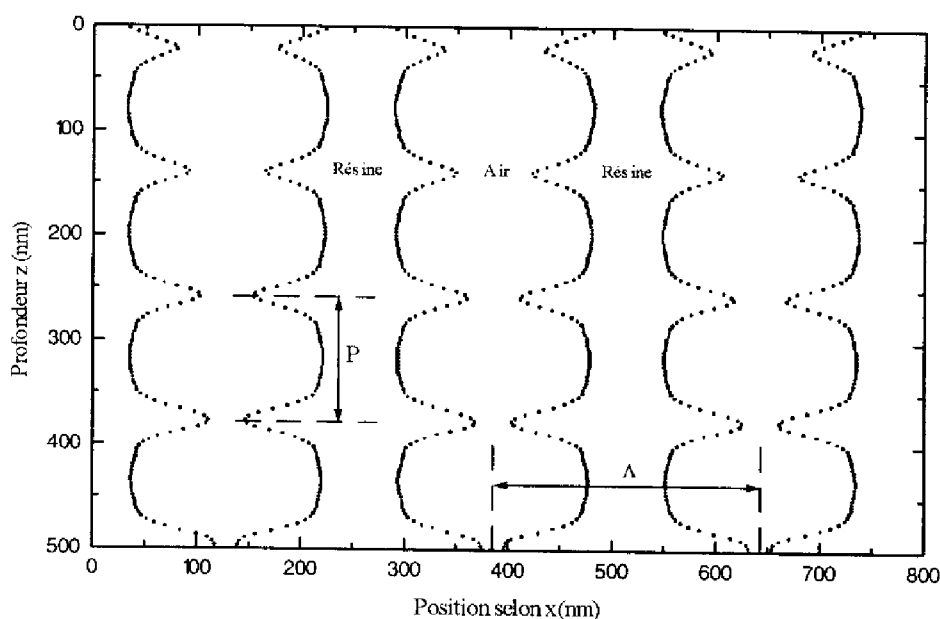


Fig.III-17 : Représentation en coupe du masque de résine après développement.

L'absorption de la résine, jumelée au développement non monotone, se traduit ici par une ouverture dont le profil général présente une allure évasée. Toutefois, l'effet des interférences "verticales" est largement prépondérant sur la géométrie de ce masque dont les flancs sont fortement perturbés. Pour l'étape envisagée de gravure ionique réactive du substrat (voir paragraphe III-2.3), un masque idéal devrait présenter des flancs abrupts et lisses. Les caractéristiques du masque obtenu ici vont donc nous conduire à rechercher un procédé technologique minimisant l'effet des interférences parasites responsables de sa dégradation.

III-2.1.2 Choix du procédé technologique d'enduction :

Les ondes stationnaires de pas P , perpendiculaires à la surface insolée et mises en évidence par les simulations précédentes, constituent un handicap important pour le développement du masque de résine et la qualité du réseau qui en découlera. De nombreuses méthodes sont

proposées pour résoudre ce problème, faisant appel à des techniques et des équipements divers visant à obtenir des masques aux flancs lisses et verticaux.

Les solutions les plus classiques sont basées sur la réalisation d'un masque intermédiaire en chrome [100],[101] ou en silice [102]-[104] jumelée avec des dépôts mono ou multicouches de résine ou polymère. Le masque intermédiaire, résistant au plasma oxygène, permet alors par ce type d'attaque de définir un nouveau masque de résine ou polymère, aux flancs abrupts, et présentant un rapport d'aspect au moins égal à quelques unités. Lors de la gravure sèche de l'échantillon, la protection des zones masquées par une épaisseur importante de résine ou polymère est ainsi plus efficace et permet d'augmenter la profondeur des motifs. De plus, la verticalité des flancs du masque évite l'érosion latérale de ce dernier et procure des flancs de gravure également verticaux.

Un autre type de solutions fait appel à des résines inorganiques qui peuvent être photosensibles [105] ou non [106]. Il s'agit de procédés multicouches où la résine inorganique est, là aussi, utilisée comme masque intermédiaire lors du plasma oxygène d'ouverture du masque définitif. On se trouve alors dans une configuration finale similaire à la précédente.

La littérature fournit également des solutions basées sur une modification des propriétés de la résine photosensible, après insolation, par un traitement thermique (pour les résines positives) et une incorporation sélective d'un élément inorganique tel que le silicium. Cet élément permet alors aux zones de résine qui le renferment de résister directement à un développement par plasma oxygène [107]-[111].

Si l'amélioration du masquage apportée par les procédés ci-dessus est importante, la mise en œuvre de ces méthodes, aux nombreuses étapes technologiques, rend le procédé de réalisation complexe et entraîne des risques de pollution du composant par les éléments nouveaux mis en jeu. La variété et la complexité de ces solutions ne doit pas occulter des méthodes beaucoup plus courantes et faciles de mise en œuvre telles que :

- le dépôt d'une couche antireflet avant le dépôt de résine
- la coloration de la résine photosensible pour en augmenter l'absorption et réduire ainsi le contraste des interférences "parasites"
- le recuit après insolation qui procure un lissage des flancs de l'image latente contenue dans la résine par une légère "redistribution" de l'élément inhibiteur de dissolution
- la diminution de l'épaisseur de résine photosensible de telle sorte que l'interface résine/air se situe au niveau du premier ventre d'intensité.

Parmi ces méthodes, nous avons choisi de tester les possibilités offertes par la dernière d'entre elles en raison de sa simplicité et de sa rapidité de mise en œuvre. Les essais réalisés (voir paragraphe III-2.4) ont montré que la forme et la tenue du masque de résine à la gravure du

substrat permettait d'obtenir le motif recherché et nous n'avons donc pas fait appel aux méthodes plus complexes envisagées précédemment.

D'après les simulations d'insolation holographique présentées au paragraphe III-2.1.1, l'application de cette méthode impose une couche de résine d'une épaisseur de l'ordre de 600 Å. Un étalonnage du dépôt de la résine AZ 1350 en fonction de sa dilution et de la vitesse de rotation de la tournette a permis de déterminer les conditions optimales d'enduction (Fig.III-18). Tous les essais ont été réalisés avec un temps de centrifugation de 30 s pour garantir une bonne uniformité de l'épaisseur de la couche [92].

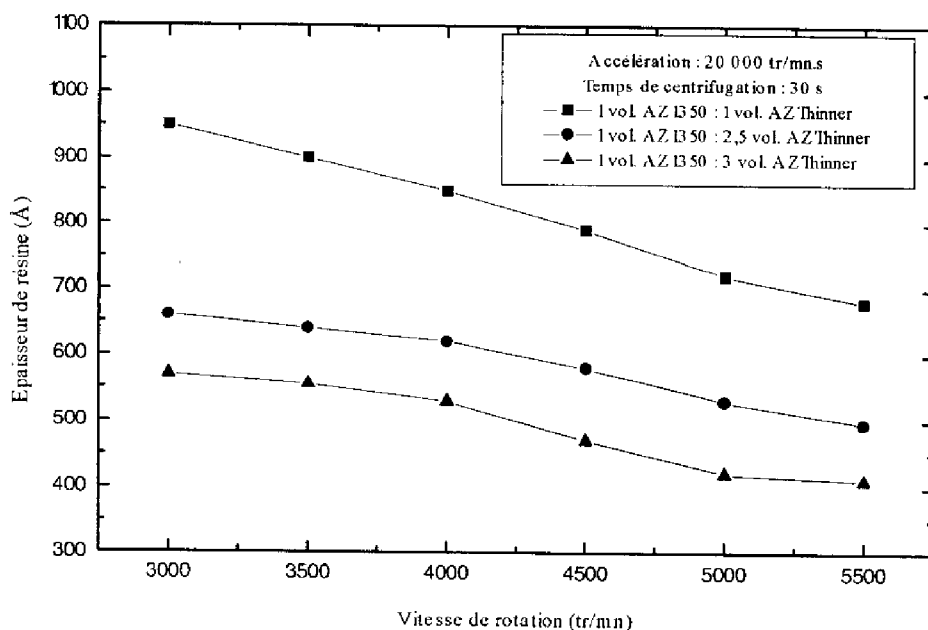


Fig.III-18 : Etalonnage du dépôt de résine AZ 1350.

A la suite de cet étalonnage, les conditions d'enduction retenues sont les suivantes :

- dilution : 1 vol. AZ 1350 / 2,5 vol. AZ Thinner
- vitesse de rotation : 4 500 t/mn
- accélération : 20 000 t/mn.s
- temps : 30 s

De façon tout à fait classique, le dépôt est précédé d'un étuvage de déshydratation de l'échantillon et suivi d'un recuit standard qui a pour but d'éliminer les solvants, d'améliorer l'adhérence et de supprimer les contraintes causées par la centrifugation.

III-2.2 L'insolation et le développement du masque de résine :

La qualité du masque de résine dépend très étroitement des conditions d'insolation et de développement qui lui sont appliquées. La forte interdépendance de ces deux étapes doit être considérée dans la recherche d'un profil donné et toute modification de l'une doit être prise en compte dans l'établissement de l'autre. Elles doivent en outre présenter deux caractéristiques importantes :

- une grande homogénéité sur l'ensemble de l'échantillon pour garantir l'homogénéité du masque résultant
- une élimination complète de la résine dans les zones éclairées pour permettre une gravure immédiate et uniforme du motif.

III-2.2.1 Homogénéité du masque :

L'homogénéité du masque de résine est indispensable pour obtenir un profil de gravure identique en tout point de l'échantillon.

Pour l'étape d'insolation, l'homogénéité de l'intensité lumineuse au niveau de l'échantillon peut être ajustée grâce au diaphragme interne du laser Argon, tout en conservant une émission monomode transverse de celui-ci. On peut ainsi obtenir, au niveau de l'arête du dièdre, un faisceau présentant une variation relative d'intensité inférieure à 5% sur un disque de quelques centimètres de diamètre.

L'homogénéité du développement, quant à elle, est obtenue par une concentration et une température uniformes du bain développeur et par une légère agitation de l'échantillon au cours de son immersion.

III-2.2.2 Ouverture du masque :

Pour l'ouverture du masque de résine, l'interdépendance des étapes d'insolation et de développement conduit à définir leurs caractéristiques de façon simultanée.

Un étalonnage approprié nous a permis d'aboutir à des temps d'exposition d'une trentaine de secondes pour une densité de puissance de 1,5 mW/cm² au niveau du dièdre, et à des temps de développement similaires dans un bain thermostaté à 20°C et dilué à 1:3 avec de l'eau désionisée. Les durées de chaque étape permettent un contrôle manuel aisé et une très bonne reproductibilité des résultats.

L'étape de développement est suivie, après rinçage et séchage, d'un étuvage à 90°C pendant une heure qui a pour but de durcir le masque de résine par l'élimination de solvants résiduels et d'en améliorer l'adhérence sur l'échantillon.

III-2.3 La gravure du substrat :

Le choix du type de gravure s'est porté sur une gravure sèche en raison de sa forte anisotropie, qualité indispensable pour l'obtention d'un réseau au profil rectangulaire. Il s'agit d'une gravure ionique réactive (R.I.E), à base de SiCl_4 , réalisée dans un bâti Plasmalab 80.

Les dimensions des échantillons que nous sommes amenés à traiter variant environ de 0,5 à 1 cm^2 , nous avons utilisé un support de GaAs d'une surface de 10 cm^2 sur lequel l'échantillon à graver est déposé. La surface effective ainsi soumise à l'attaque est constante d'un échantillon à l'autre et les gravures obtenues sont parfaitement reproductibles.

Un étalonnage spécifique de la gravure de réseaux nous a permis de déterminer les conditions de débit, de pression, de température, de puissance et de temps d'attaque à appliquer.

III-2.4 Procédé technologique complet :

Les diverses étapes d'étalonnages ou de réglages ayant été décrites précédemment, le procédé technologique complet mis en œuvre pour la réalisation de réseaux diffractants au pas de 250 nm sur substrat de GaAs plan est maintenant abordé.

Un échantillon légèrement rectangulaire, d'une surface de l'ordre du cm^2 , est obtenu par clivage d'un substrat de GaAs. La forme rectangulaire permet un repérage aisé de l'orientation des traits du réseau pour les utilisations ou observations ultérieures, et son aspect peu prononcé garantit une bonne uniformité du dépôt de résine.

L'échantillon est nettoyé par un bain de trichloréthane bouillant de deux minutes suivi d'un bain d'acétone bouillant de même durée. Après rinçage à l'eau désionisée, il est séché sous flux d'azote et subit un étuvage de déshydratation d'une heure à 130°C.

Les substrats utilisés présentent une surface dont l'oxydation n'a pas été contrôlée. Afin de se placer dans des conditions opératoires reproductibles, l'oxyde est éliminé par un bain d'acide chlorhydrique pur, à température ambiante, pendant deux minutes.

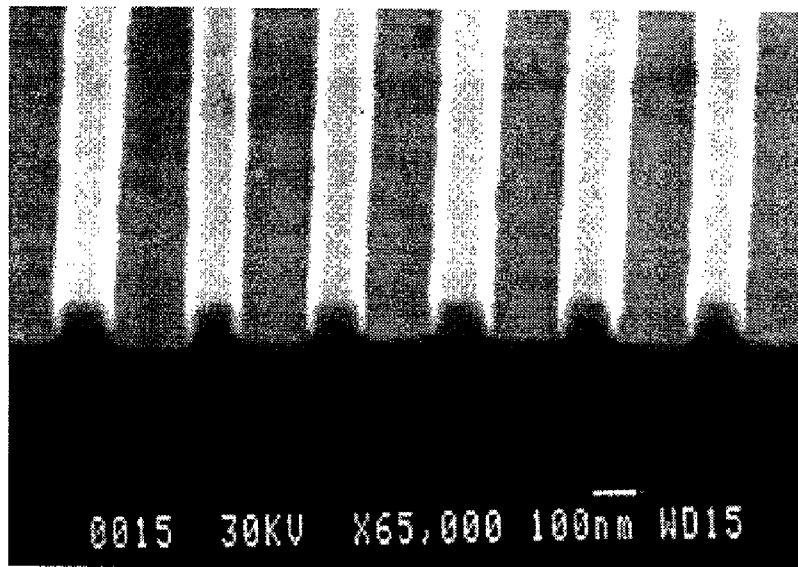
L'échantillon est ensuite rincé et subit un nouvel étuvage à 130°C pendant trente minutes, immédiatement suivi du dépôt de résine AZ 1350 diluée à 1 : 2,5 avec de l'AZ Thinner. La centrifugation se fait à 4 500 t/mn pendant trente secondes avec une accélération de 20 000 t/mn.s. L'échantillon est ensuite étuvé pendant vingt minutes à 90°C.

Après cette étape, il est disposé sur la face inférieure du dièdre interférentiel pour l'insolation holographique. Le temps d'exposition est ajustée en fonction de la densité de puissance lumineuse mesurée au niveau de l'arête du dièdre.

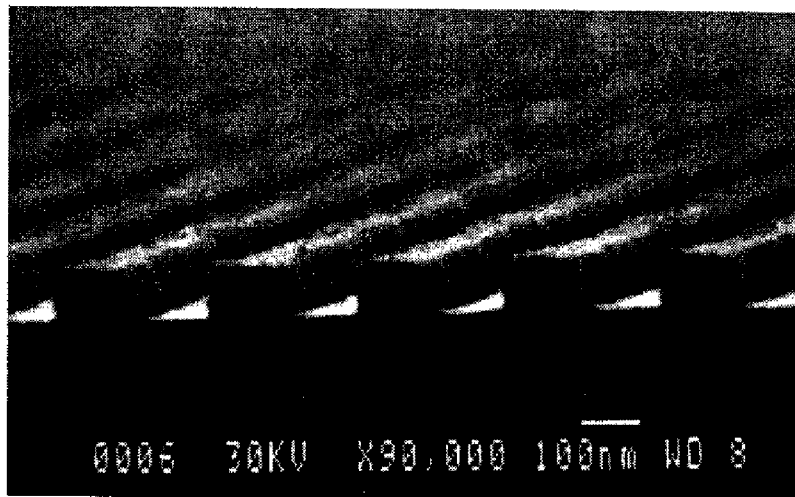
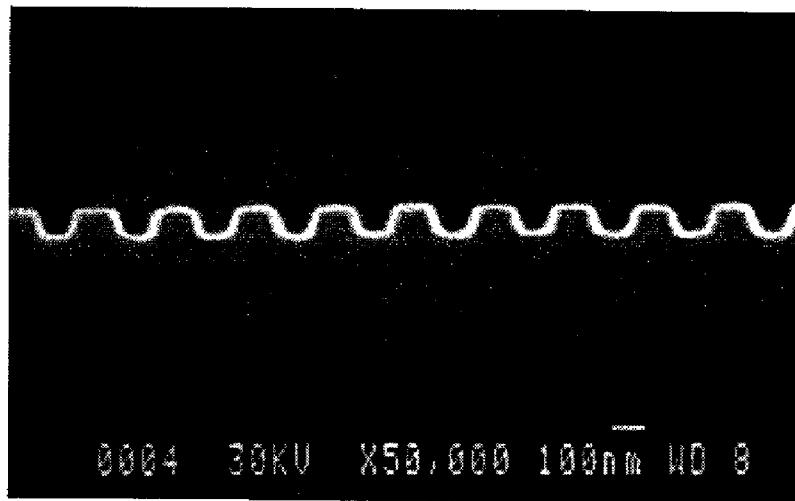
Le masque de résine est ensuite développé dans un bain thermostaté d'AZ Developer dilué à 1 : 3 avec de l'eau désionisée. Après un étuvage d'une heure à 90°C, l'échantillon peut subir la gravure ionique réactive du réseau.

A l'issue de l'étape de gravure, le masque résiduel de résine est éliminé par un plasma oxygène d'une durée de vingt minutes.

Les photos reproduites ci-dessous ont été prises au cours d'observations au microscope électronique à balayage (MEB). Elles montrent les résultats obtenus sur trois échantillons différents de GaAs plan. La photo Ph.III-2 représente un réseau, au pas de 300 nm, issu d'un essai préliminaire destiné à l'étalonnage du banc d'insolation holographique. Les photos Ph.III-3a et Ph.III-3b, quant à elles, sont des vues sous des angles différents de deux réseaux au pas de 250 nm.



Ph.III-2 : Vue au MEB d'un réseau au pas de 300 nm gravé dans GaAs.



Ph.III-3 : Vues au MEB de deux réseaux au pas de 250 nm gravés dans GaAs.

