



**HAL**  
open science

# Étude et réalisation de lasers à cavité verticale à 1,55 $\mu\text{m}$ sur GaSb

Guilhem Almuneau

► **To cite this version:**

Guilhem Almuneau. Étude et réalisation de lasers à cavité verticale à 1,55  $\mu\text{m}$  sur GaSb. Physique [physics]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 1998. Français. NNT : . tel-00006831

**HAL Id: tel-00006831**

**<https://theses.hal.science/tel-00006831>**

Submitted on 7 Sep 2004

**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.

ACADÉMIE DE MONTPELLIER  
**UNIVERSITE MONTPELLIER II**  
- SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC -

**THÈSE**

pour obtenir le diplôme de

**DOCTORAT**

SPECIALITE : Électronique, Optronique et Systèmes

FORMATION DOCTORALE : Électronique

ECOLE DOCTORALE : Science pour l'ingénieur

**ÉTUDE ET RÉALISATION DE LASERS À  
CAVITÉ VERTICALE À 1,55  $\mu\text{m}$  SUR GASB**

par

**Guilhem ALMUNEAU**

Soutenue le 18 Septembre 1998 devant le Jury composé de :

<b>R. Alabédra</b>	Professeur, Université Montpellier II	Président
<b>L. Chusseau</b>	CR1, CNRS, Université Montpellier II	Directeur de thèse
<b>L. Goldstein</b>	Responsable de Groupe, Alcatel CIT Marcoussis	Rapporteur
<b>A. Joullié</b>	Professeur, Université Montpellier II	Examineur
<b>J.M. Lourtioz</b>	Directeur de Recherche, IEF Orsay	Examineur
<b>J.L. Oudar</b>	Ingénieur en Chef, CNET Bagneux	Examineur
<hr/>		
<b>R. Planel</b>	Directeur de Recherche, L2M-CNRS Bagneux	Rapporteur

# *Un Grand Merci*

Cette thèse a été effectuée au sein du Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier. Je remercie Monsieur le Professeur Claude Alibert, responsable du pôle antimoniures, de m'avoir accueilli au sein de son équipe.

Je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance à mon directeur de Thèse Laurent Chusseau pour son encadrement durant ces trois années. Sa disponibilité et ses précieux conseils ont grandement contribué à l'aboutissement de ce travail. Merci Lolo.

Je remercie Messieurs Richard Planel et Léon Goldstein d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail, Monsieur Robert Alabédra d'avoir présidé le jury, et Messieurs André Joullié, Jean-Michel Lourtioz et Jean-Louis Oudar pour leur participation au jury. Merci Messieurs.

Je voudrais remercier mon collègue de toute heure Frédéric Genty de m'avoir accompagné dans cette étude et sans qui il m'aurait été impossible d'obtenir les résultats présentés dans ce mémoire. Thanks Bragg's Brother.

Ce travail a été financé par Alcatel Alsthom Recherche à Marcoussis, je tiens à les remercier pour la confiance et le constant soutien qu'ils nous ont témoignés, merci plus particulièrement à Joël Jacquet et son équipe pour leur participation.

Toute ma gratitude aux nombreuses personnes qui m'ont aidé tout au long de mon travail et sans qui je n'aurais pas pu soutenir cette thèse :

Serge Gaillard (Et pas seulement pour le café) , Pierre Grech pour la techno (non, pas la Zikmu !) et l'initiation à l'astronomie (Comment ça, c'est hors sujet ?), Guilhem Boissier pour m'avoir montré le coeur du problème (j'ai nommé : la MBE), Cyndi qui au bout de quatre ans est toujours là sans le moindre bug, ceci grâce à qui : Stef officiellement Stéfan Jeune(-cadre dynamique), Bon Vent à Nicolas Bertru très jaloux de ma bétailière, Jean-Marc Aniel toujours au fait de la dernière blague "un peu limite", Arnaud Wilk connu aussi sous le pseudonyme "Nono", Jean-Christophe Nicolas dit "Jean-Cricri" voire même "Kyro", le célèbre breton Yves Rouillard (prononcez "Rourou"), Anne-Marie Joullié (Ahhhh l'Amérique !), Marie Paramas grâce à qui la plante grasse sur la fenêtre a résisté à mon absence totale d'arrosage, Chantal Philippe pour m'avoir présenté Mme l'Agent Comptable de M..... .., Bernard Fraisse et Françoise Morato pour s'être irradiés pour notre pomme et sans qui il nous aurait été impossible d'observer des pics satellites ("Même s'il paraît que nos échantillons étaient moins bien qu'au temps de l'EPL"), Monsieur Palpacuer pour nous avoir laissé la clef du FTIR sous le paillason, Jean-Paul Malzac pour les toutes premières

mesures sur les miroirs de Bragg, Thierry Taliercio, Cyril Picard et Pierre Lefebvre pour avoir su trouver la patate sur nos multipuits avec exciton libre SVP (Stock shift de 2 meV tout de même !), Pascale Gall-Borut pour ses mesures d'AFM, Paul Voisin et son thésard d'avoir introduit ces mêmes échantillons dans l'enceinte de l'ENS pour y pratiquer de la PLE, à Alex Baranov pour m'avoir montré "comment-épitaxier-sortir-décoller-amincir-cliver-monter-souder-tester le I(V)-refroidir-tester P(I)-faire le spectre" en moins de trente secondes chrono, et sans avoir oublié de rincer le bûcher plein d'Acide Fluorhydrique -"pas d'pblem !"-, à Dmitri Yarekha pour savoir apprécier le charme des jeunes filles françaises (et étrangères d'ailleurs), au Professeur Jacques Arnaud pour avoir accueilli nos abeilles dans sa magnifique Cévenne, à François Odier pour les mesures d'indice sur nos miroirs, à Georges Chenet pour m'avoir prêté son adaptateur magique pour gonfler mon vélo, à Philippe Hervé pour sa bonne humeur, à Fathi Godbhane qui nous a fait hurler de rire lorsqu'il s'est exprimé au milieu d'un champ de thym et de romarin "Et délire, ça sent la pizza ici !" (j'en ris encore), à Messieurs Boyer, Mongelaz, Reboul et Phan Duc pour nous avoir toujours fourni de l'azote liquide, à Yvan Cuminal pour m'avoir fait comprendre qu'un puits pouvait être contraint, -eh oui !-, à Patrick Martin pour m'avoir expliqué autant de choses en aussi peu de temps, à Monsieur Bernd Jenichen pour ses investigations en "ordering" sur nos échantillons (c'était quels numéros déjà ?), à Isabelle Salesse pour ses mesures d'effet Hall, à Roger Bonnot pour ses couches de SiO<sub>2</sub>, à Alain Salesse et R. Hanfoug pour avoir oxydé systématiquement toutes nos couches de AlAsSb (Sauf celles qui étaient chez Mr Jenichen), à Jérôme Porque et Paul Coudray pour être venus partager l'apéro de la soutenance, à Monsieur le Professeur Karl Ebeling d'être venu nous expliquer de si loin ce qu'était un VCSEL, à Thierry Hartweg pour m'avoir prêté la partie hardware, à Jean-Christophe Harmand pour avoir mesuré 99,4%, à Antoine Porte pour m'avoir amené en second dans "Toute l'Afrique est dans l'attente" (ED-), à mon Papa et ma Maman, à mes Papés et mes Mamés, à Géraldine Porte, Manu, Pedro Maeso, Sabine Hugounenc d'être venus m'écouter, Pascalou Gras, Docteur Gaëlle Villard et Cisou Berneron arrivés un peu tard pour la soutenance, Philou Jacquet et Pascaloune Fine pour les chaussettes et Isa qui a stressé visiblement plus que moi pour ma soutenance mais qui a su dénicher la faute importante dans mon manuscrit (4ième mot de l'introduction).

*À Tous Merci*

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1</b>	
<b>LE LASER A CAVITE VERTICALE</b>	<b>5</b>
1.1 PRINCIPE D'UN RESONATEUR LASER	6
1.1.1 La cavité Fabry-Pérot (Born & Wolf, 64)	6
1.1.2 Condition de résonance dans le laser	8
1.2 LES MIROIRS DE BRAGG	10
1.2.1 Des interférences constructives	11
1.2.2 Spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg	12
1.2.2.a Empilement multicouche quelconque	12
1.2.2.b Cas particulier des structures périodiques	15
1.2.3 Indices de réfraction des semiconducteurs III-V	16
1.2.4 Modèles d'indice et spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg	20
1.2.5 Autres effets agissant sur le spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg	24
1.2.5.a Fluctuations d'épaisseurs	24
1.2.5.b Température	26
1.2.5.c Absorption dans la zone de transparence	26
1.3 CONFINEMENT AXIAL DU CHAMP E ET LONGUEUR OPTIQUE DE LA CAVITE D'UN LASER A CAVITE VERTICALE	29

## CHAPITRE 2

<b>L'ÉPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES ET LES CARACTERISATIONS ASSOCIEES</b>	<b>35</b>
2.1 PRINCIPES DE BASE, CONDITIONS D'ULTRAVIDE	36
2.2 DESCRIPTION DU BATI	38
2.2.1 Les pompes à vide	40
2.2.1.a La pompe turbomoléculaire	41
2.2.1.b La pompe ionique	41
2.2.1.c Les panneaux d'azote liquide	42
2.2.1.d La mesure du vide	42
2.2.2 Les cellules d'évaporation	44
2.2.3 La diffraction d'électrons à incidence rasante	46
2.2.4 La mesure de température	47
2.3 MECANISMES DE BASE DE LA CROISSANCE (HERMAN, 89)	48
2.4 CARACTERISATIONS ASSOCIEES A LA CROISSANCE PAR EJM	52
2.4.1 RHEED	52
2.4.1.a principe de la diffraction d'électrons	53
2.4.1.b Reconstructions	54
2.4.1.c Les oscillations d'intensité	55
2.4.2 Pyromètre	57
2.4.3 Diffraction des rayons X	58
2.4.4 Photoluminescence	60
2.4.5 Électroréflexion (Alibert, 73)	62

## CHAPITRE 3

<b>CROISSANCE ET CARACTERISATION DE COUCHES ANTIMONIURES PAR EJM</b>	<b>65</b>
3.1 GENERALITES	65
3.2 PREPARATION DE LA SURFACE DES SUBSTRATS	66
3.2.1 Préparation chimique du GaSb	66
3.2.2 Désoxydation du substrat dans la chambre de croissance	67
3.3 CALIBRATION DES FLUX D'ELEMENTS III ET V	69
3.3.1 Mesure des pressions partielles pour les éléments III & V	70
3.3.2 Flux III incorporés déduits des oscillations RHEED	71
3.3.3 Oscillations induites par les éléments V	72
3.4 CROISSANCE DE $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ SUR SUBSTRAT INP	73
3.4.1 Effet de la température de croissance	74
3.4.2 Influence des rapports de flux $V_{As}/V_{Sb}$	78
3.4.3 Effets liés aux éléments III	80
3.4.4 Mise à profit des oscillations induites d'antimoine	82
3.5 CROISSANCE D'ANTIMONIURES SUR SUBSTRAT GASB	85
3.5.1 Conditions de croissance	85
3.5.2 Introduction d'As pour l'accord de maille	87
3.5.3 Dopage des couches AlGaAsSb	88

## CHAPITRE 4

<b>LES COMPOSANTS SUR GASB : LASERS EMETTANT PAR LA TRANCHE</b>	<b>91</b>
4.1 ÉTAT DE L'ART DES COUCHES ACTIVES EMETTANT VERS 1,55 $\mu\text{M}$	92
4.1.1 Filière InP	92
4.1.2 Filière GaAs	93
4.1.3 Filière GaSb	93
4.2 CALCULS LIES AUX NIVEAUX D'ENERGIE DANS LES PUIITS QUANTIQUES	94
4.2.1 Effets de la contrainte sur la structure de bande	95
4.2.2 Recombinaisons Auger dans les puits contraints de $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ dans AlGaAsSb sur substrat GaSb	99
4.2.3 Calcul des niveaux électroniques dans un puits quantique de $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ avec des barrières de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$	102
4.3 ÉPITAXIE ET VALIDATION DE LA COUCHE ACTIVE GAINSB/ALGAASSB	105
4.4 CARACTERISATIONS DE LASERS EMETTANT PAR LA TRANCHE A 1,55 $\mu\text{M}$	108
4.4.1 Présentation de la structure	108
4.4.2 Calcul du confinement optique	110
4.4.3 Étapes technologiques dans l'élaboration d'une diode laser	111
4.4.4 Principaux résultats	113
4.4.4.a Spectres d'émission à 80 K	116
4.4.4.b Évolution des caractéristiques avec la température	119
4.4.4.c Émission laser à 1,55 $\mu\text{m}$ à température ambiante	122

<b>CHAPITRE 5</b>	
<b>LES COMPOSANTS SUR GASB : LASERS EMETTANT PAR LA TRANCHE</b>	<b>124</b>
5.1 LES MIROIRS DE BRAGG SUR SUBSTRAT GASB	125
5.1.1 Démonstration des potentialités du système GaSb/Al(As)Sb vers 2 $\mu\text{m}$	125
5.1.2 Performances des miroirs $\text{sAl}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}(\text{As})\text{Sb}/\text{Al}(\text{As})\text{Sb}$ centrés à 1,55 $\mu\text{m}$	128
5.2 LASER A CAVITE VERTICALE	132
5.2.1 Élaboration de la microcavité	133
5.2.2 Spectres de pouvoir réflecteur	136
5.2.3 Résultats d'émission	139
<b>CONCLUSION</b>	<b>137</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>141</b>
<b>LISTE DES PUBLICATIONS</b>	<b>153</b>

## INTRODUCTION

Durant la dernière décennie, les lasers à semiconducteurs ont eu un impact énorme sur la société et ce très souvent de façon invisible pour le grand public. Par exemple, la plupart des conversations téléphoniques longue distance sont à présent transmises au moyen de fibres optiques grâce à la lumière émise par des lasers à semiconducteurs, rendant ainsi ces communications plus agréables par l'élimination du temps d'attente émission-réception dont sont affublés les transmissions par satellites géostationnaires. Un second exemple, à présent totalement intégré à la vie courante, peut être trouvé dans l'usage des disques compact audio ou cinéma qui ont fait entrer dans chaque foyer un laser à semiconducteurs permettant l'accès à des enregistrements de très haute qualité. Enfin notons que les lasers à semiconducteurs ont d'ores et déjà investi le domaine informatique au moyen à la fois des CD-ROM et des imprimantes laser. Certains voient même dans l'optique les ordinateurs du futur, tout au moins pour le calcul parallèle, et là encore les lasers à semiconducteurs seront l'une des clefs nécessaires à ce progrès.

Un tel développement de cette technologie n'a pu être possible que grâce à de nombreuses avancées significatives et à une plus fine compréhension du fonctionnement des lasers à semiconducteurs et de leur fabrication. En particulier citons pour ces dernières années la mise en oeuvre des lasers à semiconducteurs à puits quantiques contraints voire à fils quantiques et boîtes quantiques, des réseaux de lasers à semiconducteurs de très fortes puissances — jusqu'à plusieurs kilowatts—, des lasers à semiconducteurs visibles —dans le rouge mais aussi à présent dans le bleu avec le GaN sur substrat d'alumine—, et pour ce qui nous intéresse le plus ici des lasers à cavité verticale. Cette configuration inhabituelle de laser à semiconducteurs

imaginée en 1979 par Kenichi Iga présente un attrait considérable pour quelques applications spécifiques telles que les interconnexions optiques massivement parallèles ou l'ordinateur optique qui nécessitent des réseaux uni- ou bi-dimensionnels de lasers à faible courant de seuil. Même s'ils furent développés dès cette époque pionnière, ces lasers n'ont connu leur véritable avènement que ces dernières années au point qu'ils sont à présent commerciaux pour la technologie basée sur GaAs. Il n'en reste pas moins que ces composants commerciaux presque exclusivement réalisés sur GaAs émettent à 0,85 ou 0,98  $\mu\text{m}$  suivant la couche active utilisée et que même au niveau du laboratoire de recherche il n'existe que de trop rares réussites ayant conduit à un fonctionnement à 1,3  $\mu\text{m}$  ou 1,55  $\mu\text{m}$ . Ce point d'arrêt technologique provient essentiellement de la très grande difficulté qui existe pour fabriquer des miroirs de Bragg performants en InGaAsP/InP, le semiconducteur III-V « naturel » des longueurs d'onde des télécommunications. La raison physique essentielle de cette difficulté étant le faible rapport entre les indices de réfraction extrêmes que l'on peut réaliser dans ce système semiconducteur. Quoique des techniques alternatives utilisant la fusion entre épitaxies réalisées sur des substrats différents tels GaAs et InP aient permis la réalisation de tels lasers à cavité verticale (Babic, 95), la diminution à terme des coûts de fabrication passera obligatoirement par la réalisation monolithique de ces composants et ainsi par la nécessité d'utiliser un autre système semiconducteur pour lequel le rapport d'indices est bien supérieur. À cette fin et depuis 1995 des équipes au CNET Lannion puis à Bagnoux mais aussi au Sandia National Laboratory et plus récemment au CEM2 avec le début de ma Thèse conjointement avec celle de Frédéric Genty, travaillent sur la croissance des antimoniures pour tirer avantage du fort écart d'indice entre AlGaAsSb et AlAsSb pour la réalisation des miroirs de Bragg. Potentiellement ce nouveau système semiconducteur permet d'atteindre de très hauts pouvoirs réflecteurs pour les miroirs de Bragg et il peut de plus être cru en accord de maille soit sur InP soit sur GaSb. Jusqu'à présent la voie InP avait seule été développée et ce fut par ailleurs une grande partie de mon travail en association avec Frédéric Genty. Elle présente toutefois l'inconvénient d'une croissance en plein milieu de la zone de non-miscibilité ce qui rend l'obtention de l'accord de maille problématique même en épitaxie par jets moléculaires (EJM). Après de nombreuses croissances réalisées sur InP j'ai décidé de

prendre à ma charge la transposition de cette thématique sur GaSb, là où l'accord de maille est plus aisé mais aussi là où la réalisation de couches actives performantes à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  n'est pas établie. C'est cette partie de mon travail qui fait l'objet de mon mémoire de Thèse avec donc comme but ultime la réalisation d'un laser à cavité verticale sur GaSb pompé électriquement et fonctionnant à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ .

D'une manière résumée, le travail de Thèse présenté dans ce mémoire est scindé en cinq chapitres présentés de la façon suivante :

Dans le premier Chapitre, le principe de fonctionnement d'un laser à cavité verticale —pour lequel nous utiliserons fréquemment l'acronyme anglais VCSEL pour « Vertical Cavity Surface Emitting Laser »— est exposé. À cette fin le principe du résonateur laser ainsi que les conditions de résonance du champ optique dans le laser seront tout d'abord rappelés, puis l'attention sera focalisée sur les miroirs de Bragg qui sont de fait la clef première pour la réalisation des VCSELs. Une attention particulière sera alors portée sur le choix des matériaux possibles pour réaliser de tels composants opérationnels à la longueur de  $1,55 \mu\text{m}$  d'intérêt pour les télécommunications optiques. Nous montrerons alors que parmi les semiconducteurs III-V possibles, les alliages antimoniures  $\text{Al(As)Sb}$  et  $\text{AlGa(As)Sb}$  sont probablement les meilleurs candidats à la réalisation de miroirs de Bragg à très haut pouvoir réflecteur. L'action de différents effets tels les fluctuations d'épaisseurs durant la croissance, la température et les absorptions résiduelles dans la zone de transparence seront alors quantifiés par leur influence sur le pouvoir réflecteur avant de donner les règles essentielles nécessaires à la conception d'un laser à cavité verticale.

Dans le deuxième Chapitre, les principes de base du fonctionnement d'une expérience d'EJM sont discutés. Sans prétendre être ni novateur ni exhaustif, nous rappellerons dans ce Chapitre l'essentiel du fonctionnement et des techniques nécessaires à la mise en oeuvre d'un tel bâti. Les principaux mécanismes de croissance et les différentes caractérisations indispensables à la réalisation de couches dédiées à devenir des composants optoélectronique seront ensuite décrits.

Dans le troisième Chapitre est développé tout ce qui constitue la pierre angulaire de ce travail et qui a permis son aboutissement : la croissance et la caractérisation de couches antimoniures

par EJM. Les techniques de préparation des substrats et de calibration des flux moléculaires des éléments III et V sont d'abord exposés avant d'aborder la croissance du quaternaire  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$  sur substrats d'InP et de GaSb. Sur ce dernier point, et particulièrement sur InP nous insisterons sur les conditions à mettre en oeuvre pour obtenir l'accord de maille avec le substrat ce qui reste difficile à obtenir sur InP.

Le quatrième Chapitre expose nos recherches et notre choix d'un matériau actif performant permettant l'émission à  $1,55 \mu\text{m}$  tout en conservant le paramètre de maille de GaSb. En s'appuyant sur des évaluations théoriques des niveaux d'énergie dans les puits quantiques contraints et en quantifiant l'effet primordial dans ce système des recombinaisons non-radiatives de type Auger nous montrerons que le meilleur choix probable est d'utiliser des puits quantiques contraints de GaInSb. Ceci sera mis en pratique dans un second temps par la réalisation de structures laser à émission par la tranche qui ont montré un fonctionnement correct même à température ambiante.

Nous concluons dans le cinquième et dernier Chapitre par nos études de miroirs de Bragg et VCSEL sur substrat de GaSb. La réalisation de miroirs de Bragg performants aux longueurs d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$  validera les grandes potentialités du système semiconducteur GaSb/Al(As)Sb pour la fabrication de VCSELs fonctionnant dans le proche infrarouge. De même la réalisation d'une structure à cavité verticale  $3\lambda$  centrée à  $1,5 \mu\text{m}$  montrera la faisabilité de VCSELs totalement monolithiques sur GaSb pour les applications de télécommunications optiques.

## Chapitre 1

### LE LASER A CAVITE VERTICALE

L'histoire du laser débute en 1917 lorsque Einstein introduit pour la première fois le phénomène d'émission stimulée (un photon réagissant avec la matière produit un second photon). Cette découverte permit beaucoup plus tard en 1951 à Townes (USA) et, Bassov et Prokhorov (URSS) d'amplifier les hyperfréquences et de réaliser les premiers *MASER* (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*), et à partir de 1958 à Gordon Gould puis Schawlow et Townes (Schawlow, 58) d'atteindre les longueurs d'ondes visibles et ainsi le *LASER* (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Le premier laser à rubis fût fabriqué en 1960 par Maiman, rapidement suivi par l'utilisation des semiconducteurs avec en 1962 les premiers lasers à homojonction à base de GaAs (Hall, 62, Nathan, 62, Quist, 62 & Holonyak, 62) puis les premiers lasers semiconducteurs modernes utilisant des hétérostructures qui furent développés concurremment aux USA (Kroemer, 63) et en URSS (Alferov, 63).

À partir du concept du laser à semiconducteurs, de nombreuses solutions ont été explorées afin d'affiner la qualité spectrale du rayonnement et d'augmenter le rendement en vue des innombrables potentialités d'utilisations : lasers à puits quantiques, lasers simple fréquence (*DFB*), lasers à forte puissance, amplificateurs optiques (*SLA*, *MOPA*) et les lasers à cavité verticale (*VCSEL*).

À la base, la majorité de ces lasers fonctionnent grâce à la résonance optique provoquée par les interférences dans une cavité Fabry-Pérot. Le *VCSEL* étant dans ce cas, nous allons donc tout d'abord l'introduire.

## 1.1 Principe d'un résonateur laser

### 1.1.1 La cavité Fabry-Pérot (Born & Wolf, 64)

Un interféromètre Fabry-Pérot (FP) est constitué de deux dioptrés plans parallèles qui réfléchissent partiellement la lumière renvoyée par l'autre. La figure 1.1 illustre le résonateur FP, en considérant une cavité constituée d'une couche d'indice de réfraction complexe  $\tilde{n}_c$  entourée de deux milieux d'indices complexes  $\tilde{n}_1$  et  $\tilde{n}_2$ .  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(j(\omega t - kz))$  représente le champ électrique d'une onde plane se propageant dans la direction  $z$  perpendiculaire aux dioptrés.  $d$  est la longueur de la cavité,  $r_1 = \frac{\tilde{n}_1 - \tilde{n}_c}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_c}$  et  $r_2 = \frac{\tilde{n}_c - \tilde{n}_2}{\tilde{n}_c + \tilde{n}_2}$  sont les coefficients de réflexion en amplitude sous incidence normale,  $t_1 = \frac{2\tilde{n}_1}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_c}$  et  $t_2 = \frac{2\tilde{n}_c}{\tilde{n}_c + \tilde{n}_2}$  sont ceux de transmission sur les faces de sortie dans les mêmes conditions et  $\mathbf{d} = \frac{2p\tilde{n}_c d}{I_0} = \frac{2pn}{c} \tilde{n}_c d$  est le déphasage sur une traversée de la cavité.

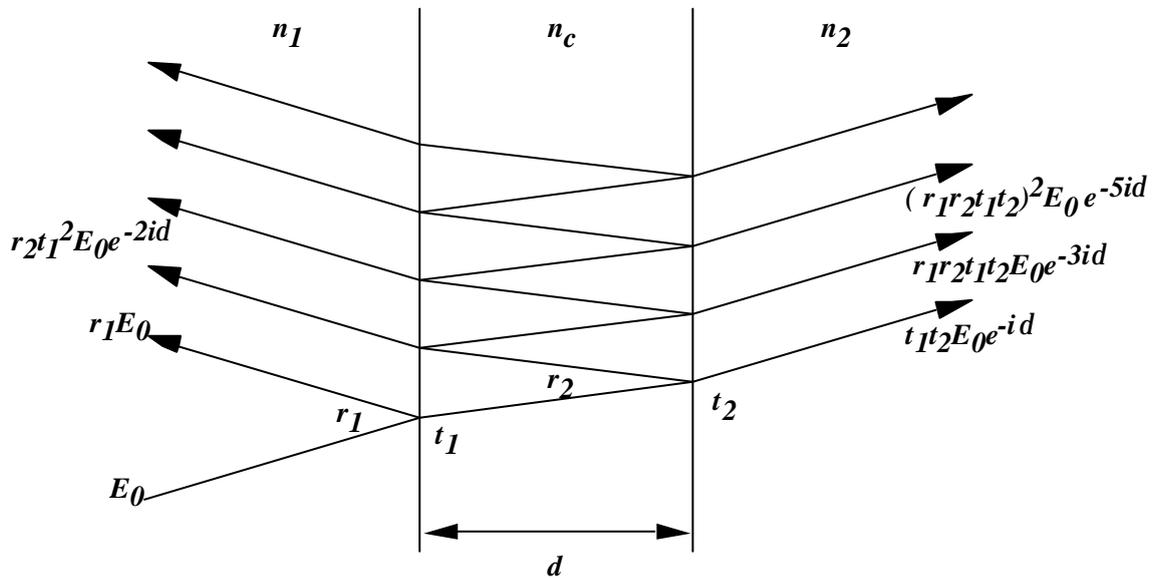


Figure 1.1. Résonateur Fabry-Pérot.

Si les indices sont purement réels, ce qui est pratiquement le cas des lasers à cavité verticale, notons que lorsqu'une onde est incidente dans un milieu d'indice  $n_1$  et se réfléchit sur une interface avec un milieu de plus fort indice  $n_c > n_1$ , l'onde subit un déphasage de  $\pi$ , alors

qu'elle reste de même phase si la réflexion se fait sur une interface avec un milieu de plus bas indice  $n_c < n_1$ .

En supposant dans un premier temps pour simplifier que  $\tilde{n}_1 = \tilde{n}_2$  on peut alors aisément sommer la série géométrique donnant toutes les composantes du champ qui sortent d'un côté et de l'autre de la cavité. Le coefficient de transmission  $T$  en intensité ainsi obtenu pour le FP est alors donné par la classique fonction d'Airy :

$$T = \frac{1}{1 + M \sin^2 \mathbf{d}} \quad (1-1)$$

avec  $M = \frac{4R}{(1-R)^2}$  où  $R = r_1 r_1^* = r_2 r_2^*$  est le coefficient de réflexion en intensité à

l'interface entre les deux milieux.

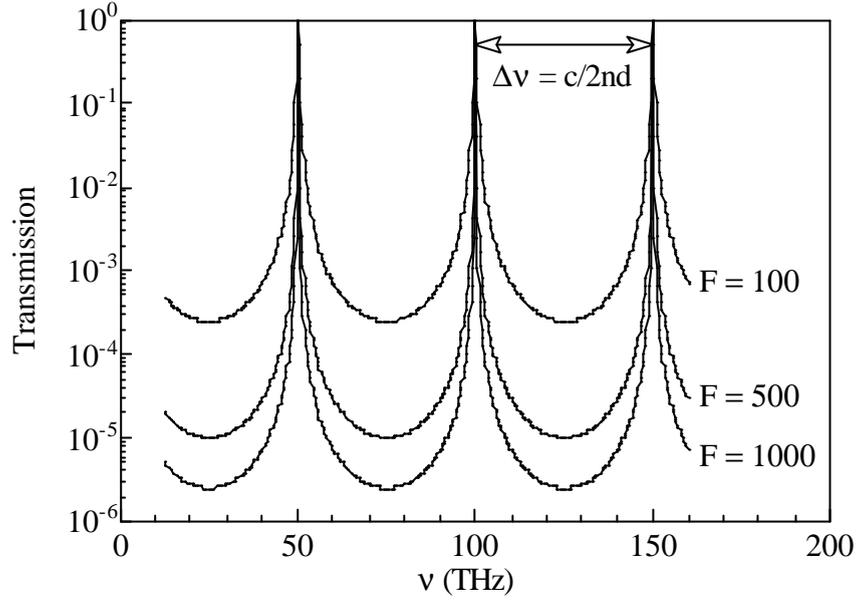
Les modes longitudinaux de la cavité sont alors définis comme étant les fréquences pour lesquelles  $T$  devient maximale. Ceci se produit à chaque fois que  $\mathbf{d} = 0$  ou  $p$ , *i.e.*  $\mathbf{n} = \frac{c}{2nd} p$  (

avec  $p$  entier positif). En s'affranchissant de la dispersion chromatique nous observons que ces modes sont équidistants en fréquence, leur intervalle spectral libre (ISL) ou différence de fréquence entre deux maxima de transmission consécutifs vaut  $\frac{c}{2nd}$ . On définit alors la finesse

$\mathcal{F}$  de la cavité comme le rapport entre l'ISL et la largeur à mi-hauteur d'un de ces pics  $\nu$  :

$$\mathbf{F} = \frac{ISL}{\Delta \mathbf{n}} = \frac{p\sqrt{R}}{1-R} \quad (1-2)$$

La figure 1.2 illustre le spectre de transmission d'un FP avec différentes valeurs de finesse. La finesse de la cavité est d'autant plus élevée que le coefficient de réflexion aux interfaces est grand, et corrélativement les pics de transmission sont plus fins. La fréquence qui correspond à chaque maximum de transmission correspond à une condition de résonance du FP. En conséquence le champ stationnaire dû aux interférences constructives dans la cavité peut être beaucoup plus intense que le champ entrant, ce qui correspond à un stockage d'énergie optique dans le FP pour les modes résonants.



**Figure 1.2.** Coefficient de transmission en intensité d'une cavité FP ( $nd = 3 \mu\text{m}$  : cas d'un VCSEL) avec plusieurs finesses.

### 1.1.2 Condition de résonance dans le laser

En plaçant un milieu amplificateur dans la cavité, *i.e.* un milieu tel que  $\text{Im}[\tilde{n}_2] > 0$ , le système est bouclé et peut entrer en oscillation, la cavité FP constituant alors un filtre passe-bande éventuellement très fin. Considérons le cas où les deux miroirs du FP ont des coefficients de réflexion en intensité qui ne sont plus forcément égaux  $R_1 = r_1 r_1^*$  et  $R_2 = r_2 r_2^*$ . Des pertes réparties (autres que celles dues à la fuite de lumière par les miroirs) peuvent exister et seront prises en compte ultérieurement par un coefficient d'absorption  $\mathbf{a}$ .

L'onde plane présente dans la cavité peut s'exprimer en notation complexe sous la forme :

$$E(z, t) = E_0 \exp\left(j\left(\omega t - \frac{2\mathbf{p}}{I_0} \tilde{n}_c z\right)\right) \quad (1-3)$$

Le champ à l'entrée de la cavité et après un aller-retour s'écrivent alors :

$$\begin{cases} E(0, t) = E_0 \exp(j\omega t) \\ E(2d, t) = E_0 \exp(j\omega t) \left( \exp\left(-\frac{2j\mathbf{p}}{I_0} 2n_c d\right) r_1 r_2 \exp\left(-\frac{2\mathbf{p}}{I_0} 2\tilde{n}_c d\right) \right) \end{cases} \quad (1-4)$$

où  $n_c$  et  $\bar{n}_c$  sont respectivement les parties réelles et imaginaires de  $\tilde{n}_c$

En écrivant les coefficients de réflexion en amplitude comme  $r_i = \sqrt{R_i} \exp(j\Phi_i)$ ,  $\Phi_i$  étant le déphasage induit par le miroir, la condition pour que l'onde reste inchangée après un aller-retour (condition de "round-trip") s'exprime alors :

$$\sqrt{R_1 R_2} \exp\left(\frac{4\mathbf{p}}{I_0} \bar{n}_c d\right) \exp\left(-j\left(\frac{4\mathbf{p}}{I_0} n_c d - \Phi_1 - \Phi_2\right)\right) = 1 \quad (1-5)$$

Cette expression se simplifie en introduisant le terme de différence entre le gain et les pertes :

$$g - \mathbf{a} = \frac{4\mathbf{p}}{I_0} \bar{n}_c.$$

On aboutit alors à deux conditions, une sur l'amplitude et l'autre sur la phase :

$$\text{Re}[(g - \mathbf{a})d] = 1 \quad \text{et} \quad \frac{4\mathbf{p}}{I_0} n_c d - \Phi_1 - \Phi_2 = 2p\mathbf{p} \quad \text{avec } p \in \mathbb{N} \quad (1-6)$$

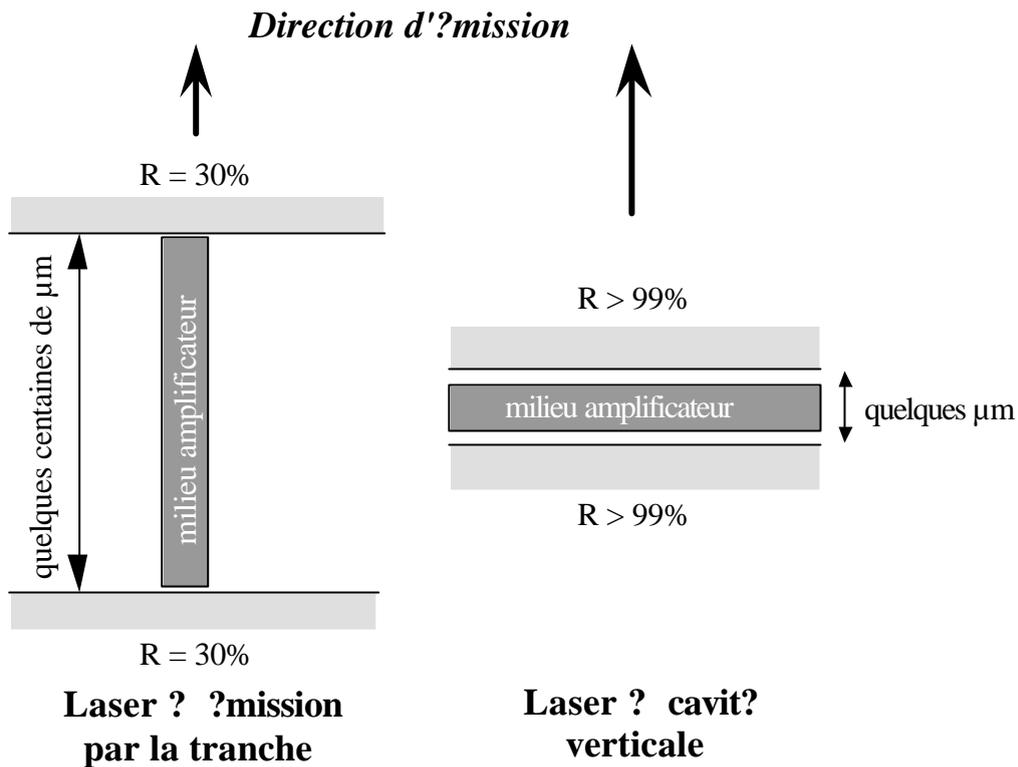
Dans le cas particulier où les miroirs n'introduisent aucun déphasage ( $\Phi_1 = \Phi_2 = 0$ ), on retrouve la condition d'interférences constructives ( $\mathbf{n} = \frac{c}{2nd} p$ ,  $p$  entier positif), avec une

condition sur le gain au seuil de la résonance :

$$g_s = \mathbf{a} + \frac{1}{d} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \quad (1-7)$$

C'est sur cette condition que repose la plus nette distinction de géométrie entre une diode laser conventionnelle dont l'émission se fait parallèlement aux couches épitaxiées, et le laser à cavité verticale pour lequel l'émission se fait perpendiculairement aux couches épitaxiées. Dans ce second cas l'émission optique et l'injection électrique se font dans la même direction. Les deux configurations sont schématisées sur la figure 1.3.

L'épaisseur de la couche active d'un VCSEL est très fine pour des raisons liées à la durée de l'épitaxie et à la longueur de diffusion des porteurs. La longueur effective de la cavité varie selon la configuration précise du VCSEL (condition d'interférences constructives), mais l'ordre de grandeur se situe autour de 1-2  $\mu\text{m}$ . Ainsi, les modes du FP sont beaucoup plus espacés en fréquence (de l'ordre de 50 THz ou  $\lambda \sim 100 \text{ nm}$ ). Par conséquent un seul pic de résonance prend généralement place dans la largeur du spectre de gain de la couche active.



**Figure 1.3.** Distinctions de géométrie entre une diode laser classique à émission par la tranche et un laser à cavité verticale.

La condition de résonance dans un VCSEL est alors tributaire pour une grande partie des miroirs entourant la cavité. À l'aide de l'Eq. (1-7) nous voyons que la très faible longueur de la cavité transfère les contraintes sur le pouvoir réflecteur des miroirs qui doivent atteindre des valeurs très élevées, typiquement = 99,5%, pour que le seuil de la résonance soit atteint.