Le procédé technologique décrit ci-dessus permet donc, de façon reproductible, la réalisation de réseaux diffractants sur GaAs au pas de 250 nm. Ces réseaux présentent un motif quasi-rectangulaire dont le rapport d'ouverture est voisin de 0,5 et dont la profondeur est de l'ordre de 100 nm. Comme nous l'avons vu précédemment, cette profondeur pourrait être augmentée, si besoin, en réduisant les dimensions du support de gravure (paragraphe III-2.3). L'uniformité du motif sur la totalité de l'échantillon, quant à elle, est évaluée à l'aide du montage expérimental décrit au paragraphe suivant.

III-3 Mesure du pas d'un réseau par la méthode de Littrow

L'étalonnage précis du banc d'insolation holographique et la détermination de l'indice effectif de structures multicouches par la méthode du couplage par réseau (voir paragraphe IV-1.3.2) imposent la connaissance précise du pas des réseaux considérés. Un banc de mesure, basé sur la méthode de Littrow, a donc été étudié et mis en place par nos soins au laboratoire.

III-3.1 Principe :

La relation fondamentale des réseaux s'écrit :

$$\Lambda(\sin i + \sin i_k) = k\lambda \quad (\text{III.23})$$

- où Λ est le pas du réseau
- λ est la longueur d'onde de la radiation incidente
- i est l'angle d'incidence
- et i_k est l'angle de diffraction du faisceau d'ordre k

Les valeurs de i et i_k sont algébriques et, par convention, elles portent le même signe si i et i_k sont situés du même côté de la normale au plan du réseau (Fig.III-19).

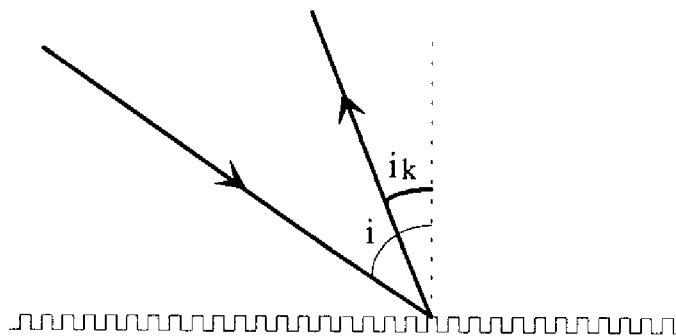


Fig.III-19 : Faisceaux incident et diffracté par un réseau plan.

Le principe de la mesure du pas d'un réseau par la méthode de Littrow consiste à déterminer la valeur i_L de l'angle d'incidence pour lequel un faisceau diffracté d'ordre k se superpose au faisceau incident ($i_L = i = i_k$). Dans ce cas, les angles d'incidence et de diffraction étant égaux, la

relation fondamentale des réseaux conduit à l'expression suivante où iL est appelé "angle de Littrow" :

$$\Lambda = \frac{k\lambda}{2 \sin iL} \quad (\text{III.24})$$

Pour une longueur d'onde donnée et un ordre de diffraction choisi, la seule mesure de l'angle de Littrow permet donc la détermination du pas du réseau.

III-3.2 Le banc de mesure :

Dans le cas des réseaux de Bragg du second ordre que nous étudions, et qui présentent un pas de l'ordre de 250 nm, nous devons utiliser une radiation de longueur d'onde inférieure à 500 nm pour pouvoir effectuer les mesures. Cette contrainte nous a conduit à utiliser comme faisceau incident la raie à 363,8 nm du laser à Argon mis en œuvre pour l'insolation holographique.

Dès la sortie du laser, le faisceau est intercepté par un périscope qui l'oriente vers le banc de mesure de pas (Fig.III-20). Il rencontre alors un miroir plan orientable qui le dirige, à travers un écran percé d'un trou de 2 mm de diamètre, vers le réseau à étudier. Ce réseau est disposé verticalement sur un support à six degrés de liberté permettant son positionnement fin par rapport au faisceau incident. L'ensemble est solidaire d'une platine de rotation de précision offrant une lecture des angles à 10^{-3} degré près.

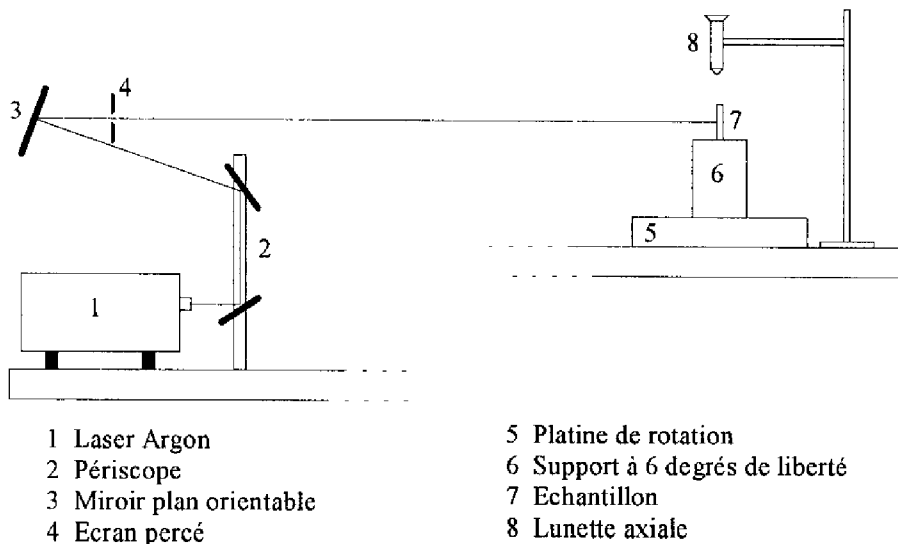


Fig.III-20 : Banc de mesure de pas par la méthode de Littrow.

Afin de s'assurer de l'immobilité du point d'incidence du faisceau sur le réseau lorsqu'on met en mouvement la platine de rotation, un réglage préalable du montage est nécessaire : une lunette

axiale, portant un oculaire réticulé centré sur l'axe de rotation de la platine, permet d'orienter le miroir plan de sorte à ce que le faisceau coupe cet axe. Ensuite, lors de la mesure du pas, la lunette axiale est utilisée pour définir la zone à étudier sur l'échantillon et placer le plan du réseau tangentiellement à l'axe de rotation de la platine.

III-3.3 Incertitude sur la mesure du pas d'un réseau :

Etant données la gamme de pas explorée et la longueur d'onde utilisée pour la mesure, seul le premier ordre de diffraction peut être exploité.

D'après l'expression (III.24), l'erreur relative sur la mesure du pas du réseau est donnée par :

$$\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta i_L}{\text{tg } i_L} \quad (\text{III.25})$$

Le calcul du pas est effectué après avoir réalisé une mesure sur chacun des premiers ordres, de part et d'autre de la normale, de telle sorte que l'incertitude Δi_L se réduise à l'incertitude d'une seule mesure d'angle. La distance séparant le réseau de l'écran percé étant de 2,30 m, et considérant que l'on peut discerner un décalage de l'ordre du millimètre sur cet écran, le terme $\Delta i_L / \text{tg } i_L$ varie de $1,9 \cdot 10^{-4}$ à $2,8 \cdot 10^{-4}$ pour les valeurs de pas comprises respectivement entre 240 et 280 nm.

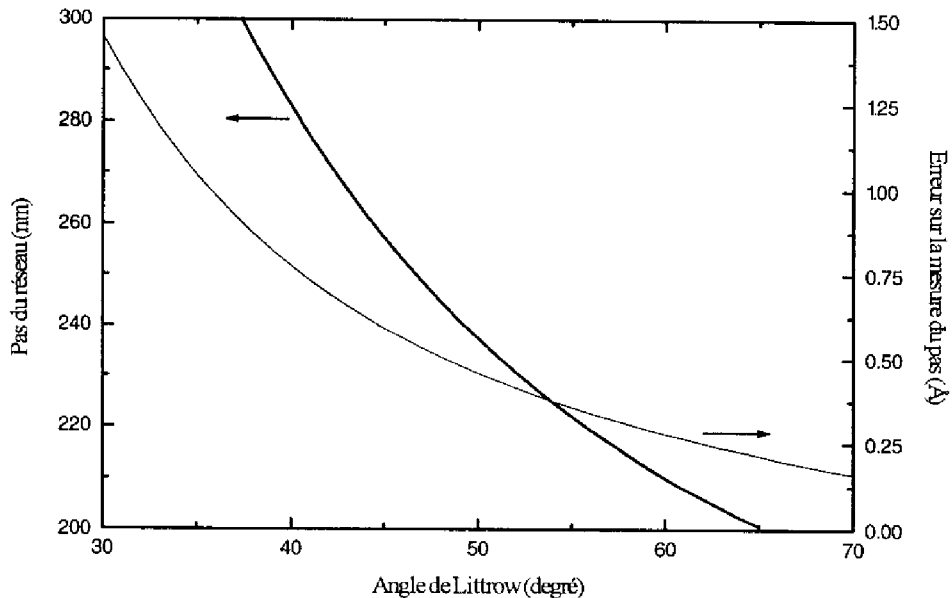


Fig.III-21 : Caractéristiques du banc de mesure de pas.

Le terme $\Delta\lambda/\lambda$, quant à lui, caractérise la source laser et est égal à 6.10^{-6} , ce qui conduit à une valeur de l'incertitude relative $\Delta\Lambda/\Lambda$ telle que : $2.10^{-4} < \Delta\Lambda/\Lambda < 3.10^{-4}$, pour respectivement : $240 \text{ nm} < \Lambda < 280 \text{ nm}$.

Pour les réseaux étudiés, présentant un pas dans la gamme des 250 nm, ceci se traduit par une incertitude absolue sur la mesure du pas toujours inférieure à l'Angström (Fig.III-21).

Remarque: Ce banc de mesure a également permis, pour d'autres travaux, la détermination de nombreux pas compris entre 240 et 600 nm. Lorsque la valeur du pas augmente, l'accès à des ordres de diffraction supérieurs, donc à des valeurs de Λ plus grandes, permet d'effectuer toutes ces mesures avec une incertitude absolue inférieure à 2Å.

III-3.4 Uniformité des réseaux diffractants réalisés :

L'uniformité d'un réseau, de motif et de profondeur de gravure donnés, peut être décrite en terme de pas ou de rapport d'ouverture.

Les réseaux obtenus par le procédé technologique développé au paragraphe III-2.4 présentent un pas d'une extrême régularité sur la totalité de l'échantillon : les mesures effectuées en une douzaine de points de ceux-ci n'ont jamais présenté d'écart supérieur à l'Angström. L'uniformité du pas, estimée précédemment par le calcul, est donc ici largement confirmée par la mesure.

Pour ce qui est de l'uniformité du rapport d'ouverture, une estimation peut en être donnée par l'observation du faisceau diffracté. En effet, l'intensité de diffraction dépend étroitement de ce rapport et peut donner une indication rapide sur son évolution [87]. Les échantillons observés ont tous induit un faisceau diffracté dont l'intensité ne présentait aucune variation détectable à l'œil nu en fonction du point d'incidence. L'estimation visuelle de l'uniformité du rapport d'ouverture n'a donc pas permis de déceler d'irrégularités sur les surfaces traitées.

Conclusion

Le procédé technologique mis en œuvre pour la réalisation de réseaux diffractants au pas de 250 nm, sur substrat de GaAs plan, a pu être établi après une analyse fine des étapes d'insolation et de développement nécessaires pour l'obtention du masque de résine approprié. Une simulation informatique de ces étapes a permis d'étudier le phénomène d'ondes stationnaires interne à la couche de résine et de déterminer les paramètres d'enduction.

Le banc d'insolation holographique a été présenté de façon détaillée. Il est accompagné d'une description de l'ensemble des réglages permettant d'en obtenir les meilleurs résultats. Pour des échantillons d'un centimètre carré, on montre que la technique utilisée conduit à une excellente uniformité du pas (dérive inférieure à 0,1 Å) et à une précision sur la définition de celui-ci inférieure à l'Angström.

L'homogénéité des réseaux réalisés, ainsi que la maîtrise acquise sur le contrôle de la valeur du pas, ont pu être mises en évidence à l'aide de la technique de Littrow développée également dans le cadre de ces travaux.

La qualité et la reproductibilité des résultats obtenus sur substrat de GaAs plan, tant au niveau de la précision du pas que de la géométrie du motif ou de la profondeur de gravure, permettent alors d'envisager l'élaboration de la diode laser DBR à émission surfacique. La mise au point de l'enchaînement technologique conduisant à sa réalisation complète sera l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE IV

REALISATION ET CARACTERISATION DE DIODES LASER DBR A EMISSION PAR LA SURFACE



Introduction

La réalisation de diodes laser à puits quantique GaAlAs/GaAs et à réflecteurs de Bragg distribués doit tenir compte de deux types de contraintes :

- a) les premières sont inhérentes à la filière GaAlAs/GaAs et concernent notamment :
- le contrôle des épaisseurs et des compositions des couches, ainsi que leur homogénéité sur la plaque épitaxiée. En effet, la croissance de structures de diodes laser par épitaxie par jets moléculaires impose de hautes températures ($T \approx 700^\circ\text{C}$) et, dans ces conditions, les vitesses de croissance du GaAs et du GaAlAs sont difficiles à maîtriser à cause de la très grande sensibilité du taux de réévaporation du gallium à la température du substrat.
 - le type de structure à puits quantique, comportant des couches à composition graduelle (structure GRIN-SCH) qui, compte tenu des conditions de croissance, rend délicat la maîtrise d'un profil de composition donné et limite le contrôle des profondeurs d'attaque par manque de procédé sélectif associé à de lentes variations de composition
 - la présence de l'aluminium qui favorise des mécanismes d'oxydation indésirables lors de l'élaboration du composant
- b) les secondes contraintes découlent de la technologie imposée par la réalisation d'une cavité à réflecteurs de Bragg distribués, et qui nécessite en particulier :
- la gravure de réseaux diffractants, sur une surface non plane, au fond de marches d'une hauteur d'environ $1,5 \mu\text{m}$
 - un procédé de contrôle très précis de la marche gravée afin de situer correctement les réseaux dans le guide optique
 - des conditions de réalisation des réseaux parfaitement maîtrisées pour obtenir des motifs submicroniques ($\Lambda \approx 0,25 \mu\text{m}$) et assurer le rapport d'ouverture et la profondeur de gravure déterminés par la conception
 - une technique de détermination du pas du réseau permettant d'obtenir l'accord à la longueur d'onde de Bragg et imposant la détermination "a priori" de la longueur d'onde d'émission du composant et de l'indice effectif correspondant dans les zones de réseau.

Dans ce contexte, le chapitre s'articule en trois parties.

La première partie est centrée sur la phase de réalisation des réflecteurs de Bragg d'une diode laser GaAlAs/GaAs à puits quantique. Le procédé technologique est établi dans un objectif de compatibilité avec l'enchaînement complet d'élaboration du composant et il inclut une méthodologie visant à contrôler les paramètres essentiels pour le bon fonctionnement des réseaux.

La deuxième partie détaille l'enchaînement technologique complet des différentes étapes permettant d'aboutir à la réalisation de la diode laser.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation des composants DBR réalisés grâce au procédé établi dans la partie précédente. La validité du modèle théorique est discutée à travers les performances des composants en courant de seuil, rendement, spectres d'émission et diagrammes de rayonnement.

IV-1 Procédé de réalisation des réflecteurs de Bragg d'une diode laser DBR à émission par la surface

IV-1.1 Choix de la structure multicouche :

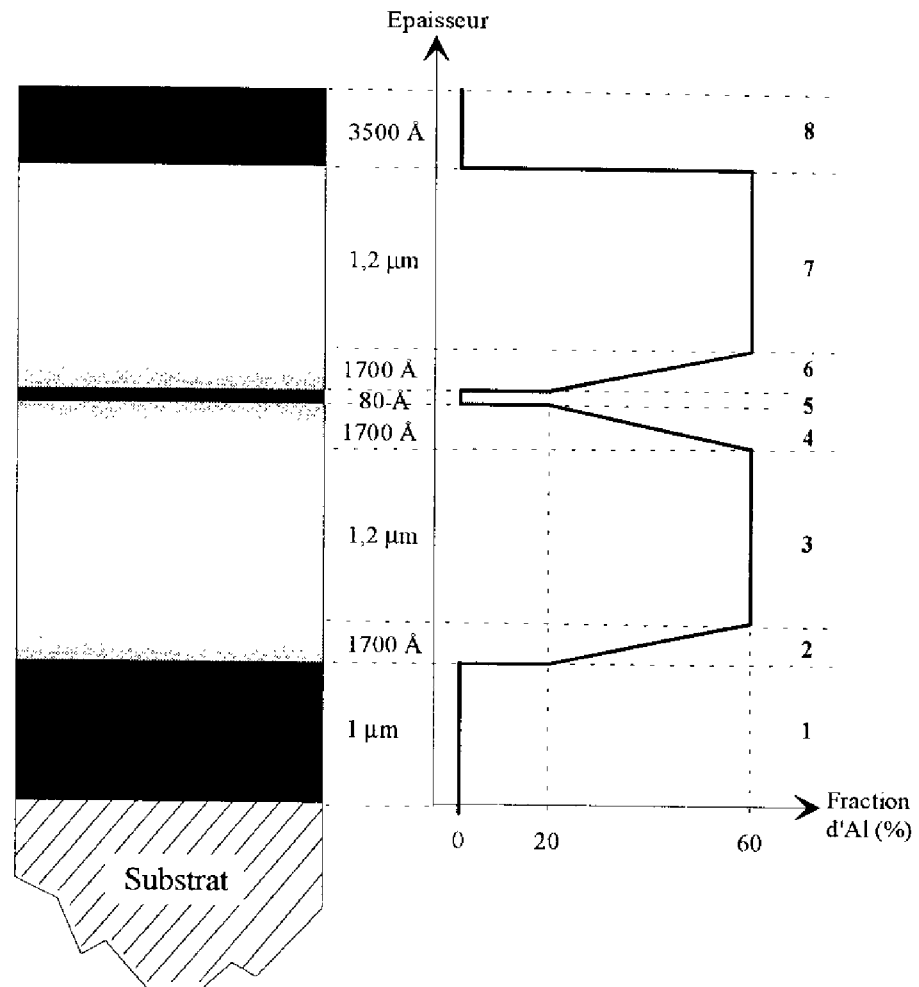
La structure multicouche choisie pour la réalisation du composant DBR est une structure à puits quantique épitaxiée par jets moléculaires. Après la description d'une structure type de diode laser GaAlAs/GaAs, il sera présenté l'incorporation d'une couche "marqueur" dans cette structure afin de maîtriser la position et la réalisation ultérieure du réseau de Bragg.

IV-1.1.1 Structure multicouche type d'une diode laser GaAlAs/GaAs :

Une structure type, épitaxiée au laboratoire et employée pour la réalisation de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant à 850 nm, est une structure GRIN-SCH à puits quantique présentant les profils géométrique et de composition indiqués sur la figure IV-1.