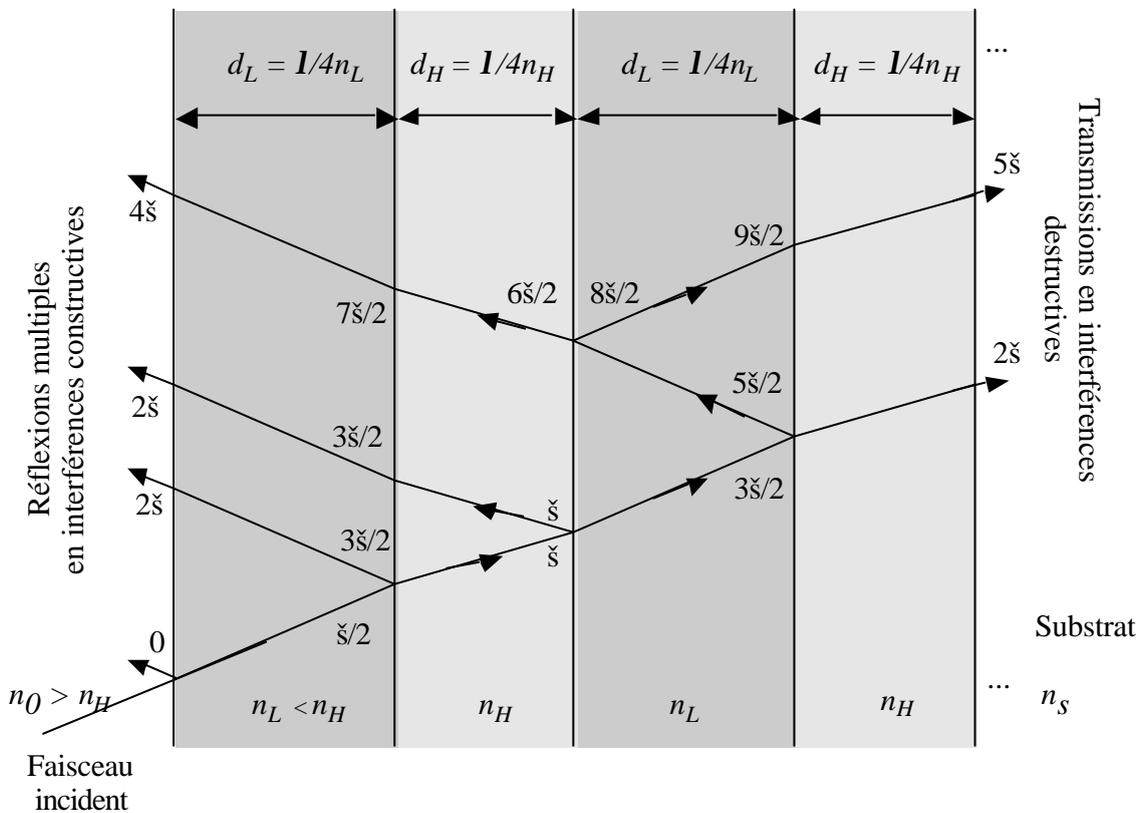
## 1.2 Les Miroirs de Bragg

Les miroirs ou réflecteurs de Bragg sont utilisés dans les VCSELs car ils sont les seuls permettant d'atteindre des pouvoirs réflecteurs supérieurs à 99,5%. Ces empilements de couches d'épaisseur quart d'onde ont la propriété d'atteindre des pouvoirs réflecteurs aussi haut que 99,999% (Rempe, 92) mais dans un domaine spectral restreint. Les couches constitutives sont en alternance un matériau de fort indice de réfraction et un autre de faible indice. Les composés III-V les plus développés que sont GaAs et AlAs constituent actuellement les meilleurs miroirs de Bragg semiconducteurs, et ont largement prouvé leurs

potentialités dans les VCSELs émettant dans la gamme 0,8-1  $\mu\text{m}$ . Le plus gros avantage des miroirs composés de matériaux semiconducteurs est de pouvoir assurer un bon transport électrique à travers la structure afin d'amener les porteurs jusqu'à la couche active du laser.

### 1.2.1 Des interférences constructives

Le principe du miroir de Bragg est basé sur la réalisation, à une longueur d'onde donnée, d'interférences constructives dans un milieu stratifié constitué alternativement d'un milieu d'indice  $\tilde{n}_H = n_H + j\bar{n}_H$  et d'un milieu d'indice  $\tilde{n}_L = n_L + j\bar{n}_L$  (cf. figure 1.4). Pour cela les épaisseurs optiques de chaque couche doivent être  $n_H d_H = n_L d_L = \lambda_0 / 4$ .



**Figure 1.4.** Interférences constructives dans un miroir de Bragg. Par souci de clarté le faisceau incident n'est pas perpendiculaire au plan des couches dans le dessin.

L'indication des retards de phases donnés sur la figure 1.4 pour les différents rayons réfléchis aux interfaces en négligeant l'influence des parties imaginaires des indices montre que ceux-ci sont strictement en phase grâce au choix d'épaisseur optique quart d'onde et donc interfèrent de manière constructive en réflexion et destructive en transmission. Comme dans ces

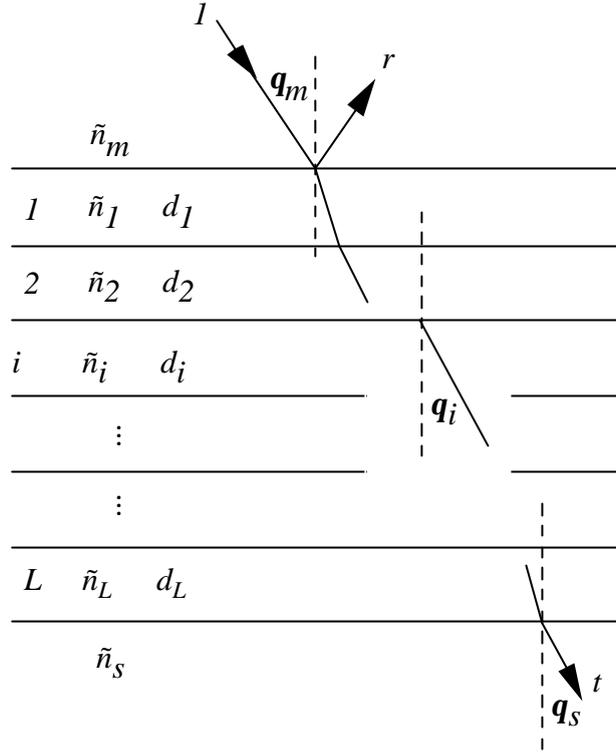
conditions le pouvoir réflecteur à une interface est  $R = (n_H - n_L)^2 / (n_H + n_L)^2$ , on voit alors intuitivement que le pouvoir réflecteur de l'ensemble sera d'autant plus fort que le nombre de bicouche sera important et que l'écart d'indice entre  $n_H$  et  $n_L$  sera plus élevé. Dans le cas d'un miroir de Bragg seul sur un substrat, le milieu incident d'indice  $n_0$  est en général l'air ( $n_0 = 1$  inférieur à  $n_H$  et  $n_L$ ), la première couche doit être d'indice fort, afin que la première réflexion soit en phase avec les réflexions multiples. Le déphasage à la réflexion vaut alors  $\pi$  à la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Si le miroir est inséré dans un VCSEL les indices peuvent être tels que  $n_0 > n_H > n_L$  (cas d'une structure sur GaAs par exemple) : la première couche doit alors être celle d'indice faible et le déphasage à la réflexion sera nul (cas de la figure 1.4).

## 1.2.2 Spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg

### 1.2.2.a Empilement multicouche quelconque

Le calcul du spectre du pouvoir réflecteur d'un milieu stratifié et donc dans le cas particulier du miroir de Bragg peut s'effectuer aisément en utilisant un formalisme matriciel initialement introduit par Abelès (Born & Wolf, 64). Cette méthode progressive décrit l'évolution du champ couche après couche en prenant en compte les conditions aux interfaces. Pratiquement le calcul du spectre de pouvoir réflecteur se résume à de simples multiplications de matrices  $2 \times 2$ , à raison d'une par couche optique considérée (Dobrowolski, 95).

Soit le milieu stratifié formé de  $L$  couches minces décrit Figure 1.5, les paramètres à prendre en compte sont les indices complexes  $\tilde{n}_i = n_i + j \bar{n}_i$  et les épaisseurs  $d_i$  des couches  $i = 1, 2, \dots, L$ , les indices  $\tilde{n}_s = n_s + j \bar{n}_s$  et  $\tilde{n}_m = n_m + j \bar{n}_m$  respectivement du substrat et du milieu incident. Les angles d'incidence  $\mathbf{q}_i$ ,  $\mathbf{q}_s$  et  $\mathbf{q}_m$ , la longueur d'onde  $\lambda_0$  et la polarisation de l'onde incidente sont les variables externes du système.



**Figure 1.5.** Paramétrage d'un empilement multicouche.

Les coefficients complexes de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  de l'amplitude des champs par cet empilement multicouche supposé entouré de deux milieux de dimension semi-infinie sont alors donnés par

$$r = \frac{\mathbf{h}_m E_m - H_m}{\mathbf{h}_m E_m + H_m} \quad \text{et} \quad t = \frac{2\mathbf{h}_m}{\mathbf{h}_m E_m + H_m} \quad (1-8)$$

avec

$$\begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{h}_s \end{pmatrix} \quad (1-9)$$

$E_m$  et  $H_m$  sont les amplitudes des composantes électriques et magnétiques du champ dans le milieu incident et  $\mathbf{M}$  est la matrice produit rendant compte de l'empilement

$$\mathbf{M} = \prod_{i=1}^L \mathbf{M}_i \quad (1-10)$$

La matrice élémentaire  $\mathbf{M}_i$  de dimension  $2 \times 2$  représente la  $i^{\text{ème}}$  couche de l'empilement et s'exprime comme :

$$\mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} m_{11} & j m_{12} \\ j m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \mathbf{d}_i & \frac{j}{\mathbf{h}_i} \sin \mathbf{d}_i \\ j \mathbf{h}_i \sin \mathbf{d}_i & \cos \mathbf{d}_i \end{pmatrix} \quad (1-11)$$

où

$$\mathbf{d}_i = \frac{2\mathbf{p}}{l_0} (n_i d_i \cos \mathbf{q}_i) \quad (1-12)$$

La quantité  $n_i d_i \cos \mathbf{q}_i$  est l'épaisseur optique effective de la couche  $i$  attaquée sous un angle de réfraction  $\mathbf{q}_i$ . Le paramètre  $\mathbf{h}$  représente l'indice de réfraction effectif du milieu, du substrat ou de la couche, il est dépendant de la polarisation et défini par

$$\mathbf{h}_i = \begin{cases} \frac{n_i}{\cos \mathbf{q}_i} & \text{polarisation p ou TM} \\ n_i \cos \mathbf{q}_i & \text{polarisation s ou TE} \end{cases} \quad (1-13)$$

L'angle  $\mathbf{q}_i$  est relié à l'angle d'incidence  $\mathbf{q}_m$  par la loi de réfraction de Snell-Descartes

$$n_m \sin \mathbf{q}_m = n_i \sin \mathbf{q}_i \quad (1-14)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en intensité sont alors donnés par

$$\begin{cases} T = \frac{\mathbf{h}_s}{\mathbf{h}_m} |t|^2 \\ R = |r|^2 \end{cases} \quad (1-15)$$

avec des changements de phase à la transmission et la réflexion  $\mathbf{e}_T$  et  $\mathbf{e}_R$  données par :

$$\begin{cases} \mathbf{e}_T = \arg t \\ \mathbf{e}_R = \arg r \end{cases} \quad (1-16)$$

Dans le cas de matériaux totalement non-absorbants l'équation (1-15) vérifie la relation triviale  $T + R = 1$ . Pour des matériaux absorbants, *i.e.* des matériaux présentant des indices complexes, le formalisme ci-dessus reste valable et l'absorption totale de l'empilement  $A$  peut alors être calculée simplement par

$$A = 1 - R - T \quad (1-17)$$

### 1.2.2.b Cas particulier des structures périodiques

Dans le cas particulier où l'empilement multicouche est une structure périodique répétée  $N$  fois, il existe une formule simplificatrice au produit matriciel de l'équation (1-10). Considérons un miroir de Bragg possédant  $N$  paires de l'alternance de deux couches haut et bas indices  $\tilde{n}_H$  et  $\tilde{n}_L$ . Si  $\mathbf{M}_P$  est la matrice élémentaire de cette alternance, alors la matrice produit générale décrivant le miroir sera  $\mathbf{M} = (\mathbf{M}_P)^N$ . Comme  $\mathbf{M}_P$  est une matrice unitaire ce produit admet une forme simplifiée (Born & Wolf, 64) :

$$\mathbf{M} = (\mathbf{M}_P)^N = \begin{bmatrix} m_{11}U_{N-1}(a) - U_{N-2}(a) & m_{12}U_{N-1}(a) \\ m_{21}U_{N-1}(a) & m_{22}U_{N-1}(a) - U_{N-2}(a) \end{bmatrix} \quad (1-18)$$

où

$$\mathbf{M}_P = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad a = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}) \quad (1-19)$$

et avec

$$U_N(x) = \frac{\sin[(N+1)\arccos x]}{\sqrt{1-x^2}} \quad (1-20)$$

le polynôme de Chebyshev de seconde espèce d'ordre  $N$ .

Ce formalisme légèrement plus lourd permet des gains en terme de temps de calcul qui peuvent être très importants dans le cas de miroirs de Bragg à très grand nombre de paires de couches. Il a été programmé dans Mathematica® à la fois pour le calcul du pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg et des microcavités.

Si de plus les indices sont purement réels et que l'on considère l'empilement à sa longueur d'onde de conception pour laquelle les couches sont exactement quart d'onde, alors des formulations totalement analytiques du pouvoir réflecteur peuvent être dérivées car la matrice de l'alternance,  $\mathbf{M}_P$ , est dans ce cas diagonale. En reprenant les conventions de la Figure 1.4 on obtient alors (Born & Wolf, 64) :

$$R_{2N} = \left| \frac{\left(1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}\right)}{\left(1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}\right)} \right|^2 \quad \text{pour un nombre pair de couches } 2N \quad (1-21a)$$

$$R_{2N+1} = \left| \frac{\left(1 - \frac{n_L}{n_0} \frac{n_L}{n_S} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}\right)}{\left(1 + \frac{n_L}{n_0} \frac{n_L}{n_S} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}\right)} \right|^2 \quad \text{pour un nombre impair de couches } 2N+1 \quad (1-21b)$$

L'usage de ces formules simplifiées montre qu'il est avantageux d'avoir un contraste entre les indices  $n_L$  et  $n_H$  très important dans le miroir afin de minimiser le rapport  $n_L/n_H$ . Alors, plus le rapport sera contrasté, plus le pouvoir réflecteur tendra vers 1 rapidement lorsque l'on augmentera le nombre de couches. C'est exactement pour cette raison que les matériaux antimonium sont intéressants pour tous les composants mettant en jeu des miroirs de Bragg. Ce que nous allons vérifier dans le chapitre qui suit.

### 1.2.3 Indices de réfraction des semiconducteurs III-V

Nous ne voulons pas prétendre ici décrire de façon exhaustive le comportement des semiconducteurs III-V mais seulement exposer les règles et modèles qui nous ont servi journallement à la conception et à l'interprétation des performances de nos miroirs de Bragg. Pour une discussion plus approfondie de la mesure et de la modélisation des indices des semiconducteurs III-V, nous renvoyons le lecteur au mémoire de Thèse de P. Martin (Martin, 96).

La conception et l'optimisation des miroirs de Bragg nécessite la connaissance réaliste de la valeur absolue et de la dispersion des indices des alliages III-V, et ce jusqu'à des longueurs d'ondes proches de la longueur d'onde de coupure. Quoique simple et valide dans la zone de transparence, le modèle de Wemple et DiDomenico (Wemple, 71) basé sur un seul oscillateur équivalent n'a pas été jugé assez précis pour ce propos. Nous avons donc choisi de partir de la formulation plus élaborée proposée par Afromowitz (Afromowitz, 74) pour les matériaux

binaires et d'interpoler les paramètres fondamentaux du modèle pour les alliages ternaires et quaternaires.

En observant la variation en énergie de la polarisabilité réciproque  $1/\chi = 1/(n^2-1)$  des alliages GaAs et AlAs, Afromowitz remarqua que la droite donnée par le modèle de l'oscillateur équivalent s'éloigne notablement des valeurs expérimentales au voisinage immédiat de l'énergie de bande interdite. Afin de corriger cet écart, il choisit d'ajouter la contribution du bord d'absorption en utilisant la forme empirique suivante pour décrire la partie imaginaire de la fonction diélectrique :

$$\text{Im}[\mathbf{e}(E)] = \begin{cases} \mathbf{h}E^4 & \text{si } E_\Gamma \leq E \leq E_F \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (1-22)$$

où  $E_\Gamma$  est l'énergie de bande interdite et  $E_F$  une énergie fictive maximale d'absorption. En intégrant au premier ordre la transformation de Kramers-Krönig et en l'égalant au formalisme de l'oscillateur équivalent loin de  $E_\Gamma$  on définit ainsi l'ensemble des paramètres du modèle ( $\mathbf{h}$  et  $E_F$ ) et on obtient une formulation générale décrivant l'indice de réfraction dans la zone transparente :

$$n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} + E^2 \frac{E_d}{E_0^3} + \frac{\mathbf{h}}{\mathbf{p}} E^4 \cdot \ln \left( \frac{E_F^2 - E^2}{E_\Gamma^2 - E^2} \right) \quad (1-23)$$

avec 
$$\begin{cases} E_F^2 = 2E_0^2 - E_\Gamma^2 \\ \mathbf{h} = \frac{\mathbf{p}E_d}{2E_0^3(E_0^2 - E_\Gamma^2)} \end{cases}$$

où apparaissent les énergies moyenne  $E_0$  et de dispersion  $E_d$  du modèle de l'oscillateur équivalent mais aussi l'énergie de bande interdite directe  $E_\Gamma$ .

Pour calculer l'indice de réfraction des matériaux à base d'antimoine tels que GaAsSb, AlAsSb et AlGaAsSb, les paramètres  $E_0$ ,  $E_d$  et  $E_\Gamma$  intervenant dans le modèle sont estimés par interpolation parabolique (Loi de Vegard) entre les valeurs liées aux binaires connues de la littérature (Joullié, 98) pour l'indice des ternaires, puis entre les valeurs des ternaires pour l'indice du quaternaire. La table 1.1 rapporte ces valeurs pour les alliages intervenant dans la fabrication des miroirs de Bragg.

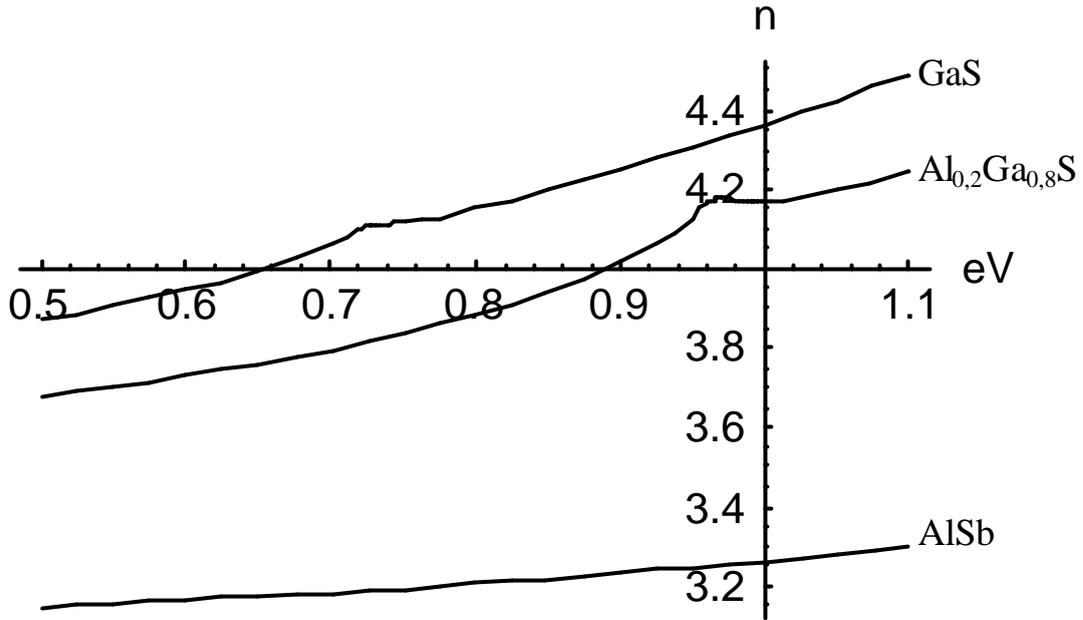
matériau	$x$ dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	$E_{\Gamma}(x)$ en eV	$E_{\theta}(x)$ en eV	$E_d(x)$ en eV
AlSb	1	2,28	3,17	27,5
AlGaSb	0,2	0,957	2,06	24,3
GaSb	0	0,725	1,89	24,5

**Table 1.1.** Paramètres du modèle d'Afromowitz pour les alliages antimoniures utilisés.

Malgré son formalisme plus évolué, le modèle d'Afromowitz n'est valable que dans la gamme d'énergie dans laquelle le matériau est transparent, typiquement pour les valeurs inférieures à l'énergie de bande interdite. Quoique théoriquement non valide dans cette région du spectre, le modèle peut être étendu de façon satisfaisante autour de  $E_{\Gamma}$ . Ceci a été réalisé conformément aux travaux de C. Tanguy (Tanguy, 95) en ajoutant une partie imaginaire  $j\mathbf{G}$  à l'énergie  $E$  avec  $\mathbf{G} = 10$  meV et en ne conservant que la partie réelle du résultat issu de l'Eq. (1-23). En pratique, ce terme dans le modèle de Tanguy fait intervenir des effets excitoniques au voisinage de l'énergie de bande interdite, qui permet d'éliminer la singularité apparaissant à  $E_{\Gamma}$  sur les courbes d'indice. Les courbes calculées dans ces conditions pour les trois matériaux GaSb,  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  et AlSb intervenant dans nos miroirs de Bragg sont représentées sur la figure 1.6.

Il apparaît clairement que ce système semiconducteur est effectivement intéressant pour réaliser des miroirs de Bragg puisque l'écart d'indice est important. Il faut noter qu'à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  le substrat est absorbant, mais cela ne sera pas gênant puisque l'intensité optique qu'il doit voir dans la structure finale sera extrêmement minimisée par le très haut pouvoir réflecteur du miroir.

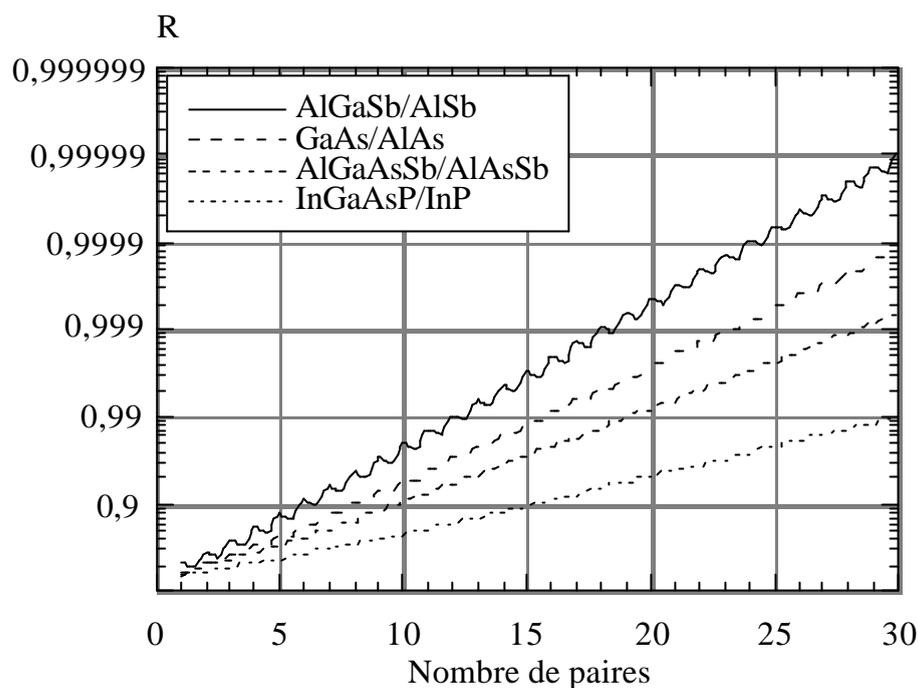
Afin de nous comparer aux autres systèmes semiconducteurs utilisables pour la réalisation de tels composants à  $1,55 \mu\text{m}$ , nous donnons les valeurs des indices de réfraction de ces différentes familles de semiconducteurs III-V en Table 1.2; la figure 1.7 donnant pour sa part le tracé du pouvoir réflecteur maximal attendu de tels miroirs de Bragg réalisés avec ces matériaux en fonction du nombre de paires.



**Figure 1.6.** Indice de réfraction de GaSb, AlSb et  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  d'après le modèle d'Afromowitz. Ce modèle n'étant valable que pour la région transparente il ne faut pas tenir compte des valeurs d'indice lorsque l'énergie est supérieure à l'énergie de bande interdite.

Substrat	GaAs	InP	InP	GaSb
$E_{\Gamma}$ (eV)	1,424	1,345	1,345	0,725
$\tilde{n}$ @1,55 $\mu\text{m}$	3,377	3,172	3,172	$\sim 4,15-j0,02$
Matériau haut indice	GaAs	$\text{In}_{0,66}\text{Ga}_{0,34}\text{As}_{0,74}\text{P}_{0,26}$	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,48}\text{Sb}_{0,52}$	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$
$E_{\Gamma}$ (eV)	1,424	0,885	1,04	0,957
$\tilde{n}$ @1,55 $\mu\text{m}$	3,377	3,437	3,534	3,873
Matériau bas indice	AlAs	InP	$\text{AlAs}_{0,56}\text{Sb}_{0,44}$	AlSb
$E_{\Gamma}$ (eV)	3,02	1,345	2,44	2,28
$\tilde{n}$ @1,55 $\mu\text{m}$	2,894	3,172	3,118	3,204

**Table 1.2.** Indices de réfraction et énergie de bande interdite directe  $E_{\Gamma}$  à  $T = 300\text{K}$  de différents systèmes semiconducteurs III-V utilisables pour des miroirs de Bragg fonctionnant à 1,55  $\mu\text{m}$ .



**Figure 1.7.** Pouvoir réflecteur maximal en fonction du nombre de paires de couches pour les systèmes dont les paramètres sont donnés Table 1.2.

L'avantage apporté par des matériaux à fort rapport d'indice  $n_H/n_L$  est évident sur ce graphe. Autant il paraît impossible d'obtenir un pouvoir réflecteur aussi haut que 99,9% avec le système InGaAsP/InP sur InP, autant ceci est très vite atteint avec les systèmes AlGaSb/AlSb sur GaSb et GaAs/AlAs sur GaAs et dans une moindre mesure avec le système AlGaAsSb/AlAsSb sur InP. Ceci confirme la difficulté de réalisation de lasers à cavité verticale à 1,55  $\mu\text{m}$  puisque soit les bons matériaux sont encore mal connus et peu employés (cas des antimonures), soit il faut combiner des épitaxies sur GaAs et InP par le collage/fusion de substrats différents (Babic, 97).

#### **1.2.4 Modèles d'indice et spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg**

L'application la plus élémentaire du formalisme matriciel du §1.2.2 est réalisée par le calcul de spectre du pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg en considérant l'indice de réfraction de chaque couche constant dans l'intervalle d'énergie étudié. Les valeurs d'indice à choisir sont alors logiquement celles correspondant à l'énergie centrale du miroir. Les figures 1.8 a et b

montrent respectivement le pouvoir réflecteur et la phase calculés pour un miroir centré à 0,8 eV ( $\equiv 1,55 \mu\text{m}$ ) et constitué de 20 alternances quart d'onde  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}/\text{AlSb}$ .

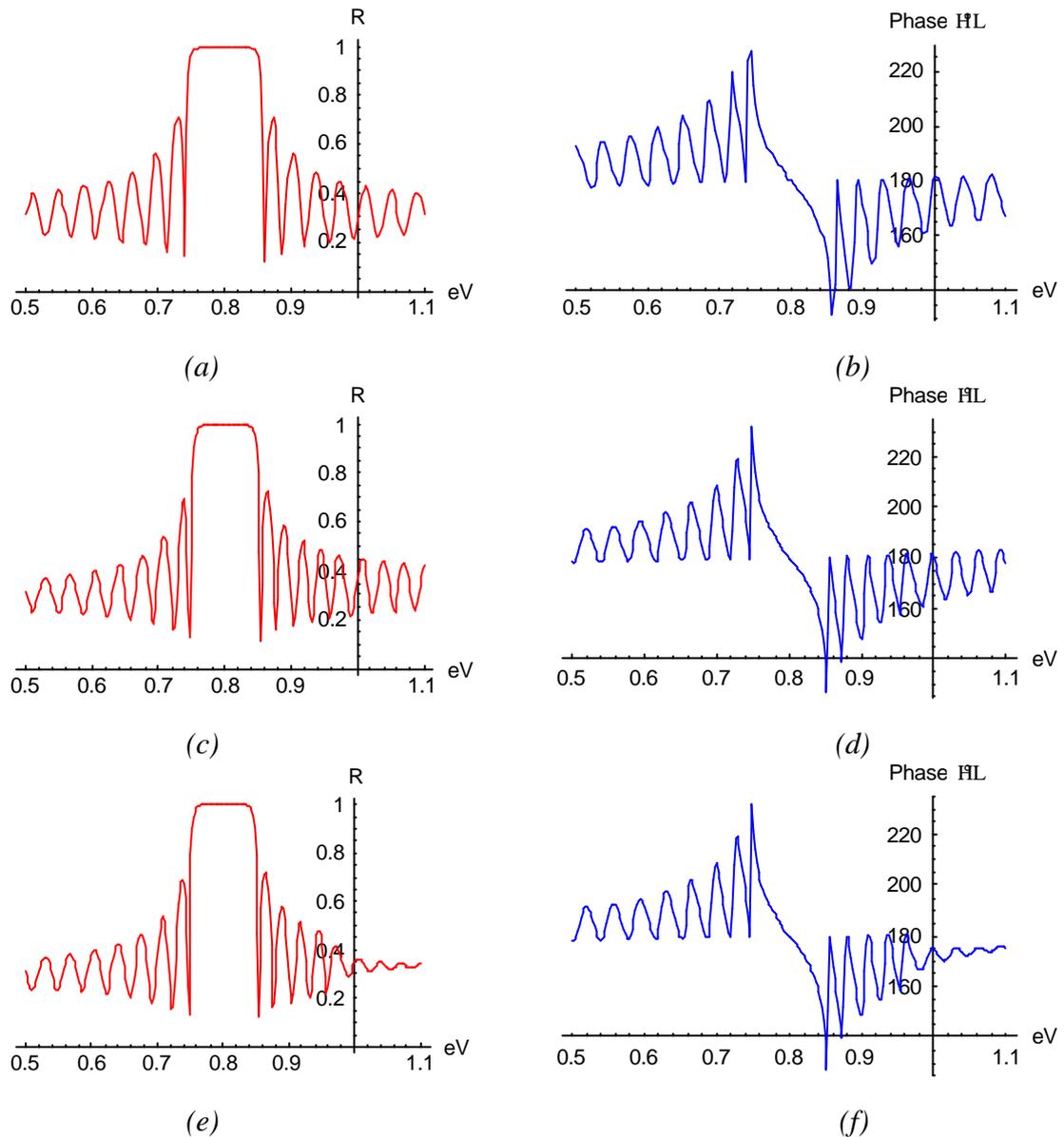
On remarque alors que les oscillations de part et d'autre de la zone réfléchissante (« Stopband » en anglais) sont périodiques et qu'elles sont strictement symétriques, le point central de la « stopband »,  $E_C$ , qui constitue le point de plus haut pouvoir réflecteur étant le point de symétrie du spectre. La phase reste linéaire autour de  $180^\circ$  de part et d'autre de  $E_C$  et devient perturbée en s'approchant des bords de la bande réfléchissante. Autour de  $E_C$  on peut interpréter ce changement de phase de la façon suivante : si  $F < \pi$ , le noeud de champ électrique se produit dans l'air, proche de la première couche du miroir, et si  $F > \pi$  ce noeud de champ électrique pénètre dans le miroir. Pour une cavité placée entre deux tels miroirs ce phénomène peut allonger ou rétrécir artificiellement la longueur optique de la cavité si celle-ci n'est pas résonante à  $E_C$  exactement.

Dans le cadre de cette approximation des indices de réfraction constants sur la gamme d'énergie considérée, il existe une formule analytique simple donnant la largeur de la « stopband » lorsque le nombre de paires de couches tend vers l'infini (Macleod, 86) :

$$\frac{\Delta E}{E_C} = \frac{4}{p} \arcsin \left( \frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right) \quad (1-24)$$

Dans l'exemple de la figure 1.8a, cette formule donne  $\Delta E/E_C = 12\%$ , en bon accord avec la valeur de 14,8% déduite sur la figure entre les deux premiers minima autour de  $E_C$ . De toute évidence les matériaux à très fort rapport  $n_H/n_L$  montrent ici de nouveau leur avantage puisque le centrage du miroir sera par conséquent d'autant moins critique que ce rapport sera grand.

Les figures 1.8 c et d ont été tracées en faisant intervenir dans le calcul la dispersion de l'indice des matériaux avec l'énergie. Cette configuration se rapproche de la réalité et doit être mise en oeuvre dès que comme ici  $E_C$  est proche de l'énergie de bande interdite de l'un des matériaux (ici AlGaSb). Comme illustré figure 1.6, l'indice augmente fortement pour des énergies proches de  $E_T$ . Dans cette région l'approximation de l'indice constant n'est donc plus valable pour le matériau de fort indice bien que cela reste correct au premier ordre pour celui de faible indice. La différence majeure entre les spectres avec et



**Figure 1.8.** Spectres calculés du pouvoir réflecteur et de la différence de phase subie par l'onde incidente sur un miroir de Bragg centré à 0,8 eV de 20 paires  $Al_{0,2}Ga_{0,8}Sb/AlSb$  sur substrat GaSb. Dans un premier cas (*a* et *b*) l'indice des matériaux est constant. Les courbes (*c*) et (*d*) tiennent compte de la dispersion des indices. Dans le calcul de (*e*) et (*f*) nous avons ajouté une partie imaginaire représentant l'absorption optique au dessus de l'énergie de bande interdite.

sans dispersion de l'indice (Figures 1.8 *a* et *c*) est donc une diminution de la largeur de la « stopband » dans le cas du calcul incluant la dispersion. Dans une moindre mesure on observera aussi que les enveloppes des oscillations diffèrent en accord avec l'évolution des indices de part et d'autre de  $E_C$ .

Un raffinement d'ordre plus élevé peut-être introduit dans les calculs en prenant en compte l'absorption au-delà de  $E_{\Gamma}$ . Dans l'approximation des bandes d'énergie paraboliques autour de point central  $\Gamma$  de la zone de Brillouin et si l'on considère uniquement les transitions directes (en ce même point  $\Gamma$ ), l'absorption est alors donnée par (Bennett, 90) :

$$\begin{cases} \mathbf{a}(E) = \sqrt{\frac{\hbar}{e}} \frac{C}{E} \sqrt{E - E_{\Gamma}} & \text{si } E \geq E_{\Gamma} \\ \mathbf{a}(E) = 0 & \text{si } E < E_{\Gamma} \end{cases} \quad (1-25)$$

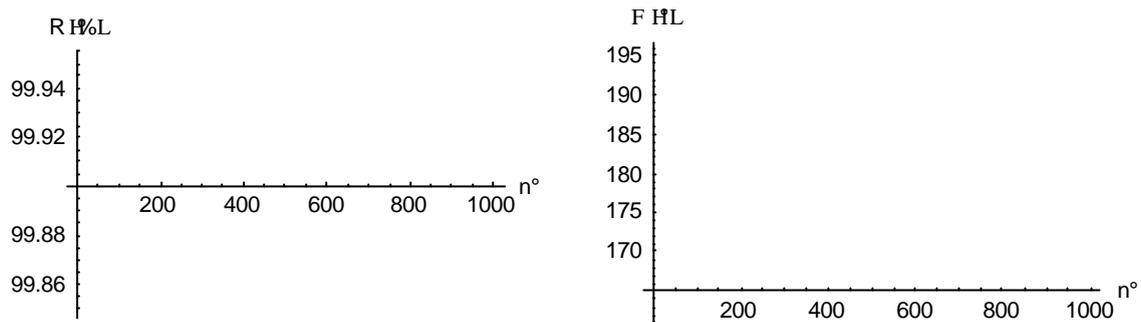
où  $E$  est l'énergie des photons,  $E_{\Gamma}$  l'énergie de bande interdite et  $C$  une constante dépendante du matériau. Cette constante a été déterminée pour 5 semiconducteurs III-V différents (Bennett, 87) et nous l'avons estimée pour les ternaires et les quaternaires qui nous préoccupent en bâtissant une interpolation linéaire de ces valeurs en fonction de l'énergie de bande interdite directe (Chusseau, 96). Dans le cas présent et pour le matériau de plus petit  $E_{\Gamma}$ , *i.e.*  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$ , nous obtenons  $C = 1,93 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1/2}$  et en déduisons la partie imaginaire de l'indice par  $\bar{n}_{\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}} = \frac{\mathbf{a}l}{4p}$ . Ce terme imaginaire a été introduit dans l'expression de l'indice pour calculer le spectre de pouvoir réflecteur du miroir, la partie réelle de l'indice rendant compte de la dispersion comme précédemment. Les courbes du pouvoir réflecteur et de la phase sont données sur les figures 1.8 *e* et *f*. L'effet lié à l'absorption est une nette atténuation des oscillations aux énergies plus grandes que  $E_{\Gamma} = 0,957 \text{ eV}$ . Au vu de l'effet considérable de l'absorption sur l'amplitude des oscillations secondaires du pouvoir réflecteur du miroir, il est sage lors de la conception d'un miroir de maintenir  $E_{\Gamma}$  nettement en dehors de la «stopband». En pratique on peut toutefois imaginer limiter l'influence de cette absorption en saturant les états du bas de la bande de conduction par un dopage N prononcé, ce qui décale alors le front d'absorption. Nous avons testé cette hypothèse avec un miroir 11,5 paires GaAsSb/AlAsSb sur InP et pu ainsi obtenir un pouvoir réflecteur de 94% à 1,5  $\mu\text{m}$ , soit déjà dans l'absorption de GaAsSb (Genty, 1997). Ceci toutefois apporte des pertes optiques par porteurs libres néfastes à l'obtention de pouvoir réflecteur très élevés qui ont été estimées telles que notre performance ne peut être améliorée par l'augmentation du nombre de paires dans le miroir.

### ***1.2.5 Autres effets agissant sur le spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg***

Au-delà de la modélisation d'indice proposée précédemment de nombreux effets perturbateurs peuvent agir sur le spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg. Au cours de la fabrication, les paramètres des matériaux composant les miroirs de Bragg tels que l'épaisseur des couches et leurs compositions (et incidemment leurs indices) peuvent subir de légères variations. De même les matériaux réalisés par EJM ne sont pas toujours parfaits induisant ainsi des pertes optiques inattendues dans un modèle simple d'un cristal à bande parabolique. De plus la finalité composant des miroirs nécessite le dopage des miroirs qui de toute façon induit une densité de porteurs libres susceptibles de réagir au champ optique. Le calcul de conception du miroir ne peut intégrer tous les phénomènes sans atteindre un trop grand degré de complexité mais on peut cependant les estimer séparément.

#### **1.2.5.a Fluctuations d'épaisseurs**

La fabrication de miroirs quart d'onde à haut pouvoir réflecteur nécessite dans la plupart des cas un grand nombre de couches déposées, ceci induisant un temps de réalisation important propice à des variations multiples des réglages initiaux. Il est en effet rare que la vitesse de croissance et/ou la température et/ou tout autre paramètre intervenant dans la fabrication soit strictement conservée à une valeur constante sur la totalité du temps de réalisation (plusieurs heures). Ces variations aléatoires de la vitesse de croissance (*i.e.* l'épaisseur des couches) et la composition des matériaux (*i.e.* l'indice) ont des effets néfastes sur le pic de pouvoir réflecteur du miroir et modifient les propriétés de la phase (Weber, 90, Law, 93). Au premier ordre, nous avons évalué l'effet de ces fluctuations en calculant un grand nombre de fois le pouvoir réflecteur complexe du miroir de la Figure 1.8a en incluant une erreur aléatoire de  $\pm 10\%$  sur l'épaisseur de chacune des couches de la structure. Le résultat est donné sur la Figure 1.9.



**Figure 1.9.** Influence d'une fluctuation aléatoire d'épaisseur de  $\pm 10\%$  sur le pouvoir réflecteur (à gauche) et le déphasage à la réflexion (à droite) du miroir de Bragg de la Figure 1.8a. Les abscisses correspondent au numéro de l'essai.