L'empilement des couches est le suivant :

- Substrat de GaAs (dopé N⁺)
- Couche tampon en GaAs (dopée N) d'une épaisseur de 1 μm
- Couche graduelle (dopée N), d'une épaisseur de 1700 Å, dont la composition en Aluminium varie linéairement de 20% à 60%
- Couche de confinement (dopée N) comportant 60 % d'Aluminium ($\text{Al}_{0,60}\text{Ga}_{0,40}\text{As}$), d'une épaisseur de 1,2 μm et se terminant par une zone graduelle non dopée de 1700 Å dont la composition en Aluminium varie linéairement de 60% à 20%



| N° | Couche | Epaisseur | % Aluminium | Dopage (cm ⁻³) |
|----|-----------------|-----------|-------------|----------------------------|
| 1 | Tampon | 1 μm | 0 | Si 10 ¹⁸ |
| 2 | Gradualité | 1700 Å | 20 à 60 | Si 8.10 ¹⁷ |
| 3 | Confinement N | 1,2 μm | 60 | Si 8.10 ¹⁷ |
| 4 | Gradualité | 1700 Å | 60 à 20 | non dopé |
| 5 | Puits quantique | 80 Å | 0 | non dopé |
| 6 | Gradualité | 1700 Å | 20 à 60 | non dopé |
| 7 | Confinement P | 1,2 μm | 60 | Be 5.10 ¹⁷ |
| 8 | Contact | 3500 Å | 0 | Be 5.10 ¹⁸ |

Fig.IV-1 : Structure multicouche type d'une diode laser GaAlAs/GaAs

- Puits quantique en GaAs d'une épaisseur de 80 Å
- Couche de confinement (dopée P) symétrique de la précédente par rapport au puits quantique
- Couche de contact en GaAs de 3500 Å d'épaisseur (dopée P+)

La structure de base décrite ci-dessus est épitaxiée dans un réacteur RIBER 2300.

IV-1.1.2 Structure adaptée à la définition de zones de réseaux :

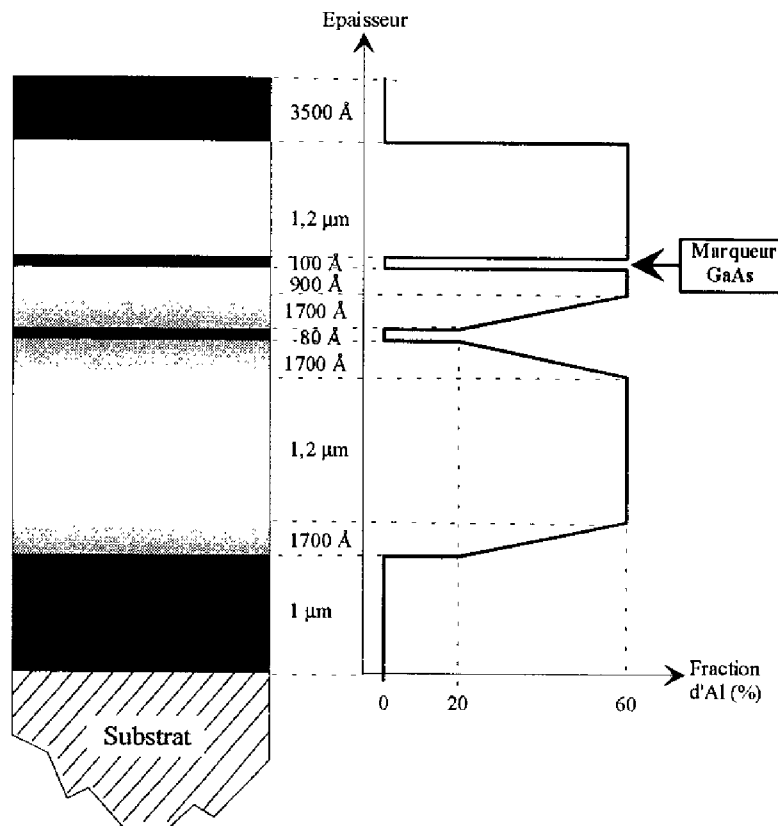


Fig.IV-2 : Incorporation d'une couche "marqueur" dans la structure GaAlAs/GaAs

Dans la structure GRIN-SCH décrite au paragraphe précédent, le guide optique plan est constitué par les couches graduelles placées de part et d'autre du puits quantique. Nous avons vu, au chapitre II, que la position du réseau de Bragg par rapport à ce guide constitue un paramètre essentiel dans le fonctionnement et les performances du composant. Le contrôle précis de cette position est facilité par l'incorporation, durant l'épitaxie, d'une couche "marqueur" placée à la distance souhaitée du guide. Pour les composants DBR étudiés ici, il s'agit d'une couche de GaAs,

d'une épaisseur de 100 Å, dont la face supérieure est positionnée à 1000 Å de la limite supérieure de la gradualité (Fig.IV-2).

Lors de la réalisation ultérieure du composant, et plus particulièrement lors de la gravure des zones de réseaux, ce marqueur joue le rôle de couche d'arrêt dans le cadre d'une attaque chimique sélective. De plus, le choix d'un marqueur en GaAs permet de bénéficier d'une surface de bonne morphologie, évitant les problèmes d'oxydation associés aux alliages en GaAlAs et compatible, par sa composition, avec le procédé technologique de réalisation de réseaux développé au chapitre précédent.

IV-1.2 Topographie des échantillons :

A l'issue de l'épitaxie, les échantillons présentent une surface plane matérialisée par la couche de contact supérieure. Cette surface doit être gravée, dans des zones préalablement définies, de sorte à réaliser le réseau diffractant sur la couche "marqueur" prévue à cet effet. La résine photosensible destinée à l'insolation holographique sera donc déposée sur des surfaces encaissées entre les zones réservées à l'injection des porteurs. Pour éviter toute confusion dans les dénominations, on peut diviser l'échantillon en "zones laser" où les portions encaissées seront appelées "zones de réseau" et les portions surélevées "zones de contact" (Fig.IV-3).

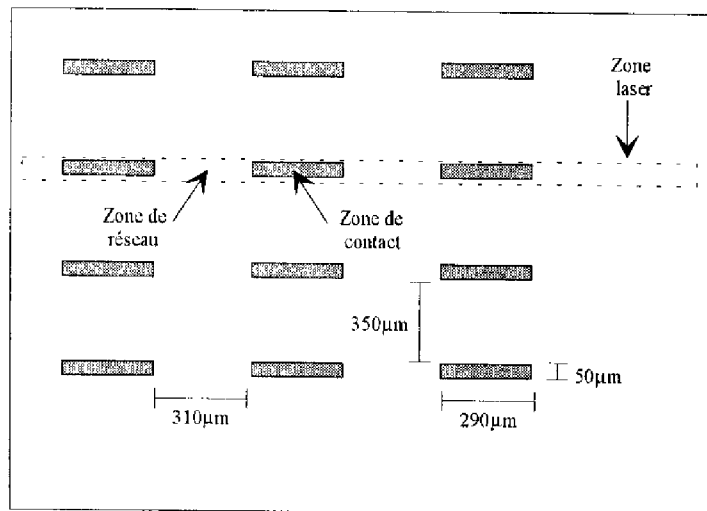


Fig.IV-3 : Définition des différentes zones de l'échantillon.

L'enduction d'une telle surface est accompagnée de perturbations dues à la présence des zones de contact qui ont une hauteur environ trente fois supérieure à l'épaisseur finale de la couche

de résine. Toutefois, l'étude de deux configurations possibles pour ces zones a permis de définir une topographie d'échantillon compatible avec le dépôt mis au point sur substrat de GaAs plan.

Dans les deux cas, les dimensions des différentes zones sont identiques et seule la continuité latérale des zones de contact permet de les distinguer (Fig.IV-4). En effet, dans la configuration dite "barrette", les zones de contact sont simplement définies longitudinalement par gravure, alors que dans la configuration "plot" elles sont définies aussi latéralement.

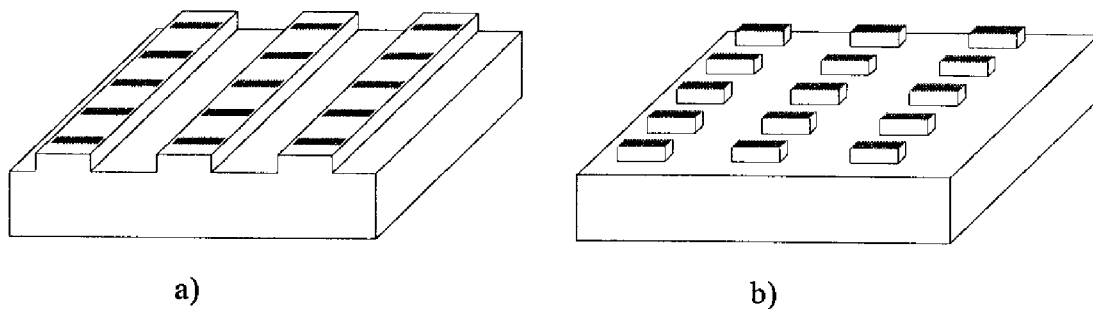


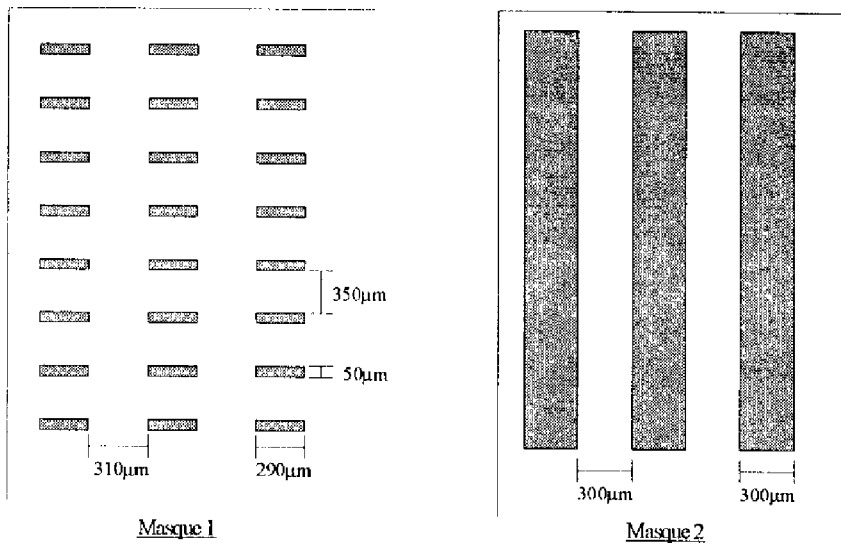
Fig.IV-4 : Configuration barrette (a) et plot (b)

Ces deux configurations sont obtenues par un procédé de photolithographie conventionnel suivi d'une gravure sèche dont la profondeur est contrôlée par interférométrie laser et qui est interrompue à environ 200 nm de la couche "marqueur" afin de garantir une attaque anisotrope aussi profonde que possible. Cette étape est suivie d'une gravure chimique sélective bloquée par le marqueur en GaAs. La durée de l'attaque sélective a été déterminée après étalonnage et fixée à sa valeur minimale de sorte à éviter des sous-gravures importantes des zones de contact.

L'obtention de plots fait appel à un seul niveau de masque définissant directement les contacts métalliques alors que l'obtention de barrettes fait appel à un niveau supplémentaire qui définit des zones débordant longitudinalement des zones de contact sur une distance de 5 μm (Fig.IV-5).

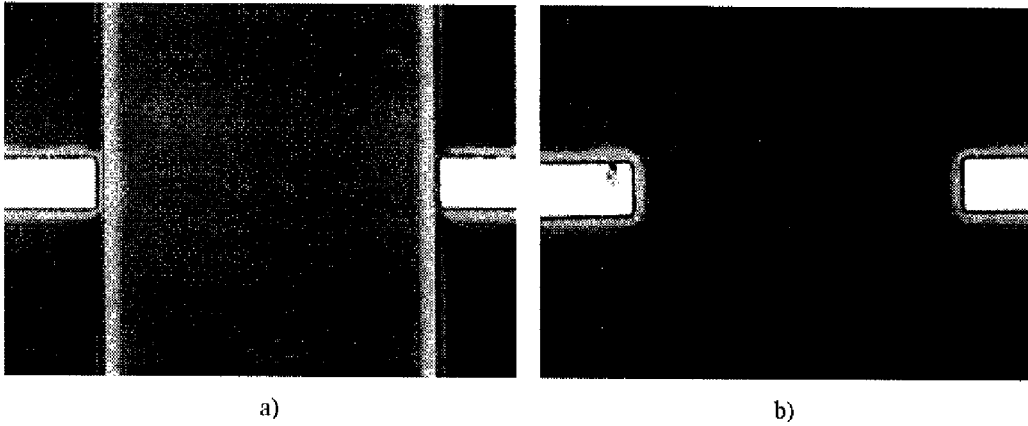
Des essais d'enduction pour les deux configurations mettent en évidence une plus grande uniformité du dépôt dans le cas d'une surface portant des plots. De plus, une zone "découverte", sans résine photosensible, apparaît à proximité immédiate des zones de contact et elle est plus réduite dans cette même configuration (Ph.IV-1).

Ces observations nous conduisent à retenir la configuration de plots pour le procédé technologique complet de réalisation du composant DBR.



Configuration "plot" : masque 1 uniquement
Configuration "barrette" : masques 1+2 (ou 2+1)

Fig.IV-5 : Masques mis en jeu pour les deux configurations étudiées



Ph.IV-1 : Enduction des zones de réseau pour la configuration "barrette" (a) et "plot" (b).

IV-1.3 Détermination du pas à graver :

Le choix de la structure multicouche et de la topographie de l'échantillon étant effectué, on peut envisager la gravure du réseau dans les zones qui lui sont destinées. Le fonctionnement du composant suppose la réalisation d'un réseau de Bragg d'ordre deux dont le pas est donné par l'expression (I.7) : $\Lambda = \lambda_0 / n_{\text{eff}}$ où λ_0 est la longueur d'onde d'émission du composant dans le vide et n_{eff} est l'indice effectif du guide multicouche sous les zones de réseau.

La détermination de Λ avec une incertitude absolue inférieure à 15 Å, telle que définie au paragraphe II-3.2.3, impose une connaissance précise de λ_0 et n_{eff} . Les méthodes de détermination de ces deux paramètres sont présentées dans ce qui suit.

IV-1.3.1 Mesure de la longueur d'onde d'émission λ_0 :

En toute rigueur, λ_0 est la longueur d'onde d'émission du composant DBR achevé. Son évaluation sera effectuée de façon approchée en mesurant la longueur d'onde d'émission d'une diode laser conventionnelle, à cavité Pérot-Fabry, issue des mêmes couches épitaxiées. En effet, la couche active étant à puits quantique, le spectre de gain du matériau présente un maximum dont l'énergie peut être considérée comme indépendante de la densité de courant de seuil (paragraphe II-2.2.1). Le niveau des pertes dans la cavité influe donc peu sur la longueur d'onde d'émission et la valeur mesurée sur le composant conventionnel sera très voisine de celle de la diode DBR au réseau accordé.

Cette longueur d'onde est déterminée grâce à l'utilisation d'un monochromateur JOBIN-YVON offrant une résolution de 0,1 Å. Toutefois, le nombre de modes émis par une telle structure, et leur variation en fonction du courant de polarisation, ne permet pas de déterminer la longueur d'onde d'émission avec une incertitude absolue inférieure au nanomètre.

IV-1.3.2 Mesure de l'indice effectif de la structure multicouche :

Il est difficile d'accéder, par le calcul, à une valeur précise de l'indice effectif de la structure épitaxiée pour deux raisons :

- les indices des couches GaAlAs ne sont pas connus avec la précision exigée pour la détermination de cet indice effectif
- de plus, son calcul nécessite de connaître les épaisseurs et les compositions des différentes couches avec une précision peu compatible avec la maîtrise du processus d'épitaxie : présence de couches à composition graduelle, vitesse de dépôt tributaire de la réévaporation du gallium à haute température de croissance,...

Nous avons donc conçu et mis en œuvre au laboratoire un banc de mesure destiné à la détermination de l'indice effectif de guides plans multicouches. Ce banc permet d'accéder à l'indice

effectif des zones de réseau en effectuant la mesure sur une partie des couches épitaxiées, voisine de la portion utilisée pour l'élaboration de la diode laser DBR, et ayant subi l'attaque complète des couches supérieures jusqu'au marqueur en GaAs.

a) Principe :

La méthode utilisée pour la mesure de l'indice effectif d'un guide optique multicouche consiste à y injecter une onde lumineuse et à rechercher les conditions de couplage optimal. Parmi les différentes techniques de couplage envisageables [112]-[115], nous avons retenu le couplage par réseau qui est particulièrement bien adapté aux guides plans et pour lequel nous maîtrisons la réalisation de l'élément coupleur [116]-[118].

Le guide multicouche à étudier porte donc un réseau qui est éclairé par un faisceau monochromatique parallèle. La mesure de l'angle d'incidence de couplage permet alors de déterminer la valeur de l'indice effectif donnée par l'expression :

$$n_{\text{eff}} = \sin \theta_c + m \frac{\lambda_i}{\Lambda_c} \quad (\text{IV.1})$$

- où n_{eff} : indice effectif du guide multicouche
 θ_c : angle de couplage
 λ_i : longueur d'onde de la radiation incidente
 Λ_c : pas du réseau coupleur
 et m : ordre de diffraction guidé

b) Le banc de mesure :

La structure multicouche à étudier est disposée verticalement sur la platine de rotation et le support du banc de mesure de pas présenté au paragraphe III-3.

Le détecteur au Silicium d'un puissance-mètre est rendu solidaire du porte-échantillon. Sa disposition lui permet d'intercepter tout rayonnement provenant de la face clivée de l'échantillon et émergeant orthogonalement à celle-ci (Fig.IV-6). Un écran, permettant d'éliminer les faisceaux parasites diffractés par des impuretés en surface, est placé à l'extrémité du réseau et vient à son contact.

Pour des raisons de commodité opératoire, et en fonction de l'indice effectif estimé, le pas Λ_c du réseau coupleur est fixé à une valeur permettant de travailler avec des angles de couplage θ_c compris entre 10° et 30° .

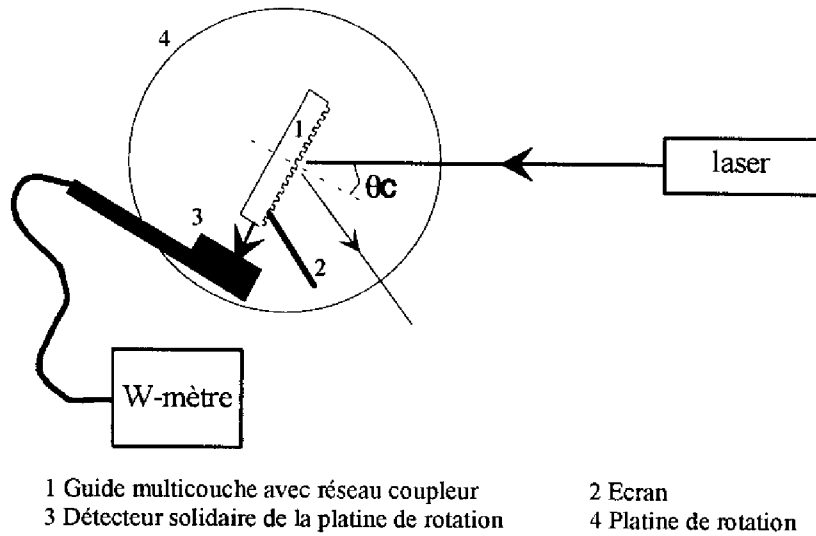


Fig.IV-6 : Banc de mesure de l'indice effectif de guides multicouches.

Les diodes laser réalisées émettant dans la gamme des 850 nm, c'est l'indice effectif du guide multicouche pour cette longueur d'onde que l'on doit déterminer. Pour cela, on effectue les mesures en utilisant les faisceaux collimatés provenant de deux diodes laser du commerce émettant à 788 nm et 828 nm. Une extrapolation à partir des résultats obtenus pour ces deux radiations permet alors la détermination de l'indice effectif du guide, dans les zones de réseau, pour la longueur d'onde d'émission du composant en cours d'élaboration.

c) Détermination de l'indice effectif :

D'après l'expression (IV.1), l'erreur absolue sur la mesure de l'indice effectif est donnée par :

$$\Delta n_{\text{eff}} = \cos \theta_c \cdot \Delta \theta_c + \frac{m \lambda_i}{\Lambda_c} \left(\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} + \frac{\Delta \Lambda_c}{\Lambda_c} \right) \quad (\text{IV.2})$$

Les caractéristiques du banc de mesure et des sources laser utilisées permettent d'effectuer des relevés de l'angle de couplage θ_c avec une incertitude absolue de $5 \cdot 10^{-3}$ degré. Ces mesures conduisent à une valeur de Δn_{eff} voisine de $7 \cdot 10^{-3}$, hors erreurs d'extrapolation. On peut donc considérer que le montage actuellement mis en œuvre permet une détermination de l'indice effectif avec une erreur absolue globale voisine de 10^{-2} .

IV-1.3.3 Incertitude sur la détermination du pas :

Les mesures de la longueur d'onde d'émission du composant et de l'indice effectif du guide plan permettent alors de déterminer la valeur du pas du réseau à graver sur le composant DBR.

L'erreur relative sur la détermination de ce pas est donnée par l'expression :

$$\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} = \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\Delta n_{\text{effr}}}{n_{\text{effr}}} \quad (\text{IV.3})$$

Les méthodes mises en œuvre pour les mesures de λ_0 et n_{effr} conduisent à une valeur de $\Delta\Lambda/\Lambda$ inférieure à $4,5 \cdot 10^{-3}$, soit donc à une incertitude absolue $\Delta\Lambda$ de l'ordre de 10 Å pour la gamme de pas considérée. Cette méthode de détermination du pas nous permet donc de travailler dans les conditions de précision établies au paragraphe II-3.2.3.

IV-2 Procédé complet d'élaboration de la diode laser DBR à émission par la surface

Ce paragraphe aborde, de façon détaillée, le procédé technologique complet de réalisation d'une diode laser DBR à émission par la surface. La description des différentes étapes respecte la chronologie de l'enchaînement suivi pour la réalisation des composants dont la caractérisation fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

La structure multicouche GaAlAs/GaAs utilisée pour cette réalisation a été épitaxiée par jets moléculaires au laboratoire. Le profil de composition visé est décrit au paragraphe IV-1.1.2 : il s'agit d'une structure comportant un puits quantique de 80 Å et un marqueur de 100 Å en GaAs.

Une partie de la structure épitaxiée a été utilisée pour l'élaboration de diodes laser conventionnelles, de type Pérot-Fabry, dont le test sous pointes conduit à une densité de courant de seuil de 360 A/cm² et une longueur d'onde d'émission de 850 nm (voir paragraphe IV-2.4).

Une autre partie de la structure est clivée en trois échantillons dont le premier (E1 $\approx 1\text{cm}^2$) est destiné à la réalisation des composants à émission par la surface, le second (E2 $\approx 0,5\text{cm}^2$) à la mesure d'indice effectif, et le troisième (E3 $\approx 0,3\text{cm}^2$) à l'enregistrement interférométrique de la gravure R.I.E complète de la structure multicouche utilisée.

IV-2.1 Etalonnage de la gravure des zones de réseau : gravure de E3 :

La préparation de la gravure des zones de réseau sur E1 et E2 se fait par une gravure préalable complète de l'échantillon E3 et un enregistrement interférométrique de celle-ci afin de connaître avec précision les caractéristiques de la structure multicouche.

L'échantillon subit une gravure R.I.E à base de SiCl_4 dont l'enregistrement interférométrique expérimental est reproduit sur la figure IV-7.

Cet enregistrement permet une identification aisée des principales couches à partir du début (d) de la gravure :

- couche supérieure de contact (A)
- couche de confinement dopée P (B)
- gradualité supérieure (D)
- gradualité inférieure (F)

Pour ce qui est du marqueur et du puits quantique, leur localisation ne peut être effectuée de façon précise et on les repère respectivement par la "zone marqueur" (C) et la "zone puits" (E) dans lesquelles ils se trouvent.

La gravure de la couche de confinement, depuis l'interface de contact jusqu'à la zone marqueur se traduit par 10,5 à 11 périodes d'oscillations. Cette indication nous permettra de fixer le temps de gravure des zones de réseau sur les échantillons E1 et E2.

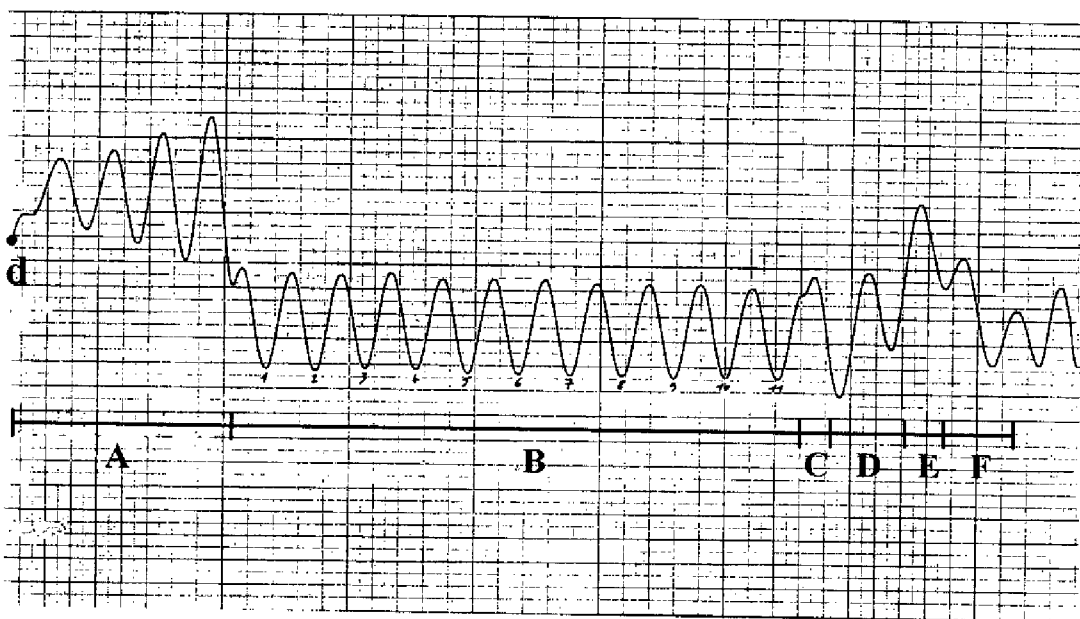


Fig.IV-7 : Enregistrement interférométrique expérimental de la gravure R.I.E de l'échantillon E3.

IV-2.2 Dépôt des contacts métalliques sur E1 :

Comme indiqué au paragraphe IV-1.2, nous avons retenu la configuration "plot" pour la topographie des échantillons à traiter. La photolithographie des contacts sur E1 est donc réalisée à

partir du masque 1, décrit précédemment, en utilisant la résine AZ 5218 E qui est une résine photosensible réversible commercialisée par Hoechst. Le positionnement du masque est réalisé de telle sorte que l'axe longitudinal des zones de contact soit orthogonal à l'axe de clivage préférentiel.

La réalisation des contacts est obtenue par pulvérisation cathodique. Il s'agit d'un dépôt d'AuZn d'une épaisseur de 500 nm sur lequel est appliqué le procédé de "lift-off" permettant la définition de plots métalliques rectangulaires de 50 μm sur 290 μm (Fig.IV-8).

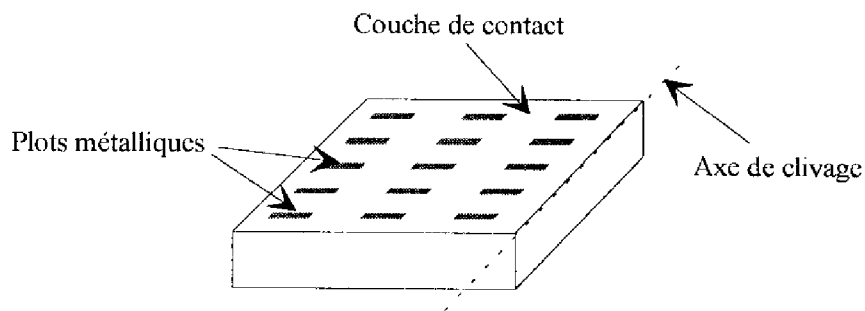


Fig.IV-8 : Echantillon E1 après l'étape de lift-off.

IV-2.3 Gravure des zones de réseau sur E1 et E2 :

Les échantillons E1 et E2 sont introduits simultanément dans le bâti de R.I.E pour une gravure de leur couche de contact et de confinement P. Durant cette étape, l'échantillon E2 est attaqué sur la totalité de sa surface tandis que l'échantillon E1 a des zones protégées par le dépôt métallique des contacts permettant ainsi d'obtenir la configuration "plot" recherchée.

Le contrôle interférométrique de la gravure est effectué sur E2 pour éviter d'éventuelles perturbations dues au masque métallique porté par E1.

D'après l'enregistrement de la gravure complète de E3 (Fig.IV-7), la profondeur de gravure de la couche de confinement sur E1 et E2 est limitée à un train d'oscillations de 8 à 9 périodes. Une telle durée permet de bénéficier du caractère anisotropique de la gravure sèche jusqu'à proximité immédiate de la couche "marqueur" sans toutefois risquer de la dépasser.

L'enregistrement interférométrique de la gravure de E2 est reproduit sur la figure IV-9 où la lettre (d) indique le point de départ de l'attaque et la lettre (a) son point d'arrêt. La comparaison de cet enregistrement avec celui de la gravure de E3 permet de constater une bonne homogénéité de l'épaisseur des couches entre les deux échantillons.

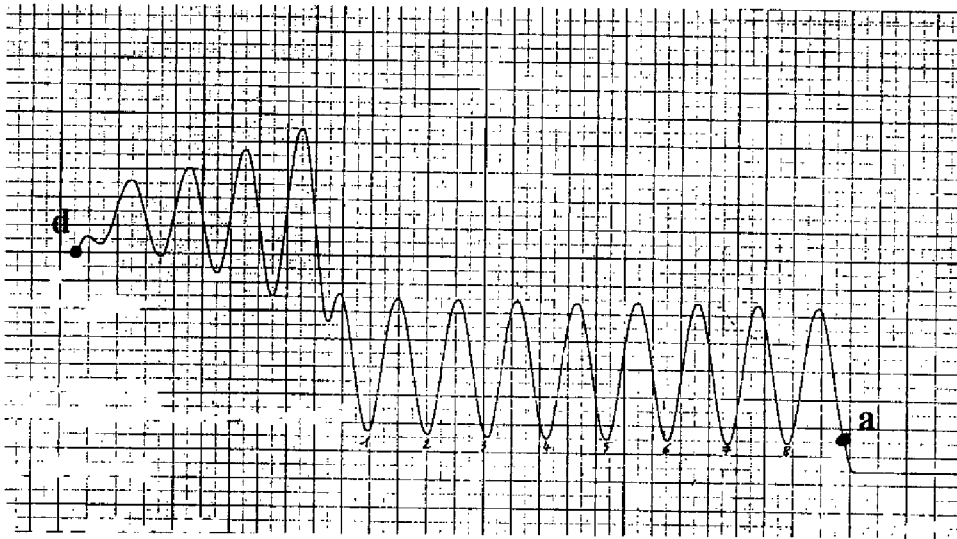


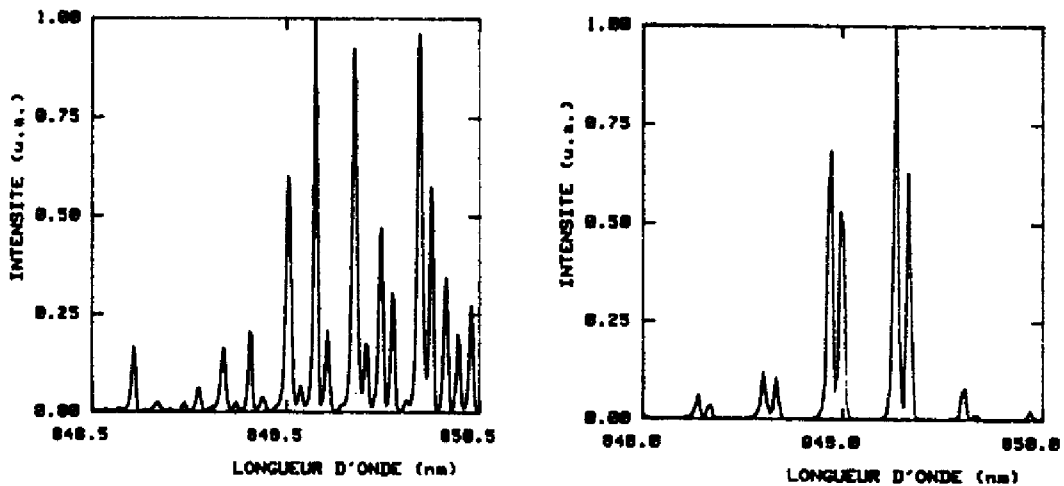
Fig.IV-9 : Enregistrement interférométrique expérimental de la gravure de E2.

A l'issue de cette étape, le fond de gravure de la couche de confinement P se situe à environ 200 nm du marqueur. Le dégagement de la surface de ce dernier sera obtenu par une gravure chimique sélective du GaAlAs qui le recouvre encore. Cette gravure sera effectuée juste avant le dépôt de résine destinée à l'insolation holographique afin de limiter les risques de pollution de cette surface devant recevoir le réseau.

IV-2,4 Détermination du pas du réseau à graver sur E1 :

Le pas du réseau de Bragg à graver sur E1 est déterminé après une mesure de la longueur d'onde d'émission et de l'indice effectif de la structure multicouche utilisée. Pour les composants dont la réalisation est présentée ici, la mesure de la longueur d'onde d'émission a été effectuée sur deux diode-tests conventionnelles élaborées précédemment et dont les spectres d'émission sont reproduits sur la figure IV-10. D'après ces résultats, nous retiendrons une longueur d'onde d'émission égale à 850 nm pour la détermination du pas du réseau.

La méthode utilisée pour la mesure de l'indice effectif suppose, quant à elle, la gravure préalable d'un réseau coupleur. Ce réseau doit être réalisé sur la couche "marqueur" prévue à cet effet. La gravure chimique sélective mentionnée plus haut est donc appliquée à E2. Elle est obtenue par immersion de l'échantillon dans un bain d'acide fluorhydrique concentré, à température ambiante, pendant quinze secondes et elle est interrompue par un rinçage à l'eau désionisée. L'échantillon subit ensuite un étuvage de déshydratation pendant trente minutes à une température de 130°C.



Diode-test n°1

Diode-test n°2

Fig.IV-10 : Spectres d'émission des diode-tests conventionnelles.

Immédiatement après cette étape, nous procédons au dépôt de la résine AZ 1350 en vue de l'insolation holographique du réseau coupleur. Le procédé technologique alors mis en œuvre est rigoureusement identique à celui qui a été mis au point sur substrat de GaAs plan et qui est décrit au paragraphe III-2.4. Le réseau gravé sur toute la surface de l'échantillon E2 permet alors la détermination de l'indice effectif de la structure multicouche qui le porte. Cette détermination est obtenue par la méthode présentée au paragraphe IV-1.3.2.

Dans le cas présent, les mesures effectuées à 788 nm et 828 nm ont conduit, après extrapolation, à une valeur de l'indice effectif sous les zones de réseau égale à 3,215 pour la radiation à 850 nm. Ces valeurs d'indice effectif et de longueur d'onde d'émission permettent alors de déterminer le pas Λ du réseau d'ordre deux à graver sur l'échantillon E1 : $\Lambda = 2644 \text{ \AA}$.

IV-2.5 Gravure du réseau de Bragg sur E1 :

Le pas du réseau à graver sur E1 étant maintenant connu, l'étape de réalisation de celui-ci est identique à celle qui a été décrite pour l'échantillon E2. Seule l'orientation du dièdre interférentiel pour l'insolation holographique est modifiée afin d'obtenir le pas que nous venons de déterminer.

IV-2.6 Fin de l'enchaînement technologique :

A l'issue de la gravure du réseau sur E1, l'échantillon suit le procédé appliqué aux diodes laser conventionnelles, à savoir :

- amincissement de la face arrière, par rodage mécanique, jusqu'à une épaisseur de 100 μm

- désoxydation de cette face suivie de sa métallisation par pulvérisation cathodique d'AuGe (200 nm) + Ni (50 nm) + Au (400 nm)
- recuit des contacts
- découpe des composants.

Les diodes laser DBR ainsi définies (Fig.IV-11) présentent des zones de contact et de réseau d'une longueur d'environ 300 μm . Ces composants sont ensuite montés sur des supports du type TO5 qui en permettent une manipulation aisée pour les étapes de caractérisation.