Alors que la structure idéale doit présenter un pouvoir réflecteur de 99,956%, la moyenne des 1000 essais donnés Figure 1.9 est de 99,938% avec un écart quadratique moyen de 0,013% et des valeurs minimales et maximales de pouvoir réflecteur obtenues dans ce calcul de respectivement 99,838% et 99,952%. Parallèlement la phase moyenne est  $179,9^\circ$  avec un écart quadratique moyen de  $5,1^\circ$  et des valeurs minimale et maximale de  $161,6^\circ$  et  $195,8^\circ$ . L'enseignement que l'on en tire est qu'une erreur aléatoire sur les épaisseurs n'est pas vraiment pénalisante en terme de pouvoir réflecteur, l'écart de phase quoique modéré pouvant engendrer des modifications sensibles de la longueur effective de la cavité. Le cas d'une dérive constante des épaisseurs n'a pas été traité ici car il nous est impossible d'évaluer l'amplitude que l'on pourrait lui attribuer et sa cause au vu de notre connaissance de notre machine de EJM. Un essai *a priori* nous fait toutefois craindre qu'une telle dérive serait beaucoup plus dommageable. En effet avec la même amplitude d'erreur de  $\pm 10\%$  sur les épaisseurs mais sous forme de dérive linéaire, le pouvoir réflecteur du miroir précédent tombe à 99,54% associé à une phase de  $208,4^\circ$  soit des valeurs nettement plus éloignées des valeurs nominales que dans les pires cas précédents.

### 1.2.5.b Température

Durant le fonctionnement du laser, le stockage d'énergie dans la cavité et dans les miroirs modifie localement la température et *de facto* l'indice de réfraction de ces zones. Ces effets thermiques ont été étudiés par plusieurs auteurs (Dudley, 92, Piprek, 94).

Un rapide calcul permet de situer l'ordre de grandeur de l'écart subi par la longueur d'onde centrale du miroir. Si  $d$  est l'épaisseur d'une couche miroir et  $I_c$  la longueur d'onde centrale du miroir, une variation de température agit sur la longueur d'onde centrale comme :

$$\frac{dI_c}{dT} = 4d \frac{dn}{dT} \quad (1-26)$$

L'épaisseur des couches  $d = \frac{I_c}{4n}$  est toujours autour de 1000 Å pour des miroirs centrés à

1,55 µm, si on suppose de plus que la variation de l'indice est linéaire avec la température et vaut environ  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  (Martin, 1996), alors

$$\Delta I_c (\text{en } \text{Å}) = \frac{dI_c}{dT} \Delta T \approx \Delta T \quad (1-27)$$

Au premier ordre, l'écart produit par une variation de température de 1 K sur  $I_c$  sera donc de 1 Å, ce qui correspond en fait à une variation infime pour les performances du miroir.

### 1.2.5.c Absorption dans la zone de transparence

Plusieurs effets physiques peuvent être invoqués pour justifier d'une absorption des semiconducteurs dans la zone de transparence. Au premier rang de ceux-ci on doit placer le dopage qui induit des pertes par l'absorption due aux porteurs libres (Amirtharaj, 1995). Un moyen simple de la prendre en compte consiste à rajouter une contribution porteurs libres  $\epsilon_{fc}$  à la fonction diélectrique suivant l'approximation de Drude :

$$\epsilon_{fc}(\omega) = -\frac{\omega_p^2 \epsilon_\infty}{\omega \left( \omega + \frac{j}{t} \right)} \quad (1-28)$$

où  $\omega_p^2 = \frac{4pNe^2}{m^* \epsilon_\infty}$ , est le carré de la fréquence plasma des électrons libres avec  $m^*$  la masse

effective des électrons,  $\epsilon_\infty$  est la limite quand  $\omega \rightarrow \infty$  de la fonction diélectrique

( $\epsilon_\infty = E_d/E_0 + 1$  dans le modèle d'Fromowitz) et  $t$  est le temps moyen entre les collisions électrons-électrons ou temps de relaxation intrabande dont une valeur typique est  $t = 100$  fs. Il faut toutefois noter ici que l'effet premier du dopage sur le spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg n'est pas forcément l'absorption par les porteurs libres : en effet la présence d'électrons dans la bande de conduction (ou de trous dans la bande de valence) écrante l'absorption bande à bande (« bandfilling ») et réagit ainsi sur la partie réelle de l'indice de réfraction à travers Kramers-Krönig. En conséquence l'indice réel est diminué modifiant par là même le centrage du miroir. Des calculs plus poussés mettront en jeu aussi les effets de renormalisation de l'énergie de bande interdite (« bandgap shrinkage ») qui sont du second ordre dans la plupart des cas pour évaluer ces modifications d'indices dues au dopage (Bennett, 90, Chusseau, 96). Nous n'entrerons pas ici dans de telles considérations et nous retiendrons seulement que tous ces effets sont d'autant plus prononcés que la longueur d'onde d'intérêt pour le miroir est proche de  $E_\Gamma$ .

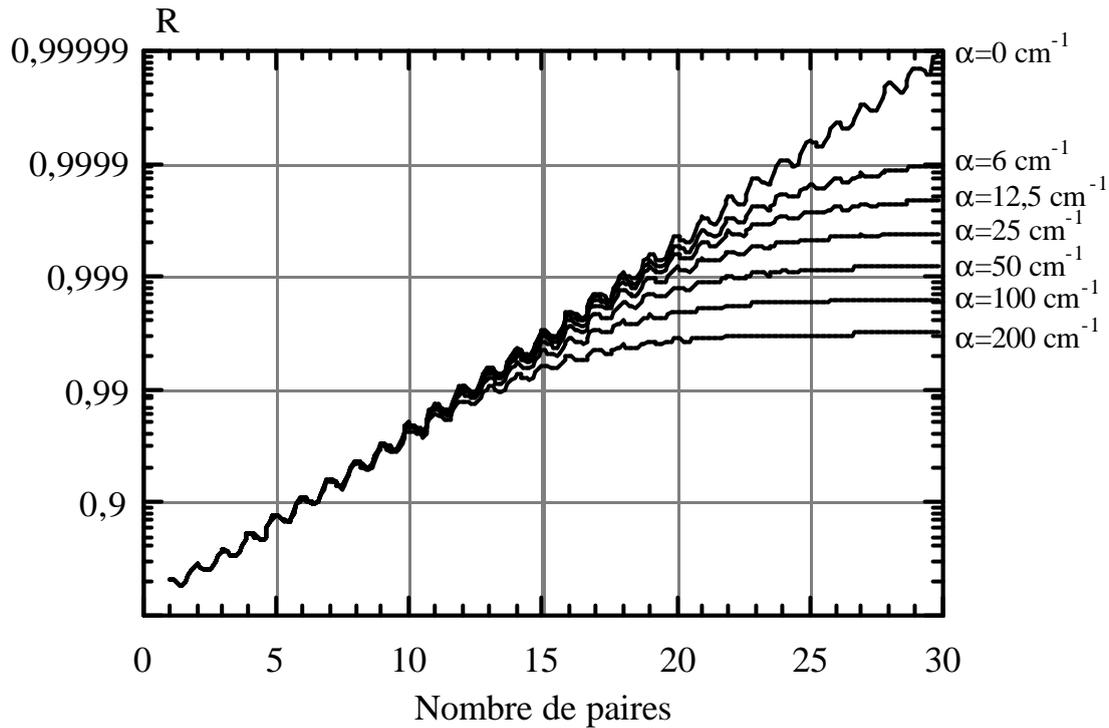
Dans un cristal idéal non dopé, les transitions électroniques commencent à l'énergie de bande interdite du matériau. En toute rigueur pour un tel cristal aucune absorption n'est possible en deçà de  $E_\Gamma$ . Malgré tout les matériaux réalisés en pratique ne sont jamais idéaux et ce quelle que soit la technique de croissance employée. Les spectres d'absorption montrent généralement une « queue » plus ou moins étendue vers les basses énergies. Le modèle phénoménologique d'Urbach (Urbach, 53) s'applique alors généralement avec succès en formalisant cette absorption sous une forme exponentielle :

$$\mathbf{a}(E) = A \exp \left[ \mathbf{s} \frac{(E - E_\Gamma)}{k_B T} \right] \quad (1-29)$$

où  $A$  et  $\mathbf{s}$  sont des constantes liées au matériau,  $k_B$  est la constante de Boltzmann, et  $T$  est la température absolue. Par exemple pour l'InP les paramètres sont  $A = 8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mathbf{s} = 1,35$  et  $E_G = 1,345 \text{ eV}$ . Une explication de cette queue d'absorption a été donnée très tôt comme correspondant en fait à un effet Franz-Keldysh causé par des champs électriques internes au matériau (Redfield, 63). Par la suite un modèle plus général a fait intervenir l'ionisation des excitons par les champs électriques internes (Dow, 72). Ces champs internes proviennent des impuretés, des phonons et des défauts présents dans le matériau. Ainsi, l'absorption optique

sous l'énergie de bande interdite peut être atténuée en améliorant la qualité cristalline, en particulier au niveau de la croissance du matériau. La répercussion de la queue d'absorption d'Urbach sur la zone de haut pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg peut être critique si l'absorption s'étend assez loin vers les basses énergies et s'approche de  $I_c$ .

La Figure 1.10 illustre le phénomène de limitation du pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg apporté par une absorption. Dans ce calcul nous ne faisons aucune hypothèse sur l'origine physique de cette absorption (Porteurs libres, queue d'Urbach, ...), nous contentant ici seulement de quantifier la perte en terme de pouvoir réflecteur. Bien qu'il existe d'autres phénomènes limitatifs au pouvoir réflecteur du miroir tel par exemple la diffraction qui apparaît fatalement à une certaine épaisseur pour les grandes structures (Babic, 92), on voit nettement sur cette figure combien peut être pénalisante une perte optique même faible dans l'un des deux matériaux. De fait nous estimons que ceci constitue notre limite première en terme de pouvoir réflecteur puisque les matériaux à base de GaSb sont connus pour leur lacune en antimoine qui génère à la fois un dopage résiduel apte à générer des pertes par porteurs libres au moins de  $10 \text{ cm}^{-1}$ , et parce que les lacunes constituent des défauts de structures susceptibles d'induire une absorption résiduelle de type Urbach au moins du même ordre de grandeur. En pratique cela explique notre choix de  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  dont l'énergie de bande interdite  $I_{\Gamma} \sim 1,3 \text{ } \mu\text{m}$  est assez éloignée de  $1,55 \text{ } \mu\text{m}$  pour tenter de s'affranchir, au moins en partie, de ces pertes optiques.

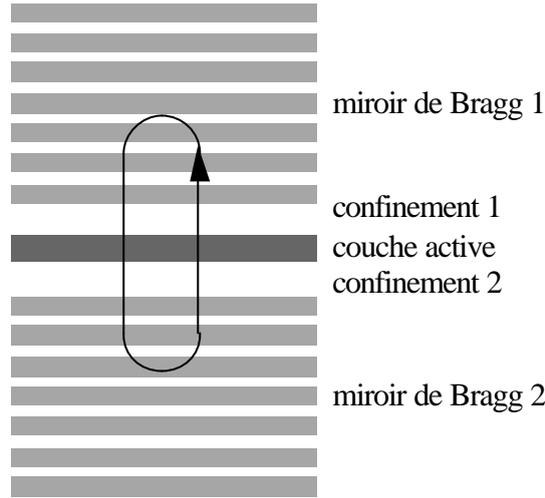


**Figure 1.10.** Pouvoir réflecteur d'un miroir  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}/\text{AlSb}$  en fonction des pertes optiques résiduelles dans  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  et du nombre de paires de couches quart d'onde.

### ***1.3 Confinement axial du champ E et longueur optique de la cavité d'un laser à cavité verticale***

Une vue schématique d'un laser à cavité verticale est représentée sur la Figure 1.11. La cavité résonante optique a une longueur optique ( $nd$ ) de  $1$  à  $3l$  et est entourée de deux miroirs quart d'onde possédant des pouvoirs réflecteurs élevés. En pratique la structure interne de la cavité met en jeu des couches de confinement qui permettent d'ajuster la longueur de la cavité entre les miroirs et de centrer la couche active à l'endroit où le champ électromagnétique dans la cavité est maximum.

Nous allons décrire ici les bases de la conception d'un laser à cavité verticale, en particulier en ce qui concerne le confinement du champ électrique dans la cavité.

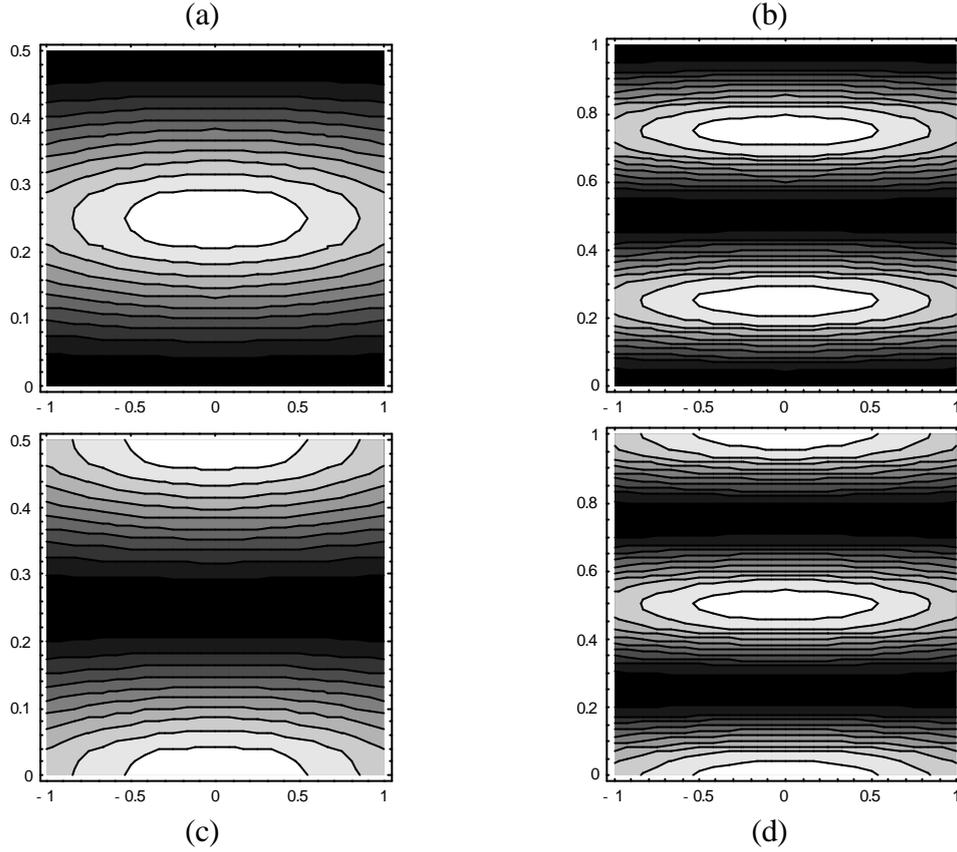


**Figure 1.11.** Structure axiale d'un VCSEL.

Dans la direction de croissance, un VCSEL combine donc à la fois la condition de résonance de cavité de l'Eq. (1-6) et les pouvoirs réflecteurs des miroirs évalués au § précédent. En conséquence on peut évaluer la longueur optique de la cavité,  $l_{eff}$ , simplement par

$$l_{eff} = I_0 \left( \frac{p}{2} + \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{4p} \right), \text{ avec } p \in N \quad (1-30)$$

Les longueurs optiques de cavité résonante que l'on doit considérer sont donc discrètes et régulièrement espacées de  $I_0/2$ . En pratique nous devons toutefois distinguer le cas où la couche active a un indice de réfraction  $n_C$  plus faible que celui du premier matériau de miroir rencontré  $n_C < n_H$  (cas où  $\Phi_1 = \pi$ ) de celui où  $n_C$  est plus grand que le premier matériau de miroir rencontré  $n_C > n_L$  (cas où  $\Phi_1 = 0$ ). Dans ces deux cas et pour les deux premières longueurs de cavité, nous avons représenté en Figure 1.12 l'allure de l'intensité optique dans la cavité. Bien que ces quatre cas possibles soient tous résonants pour le champ électromagnétique, il apparaît immédiatement dans l'objectif d'un composant qui nécessitera le couplage entre le champ optique et le milieu de gain que l'on devra immanquablement insérer dans la cavité (par exemple des puits quantiques), les deux configurations (a) et (d) sont les plus intéressantes car elles présentent un maximum au centre de la structure qui est un endroit privilégié pour positionner les puits quantiques, alors que les configurations (b) et (c) présentent un minimum d'intensité en ce point.



**Figure 1.12.** Représentation de l'intensité optique dans une cavité en fonction de l'épaisseur optique  $l_{eff}$  de celle-ci et du déphasage  $\Phi$  sur les miroirs. L'émission (donc l'axe de la cavité) où supposée verticale et  $l_{eff}$  est mesurée en épaisseur optique normalisée à  $I_0$ . L'axe horizontal figure la dimension latérale de la structure en unité normalisée, le champ dans cette dimension étant pondéré par une gaussienne. (a) Cavité  $I_0/2$ ;  $\Phi = \pi$ , (b) Cavité  $I_0$ ;  $\Phi = \pi$ , (c) Cavité  $I_0/2$ ;  $\Phi = 0$ , (d) Cavité  $I_0$ ;  $\Phi = 0$ .

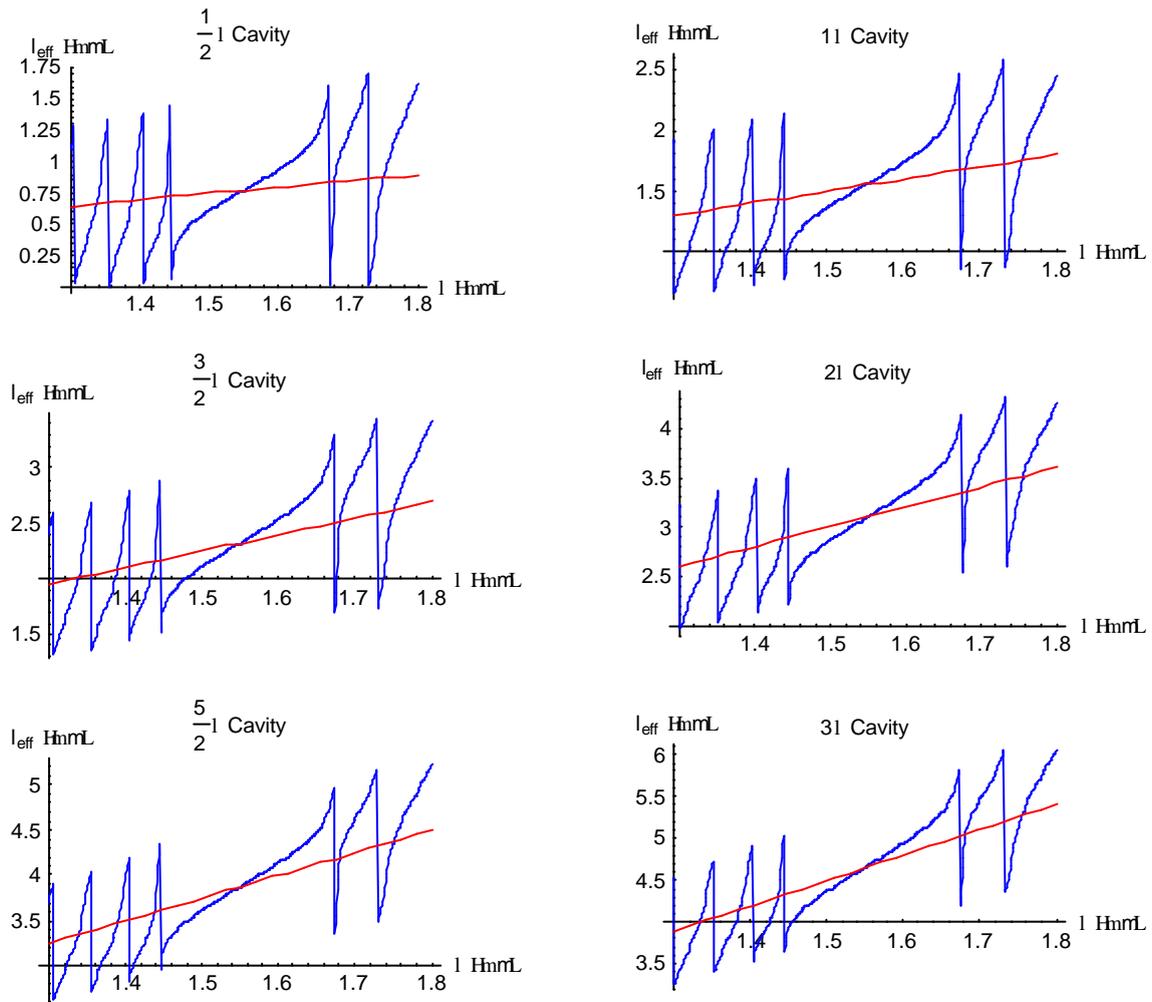
En conséquence suivant le cas pratique imposé par les matériaux mis en jeu, la longueur optique minimale de la cavité que l'on pourra réaliser est soit  $I_0/2$  si  $n_C < n_H$  soit  $I_0$  si  $n_C > n_L$ . À ces épaisseurs il est toujours possible d'ajouter une longueur optique  $qI_0$  avec  $q$  entier afin d'obtenir une cavité résonante harmonique d'un ordre plus élevé.