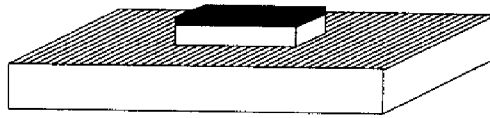
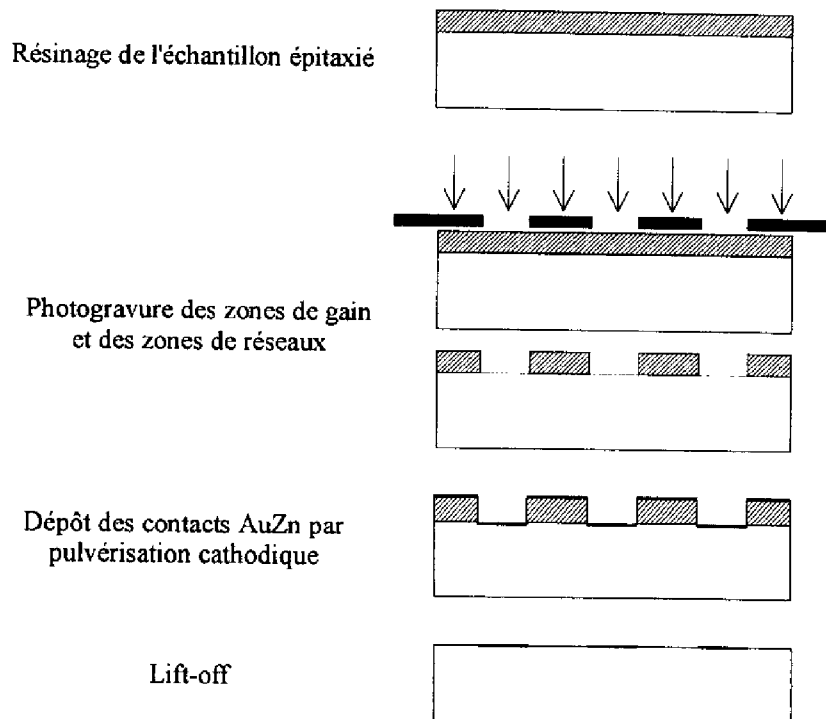


Fig.IV-11 : Diode laser DBR à émission par la surface, après découpe.

IV-2.7 En résumé... :

Les principales étapes du procédé technologique mis en œuvre pour la réalisation de diodes laser DBR à émission surfacique sont brièvement rappelées ci-dessous.



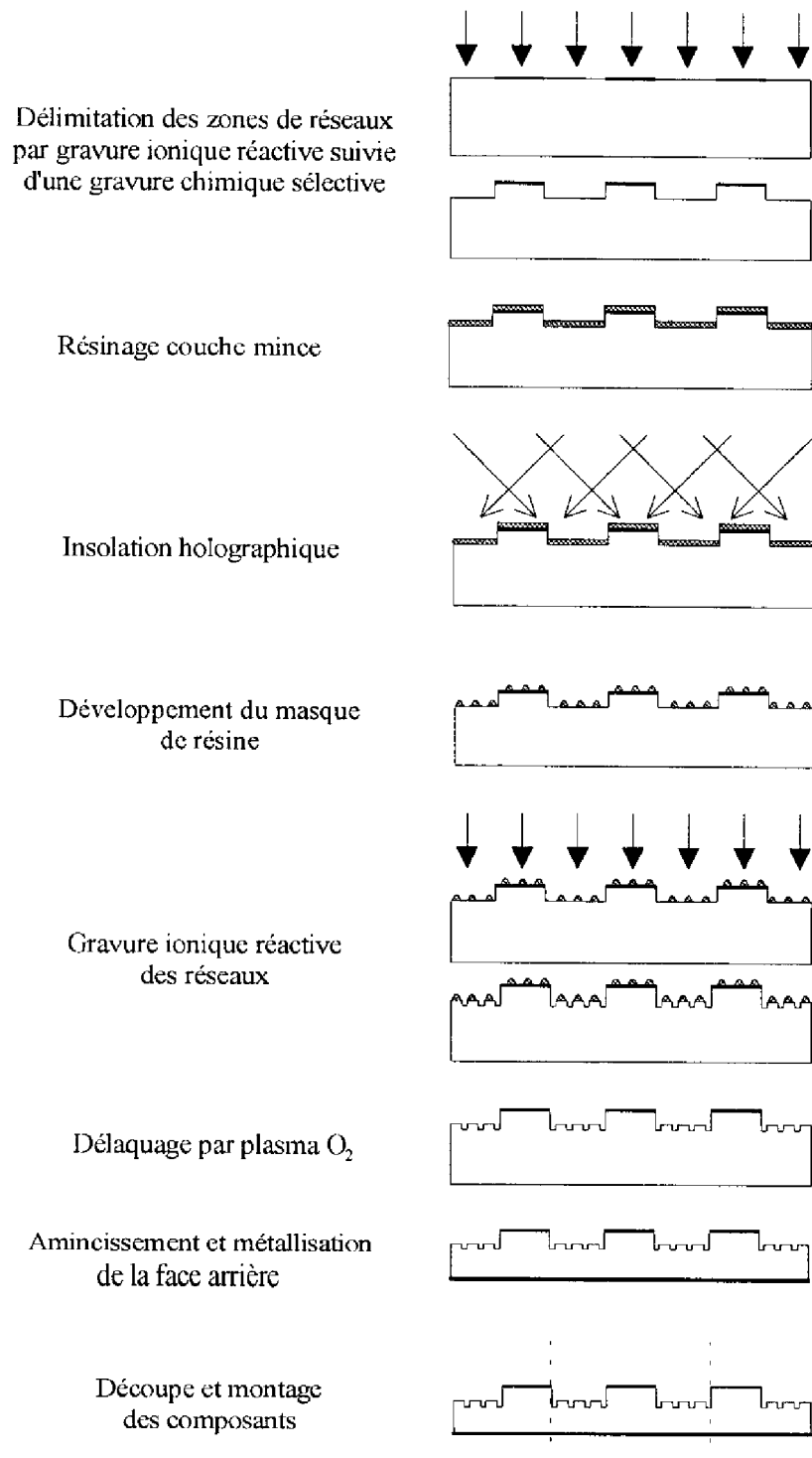


Fig.IV-12 : Principales étapes technologiques pour la réalisation de diodes laser DBR à émission surfacique.

IV-3 Caractérisation des diodes laser DBR réalisées

La caractérisation des composants réalisés a consisté en trois étapes principales :

- enregistrement du spectre d'émission
- tracé de la caractéristique P(I)
- enregistrement du diagramme de rayonnement.

Les composants étudiés dans ce paragraphe portent les références DBR7 et DBR8. Ils sont issus de deux zones laser contiguës et proviennent de la région centrale de l'échantillon E1.

IV-3.1 Spectre d'émission :

Le spectre d'émission de chaque composant est relevé à partir d'un monochromateur HR 1000 commercialisé par Jobin-Yvon. Les diodes laser étudiées sont polarisées par un courant impulsionnel présentant une largeur de 500 ns, une période de 1 ms et une amplitude de 290 mA.

Les spectres relevés pour les diodes DBR7 et DBR8 sont reproduits sur la figure IV-13.

Par comparaison avec les spectres présentés au paragraphe IV-2.4 (Fig.IV-10) et relatifs à deux diodes à cavité conventionnelle issues de la même structure épitaxiée, il est évident que les réseaux de Bragg réalisent ici une sélection sévère des modes longitudinaux. Toutefois, les longueurs d'onde d'émission de ces deux composants sont assez éloignées des 850 nm attendus.

Ceci indique, a priori, un mauvais accord du pas du réseau provenant d'une détermination erronée de l'indice effectif consécutive à une inhomogénéité de la structure multicouche.

Cette inhomogénéité peut être attribuée à la difficulté de maîtriser l'uniformité en épaisseur et en composition des couches épitaxiées par jets moléculaires. En effet, si la température d'épitaxie utilisée ($T = 710\text{ °C}$) garantit une bonne morphologie des alliages GaAlAs, elle amplifie, à travers la forte sensibilité du taux de réévaporation du gallium à la température, les non uniformités de dépôt associées, d'une part, à l'homogénéité des flux et, d'autre part, aux irrégularités du collage du substrat par l'indium.

Une autre voie, qui reste à évaluer, pourrait concerner l'inhomogénéité de la profondeur de gravure du réseau due à la qualité du masque de résine déposé sur surface non plane.

Malgré son importance, cet écart en longueur d'onde ne paraît pas affecter la qualité de l'émission surfacique caractérisée par un spectre monomode très étroit.

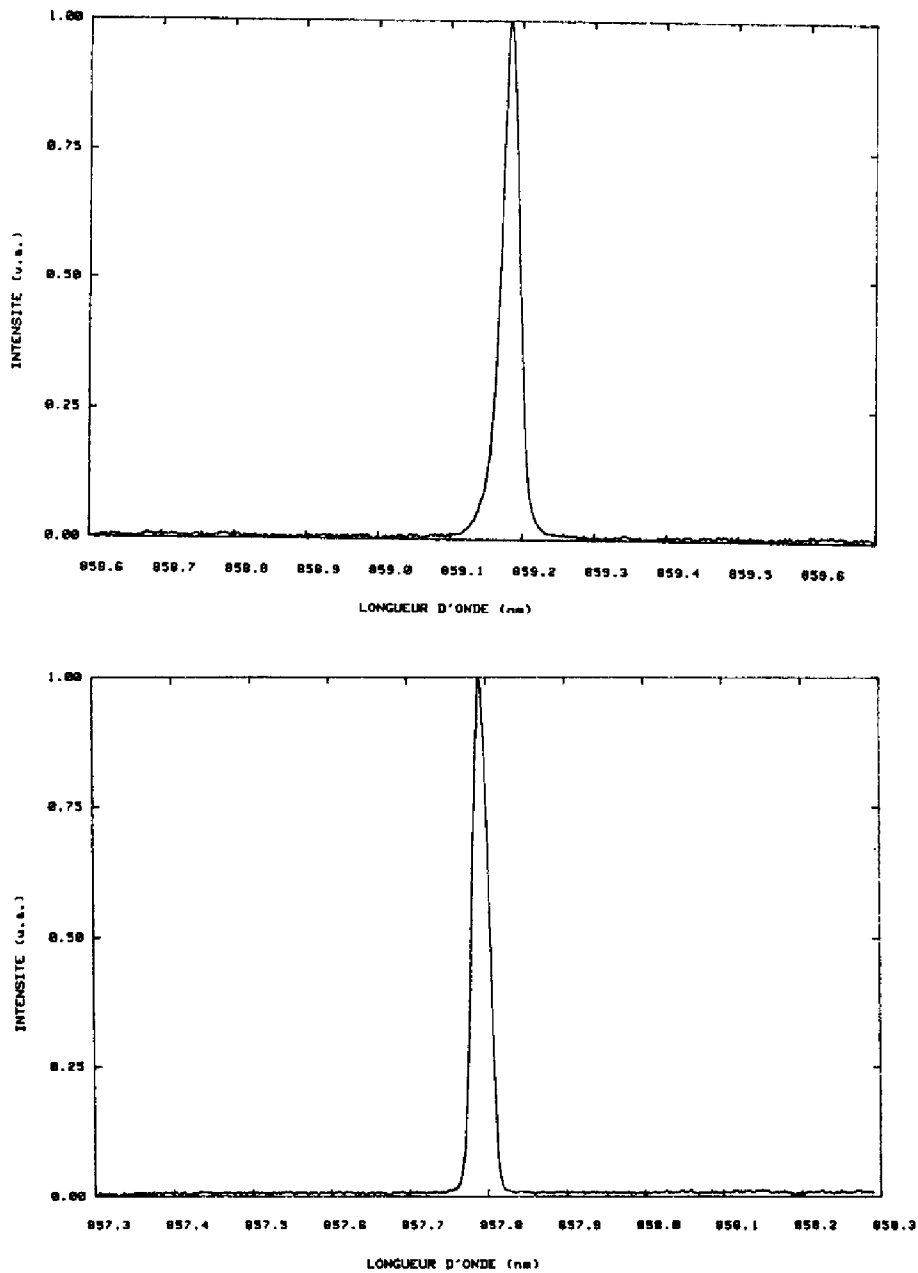


Fig.IV-13 : Spectre d'émission des diodes DBR7 (a) et DBR8 (b).

IV-3.2 Caractéristique P(I) :

Le tracé de cette caractéristique est obtenu en mesurant la puissance lumineuse émise par la surface de la diode que l'on polarise par un courant impulsionnel identique au précédent. Les résultats obtenus pour les composants DBR7 et DBR8 sont représentés sur la figure IV-14.

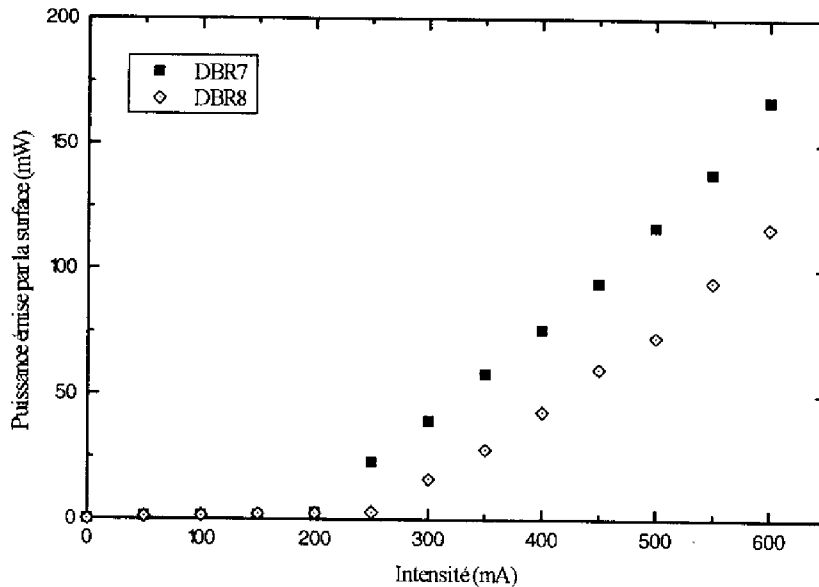


Fig. IV-14 : Caractéristique P(I) pour les diodes DBR7 et DBR8.

Ces caractéristiques permettent la détermination du courant de seuil et du rendement différentiel du composant. Les valeurs correspondantes sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

| | DBR7 | DBR8 |
|--|------|------|
| Courant de seuil (mA) | 200 | 250 |
| Densité de courant de seuil (A/cm^2) | 1380 | 1725 |
| Rendement différentiel (%) | 28 | 21 |

On observe des valeurs de densité de courant de seuil environ quatre fois supérieures à celles qui ont été relevées sur les diode-tests à cavité conventionnelle (paragraphe IV-2). Compte tenu de la longueur d'onde d'émission laser, ces valeurs élevées peuvent être attribuées à une oscillation forcée dans le domaine des basses énergies du spectre de gain, imposant, de ce fait, un fort niveau d'injection.

L'observation des rendements différentiels, quant à elle, met en évidence un écart de l'ordre de 30% entre les diodes DBR8 et DBR7. Cette différence peut être due, ici également, à une non uniformité des couches épitaxiées. Toutefois, même en considérant le cas idéal d'une structure

multicouche parfaitement maîtrisée, on pourrait obtenir un résultat identique. En effet, comme indiqué au paragraphe II-3.4, l'écart observé peut avoir pour unique origine des valeurs différentes des paramètres x ou z_0 incontrôlables technologiquement.

IV-3.3 Diagramme de rayonnement :

Les diagrammes de rayonnement sont enregistrés à l'aide de l'analyseur de faisceau 13 SPC 001 commercialisé par Melles Griot.

Les diodes étudiées sont polarisées à la fréquence de 100 kHz par une impulsion de courant d'une largeur de 500 ns. La distance de travail (1 m) et le seuil de détection de l'analyseur imposent à cette impulsion une amplitude voisine de 1,5 fois le niveau du courant de seuil des composants.

Etant données les dimensions caractéristiques des diodes laser réalisées, le faisceau émis présente une forme allongée suivant la direction perpendiculaire à l'axe longitudinal de la zone de gain. Dans cette direction, sa divergence totale peut être estimée à environ 5° .

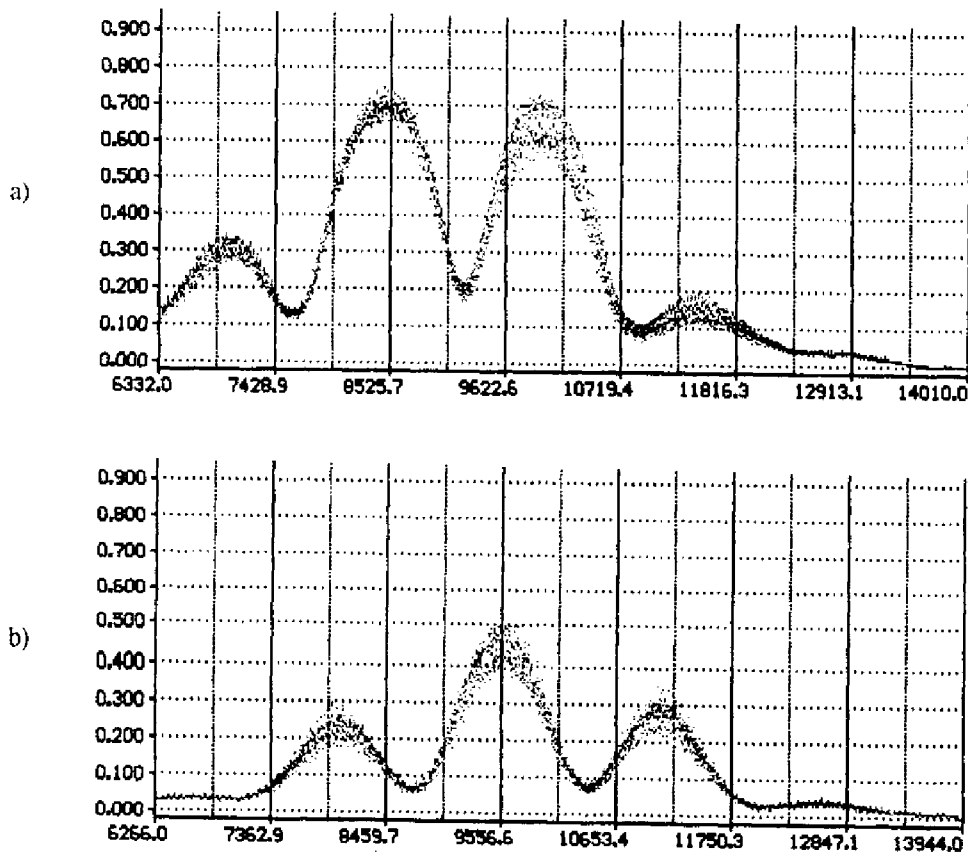


Fig.IV-15 : Diagramme de rayonnement des diodes DBR7 (a) et DBR8 (b).

Pour cette étude, chaque enregistrement de diagramme de rayonnement a été réalisé selon la largeur du faisceau, au niveau de son axe médian, et tous les angles de divergence indiqués sont des angles pleins. Les résultats obtenus pour les composants DBR7 et DBR8 sont reproduits sur la figure IV-15.

La comparaison de ces deux diagrammes illustre bien le résultat du paragraphe II-3.4 relatif à l'influence des paramètres d'accord. En effet, pour ces deux composants, contigus sur l'échantillon E1 et ayant subi rigoureusement le même processus technologique, nous observons deux résultats différents : un diagramme de rayonnement bilobe pour la diode DBR7 et monolobe pour la diode DBR8. La mesure des angles de divergence, pour chaque composant, conduit aux résultats suivants :

- DBR7 : écart pic à pic = $0,085^\circ$
- DBR8 : largeur à mi-hauteur du pic central = $0,056^\circ$

Les valeurs obtenues précédemment, par la simulation de ce type de structure, étaient respectivement égales à $0,08^\circ$ et $0,05^\circ$ (paragraphe II-2.2.6). La grande concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques montre la validité du modèle utilisé dans le cadre de ce calcul.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en place un procédé complet d'élaboration de diodes laser DBR à émission surfacique et présenté une première réalisation de ces dispositifs.

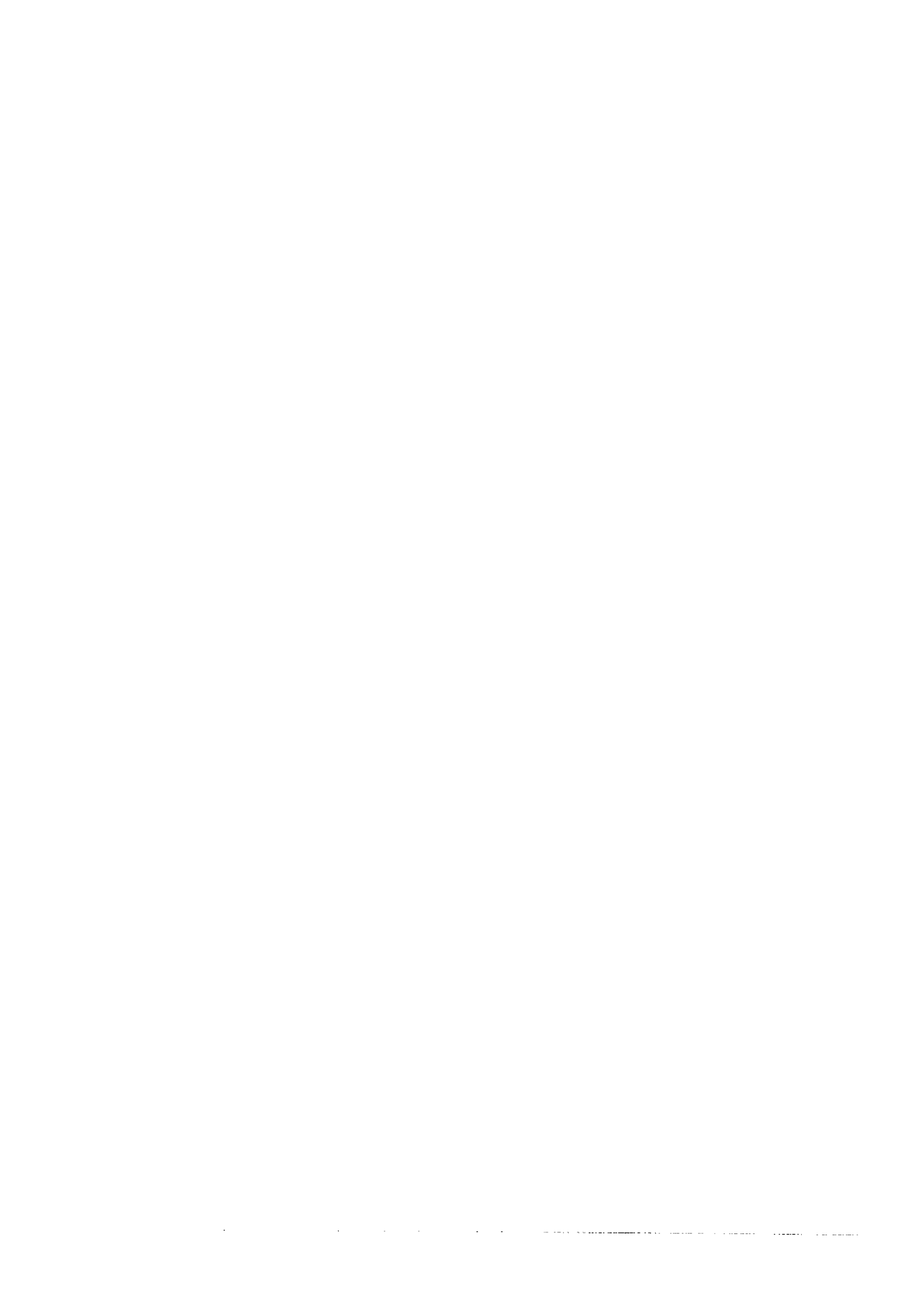
Nous avons proposé une méthodologie d'élaboration des réflecteurs de Bragg compatible avec la structure et la technologie du composant, et répondant aux critères de conception requis pour le fonctionnement de la diode. En particulier, nous avons proposé d'insérer une couche marqueur en GaAs au sein de la structure épitaxiée afin de contrôler l'emplacement du réflecteur dans le guide optique. L'accord du pas du réseau a été recherché au moyen de mesures "in-situ" de la longueur d'onde d'émission et de l'indice effectif des zones de réseau afin de s'affranchir des incertitudes liées à la connaissance précise des indices des alliages GaAlAs ainsi qu'à celle des compositions et épaisseurs des différentes couches.

Le procédé de réalisation des composants a permis d'obtenir des diodes laser présentant des performances caractéristiques des diodes laser DBR à émission surfacique, notamment l'obtention

de spectres monomodes et de diagrammes de rayonnement à très faible divergence. L'analyse de ces résultats expérimentaux met en évidence :

- la confirmation des prévisions théoriques et la validité du modèle proposé
- la très grande sensibilité des propriétés du réflecteur de Bragg aux paramètres technologiques et la nécessité de la mise en place de moyens de caractérisation visant à contrôler l'uniformité de la structure épitaxiée.

CONCLUSION



La filière des diodes laser à émission par la surface au moyen de réseaux de Bragg du second ordre se situe parmi les plus séduisantes sur le plan des concepts puisqu'elle doit permettre de parvenir à des performances particulièrement intéressantes : émission d'un niveau élevé de puissance cohérente, diagramme de rayonnement comportant un faisceau étroit, possibilité d'ajuster l'angle de pointage de ce faisceau étroit. Cependant, les dispositifs réalisés jusqu'à ce jour n'ont montré que des performances relativement limitées sans que l'origine de cette limitation n'ait pu encore être clairement identifiée.

Dans ce contexte, le premier objectif de nos travaux a porté sur le développement d'un nouveau modèle global qui regroupe, de façon consistante, les propriétés spectrales de la cavité formée par les deux réseaux de Bragg et celles de la structure à puits quantique, notamment en ce qui concerne le gain dans les régions pompées ou l'absorption dans les régions non pompées. Il a été tenu compte de ces effets par le modèle CADILAC en ce qui concerne le gain (modèle qui décrit l'ensemble des propriétés d'un puits quantique, notamment les effets de remplissage des bandes et de renormalisation de bande interdite) et par une approche phénoménologique pour ce qui est de l'absorption.

Ce modèle complet a été mis en œuvre tant comme outil de simulation que de conception. Il a été ainsi possible de caractériser les propriétés des réseaux de Bragg suivant le formalisme de leurs quatre composantes R, S, T, U en fonction du désaccord par rapport à la longueur d'onde de Bragg et d'explicitier les propriétés d'émission du dispositif en ce qui concerne, d'une part, la longueur d'onde du mode oscillant et sa discrimination par rapport aux modes voisins, et d'autre part, le rendement différentiel du rayonnement émis en surface et la forme du diagramme de champ lointain. Au-delà d'une étude de l'influence des paramètres géométriques et technologiques qui a permis de définir une méthodologie de choix des paramètres optimaux, les résultats les plus importants de ces investigations nous paraissent concerner trois points :

- il a été établi, de façon rigoureuse, comment devait être déterminé le pas du réseau Λ en fonction des propriétés d'émission de la structure à puits quantique,
- il a été montré que le rendement différentiel η_D du rayonnement émis en surface ne pouvait dépasser des valeurs de l'ordre de 50 % et qu'il était fonction du désaccord entre la fréquence du mode oscillant et la fréquence de Bragg,
- il a également été montré, pour la première fois, que les performances d'émission par la surface (rendement différentiel, forme du diagramme de rayonnement) dépendaient de façon prépondérante des déphasages provoqués soit par la position z_0 du premier sillon des réseaux de

Bragg, soit par l'écart entre la longueur de la zone de gain et un nombre entier de fois la longueur d'onde dans cette région. Comme la maîtrise de ces deux paramètres se situe à plusieurs ordres de grandeur en dessous de la précision des techniques d'élaboration des composants, la valeur du rendement différentiel ne peut être qu'aléatoire, entre deux limites, et il est impossible de prévoir, a priori, la forme du diagramme de rayonnement qui peut être monolobe ou bilobe.

Le second volet de nos travaux a porté sur les techniques de réalisation des diodes laser à émission par la surface au moyen de réseaux de Bragg du second ordre. Le montage holographique développé pour la réalisation de ces derniers s'est révélé simple, robuste et précis. Le processus de gravure a été complètement maîtrisé dans le cas de surfaces planes, notamment sur GaAs. Dans le cas des procédés de réalisation des composants, deux points ont fait l'objet d'études plus particulières : le contrôle de la position du réseau, au moyen d'un marqueur GaAs au sein de l'empilement du puits quantique à confinement par gradient d'indice, et la détermination du pas du réseau par la mesure de la longueur d'onde d'émission de la structure à puits quantique et par la mesure de l'indice effectif de l'empilement sous-jacent au réseau. Les performances des diodes réalisées (rendement différentiel de 21 à 28%, émission monomode à 857,8 et 859,2 nm, diagramme de rayonnement monolobe ou bilobe) se sont révélées en bon accord avec les prévisions du modèle que nous avons proposé.

En conclusion, au-delà de la mise au point du processus de réalisation de ces composants, le résultat le plus marquant de nos travaux nous paraît être le fait d'avoir mis en évidence que l'impossibilité de contrôler les déphasages, induits à la fois par les réflectivités des réseaux et la propagation dans la zone de gain, était à l'origine de la limitation et de la dispersion des performances des diodes laser à émission par la surface au moyen de réseaux de Bragg du second ordre. Par suite, les directions générales que l'on peut envisager pour améliorer les caractéristiques de ces composants nous paraissent être :

- soit d'adjoindre une "électrode de phase" qui permettra de contrôler le mode oscillant par une polarisation propre à chaque dispositif,

- soit de mettre en œuvre une structure séparant la fonction de miroir, obtenue par des réseaux du premier ou du second ordre, de la fonction émission, au moyen de réseaux du second ordre désaccordés par rapport à la longueur d'onde d'émission afin d'éviter toute réflexion parasite et d'accroître le rendement différentiel du composant.

ANNEXES



Annexe A

Spectre d'absorption dans le puits quantique

Pour une structure GaAlAs/GaAs de type GRIN-SCH, comportant un puits quantique de 100 Å et des barrières composées de 30% d'Aluminium, Chemla [70] a proposé une expression analytique de l'absorption dans le puits quantique obtenue à partir de données expérimentales :

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_h \cdot \exp\left[-\frac{(\hbar\omega - E_h)^2}{2 \cdot \gamma_h^2}\right] + \alpha_l \cdot \exp\left[-\frac{(\hbar\omega - E_l)^2}{2 \cdot \gamma_l^2}\right] + \frac{\alpha_c \cdot F(\hbar\omega)}{1 + \exp\left(\frac{E_c - \hbar\omega}{\gamma_c}\right)} \quad (\text{A.1})$$

où $\alpha_h = 11 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$; $E_h = 1,4575 \text{ eV}$; $\gamma_h = 3 \text{ meV}$
 $\alpha_l = 6,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$; $E_l = 1,466 \text{ eV}$; $\gamma_l = 3 \text{ meV}$
 $\alpha_c = 2,7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$; $E_c = 1,4675 \text{ eV}$; $\gamma_c = 5 \text{ meV}$
 et $F(\hbar\omega)$ est le facteur de Sommerfeld.

Le premier terme de l'expression (A.1) est relatif à l'absorption excitonique des trous lourds, le deuxième à l'absorption excitonique des trous légers, et le troisième au continuum d'absorption à température ambiante.

Le spectre d'absorption présente un front abrupt, au voisinage du maximum du spectre de gain, dû à l'absorption excitonique des trous lourds. Dans le cadre des travaux présentés ici, seule cette absorption sera considérée.

Pour la structure étudiée au chapitre II (puits de 80 Å et barrières à 20% d'Al), le front d'absorption est obtenu par une translation du front précédent. Son expression analytique est alors donnée par :

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_h \cdot \exp\left[-\frac{(\hbar\omega - E_{h-80})^2}{2 \cdot \gamma_h^2}\right] \quad (\text{A.2})$$

où E_{h-80} est l'énergie de l'exciton pour la structure considérée.

Cette énergie est calculée à partir de l'énergie de transition E_T (fournie par le module CADILAC du logiciel de simulation) et l'énergie de liaison E_b de l'exciton [71] :

$$E_{h-80} = E_T - E_b \quad (\text{A.3})$$

avec

$$E_b = \frac{E_0}{\left[1 - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{L_z}{2a_0}\right)\right]^2} \quad (\text{A.4})$$

où L_z est l'épaisseur du puits quantique

et E_0 et a_0 sont respectivement l'énergie effective de Rydberg et le rayon de Bohr de l'exciton dans le matériau puits quantique.

La valeur obtenue pour E_{h-80} est alors égale à 1,463 eV.

On peut ensuite calculer le coefficient d'absorption modal dans le puits quantique :

$$\alpha_{mod}(\hbar\omega) = \Gamma \cdot \alpha(\hbar\omega) \quad (\text{A.5})$$

où Γ est le facteur de confinement de la structure (ici $\Gamma = 3\%$)

Pour la structure étudiée et la radiation à 852 nm, on obtient ainsi un coefficient d'absorption modal égal à $9,4\text{cm}^{-1}$.

Annexe B**Détermination de la constante de propagation complexe β
dans le guide optique de la zone de contact**

D'après le paragraphe I-2.1, l'amplitude du champ électrique d'une onde qui se propage dans le guide optique de la zone de contact vérifie l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + [k_0^2 \cdot \tilde{n}^2(x) - \beta^2] \cdot E_y(x) = 0 \quad (\text{B.1})$$

La résolution de cette équation conduira à la détermination de la constante de propagation complexe β de l'onde considérée.

Pour cela, on procède à une discrétisation mathématique des couches non homogènes de la structure : les deux couches de confinement graduel, situées de part et d'autre du puits quantique, sont assimilées à une juxtaposition de sous-couches uniformes qui transforme le profil triangulaire initial de l'indice en un profil "à marches" (Fig.B-1).

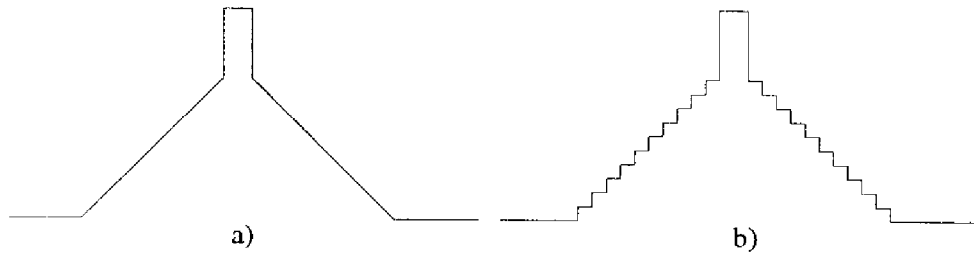


Fig.B-1 : Profil d'indice théorique (a) et modélisé (b) des couches de confinement graduel et du puits quantique.

On considère donc que la zone de contact est constituée de N couches uniformes caractérisées par leur épaisseur d_j et leur indice complexe \tilde{n}_j (Fig.B-2).

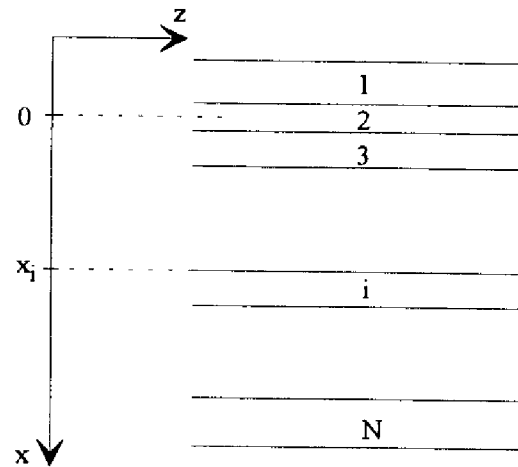


Fig.B-2 : Représentation schématique du guide planaire à N couches.