Pour les matériaux de miroir nous concernant *i.e.*  $Al_{0,2}Ga_{0,8}Sb$  et  $AlSb$ , et si on envisage une cavité réalisée en majorité avec un matériau de confinement qui serait  $Al_{0,5}Ga_{0,5}As_{0,04}Sb_{0,96}$ , le meilleur choix sera soit  $l_{eff} = qI_0$  avec des miroirs ayant un nombre entier de paires  $Al_{0,2}Ga_{0,8}Sb/AlSb$  soit  $l_{eff} = I_0/2 + qI_0$  avec des miroirs ayant un nombre demi-entier de

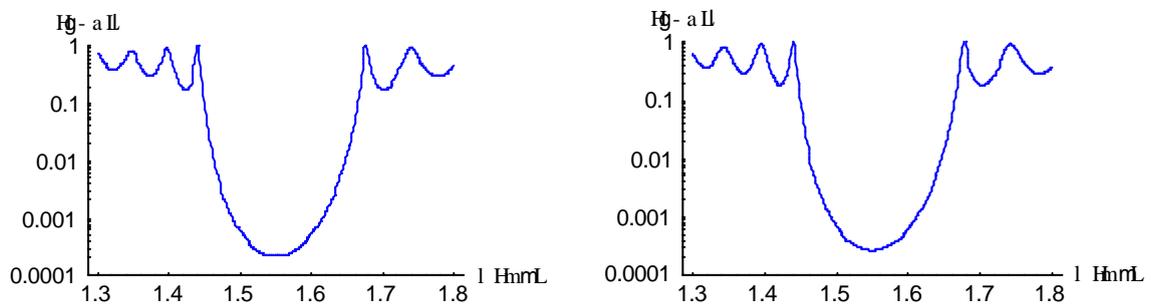
paires *i.e.* ayant une couche de  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  de plus que de  $\text{AlSb}$ . Ceci permet d'avoir  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$  comme dernier matériau épitaxié et non  $\text{AlSb}$  qui s'oxyderait beaucoup trop vite. Avec ces considérations et pour les premières longueurs de cavité possibles, nous avons tracé sur la Figure 1.13 la longueur optique effective donnée par l'Equation (1-30) en utilisant les déphasages de miroirs calculés par la méthode matricielle. La comparaison de ces tracés avec ceux des simples droites  $l_{\text{eff}} = qL_0$  et  $l_{\text{eff}} = L_0/2 + qL_0$  montre de façon claire que l'influence du déphasage des miroirs est importante dès que l'on s'écarte du centre symétrie de la « stopband » là seulement où  $\Phi_1$  a l'une des valeurs particulière  $\pi$  ou 0. Il faut toutefois noter que ce déphasage apporté par les miroirs est plutôt bénéfique dans le sens où, dans la « stopband », la pente  $dl_{\text{eff}}/dL$  est accrue par la prise en compte des déphasages rendant ainsi le désaccord moins sensible à une fluctuation d'épaisseur lors de la réalisation de la cavité.

Étant donné une couche active émettant à la longueur d'onde désirée, la tâche la plus délicate pour réaliser un VCSEL sera donc d'ajuster le mode de la cavité sur cette longueur d'onde. Idéalement, le mode de la cavité devra être localisé au centre de la « stopband » des miroirs comme le montre la Figure 1.14, duale de la Figure 1.13 et qui représente le gain net,  $(g - a)d$ , issu de la condition d'oscillation de l'Equation (1-6). En effet dès que l'on s'écarte de la longueur d'onde centrale du miroir, le gain net nécessaire à l'oscillation tend à augmenter imposant ainsi un seuil plus élevé à la structure.

Au vu de ces calculs un léger désaccord entre miroirs et cavité semble acceptable au détriment des performances du composant. Ceci doit cependant être attribué en partie au fort rapport  $n_H/n_L$  que nous pouvons réaliser avec les antimoniures. En pratique toutefois, l'ajustement du mode de la cavité reposera sur la précision de la croissance qui sera décrite au Chapitre suivant.



**Figure 1.13.** Longueur optique effective de la cavité,  $l_{eff}$ , résonante à la longueur d'onde  $l$  en utilisant la phase à la réflexion de deux miroirs  $Al_{0,2}Ga_{0,8}Sb/AlSb$  de 20,5 paires (cavités  $l_0/2$ ,  $3l_0/2$  &  $5l_0/2$ ) et de 20 paires (cavités  $l_0$ ,  $2l_0$  &  $3l_0$ ). Les droites figurent les approximations linéaires  $l_{eff} = ql_0$  et  $l_{eff} = l_0/2 + ql_0$ .



**Figure 1.14.** Gains nets nécessaires pour obtenir l'oscillation de la cavité en fonction de la longueur d'onde. À gauche  $l_{eff} = l_0/2$ ,  $3l_0/2$  &  $5l_0/2$ , à droite  $l_{eff} = l_0$ ,  $2l_0$  &  $3l_0$ .



## Chapitre 2

# L'ÉPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES ET LES CARACTERISATIONS ASSOCIEES

L'épitaxie (du grec *epi*, sur et *taksis*, arrangement) est un phénomène d'orientation mutuelle de cristaux de substances différentes, dû à l'arrangement des atomes sur leur face commune. L'épitaxie par jets moléculaires (EJM, en anglais *Molecular Beam Epitaxy* ou *MBE*) permet de déposer des couches cristallines, de semiconducteurs, métaux ou encore d'isolants. Elle se pratique dans une atmosphère d'ultravide en cristallisant les matériaux via des réactions entre les flux d'atomes des différents constituants et la surface du substrat maintenu à une température élevée.

Les premiers à avoir réalisé par cette technique des couches de GaAs avec succès ont été Cho et Arthur en 1968 (Arthur, 68). Dans les années 1970, l'utilisation de cette technique s'est largement développée parce qu'elle permettait de fabriquer des puits quantiques à base de semiconducteurs (Esaki, 70, Dingle, 74), ce qui demeurait impossible en épitaxie en phase liquide (EPL). Le premier laser à double hétérostructure GaAs/AlGaAs/GaAs fabriqué par EJM fut l'oeuvre de Cho et Casey en 1974 (Casey, 78), mais il n'atteignait pas encore les performances des lasers réalisés par EPL. Cependant l'EJM présente l'avantage d'avoir une vitesse de croissance de l'ordre de quelques Å/s (1 monocouche atomique/s), ce qui permit à Esaki et Chang de travailler dès 1973 sur les premières structures à puits quantiques sur substrat de GaAs (Chang, 73).

Avec l'apparition de composants comme le laser à puits quantiques ou les transistors à hétérojonctions, l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) n'a eu cesse de faire progresser les

travaux de recherches en optoélectronique et en microondes. Plus tard l'EJM a largement participé à l'établissement des télécommunications par fibre optique grâce à l'élaboration de lasers InP/InGaAsP émettant dans l'infrarouge (Panish, 85). L'épitaxie sur substrat GaSb qui nous intéresse plus particulièrement, a pour sa part ouvert les portes vers le lointain infrarouge (2-5  $\mu\text{m}$ ) (Choi, 91).

De nouveaux composants optoélectroniques tels que les lasers à cavité verticale (Soda, 79) et les lasers à cascade (Faist, 94), qui nécessitent un grand nombre de couches minces strictement identiques, ont été initialement réalisées à l'aide de cette même technique. Les améliorations des nombreuses sources atomiques ont été propices à l'épitaxie de nouveaux matériaux. L'épitaxie du GaN a permis il y a peu à Nakamura de fabriquer le premier laser bleu (Nakamura, 91). L'EJM a subi au cours de ces années des évolutions qui ont abouti à une variété d'autres techniques de croissance : l'épitaxie à l'aide de sources gazeuses (*GSMBE*) (Morris, 73), ou de métallo-organiques (*MOMBE ou CBE*) (Tsang, 86); .. *etc.* Un projet ambitieux de la NASA a été d'envoyer une EJM dans l'espace, semble-t-il sans succès notable, excepté les images (<http://www.svec.uh.edu/>).

## **2.1 Principes de base, conditions d'ultravide**

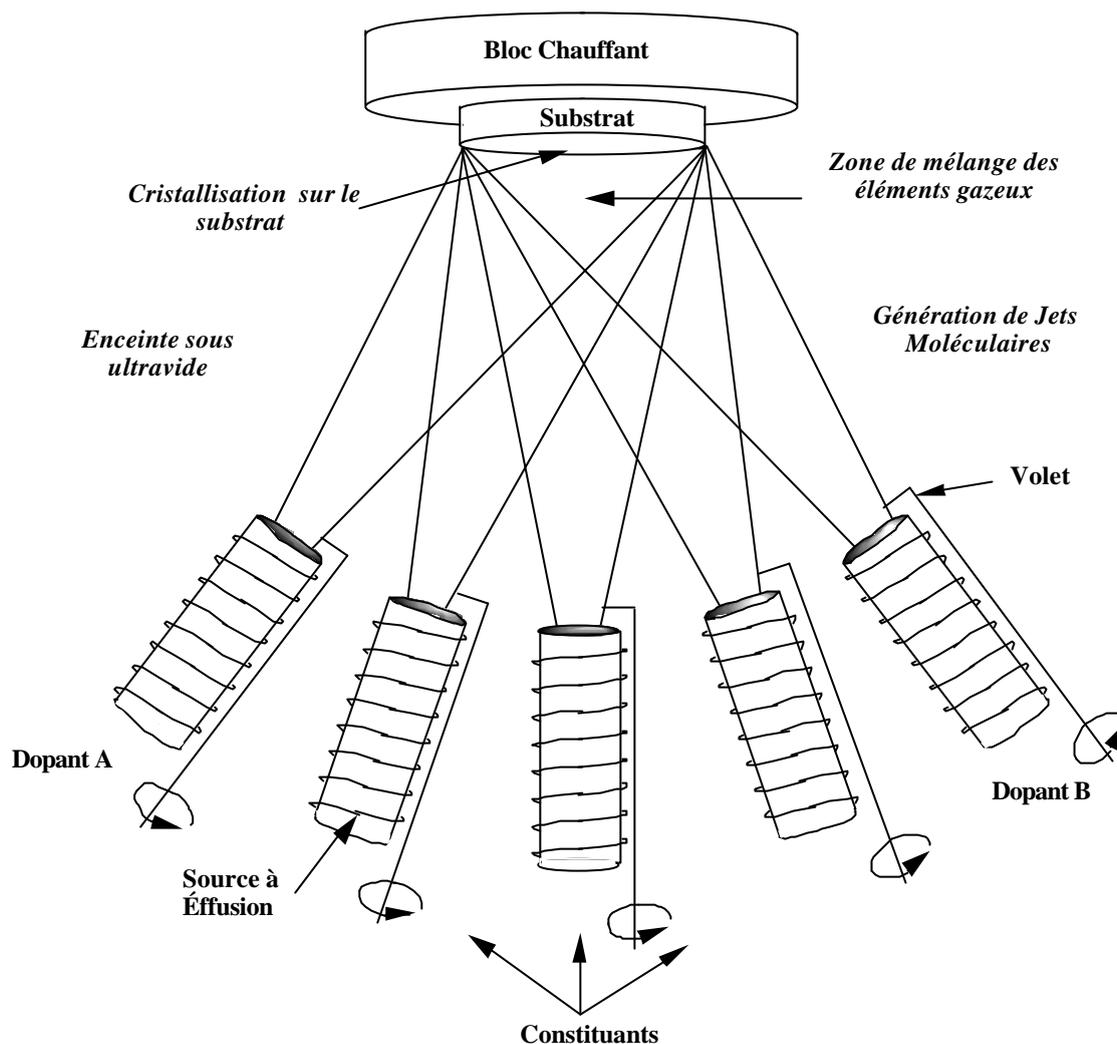
L'idée première de l'épitaxie est de transporter les différents constituants contenus dans des sources à effusion (cellules de Knüdsen) vers un substrat porté à une certaine température. Les constituants vaporisés ne pourront atteindre le substrat sans encombre que s'ils sont transférés à travers un milieu ultravide. Il est donc important dans un premier temps de bien distinguer les différents niveaux de vide, afin d'établir les conditions requises pour réaliser une épitaxie.

On utilise le terme de vide poussé (*high vacuum*) pour des pressions allant de  $10^{-3}$  à  $10^{-9}$  torr, puis le terme d'ultravide (*UHV*) pour des pressions inférieures à  $10^{-9}$  torr. À noter que le meilleur vide atteint à ce jour est de  $10^{-14}$  torr.

La nature des flux d'atomes ou de molécules se dirigeant vers le substrat doit être préservée. Pour cela il s'agit de fixer une valeur acceptable de la pression totale des gaz résiduels dans la

chambre de croissance. Le libre parcours moyen d'une molécule, c'est à dire la distance qu'elle peut parcourir entre deux collisions avec d'autres molécules, dépend directement du vide dans le milieu. Pour une petite molécule, par exemple un dimère d'As<sub>2</sub>, le libre parcours moyen dans un vide de 10<sup>-6</sup> torr est 50 m, tandis qu'il n'excède pas 50 cm dans une enceinte à 10<sup>-2</sup> torr. Dans un bâti d'EJM standard les jets moléculaires produits par les sources à effusion doivent traverser une distance d'environ 0,2 m pour atteindre la surface du substrat. Lorsqu'on réalise une épitaxie, les faisceaux des constituants s'entrecroisent à proximité du substrat (fig. 2.1). Dans ces conditions, si la pression résiduelle dans la chambre de croissance n'est pas assez basse, les flux vont être perturbés par des chocs intermoléculaires.

La condition nécessaire pour réaliser une couche suffisamment propre de tout polluant serait d'avoir un vide résiduel dans la chambre de croissance inférieur à 10<sup>-11</sup> torr (Herman, 89). Généralement les chambres de croissance en EJM ont un vide résiduel entre 10<sup>-10</sup> torr et quelques 10<sup>-11</sup> torr. Ces valeurs augmentent durant l'épitaxie à cause du chauffage des cellules et du substrat. Le dégazage de ces parties du bâti libère du carbone élémentaire, du méthane, du monoxyde de carbone et du dioxyde de carbone, qui peuvent être incorporés dans les couches épitaxiées. Mais ces incorporations parasites peuvent être fortement réduites en élevant la température du substrat. Toutefois les couches réalisés par EJM sont de bonne qualité, en est témoin le vif succès que remporte cette technologie pour les semiconducteurs III-V.



**Figure 2.1.** Disposition des cellules à effusion et recouvrement des flux d'atomes près du substrat.

## 2.2 Description du bâti

Le bâti d'EJM qui équipe notre laboratoire est un modèle GEN II modifié de la marque américaine VARIAN. Comme tous les systèmes d'EJM il se constitue de plusieurs modules sous-vide, chaque module ayant une fonction particulière. Le substrat peut ainsi circuler dans toutes les parties du bâti sans être exposé à l'air. C'est grâce à cette conception originale que de nombreux systèmes d'EJM sont équipés de techniques de caractérisation très évoluées : par exemple la microscopie à effet tunnel (en anglais : *STM*) ou à force atomique (AFM), l'ellipsométrie, la spectroscopie Auger (en anglais : *AES*), ou encore la spectroscopie d'ions

secondaires (SIMS). Dans les systèmes conçus pour la production de composants ces parties voués à la caractérisation sont remplacées par des étages de gravure et de métallisation.

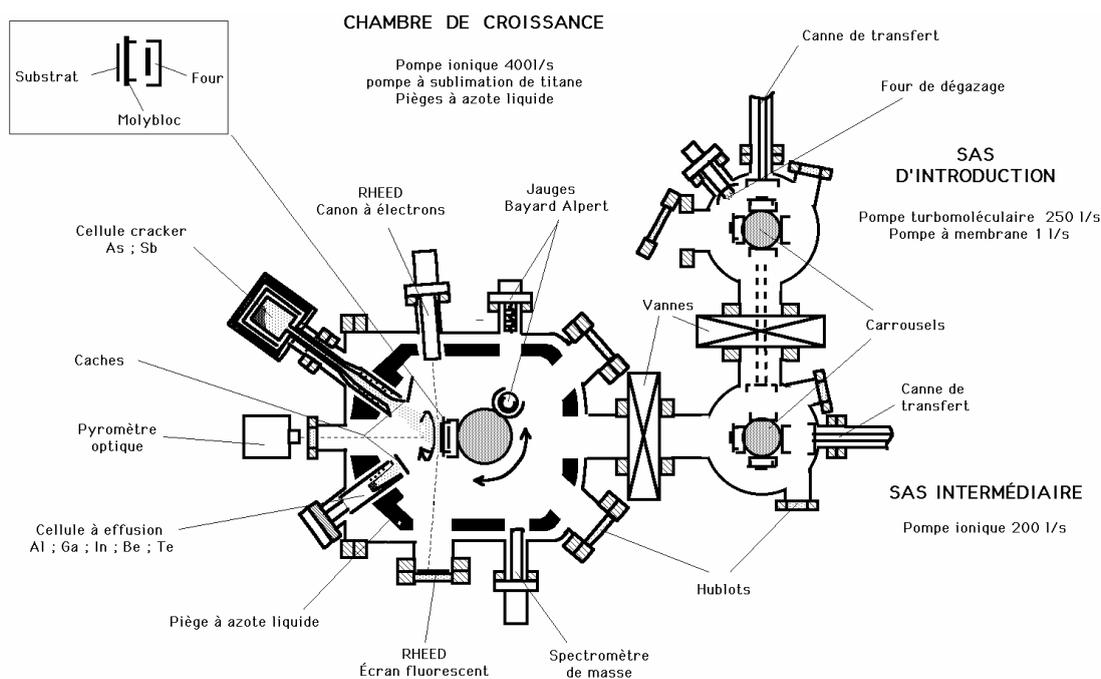
Pour sa part notre bâti se compose de trois parties séparées par des vannes étanches (fig. 2.2) :

- le sas d'introduction qui comme son nom l'indique permet de rentrer et sortir le substrat. Avant d'être introduit, le substrat est collé à l'indium sur un support en molybdène appelé "molybloc". On peut stocker dans la chambre d'introduction jusqu'à quatre molyblocs. C'est l'unique partie du bâti qui fait l'interface avec l'extérieur. Le vide ambiant varie entre la pression atmosphérique et environ  $10^{-8}$  torr.

- le sas intermédiaire où règne une pression autour de  $10^{-9}$  torr isole la chambre de croissance de l'étage d'introduction, ceci afin de bien maintenir l'ultravide dans la chambre de croissance. Ici aussi nous possédons quatre supports pour les molyblocs, élevant à huit la capacité totale de stockage. Ceci a une incidence directe sur la qualité du vide dans la totalité de l'enceinte, puisque les interventions pour casser le vide dans le premier sas sont plus étalées dans le temps.

- L'élément le plus important de l'EJM est la chambre de croissance. C'est l'endroit où se déroule l'épitaxie et où sont installés quelques techniques de mesures *in-situ* utilisés lors de la croissance. Ces caractérisations *in-situ* sont le spectromètre de masse, la diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (en anglais : *RHEED*) et la mesure de température du substrat à l'aide d'un pyromètre. Le vide résiduel hors épitaxie est de  $10^{-10}$  torr, mais il peut légèrement augmenter lors de l'épitaxie à cause du dégazage du substrat et des sources solides lorsqu'on les chauffe.