Le champ électrique, qui possède une composante unique parallèle au plan des couches, peut être décrit par l'ensemble des relations suivantes :

$$E_y(x) = \begin{cases} A_1 \cdot \exp\left[-h_1 \cdot \left(x + \frac{d_2}{2}\right)\right] + B_1 \cdot \exp\left[h_1 \cdot \left(x + \frac{d_2}{2}\right)\right] & x < x_2 \\ A_2 \cdot \exp[h_2 \cdot x] + B_2 \cdot \exp[-h_2 \cdot x] & x_2 < x < x_3 \\ A_3 \cdot \exp\left[h_3 \cdot \left(x - \frac{d_2}{2}\right)\right] + B_3 \cdot \exp\left[-h_3 \cdot \left(x - \frac{d_2}{2}\right)\right] & x_3 < x < x_4 \\ \dots & \dots \\ A_i \cdot \exp[h_i \cdot (x - x_i)] + B_i \cdot \exp[-h_i \cdot (x - x_i)] & x_{i-1} < x < x_i \\ \dots & \dots \\ A_N \cdot \exp[h_N \cdot (x - x_N)] + B_N \cdot \exp[-h_N \cdot (x - x_N)] & x > x_N \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

$$\text{avec : } x_2 = -\frac{d_2}{2} \quad ; \quad x_3 = \frac{d_2}{2} \quad \text{et} \quad x_i = \frac{d_2}{2} + \sum_{j=3}^{i-1} d_j \quad \text{pour } i = 4, \dots, N$$

Les paramètres h_i sont imposés par l'équation de propagation et ont pour expression :

$$h_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \cdot \bar{n}_i^2 \quad (\text{B.3})$$

Les composantes du champ magnétique se déduisent alors de la connaissance du champ électrique par les relations :

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \cdot E_y \quad \text{et} \quad H_z = -\frac{1}{i\omega \cdot \mu_0} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{B.4 et}$$

5)

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

Les conditions de continuité aux interfaces pour les champs électrique et magnétique imposent donc la continuité de E_y et de sa dérivée par rapport à x , ainsi que leur annulation pour les valeurs infinies de x . Les expressions de $E_y(x)$ données en (B.2) conduisent alors à un système homogène de $2(N-1)$ équations permettant de déterminer les coefficients A_i et B_i dans les différentes couches.

$$\text{Si on pose :} \quad E_2^\pm = \exp\left(\pm h_2 \cdot \frac{d_2}{2}\right) \quad (\text{B.6})$$

$$E_i^\pm = \exp(\pm h_i \cdot d_i) \quad \text{pour } i = 3, \dots, N-1 \quad (\text{B.7})$$

$$\text{et} \quad A_2 + B_2 = 1 \quad (\text{B.8})$$

les expressions des coefficients A_i et B_i sont données par :

$$A_1 = 0 \quad (\text{B.9})$$

$$A_2 = \frac{1}{1 - \frac{E_2^- [1 - (h_2/h_1)]}{E_2^+ [1 + (h_2/h_1)]}} \quad (\text{B.10})$$

$$B_2 = 1 - A_2 \quad (\text{B.11})$$

$$B_1 = A_2 \cdot E_2^- + B_2 \cdot E_2^+ \quad (\text{B.12})$$

$$\left. \begin{aligned} A_{i+1} &= \frac{1}{2} \cdot \left[A_i \cdot E_i^+ \left(1 + \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) + B_i \cdot E_i^- \left(1 - \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) \right] \\ B_{i+1} &= \frac{1}{2} \cdot \left[A_i \cdot E_i^+ \left(1 - \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) + B_i \cdot E_i^- \left(1 + \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) \right] \end{aligned} \right\} 2 \leq i \leq N-2 \quad (\text{B.13 et 14})$$

$$A_N = 0 \quad (\text{B.15})$$

$$B_N = A_{N-1} \cdot E_{N-1}^+ + B_{N-1} \cdot E_{N-1}^- \quad (\text{B.16})$$

La détermination de la constante de propagation β du mode est alors obtenue par la résolution de l'équation aux valeurs propres qui, pour $N \geq 4$, a la forme générale suivante :

$$-\frac{E_{N-1}^-}{E_{N-1}^+} \cdot \frac{1 - \frac{h_{N-1}}{h_N}}{1 + \frac{h_{N-1}}{h_N}} = \frac{A_{N-2} \cdot E_{N-2}^+ \left[1 + \left(\frac{h_{N-2}}{h_{N-1}} \right) \right] + B_{N-2} \cdot E_{N-2}^- \left[1 - \left(\frac{h_{N-2}}{h_{N-1}} \right) \right]}{A_{N-2} \cdot E_{N-2}^+ \left[1 - \left(\frac{h_{N-2}}{h_{N-1}} \right) \right] + B_{N-2} \cdot E_{N-2}^- \left[1 + \left(\frac{h_{N-2}}{h_{N-1}} \right) \right]} \quad (\text{B.17})$$

La connaissance de β permet ensuite de déterminer l'indice effectif complexe \tilde{n}_{eff} du guide multicouche :

$$\tilde{n}_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (\text{B.18})$$

Annexe C**Contraste de franges**

Lorsque deux ondes lumineuses (monochromatiques, isochrones, polarisées rectilignement et de façon parallèle) interfèrent, le contraste des franges est caractérisé par le facteur de visibilité noté v et défini par :

$$v = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (C.1)$$

où I_{max} et I_{min} sont respectivement l'intensité au centre d'une frange brillante et au centre d'une frange sombre. Si I_1 et I_2 sont les intensités des deux ondes qui interfèrent, I_{max} et I_{min} sont donnés par :

$$I_{max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2 \quad \text{et} \quad I_{min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \quad (C.2 \text{ et } 3)$$

Pour le montage interférentiel considéré au chapitre III, si I_1 désigne l'intensité de l'onde tombant directement sur l'échantillon (et le miroir), l'onde réfléchie a une intensité I_2 telle que :

$$\sqrt{I_2} = r \cdot \sqrt{I_1} \quad (C.4)$$

où r est le coefficient de réflexion en amplitude du miroir porté par la face supérieure du dièdre (voir paragraphe III-1.2.4). Dans le cas de la polarisation P on note : $r = r_p$, et pour la polarisation S : $r = r_s$

De façon générale, pour des incidences quelconques, ces coefficients sont tels que $r_s > r_p$, ce qui entraîne :

$$I_{maxP} < I_{maxS} \quad \text{et} \quad I_{minP} > I_{minS} \quad (C.5 \text{ et } 6)$$

Le calcul de $\frac{\partial v}{\partial I_{max}}$ (ou de $\frac{\partial v}{\partial I_{min}}$) conduit à $\frac{\partial v}{\partial I_{max}} > 0$ (ou $\frac{\partial v}{\partial I_{min}} < 0$) d'où :

$$v_s > v_p \quad (C.7)$$

BIBLIOGRAPHIE



- [1] K. Iga and F. Koyama : **"Vertical cavity surface emitting lasers and arrays"** dans *"Surface emitting semiconductor lasers and arrays"*, Academic Press - *Quantum Electronics*, Chapitre 3, pp. 71-117, 1993.
- [2] C. J. Chang-Hasnain : **"Vertical cavity surface emitting laser arrays"** dans *"Diode laser arrays"*, Cambridge Studies in Modern Optics, Chapitre 9, pp. 368-413, 1994.
- [3] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee and L. T. Florez : **"Vertical-cavity surface-emitting lasers : design, growth, fabrication, characterisation"**, *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 27(6), pp. 1332-1346, 1991.
- [4] Y. Hayashi, T. Mukaiharu, N. Hatori, N. Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama and K. Iga : **"Record low-threshold index-guided InGaAs/GaAlAs vertical-cavity surface-emitting laser with a native oxide confinement structure"**, *Electronics Letters*, vol. 31(7), pp. 560-561, 1995.
- [5] G. M. Yang, M. H. MacDougal and P. D. Dapkus : **"Ultralow threshold current vertical-cavity surface-emitting lasers obtained with selective oxidation"**, *Electronics Letters*, vol. 31(11), pp. 886-888, 1995.
- [6] R. A. Morgan, M. K. Hibbs-Brenner, R. A. Walterson, J. A. Lehman, T. M. Marta, S. Bounnak, E. L. Kalweit, T. Akinwande and J. C. Nohava : **"Producible GaAs-based MOVPE-grown vertical-cavity top-surface emitting lasers with record performance"**, *Electronics Letters*, vol. 31(6), pp. 462-464, 1995.
- [7] K. D. Choquette, R. P. Schneider, M. Hagerott-Crawford, K. M. Geib and J. J. Figiel : **"Continuous wave operation of 640-660nm selectively oxidised AlGaInP vertical-cavity lasers"**, *Electronics Letters*, vol. 31(14), pp. 1145-1146, 1995.
- [8] R. P. Schneider, J. Hagerott-Crawford and M. Hagerott-Crawford : **"GaInAsP/AlGaInP-based near-IR (780nm) vertical-cavity surface-emitting lasers"**, *Electronics Letters*, vol. 31(7), pp. 554-555, 1995.
- [9] M. A. Fisher, Y. -Z. Huang, A. J. Dann, D. J. Elton, M. J. Harlow, S. D. Perrin, J. Reed, I. Reid and M. J. Adams : **"Pulsed electrical operation of 1.5 micron vertical-cavity surface-emitting lasers"**, *IEEE Phot.Tech.Lett.*, vol. 7(6), pp. 608-610, 1995.

- [10] L. E. Eng, K. Bacher, W. Yuen, M. Larson, G. Ding, J. S. Harris, Jr. and C. J. Chang-Hasnain : **"Wavelength shift in vertical cavity laser arrays on a patterned substrate"**, *Electronics Letters*, vol. 31(7), pp. 562-563, 1995.
- [11] T. Wipiejewski, M. G. Peters, E. R. Hegblom and L. A. Coldren : **"Vertical-cavity surface-emitting laser diodes with post-growth wavelength adjustment"**, *IEEE Phot.Tech.Lett.*, vol. 7(7), pp. 727-729, 1995.
- [12] M. S. Wu, E. C. Vail, G. S. Li, W. Yuen and C. J. Chang-Hasnain : **"Tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser"**, *Electronics Letters*, vol. 31(19), pp. 1671-1672, 1995.
- [13] R. C. Williamson, J. P. Donnelly, Z. L. Liao, W. D. Goodhue and J. N. Walpole : **"Horizontal-cavity surface emitting lasers with integrated beam deflectors"** dans *"Surface emitting semiconductor lasers and arrays"*, *Academic Press - Quantum Electronics*, Chapitre 5, pp. 217-267, 1993.
- [14] B. Groussin, F. Pitard, A. Parent and C. Carrière : **"1000 W QCW output power from surface emitting GaAs/AlGaAs laser diode arrays"**, *Electronics Letters*, vol. 29(4), pp. 370-371, 1993.
- [15] E. Vassilakis, T. Fillardet, B. Groussin, V. Cargemel and C. Carrière : **"20 W CW surface emitting 0.8 micron GaAs/GaAlAs laser diodes"**, *Electronics Letters*, vol. 31(13), pp. 1056-1057, 1995.
- [16] R. D. Burnham, D. R. Scifres and W. Streifer : **"Single heterostructure distributed-feedback GaAs diode lasers"**, *IEEE J.Quant.Elec.*, vol. QE-11(7), pp. 441-449, 1975.
- [17] Z. I. Alferov, V. M. Andreyev, S. A. Gurevich, R. F. Kazarinov, V. R. Larionov, M. N. Mizerov and E. L. Portnoy : **"Semiconductor lasers with the light output through the diffraction grating on the surface of the waveguide layer"**, *IEEE J.Quant.Elec.*, vol. QE 11(7), pp. 449-451, 1975.
- [18] P. Zory and L. D. Comerford : **"Grating-coupled double-heterostructure AlGaAs diode lasers"**, *IEEE J.Quant.Elec.*, vol. QE-11(7), pp. 451-457, 1975.

- [19] F. K. Reinhart, R. A. Logan and C. V. Shank : **"GaAs-AlGaAs injection lasers with distributed Bragg reflectors"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 27(1), pp. 45-48, 1975.
- [20] W. Ng and A. Yariv : **"Highly collimated broadside emission from room-temperature GaAs distributed Bragg reflector lasers"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 31(9), pp. 613-615, 1977.
- [21] K. Kojima, S. Noda, K. Mitsunaga, K. Kyuma and K. Hamanaka : **"Continuous wave operation of a surface-emitting AlGaAs/GaAs multiquantum well distributed Bragg reflector laser"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 50(24), pp. 1705-1707, 1987.
- [22] K. Mitsunaga, M. Kameya, K. Kojima, S. Noda, K. Kyuma, K. Hamanaka and T. Nakayama : **"CW surface-emitting grating-coupled GaAs/AlGaAs distributed feedback laser with very narrow beam divergence"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 50(25), pp. 1788-1790, 1987.
- [23] S. Noda, K. Kojima, K. Mitsunaga, K. Kyuma, K. Hamanaka and T. Nakayama : **"Monolithic integration of an AlGaAs/GaAs multiple quantum well distributed feedback laser and a grating coupler for surface emission"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 15(12), pp. 1200-1202, 1987.
- [24] S. Noda, K. Kojima and K. Kyuma : **"Surface-emitting multiple quantum well distributed feedback laser with a broad-area grating coupler"**, *Electronics Letters*, vol. 24(5), pp. 277-278, 1988.
- [25] S. H. Macomber, J. S. Mott, R. J. Noll, G. M. Gallatin, E. J. Gratrix, S. L. O'Dwyer and S. A. Lambert : **"Surface-emitting distributed feedback semiconductor laser"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 51(7), pp. 472-474, 1987.
- [26] S. K. Liew, N. W. Carlson, D. P. Bour, G. A. Evans and E. Van Gieson : **"Demonstration of InGaAs/AlGaAs strained-layer distributed-feedback grating-surface-emitting lasers with a buried second-order grating structure"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 58(3), pp. 228-230, 1991.
- [27] D. P. Bour, N. W. Carlson, G. A. Evans, S. K. Liew, J. B. Kirk and W. F. Reichert : **"Surface-emitting, distributed feedback InGaAs/AlGaAs lasers by organometallic vapor phase epitaxy"**, *J.Appl.Phys.*, vol. 70(9), pp. 4687-4693, 1991.

- [28] N. W. Carlson, S. K. Liew, R. Amantea, D. P. Bour, G. A. Evans and E. A. Vangieson : **"Mode discrimination in distributed feedback grating surface emitting lasers containing a buried second-order grating"**, *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 27(6), pp. 1746-1752, 1991.
- [29] G. A. Evans, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk and W. F. Reichert : **"Efficient 30 mW grating surface-emitting lasers"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 51(19), pp. 1478-1480, 1987.
- [30] N. W. Carlson, G. A. Evans, D. P. Bour and S. K. Liew : **"Demonstration of a grating-surface-emitting diode laser with low-threshold current density"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 56(1), pp. 16-18, 1990.
- [31] N. W. Carlson, D. R. Patterson, P. J. Stabile, S. K. Liew, D. P. Bour and G. A. Evans : **"Demonstration of digital pulse modulation of a grating-surface-emitting diode laser"**, *Electronics Letters*, vol. 26(20), pp. 1695-1696, 1990.
- [32] D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy, W. Streifer and D. R. Scifres : **"Low-threshold grating-coupled surface-emitting lasers"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 5(9), pp. 813-815, 1989.
- [33] R. C. Tiberio, G. A. Porkolab, J. E. Johnson, W. J. Grande, L. C. Rathbun, E. D. Wolf, H. G. Craighead, R. J. Lang, A. Larsson, S. Forouhar and J. Cody : **"Electron-beam lithography and chemically assisted ion beam etching for the fabrication of grating surface-emitting broad-area AlGaAs lasers"**, *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B8(6), pp. 1408-1411, 1990.
- [34] R. C. Tiberio, G. A. Porkolab, M. J. Rooks, E. D. Wolf, R. J. Lang, A. Larsson, S. Forouhar, J. Cody, G. W. Wicks, T. Erdogan, O. King and D. G. Hall : **"Facetless Bragg reflector surface-emitting AlGaAs/GaAs lasers fabricated by electron-beam lithography and chemically assisted ion-beam etching"**, *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B9(6), pp. 2842-2845, 1991.
- [35] T. Kjellberg, M. Hagberg, N. Eriksson and A. G. Larsson : **"Low-threshold grating-coupled surface-emitting lasers with etch-stop layer for precise grating positioning"**, *IEEE Phot.Tech.Lett.*, vol. 5(10), pp. 1149-1152, 1993.
- [36] T. Kjellberg, M. Hagberg, N. Eriksson and A. G. Larsson : **"Dependence of threshold current and linearity on Bragg wavelength for grating-surface-emitting lasers"**, *IEEE Phot.Tech.Lett.*, vol. 6(2), pp. 143-146, 1994.

- [37] C. Moreau, F. Brillouet and D. Lesterlin : "**Low threshold current, high output power AlGaAs/GaAs multiquantum well grating surface emitting laser**", *ESSDERC - Montpellier*, 1988.
- [38] M. Fallahi, M. Dion, Z. Wasilewski, M. Buchanan, M. Nournia, J. Stapledon and R. Barber : "**Performance improvement of circular-grating surface-emitting DBR lasers using an MQW structure with etch-stop layer**", *Electronics Letters*, vol. 31(18), pp. 1581-1582, 1995.
- [39] S. H. Macomber, J. S. Mott, H. F. Chung and T. L. Paoli : "**Recent developments in surface emitting distributed feedback arrays**", *SPIE Laser-diode technology and applications II*, vol. 1219, pp. 228-232, 1990.
- [40] N. W. Carlson, G. A. Evans, J. M. Hammer, M. Lurie, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk, W. F. Reichert and D. A. Truxal : "**High-power seven-element grating surface emitting diode laser array with 0.012° far-field angle**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 52(12), pp. 939-941, 1988.
- [41] N. W. Carlson, G. A. Evans, R. Amantea, S. L. Palfrey, J. M. Hammer, M. Lurie, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk and W. F. Reichert : "**Electronic beam steering in monolithic grating-surface-emitting diode laser arrays**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 53(23), pp. 2275-2277, 1988.
- [42] N. W. Carlson, D. P. Bour, G. A. Evans and S. K. Liew : "**Spectral linewidth narrowing in monolithic grating-surface-emitting laser arrays**", *IEEE Phot.Tech.Lett.*, vol. 2(4), pp. 242-243, 1990.
- [43] R. Parke, R. Waarts, D. F. Welch, A. Hardy and W. Streifer : "**High efficiency, high uniformity, grating coupled surface emitting lasers**", *Electronics Letters*, vol. 26(2), pp. 125-127, 1990.
- [44] R. Waarts, D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy and W. Streifer : "**Coherent linear arrays of grating coupled surface-emitting lasers**", *Electronics Letters*, vol. 26(2), pp. 129-130, 1990.
- [45] D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy, R. Waarts, W. Streifer and D. R. Scifres : "**High power, 4 W pulsed, grating-coupled surface-emitting laser**", *Electronics Letters*, vol. 25(16), pp. 1038-1039, 1989.

- [46] D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy, R. Waarts, W. Streifer and D. R. Scifres : "**High power, 16 W, grating surface emitting laser with a superlattice substrate reflector**", *Electronics Letters*, vol. 26(11), pp. 757-758, 1990.
- [47] K. Kojima, M. Kameya, S. Noda and K. Kyuma : "**High efficiency surface-emitting distributed Bragg reflector laser array**", *Electronics Letters*, vol. 24(5), pp. 283-284, 1988.
- [48] G. A. Evans, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, R. Amantea, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk and W. F. Reichert : "**Coherent, monolithic two-dimensional (10 x 10) laser arrays using grating surface emission**", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53(22), pp. 2123-2125, 1988.
- [49] G. A. Evans, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, R. Amantea, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk and W. F. Reichert : "**Two-dimensional coherent laser arrays using grating surface emission**", *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. 25(6), pp. 1525-1538, 1989.
- [50] J. M. Hammer, G. A. Evans, N. W. Carlson, D. P. Bour, M. Lurie, S. L. Palfrey, R. Amantea, S. K. Liew, L. A. Carr, E. A. James, J. B. Kirk and W. F. Reichert : "**Lateral beam steering in mutual injection coupled Y-branch grating-surface-emitting diode laser arrays**", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56(3), pp. 224-226, 1990.
- [51] G. A. Evans, D. P. Bour, N. W. Carlson, R. Amantea, J. M. Hammer, H. Lee, M. Lurie, R. C. Lai, P. F. Pelka, R. E. Farkas, J. B. Kirk, S. K. Liew, W. F. Reichert, C. A. Wang, H. K. Choi, J. N. Walpole, J. K. Butler, W. F. Ferguson, R. K. DeFreez and M. Felisky : "**Characteristics of coherent two-dimensional grating surface emitting diode laser arrays during CW operation**", *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. 27(6), pp. 1594-1607, 1991.
- [52] N. W. Carlson, J. H. Abeles, D. P. Bour, S. K. Liew, W. F. Reichert, A. S. Lin and P. S. D. Gozdz : "**Demonstration of a monolithic grating-surface-emitting laser master-oscillator-cascaded power amplifier array**", *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 2, pp. 708-710, 1990.
- [53] D. Mehuys, R. Parke, R. G. Waarts, D. F. Welch, A. Hardy, W. Streifer and D. R. Scifres : "**Characteristics of multistage monolithically integrated master oscillator power amplifiers**", *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. 27(6), pp. 1574-1581, 1991.

- [54] R. Parke, D. F. Welch and D. Mehuys : "**Coherent operation of 2-d monolithically integrated master oscillator power amplifier**", *Electronics Letters*, vol. 27(23), pp. 2097-2098, 1991.
- [55] N. W. Carlson : "**Design considerations and operating characteristics of high-power active grating-surface-emitting amplifiers**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 28(9), pp. 1884-1893, 1992.
- [56] J. H. Abeles, P. K. York, J. T. Andrews, W. F. Reichert, J. B. Kirk, N. A. Hughes, C. G. Dupuy, J. T. McGinn, J. H. Thomas, T. J. Zamerowski, S. K. Liew, J. C. Connolly, N. W. Carlson, G. A. Evans and J. K. Butler : "**High-power index-guided distributed out-coupled grating surface emitting laser-amplifiers with narrow spectra and high-quality beams**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 62(9), pp. 955-957, 1993.
- [57] N. W. Carlson, R. Menna, P. Gardner, S. K. Liew, J. Andrews, A. Triano, J. Kirk and W. Reichert : "**High-power, single-frequency operation of an InGaAsP/InGaAs active-grating surface emitting amplifier at 1.7 microns**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 62(17), pp. 2006-2008, 1993.
- [58] D. Mehuys, D. F. Welch, R. Parke, R. G. Waarts, A. Hardy and D. R. Scifres : "**High power, diffraction-limited emission from monolithically integrated active grating master oscillator power amplifier**", *Electronics Letters*, vol. 27(6), pp. 492-494, 1991.
- [59] B. Dagens : "**Conception et évaluation de diodes laser à réflecteurs de Bragg distribués et d'amplificateurs à onde diffractée en vue de leur association en une source cohérente de puissance**", *Thèse de Doctorat - Univ.P.Sabatier - Toulouse*, 1995.
- [60] R. Amantea, S. L. Palfrey and N. W. Carlson : "**Network model for two-dimensional coupled laser arrays**", *Optics Letters*, vol. 14(1), pp. 30-32, 1989.
- [61] G. Hadjicostas, J. K. Butler, G. A. Evans, N. W. Carlson and R. Amantea : "**A numerical investigation of wave interactions in dielectric waveguides with periodic surface corrugations**", *IEEE J.Quant.Elec.*, vol. 26(5), pp. 893-902, 1990.
- [62] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham : "**Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides**", *IEEE J.Quant.Elec.*, vol. QE-12(7), pp. 422-428, 1976.

- [63] W. Streifer, R. D. Burnham and D. R. Scifres : "**Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides II: blazing effects**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. QE 12(8), pp. 494-499, 1976.
- [64] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham : "**Coupled wave analysis of DFB and DBR lasers**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. QE-13(4), pp. 134-141, 1977.
- [65] A. Hardy, D. F. Welch and W. Streifer : "**Analysis of second-order gratings**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 25(10), pp. 2096-2105, 1989.
- [66] A. Hardy, D. F. Welch and W. Streifer : "**Analysis of a dual grating-type surface emitting laser**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 26(1), pp. 50-59, 1990.
- [67] A. Hardy, D. F. Welch and W. Streifer : "**Second-order grating surface emitting theory**" dans "*Surface emitting semiconductor lasers and arrays*", *Academic Press - Quantum Electronics*, Chapitre 6, pp. 269-349, 1993.
- [68] H. Okamoto : "**Semiconductor quantum-well structures for optoelectronics - Recent advances and future prospects -**", *Japan.J.Appl.Phys.*, vol. 26(3), pp. 315-330, 1987.
- [69] S. Tarucha, Y. Horikoshi and H. Okamoto : "**Optical absorption characteristics of GaAs-AlGaAs multi-quantum-well heterostructure waveguides**", *Japan.J.Appl.Phys.*, vol. 22(8), pp. L482-L484, 1983.
- [70] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard and W. Wiegmann : "**Room temperature excitonic nonlinear absorption and refraction in GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. 20(3), pp. 265-275, 1984.
- [71] H. Mathieu, P. Lefebvre and P. Christol : "**Simple analytical method for calculating exciton binding energies in semiconductor quantum wells**", *Phys.Rev.B.*, vol. 46(7), pp. 4092-4101, 1992.
- [72] H. Leymarie : "**Modélisation de diodes laser à puits quantiques contraints GaInAs émettant dans la gamme des 980 nm**", *Thèse de Doctorat - Univ.P.Sabatier - Toulouse*, 1994.

- [73] S. Collet-Bonnefont : "**Conception et évaluation de réseaux de diodes laser à diagramme de rayonnement monolobe : filières technologiques GaAlAs/GaAs et GaInAsP/InP**", *Thèse de Doctorat - Univ.P.Sabatier - Toulouse*, 1988.
- [74] M. Delort : "**Analyse bidimensionnelle de la montée en puissance des diodes laser**", *Thèse de Doctorat - Univ.P.Sabatier - Toulouse*, 1990.
- [75] H. C. Casey and M. B. Panish : "**Heterostructure lasers (Part A)**", *Academic Press - Quantum Electronics*, 1978.
- [76] B. Saint-Cricq, S. Bonnefont, R. Azoulay and L. Dugrand : "**Performance characteristics of strained layer InGaAs/GaAs broad area and ridge waveguide lasers**", *Electronics Letters*, vol. 27(10), pp. 865-866, 1991.
- [77] S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, B. Dagens, P. Arguel, H. Leymarie et H. Martinot : "**Modélisation de diodes laser à puits quantique et à réseaux de Bragg du second ordre**", *5ème Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V - Ecully*, 1994.
- [78] S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, B. Dagens, P. Arguel, H. Leymarie and H. Martinot : "**Modelling of quantum well second order distributed Bragg reflector lasers**", *CLEO/Europe EQEC 94 - Amsterdam*, p. 300, 1994.
- [79] M. A. Fromowitz : "**Refractive index of Ga(1-x)Al(x)As**", *Solid State Comm.*, vol. 15, pp. 59-63, 1974.
- [80] D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy, W. Streifer and D. R. Scifres : "**High-power grating-coupled surface emitters**", *Electronics Letters*, vol. 25(13), pp. 819-820, 1989.
- [81] N. W. Carlson, D. P. Bour, G. A. Evans, R. Amantea and S. K. Liew : "**Stable single mode operation of grating-surface-emitting laser arrays under frequency-modulated operation**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 57(8), pp. 756-758, 1990.
- [82] A. Yariv and M. Nakamura : "**Periodic structures for integrated optics**", *IEEE J.Quant.Elect.*, vol. QE-13(4), pp. 233-253, 1977.

- [83] K. Kodate, T. Kamiya, H. Takenaka and H. Yanai : "**Analysis of two-dimensional etching effect on the profiles of fine holographic grating made of positive photoresist AZ 2400**", *Japan.J.Appl.Phys.*, vol. 17(Suppl.17-1), pp. 121-126, 1978.
- [84] L. F. Johnson, G. W. Kammlott and K. A. Ingersoll : "**Generation of periodic surface corrugations**", *Appl. Opt.*, vol. 17(8), pp. 1165-1173, 1978.
- [85] A. Malag : "**Simple interference method of diffraction grating generation for integrated optics by the use of a Fresnel mirror**", *Opt. Comm.*, vol. 32(1), pp. 54-58, 1980.
- [86] R. Caponi and C. De Bernardi : "**A precise, versatile set-up for holographic grating generation**", *CSFLT Rapport Tecnici*, vol. XI(6), pp. 413-417, 1983.
- [87] D. Lesterlin : "**Etude et réalisation de réseaux pour lasers InGaAsP 1,5 microns à contre-réaction distribuée**", *Thèse de Doctorat - Univ.Paris-Sud - Orsay*, 1987.
- [88] W. D. Chi, M. Carton and N. Paraire : "**A simple process to generate deeply modulated and large dimension submicron gratings on reflecting surfaces**", *J.Appl.Phys.*, vol. 66(5), pp. 2229-2231, 1989.
- [89] Groupement de Recherche du CNRS "Microélectronique et Optoélectronique III-V" : "**Caractérisation optique de matériaux en structure guide d'onde avec couplage par réseau de diffraction**", 1992.
- [90] J. P. Pérez : "**Optique géométrique, ondulatoire et polarisation**", *Masson - 3ème édition*, 1991.
- [91] A. Eranian and J. C. Dubois : "**Résines pour microlithographie**", *Revue Technique Thomson-CSF*, vol. 19(1), pp. 95-212, 1987.
- [92] Hoechst : "**AZ 1350 Positive photoresist for semiconductors and microelectronics**", *Notice technique du fabricant*, 1985.
- [93] S. Mariojouis : "**Simulation de l'insolation de résine par voie holographique en vue de la réalisation de cavités de Bragg de diodes laser**", *Rapport de D.E.A.*, LAAS, 1994.

- [94] R. H. M. Dumas and P. J. R. Laybourn : "**Computer simulation of holographic grating exposure**", *IEE Proceedings*, vol. 132(6), pp. 331-335, 1985.
- [95] F. H. Dill : "**Optical Lithography**", *IEEE Trans.Elect.Dev.*, vol. ED-22(7), pp. 440-444, 1975.
- [96] F. H. Dill, W. P. Hornberger, P. S. Hauge and J. M. Shaw : "**Characterization of positive photoresist**", *IEEE Trans.Elect.Dev.*, vol. ED-22(7), pp. 445-452, 1975.
- [97] F. H. Dill, A. R. Neureuther, J. A. Tuttle and E. J. Walker : "**Modeling projection printing of positive photoresists**", *IEEE Trans.Elect.Dev.*, vol. ED-22(7), pp. 456-464, 1975.
- [98] P. H. Berning : "**Theory and calculations of optical thin film**", *Academic Press - Hass G.Ed. - "Physics of thin films"*, pp. 69-121, 1985.
- [99] E. D. Palik : "**Handbook of optical constants of solids**", *Academic Press*, pp. 429-443, 1985.
- [100] N. N. Efremow and N. P. Economou : "**A simple technique for modifying the profile of resist exposed by holographic lithography**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. 19(4), pp. 1234-1237, 1981.
- [101] E. H. Anderson, C. M. Horwitz and H. I. Smith : "**Holographic lithography with thick photoresist**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 43(9), pp. 874-875, 1983.
- [102] J. M. Moran and D. Maydan : "**High resolution, steep profile resist patterns**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. 16(6), pp. 1620-1624, 1979.
- [103] C. H. Ting and K. L. Liauw : "**Multilayer resist technique for submicron optical lithography**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B1(4), pp. 1225-1234, 1983.
- [104] N. Gellrich and H. Beneking : "**An improved trilevel resist system for submicron optical lithography**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B3(1), pp. 335-338, 1985.
- [105] K. L. Tai, W. R. Sinclair, R. G. Vadimski and J. M. Moran : "**Bilevel high resolution photolithographic technique for use with wafers with stepped and/or reflecting surfaces**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. 16(6), pp. 1977-1979, 1979.

- [106] T. Matsuda, T. Ishii and K. Harada : "**Superficial image emphasis lithography**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 47(2), pp. 123-125, 1985.
- [107] B. Roland and F. Coopmans : "**Plasmask : A novel plasma developed resist based on selective silylation**", *Extended Abstracts of the 18th International Conference on Solid State Devices and Materials - Tokyo*, pp. 33-36, 1986.
- [108] J. M. Shaw, M. Hatzakis, E. D. Babich, J. R. Paraszcak, D. F. Witman and K. J. Stewart : "**A simplified silylation process**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B7(6), pp. 1709-1716, 1989.
- [109] K. H. Baik, L. Van den hove, A. M. Goethals and M. Op de Beeck : "**Gas phase silylation in the diffusion enhanced silylated resist process for application to sub-0.5 μm optical lithography**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B8(6), pp. 1481-1487, 1990.
- [110] K. H. Baik, L. Van den hove and B. Roland : "**Comparative study between gas- and liquid-phase silylation for the diffusion-enhanced silylated resist process**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B9(6), pp. 3399-3405, 1991.
- [111] E. Gogolides, E. Tsoi, A. G. Nassiopoulos and M. Hatzakis : "**Wet silylation and dry development with the AZ 5214 photoresist**", *J.Vac.Sci.Technol.*, vol. B10(6), pp. 2610-2614, 1992.
- [112] P. K. Tien, R. Ulrich and R. J. Martin : "**Modes of propagating light in thin deposited semiconductor films**", *Appl.Phys.Lett.*, vol. 14(9), pp. 291-294, 1969.
- [113] R. G. Kaufman, G. R. Hulse, D. J. Vezzetti, A. L. Moretti, K. A. Stair, G. P. Devane and T. E. Bird : "**Measurement of the refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and the mode indices of guided modes by a grating coupling technique**", *J.Appl.Phys.*, vol. 75(12), pp. 8053-8059, 1994.
- [114] H. Nishihara, M. Haruna and T. Suhara : "**Guided-wave excitation and waveguide evaluation**", *Mc Graw-Hill - Optical and Electro-optical Engineering Series*, pp. 224-244, 1989.

- [115] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich and B. A. Scott : **"Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films"**, *Appl.Phys.Lett.*, vol. 16(12), pp. 523-525, 1970.
- [116] E. M. Skouri, P. Martin, P. Grech, C. Alibert, L. Chusseau, F. Lozes-Dupuy et P. Arguel : **"Mesure d'indice des guides plans GaInAsSb sur GaSb par la technique de couplage par réseau"**, *Journées Nationales d'Optique Guidée - Besançon*, 1994.
- [117] P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, S. Bonnefont, B. Rousset and H. Martinot : **"Réalisation de réseaux de diffraction par une technique interférométrique : application à la mesure d'indice et à la réalisation de diodes laser à émission surfacique"**, *5ème Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V - Ecully*, 1994.
- [118] E. M. Skouri, P. Martin, P. Arguel, P. Grech, L. Chusseau, F. Lozes-Dupuy et C. Alibert : **"Mesure des indices de réfraction de semiconducteurs composés III-V et de guides plans par la technique de couplage par un réseau de diffraction"**, *Journées "Procédés et modèles pour la micro-optique passive" - Metz*, 1995.

Thèse de Philippe Arguel

« Conception et technologie de diodes laser GaAlAs/GaAs émettant par la surface au moyen de réflecteurs de Bragg distribués »

RESUME :

Les travaux reportés dans ce mémoire concernent la conception et la réalisation technologique de diodes laser à émission surfacique de type DBR (Distributed Bragg Reflector), dans la filière GaAlAs/GaAs.

Dans une première partie, l'étude porte sur la modélisation et la conception de diodes laser à réflecteurs de Bragg distribués du second ordre. Il est présenté un modèle global qui regroupe, de façon consistante, les propriétés spectrales de la cavité DBR et celles de la structure à puits quantique, notamment en ce qui concerne le gain dans les régions pompées et l'absorption dans les régions non pompées. Ce modèle est mis en œuvre pour analyser, de façon systématique, l'influence des paramètres géométriques du composant sur ses performances en courant de seuil, rendement différentiel, diagramme de rayonnement et spectre d'émission. On en déduit le choix des paramètres permettant un fonctionnement optimal et on démontre que, compte tenu de la position aléatoire de la première dent des réseaux de Bragg par rapport à la zone de gain, il est impossible de prévoir, dans l'état de l'art actuel, la valeur du rendement différentiel ou la forme du diagramme de rayonnement.

La seconde partie de l'étude concerne la définition d'un processus de fabrication, la réalisation technologique et la caractérisation de diodes laser DBR à émission surfacique. Il est présenté une étude détaillée de la mise en œuvre d'un banc d'insolation holographique destiné à la réalisation de réseaux diffractants sur semiconducteur. On établit ensuite un procédé complet d'élaboration de la diode DBR qui tient compte à la fois des critères de conception et des conditions particulières imposées par le principe de la structure. Les diodes laser réalisées présentent une émission surfacique selon des performances qui démontrent à la fois la validité de l'approche théorique et la qualité du procédé d'élaboration proposé.

MOTS CLES : laser à semiconducteur, diodes laser DBR, diodes laser à émission surfacique, miroirs distribués, réseaux de Bragg, GaAlAs/GaAs, photolithographie holographique

« Design and technology of AlGaAs/GaAs surface-emitting distributed Bragg reflector laser diodes »

ABSTRACT :

This work is concerned with the design and the technology of AlGaAs/GaAs surface-emitting distributed Bragg reflector laser diodes.

First, we present a general model which takes into account the spectral properties of the DBR cavity and the gain and absorption properties in the quantum well structure. This model is used to analyze the influence of the device parameters on its working characteristics : threshold current, differential efficiency, far field pattern and emission spectrum. It is deduced a set of parameters allowing an optimal operating and it is shown the importance of the position of the first tooth of the grating close to the active section on the value of the differential efficiency α or on the far field pattern. This position cannot be controlled in the actual technology state.

The second part deals with the definition of a fabrication process, realization and characterization of surface-emitting DBR laser diodes. An accurate description of the holographic set used to realize the gratings on semiconductors is presented. Then it is determined a complete process of the fabrication of the DBR laser which takes into account not only the design criteria but also the special conditions imposed by the structure principle. The modelling and the fabrication process are validated by the prototypes performance.

KEY WORDS : semiconductor laser, DBR laser diodes, surface-emitting laser diodes, distributed mirrors, Bragg gratings, AlGaAs/GaAs, holographic photolithography