Le transport du substrat monté sur molybloc est assuré d'un module à un autre par des cannes de transfert que l'on manoeuvre à l'aide d'emprises magnétiques. Pendant le transfert la vanne est maintenue ouverte et le molybloc est déplacé d'un support à un autre. Dans la chambre de croissance ce support est fixé sur une colonne permettant la rotation de l'échantillon, de plus un four est placé sur ce support afin de chauffer le substrat.



**Figure 2.2** schéma du bâti d'EJM Varian GEN II du laboratoire (Boissier, 97).

### 2.2.1 Les pompes à vide

La densité de molécules dans l'atmosphère n'a aucune comparaison avec la densité en ultravide. Les méthodes de pompage sont donc bien distinctes selon le niveau du vide, et aucune pompe ne peut passer en une seule étape de la pression atmosphérique à l'ultravide. Le système modulaire du bâti permet de passer les paliers de vide en associant des méthodes de pompage différentes pour chaque module.

Le sas d'introduction est muni d'une pompe turbo-moléculaire, qui entraîne les molécules au moyen de forces de surface sur un rotor tournant à une vitesse élevée. Des pompes ioniques sont utilisées pour les deux autres parties du bâti, elles ionisent les molécules et les piègent sur une surface. La chambre de croissance est soumise à des perturbations du vide, en particulier dus à l'évaporation des éléments constituant la couche épitaxiée. Plusieurs éléments doivent être ajoutées à la pompe ionique usuelle afin de maintenir l'ultravide : un sublimateur de titane et des panneaux cryogéniques.

### 2.2.1.a La pompe turbomoléculaire

Le principe des pompes moléculaires est le suivant : lorsqu'un gaz suffisamment raréfié se trouve entre deux surfaces assez rapprochées, l'une fixe et l'autre mobile, la surface mobile entraîne les molécules de gaz. Si l'on place un grand nombre de tels ensembles en série, il est possible d'obtenir un pompage. Il faut noter que la paroi entraîne d'autant mieux les molécules que leur masse est plus élevée ; ainsi l'hydrogène est pompé beaucoup moins vite que l'azote. Le sas d'introduction est équipé d'une pompe turbomoléculaire Varian combinée à une pompe primaire à membrane. La pompe à membrane est efficace de la pression atmosphérique à quelques  $10^{-1}$  torr, puis la pompe turbomoléculaire prend le relais pour descendre à quelques  $10^{-9}$  torr pour une vitesse de rotation de 56000 tr/mn. Le principal avantage des pompes turbomoléculaires est la vitesse de pompage que l'on obtient.

### 2.2.1.b La pompe ionique

En appliquant une décharge électrique à un gaz, on crée des ions positifs. Et en accélérant ces ions vers une plaque chargée négativement, on arrive à retirer des molécules à la phase gazeuse et donc, à obtenir un pompage effectif. Cette décharge est produite entre une anode et une cathode portée à un potentiel d'environ +4000 V, dans un champ magnétique d'environ 0,15 T, produit par des aimants permanents externes. Ce champ magnétique donne aux électrons issus de la cathode une trajectoire hélicoïdale. La longueur de leur trajet vers l'anode est ainsi augmentée et l'ionisation par choc est plus probable. Ceci permet d'obtenir des pressions jusqu'à  $10^{-11}$  torr. Les ions formés sont accélérés vers la cathode. Ils y pénètrent et s'y fixent par absorption. Pour parfaire le vide obtenu, on utilise généralement un sublimateur de titane qui dépose une mince couche de titane pur sur les surfaces de la pompe. Le titane ayant une capacité d'absorption plus importante, la pompe ionique est plus efficace. Dans les enceintes ultravides, les pompes ioniques sont maintenues en fonctionnement continu. Leur durée de vie n'est limitée que par la saturation de la cathode ( $\sim 50000$  h à une pression de  $10^{-6}$  torr). Pour le démarrage de la pompe, le vide préconisé est d'environ  $10^{-4}$  torr sous peine d'entraîner une surchauffe de la pompe et risquer de dégrader le vide. Pour atteindre

cette pression de démarrage on utilise comme précédemment une pompe primaire à membrane.

#### 2.2.1.c Les panneaux d'azote liquide

Il s'agit de réservoirs d'azote liquide intégrés dans l'enceinte de la chambre de croissance. Le pompage cryogénique est lié au processus de condensation de molécules gazeuses sur une paroi froide. Ce procédé de pompage est probablement le plus simple et, dans de nombreux cas, le plus adéquat à réduire la pression dans des systèmes de très grande dimension. Il est particulièrement efficace pour les molécules de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub> très polluantes pour l'EJM.

#### 2.2.1.d La mesure du vide

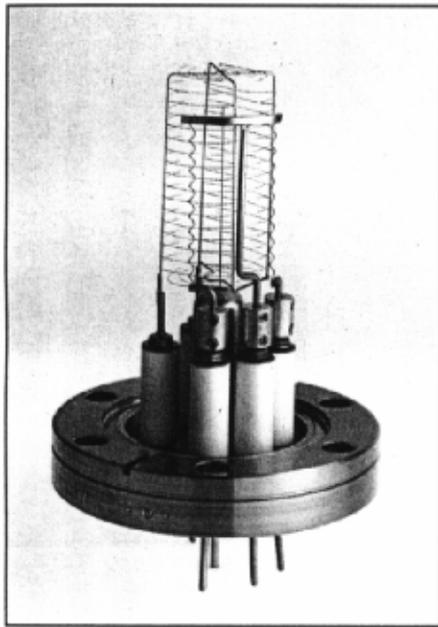
Les appareils généralement utilisés pour les mesures dans l'ultravide sont les jauges à ionisation, pour les pressions totales, et les spectromètres de masse, pour les pressions partielles. Dans une enceinte où règne un vide poussé, le courant électrique ne peut circuler que grâce aux électrons émis par une cathode ; ces électrons doivent être attirés par une anode portée à un potentiel fortement positif par rapport à la cathode. Lorsque le vide est moins poussé, les électrons émis par la cathode ionisent les atomes de gaz résiduel et les transforment en ions et électrons. Le courant électrique qui circule dans l'enceinte est alors double : un courant électronique comme dans le vide et un courant ionique de sens inverse qui se superpose à celui-ci.

La jauge à ionisation à cathode froide est assez précise aux basses pressions, et elle peut subir des entrées d'air intempestives sans dommage. Nous l'utilisons dans le sas d'introduction. L'anode est placée entre deux électrodes, et un champ magnétique produit par l'aimant est appliqué. Ce champ est perpendiculaire aux plans des cathodes et de l'anode. Une haute tension est appliquée entre anode et cathodes (~2000 V), tandis qu'un microampèremètre lit le courant qui passe. Les électrons qui quittent la cathode par émission froide se dirigent vers l'anode sous l'effet du champ électrique, mais le champ magnétique va dévier leurs trajectoires (trajectoires hélicoïdales) ; par suite de la déviation ces trajectoires sont considérablement allongées, ce qui augmente le nombre de chocs ionisants. La plage de

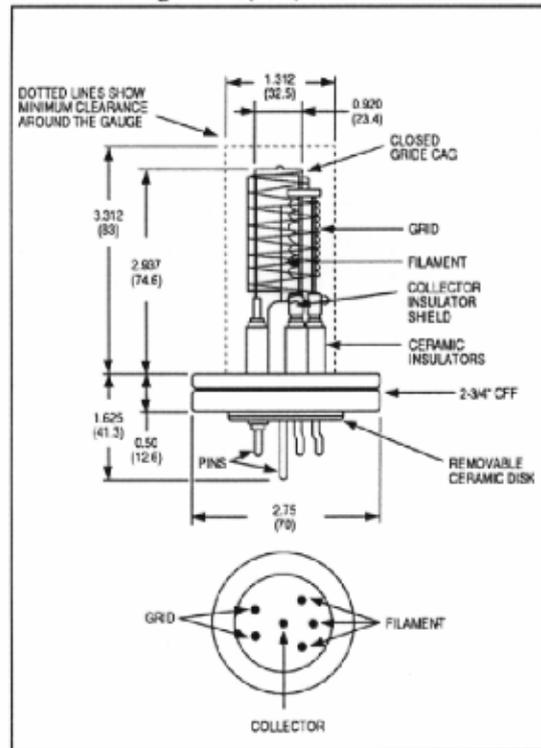
mesure normale de cette jauge est de  $10^{-2}$  torr à  $10^{-6}$  torr, mais peut mesurer jusqu'à  $10^{-10}$  torr avec une précision réduite. L'inconvénient est qu'elle se comporte comme une petite pompe ionique et modifie le vide dans son proche voisinage. Par suite de la tension élevée que l'on utilise, la vitesse de pompage de ce type de jauge est de 10 à 100 fois plus élevée qu'une jauge thermoionique (à cathode chaude). Ainsi la zone autour de la jauge ayant une conductance plus faible qu'ailleurs, la lecture du vide sera très optimiste.

La jauge à ionisation à cathode chaude fonctionne sur le principe de l'ionisation d'un gaz par des électrons émis par un filament chaud. Dans la jauge Bayard-Alpert (fig. 2.3), le collecteur d'ions est constitué en un fil fin qui collecte la majeure partie des ions formés à l'intérieur de la grille. Le domaine de vide que l'on peut ainsi mesurer va de  $10^{-3}$  à  $10^{-10}$  torr. A des pressions plus élevées un arc peut jaillir entre la grille et le filament ; de plus, si l'enceinte contient de l'oxygène le filament de tungstène peut se couper rapidement. On utilise couramment la jauge Bayard-Alpert en EJM pour mesurer les pressions relatives des flux issus des sources à effusion des éléments III et V.

Le spectromètre de masse est l'instrument le plus largement utilisé pour mesurer les pressions partielles des gaz résiduels ou la pureté d'un gaz dans les systèmes à vide. Les principaux organes d'un spectromètre de masse sont : une source d'ions (le vide dans notre cas), un mécanisme permettant de trier les ions suivant leur rapport masse/charge et un dispositif de détection des ions. Le spectromètre quadripôle qui équipe la chambre de croissance ne requiert ni champ magnétique, ni circuit électrique rigoureusement synchronisé et permet d'admettre les ions dans un large intervalle de conditions d'entrée. Il comprend quatre tiges cylindriques, connectées deux à deux, et les deux paires sont excitées par des potentiels continus et haute fréquence. On couvre toutes les masses en faisant varier la fréquence d'excitation des potentiels.



outline drawing inches(mm)



**specifications**

Sensitivity:  $25(\text{Torr})^{-1}$   
 X-ray Limit:  $2 \times 10^{-11}$  Torr  
 Operating Pressure:  $2 \times 10^{-11}$  to  $10^{-3}$  Torr

**Figure 2.3.** Jauge Bayard-Alpert (Catalogue Varian, 92)

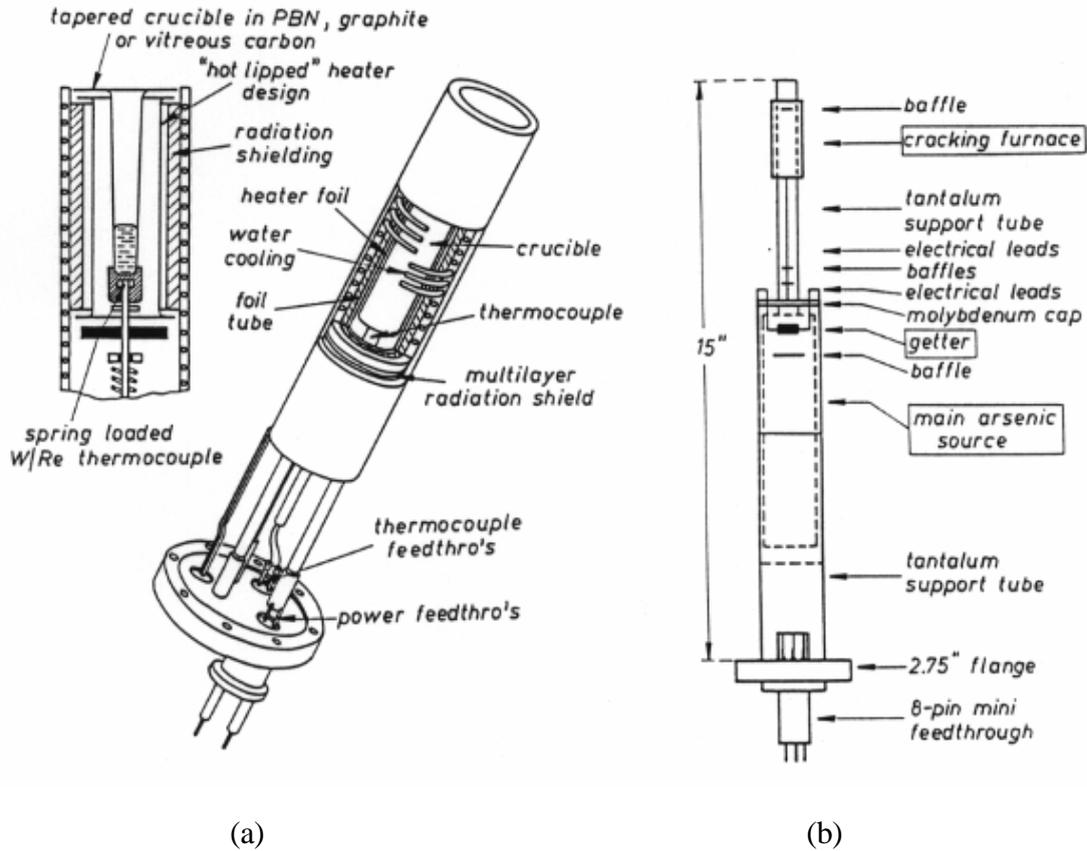
**2.2.2 Les cellules d'évaporation**

Les cellules à effusion constituent la base de toutes les sources de flux moléculaires utilisés en EJM. Elles doivent être capables de fournir un flux d'évaporation le plus uniforme possible dans un angle solide donné, lequel sera fonction de la capacité de l'ensemble à réaliser des épitaxies sur des substrats de grande dimension (2 à 5 pouces  $\approx$  5 à 13 cm). Dans une cellule classique le matériau source sous forme solide ou liquide est maintenu dans un creuset qui est chauffé par rayonnement à l'aide d'une résistance. On utilise un thermocouple pour contrôler sa température. Les cellules sont entièrement construites en matériaux réfractaires, elles possèdent des écrans thermiques pour concentrer la chaleur et éviter les rayonnements. Une attention particulière est portée sur le positionnement du thermocouple, afin de récupérer une mesure la plus réaliste possible de la température de la cellule. La précision de contrôle de la

température est de l'ordre de 0,5 °C dans une gamme allant de 200 °C à 1200 °C. Les systèmes actuels d'EJM possèdent de huit à douze cellules d'évaporations positionnées sur la base d'un cône et orientés vers le substrat. Le chauffage d'une cellule ne doit pas avoir d'incidence sur la température de sa voisine. La solution est d'entourer chaque cellule par un panneau dans lequel circule de l'azote liquide. C'est en général un seul et même panneau, équipé de logements pour les cellules, qui assure l'isolation. Il se charge également de piéger d'éventuelles impuretés issues des fours des cellules.

Le matériau réfractaire le plus utilisé pour le creuset est le nitrure de bore pyrolytique (PBN). Ce creuset peut être de forme cylindrique ou conique, et possède une lèvre qui recouvre la partie frontale de l'ouverture de la cellule, réduisant ainsi les risques de pollutions des flux par des éléments désorbés par le four de la cellule. On utilise ces cellules pour les éléments III (Al, Ga et In) et pour les dopants (Te et Be).

Une cellule à craquage est une version modifiée de la cellule à effusion conventionnelle dans laquelle le flux est dirigé à travers une zone à haute température (étage de craquage) avant d'aller vers le substrat. Les cellules à étage de craquage sont principalement utilisées pour les éléments V (As, P et Sb), qui sont sous la forme de tétramères à l'état naturel. L'étage de craquage fait subir de multiples collisions au flux incident et provoque la dissociation des molécules  $As_4$ ,  $P_4$  ou  $Sb_4$  en dimères. La charge est sublimée dans le premier étage de la cellule, dont la contenance est souvent supérieure à une cellule classique, à une température de 300 °C à 400 °C. Un tube en quartz ou en PBN relie cet étage à la zone de craquage qui est à une température plus élevée. Le flux de molécules est ainsi réglé de manière quantitative avec la température du premier four, et qualitative (tétramères ou dimères) avec la température du four de craquage. Certaines cellules de craquage sont équipées d'une vanne sous forme de pointeau, permettant de fixer précisément la quantité de molécules envoyées sur le substrat. C'est le cas pour la cellule d'Arsenic qui équipe le bâti d'EJM du laboratoire.



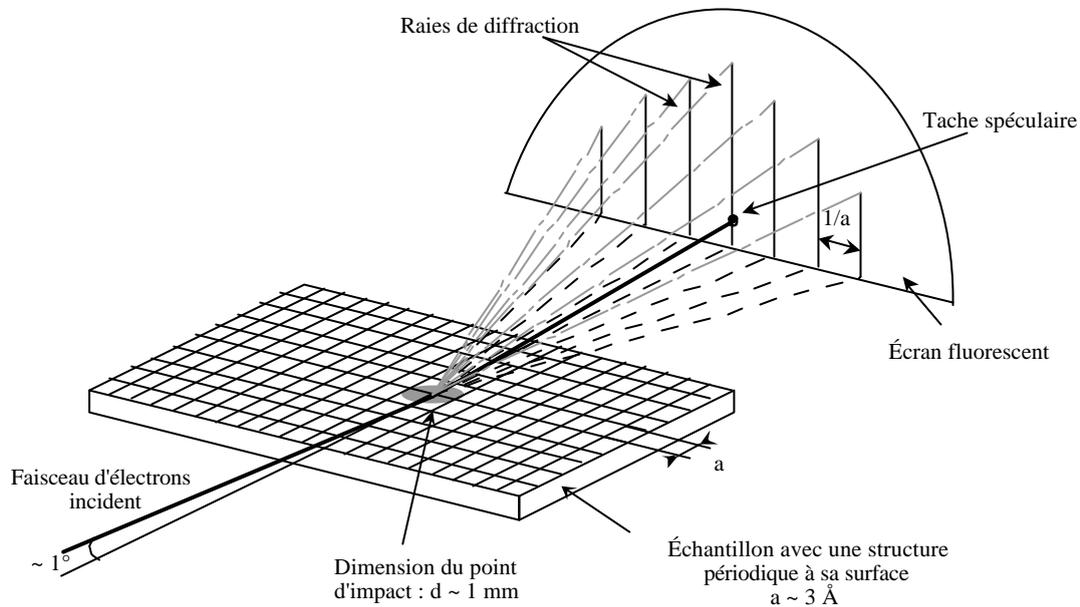
**Figure 2.4.** Cellule à effusion classique (a) et cellule à étage de craquage (b) (Herman, 89).

### 2.2.3 La diffraction d'électrons à incidence rasante

C'est la méthode de caractérisation *in-situ* la plus appréciée chez les épitaxieurs. Elle permet un diagnostic immédiat de la qualité de la couche qui est en train d'être épitaxiée. De plus une analyse de l'intensité diffractée au cours du temps donne la vitesse de croissance du matériau épitaxié. La géométrie du système RHEED est représentée sur la figure 2.5. Un canon envoie des électrons d'une énergie de 3 à 10 keV sur la surface du substrat avec un angle d'incidence faible ( $0 < \theta < 5^\circ$ ). Les électrons sont alors diffractés par la surface structurée, et apparaissent sur un écran en phosphore en diagramme de raies parallèles.

Le principe physique de diffraction rasante est exposée plus en détail dans le §2.4. Les diagrammes RHEED sont par la suite filmés par une caméra CCD et le signal vidéo acquis sur ordinateur. Ce système d'acquisition permet une analyse fine du diagramme de diffraction afin d'en retirer des paramètres tels que l'écart entre les raies (paramètre de maille), les

phénomènes de reconstruction en surface et les variations d'intensité (planéité de la surface, vitesse de croissance). Dans certains cas l'ordinateur est programmé pour agir sur la croissance, en fonction des informations reçues du diagramme RHEED.



**Figure 2.5.** Représentation schématique de la réflexion et de la diffraction du faisceau d'électrons du RHEED.

### 2.2.4 La mesure de température

La température du substrat est mesurée d'une part par un thermocouple placé entre le molybloc et le four, et d'autre part de l'extérieur à l'aide d'un pyromètre détectant les rayonnements infrarouges à travers un hublot en verre. La mesure du pyromètre semble tout de même être la plus fiable. Le principe de fonctionnement d'un pyromètre est basé sur le rayonnement d'un corps noir. Le corps noir est un objet idéal qui émet un spectre d'énergie lumineuse qui varie avec la température, et qui passe par un maximum à une certaine longueur d'onde et pour une température donnée, à ce point son émissivité est normalisée à 1. Lors d'une mesure de température les corps chauffés ne se comportent pas tout à fait comme des corps noirs, et leur émissivité est alors inférieure à 1. Le pyromètre déduit la température en fonction de l'émission lumineuse dans une gamme étroite de longueur d'onde bien choisie.

Dans le cas de la mesure de température du substrat, celui-ci ne doit pas être transparent à la longueur d'onde de travail du pyromètre, car sinon le pyromètre verrait les radiations issues de molybloc ou pire du four. Le bâti d'EJM est équipé d'un pyromètre centré sur  $1,64 \mu\text{m}$  avec une bande de  $0,16 \mu\text{m}$  pouvant mesurer des températures entre  $350$  et  $700 \text{ }^\circ\text{C}$ . Cette longueur d'onde correspond à une énergie de  $0,76 \text{ eV}$ , idéale pour le GaSb mais transparente pour l'InP et le GaAs.

Les évolutions de la transmission du hublot (métallisation) rendent obligatoires des calibrations fréquentes de l'émissivité du pyromètre. Pour ce faire nous plaçons un petit morceau d'InSb à côté du substrat, et sa fonte à  $525 \text{ }^\circ\text{C}$  observée à travers un second hublot nous permet de calibrer le pyromètre. Une autre méthode utilisée sur InP et GaAs consiste à observer un changement du diagramme RHEED lors de la désoxydation du substrat qui se produit à une température bien déterminée.

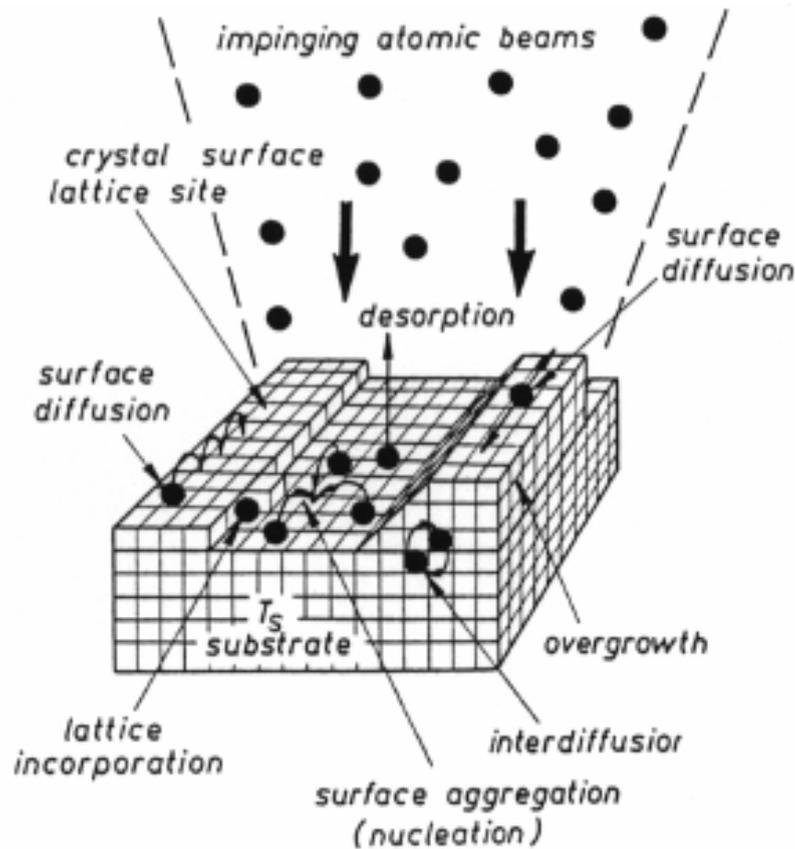
### ***2.3 Mécanismes de base de la croissance (Herman, 89)***

La surface de la couche épitaxiée est le lieu où se réalise principalement la cristallisation du matériau fabriqué. Cette cristallisation est gérée par plusieurs comportements des atomes à la surface :

- les atomes ou les molécules projetées sont adsorbées directement par la surface.
- les molécules migrent puis sont dissociées avant de se fixer,
- les atomes diffusent à l'intérieur de la structure déjà épitaxiée,
- les atomes et molécules sont désorbés et non incorporés dans la maille cristalline.

La figure 2.6 illustre tous ces mécanismes.

Le relief du substrat peut être très varié, et plusieurs morphologies de la surface s'offrent aux espèces atomiques incidentes. Les particules peuvent réagir avec une surface lisse, une marche, un coin, un site vacant, etc..



**Figure 2.6.** comportement des atomes et des molécules à la surface du substrat lors d'une épitaxie par jets moléculaires (Herman, 89)

Les atomes (molécules) arrivant sur la surface, s'ils ne repartent pas immédiatement (réflexion élastique), vont échanger de l'énergie avec la surface sous forme de phonons pour tendre vers un équilibre thermodynamique. L'atome sort de la cellule à effusion à une température  $T_i$ , et arrive sur une surface d'une température  $T_s$  plus basse. On peut définir un coefficient d'accommodation thermique telle que :

$$a = \frac{T_i - T_e}{T_i - T_s} \quad (2-1)$$

$T_e$  serait alors la température de l'atome repartant de la surface. On remarque que si  $T_e = T_s$  le coefficient d'accommodation est égal à 1, et l'équilibre thermodynamique est établi. L'atome est alors en équilibre avec la surface, ce qui ne signifie pas qu'il va y rester. C'est pour cela qu'il faut différencier le coefficient d'accommodation avec le coefficient de collage, correspondant au rapport du nombre d'atomes se fixant au substrat sur le nombre total incident :

$$s = \frac{N_{adh}}{N_{tot}}. \quad (2-2)$$

Dans de nombreux cas le coefficient de collage est inférieur à 1, car il existe une certaine probabilité liée à la température du substrat pour que l'atome acquière une énergie suffisante pour se libérer des forces d'attraction du substrat ; c'est le cas des éléments V. Le coefficient de collage des éléments III (Al, Ga et In) est très proche de 1 pour des températures de substrat inférieures à 500°C, et commencent à désorber pour des températures plus élevées (Joyce, 85). Cette différence fondamentale entre éléments III et V impose d'effectuer les épitaxies de semiconducteur III-V sous excès d'éléments V.

Dans le cas où l'atome est adsorbé, deux procédés interviennent. L'adsorption physique ou physisorption se rattache au fait qu'il n'y a pas de transfert d'électrons entre l'atome et la surface, et que les forces d'attraction sont du type Van Der Waals. L'adsorption chimique (chimisorption) a lieu lorsqu'il y a un transfert d'électrons et donc une réaction chimique, les forces intervenant dans ce processus sont liées aux liaisons chimiques. Les énergies d'adsorption liées à la chimisorption sont généralement plus élevées que celles liées à la physisorption. Les coefficients de collage diffèrent de la même manière.

Ces mécanismes ont été largement étudiés (Ehrlich, 58) laissant apparaître que les atomes passent par une phase physisorbées (précurseur) avant d'être chimisorbées selon le schéma suivant :

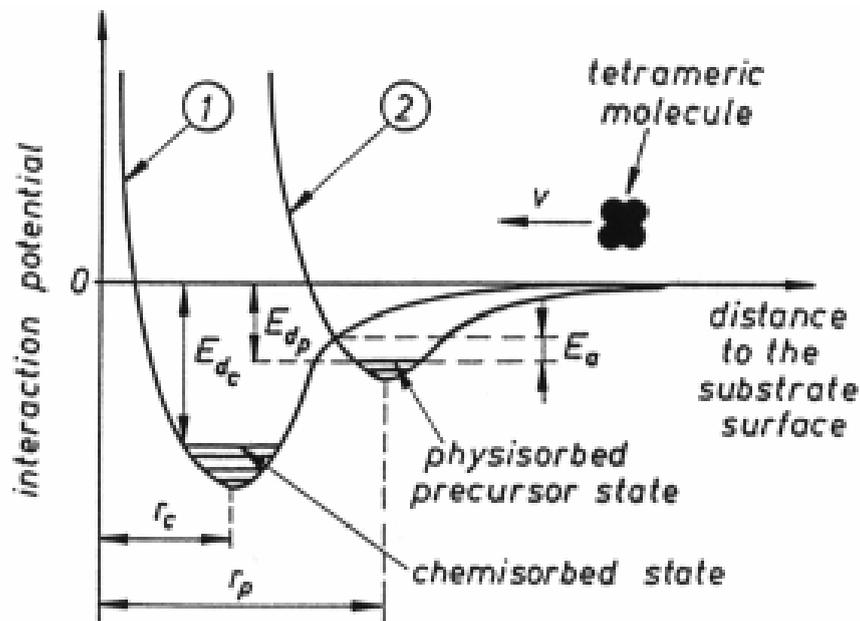


Les potentiels d'interaction dus à la surface et vus par les molécules incidentes, dans le cas d'états chimisorbé et physisorbé sont illustrées sur la figure 2.7 (Herman, 86). D'après cette figure il paraît évident que les molécules adsorbées sous un état de précurseur ont une barrière plus faible à franchir pour passer dans un état chimisorbé, que pour être réévaporé de la surface.

La croissance de couches minces peut suivre trois modes de nucléation possibles (figure 2.8). La croissance peut se réaliser par petits agrégats d'atomes se fixant directement sur la surface,

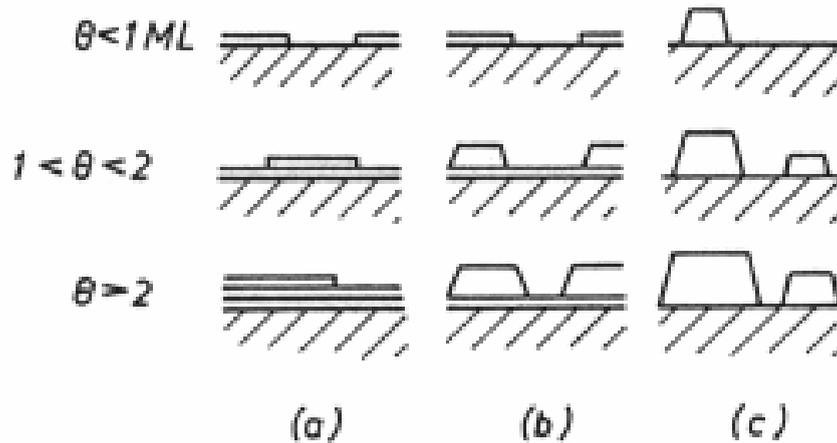
et se développant sous forme d'îlots de matériau. C'est le mode de croissance (3D) que l'on observe pour des métaux sur du graphite ou du mica.

Dans une configuration inverse, le mode Frank-van der Merwe est une croissance couche par couche (2D). Les atomes sont arrangés sur les bords de terrasses, qui se combrent en progressant dans le sens de la croissance. La surface reste ainsi toujours très lisse. Ce mode de croissance est celui de semiconducteurs sur semiconducteurs, ou pour certains métaux sur métaux.



**Fig 2.7.** Potentiels d'interaction à proximité de la surface sur une molécule incidente (Herman, 86).

Le troisième mode de croissance envisagé est un cas intermédiaire entre les deux derniers. Le mode Stranski-Krastanov consiste à débiter la croissance d'une première couche en 2D, puis de passer en formations d'îlots (3D). C'est le cas lorsqu'une croissance 2D (couche par couche) est perturbée, par exemple par une déformation liée à l'épitaxie d'une couche contrainte (paramètre de maille différent de celui du substrat).



**Figure 2.8** 3 modes théoriques de croissance : (a) couche par couche ou Frank-van der Merwe ; (b) couches puis îlots ou Stranski-Krastanov ; (c) par îlots ou Volmer-Weber (Venables, 84).

Une observation en temps réel des modes de croissance du Si et du Ge sur Si, grâce à l'utilisation d'un STM, a été réalisée (Voigtländer, 98) (<http://www.kfa-juelich.de/video/>).

## 2.4 Caractérisations associées à la croissance par EJM

Plusieurs méthodes de caractérisation sont associées à l'EJM, nous en avons déjà vu certaines puisqu'elles font partie intégrante du bâti pour un contrôle *in situ* de la croissance (RHEED et pyromètre), les autres sont des mesures post-croissance et permettent d'observer en détails la structure (diffraction de rayons X) ou les propriétés optiques (photoluminescence, pouvoir réflecteur) des couches épitaxiées.

### 2.4.1 RHEED

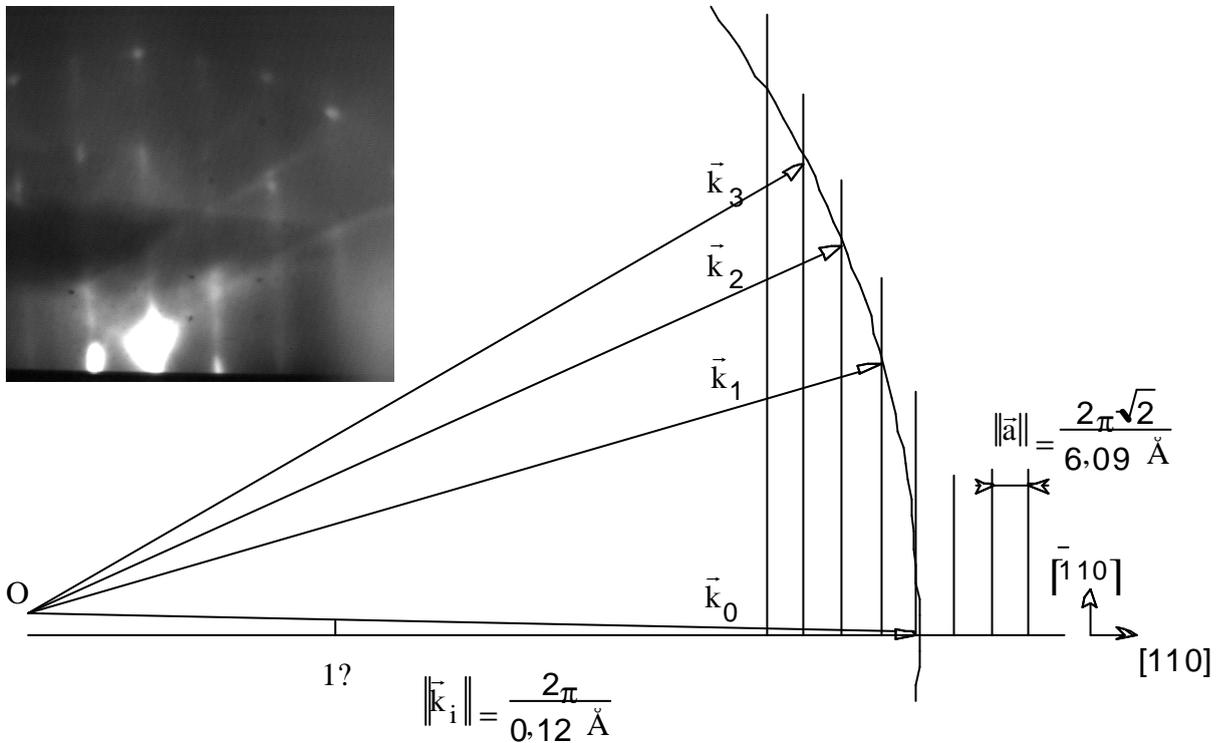
Le diagramme de diffraction RHEED représente sur l'écran fluorescent le réseau réciproque de la structure atomique de la surface. À l'aide de la construction de la sphère d'Ewald, on peut représenter les raies diffractées apparaissant sur l'écran. La longueur d'onde associée aux électrons qui sont émis à une énergie de 10 keV est d'environ 0,12 Å. La pénétration du faisceau à l'intérieur de la couche est au maximum de quelques monocouches atomiques.

Cette méthode de caractérisation est de fait très sensible à l'état de surface du substrat ou de la couche épitaxiée.

### 2.4.1.a principe de la diffraction d'électrons

On assimile les électrons à des ondes planes monochromatiques en  $\exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r})$ ,  $\vec{r}$  étant le vecteur position, et  $\vec{k}_i$  le vecteur d'onde d'amplitude  $2\pi / \lambda$ . Cette onde est diffractée par la structure ordonnée de la surface. Si on se base sur la sphère d'Ewald ou sphère de réflexion, on pourra représenter le vecteur diffracté et donc le diagramme de diffraction. La condition d'interférence constructive se traduit sur la sphère d'Ewald par les intersections de la sphère de rayon  $1/\lambda$  avec le vecteur  $\vec{k}_i$  (figure 2.9).

Dans le cas idéal où la surface est parfaitement lisse et homogène, le diagramme de diffraction est une série de points placés sur des cercles ayant pour centre la tache du faisceau direct reflété (zones de Laue, photo de la figure 2.9). En réalité une surface parfaitement plane donne un diagramme de raies perpendiculaires à la surface.



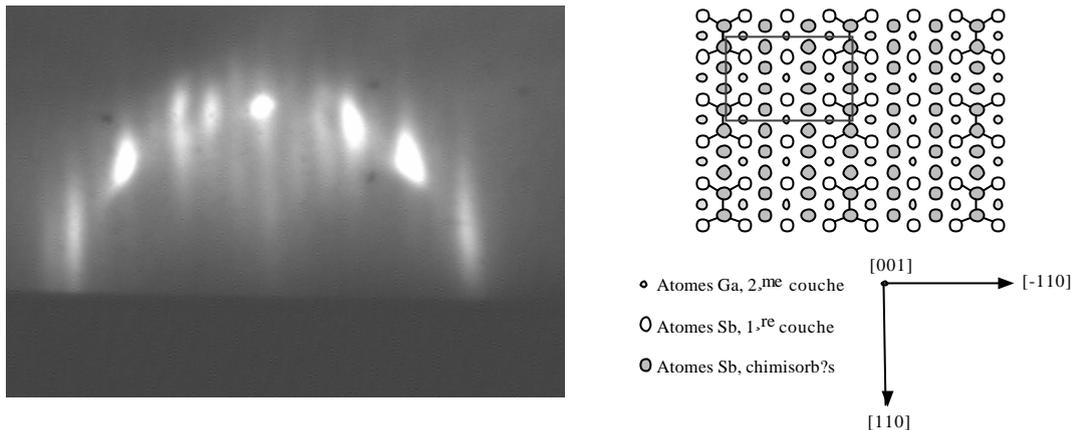
**Figure 2.9** Construction d'Ewald donnant la direction des faisceaux diffractés dans le cas

d'une analyse RHEED d'une surface (001) de GaSb (en insert : observation des zones de Laue sur une surface de GaSb).

Ce phénomène vient des anomalies de la diffraction réelle, telles que la pénétration du faisceau d'électrons dans la matrice cristalline et les imperfections du faisceau (divergence, fluctuations). Si la surface est rugueuse, le diagramme RHEED sera formé de points, ce qui correspond à un diagramme de transmission au travers des aspérités que présente la surface.

#### 2.4.1.b Reconstructions

L'arrangement des atomes à la surface vus par le RHEED n'est pas obligatoirement strictement identique à l'arrangement en volume. Les liaisons pendantes à la surface font intervenir des forces qui tendent à s'équilibrer, en réarrangeant les couches atomiques voisines de la surface dans des périodicités différentes de celles du cristal en volume. De telles reconstructions sont désignées par la notation de Wood : une surface reconstruite ( $p \times q$ ) signifie que les atomes en surface sont arrangés selon une unité de maille  $p \times q$  fois plus grande que la maille en volume (figure 2.10). Certaines reconstructions sont notées  $c(p \times q)$ , signifiant que les mailles de surface sont centrées. Sur le diagramme RHEED ces reconstructions se manifestent par des raies venant s'intercaler entre les raies fondamentales. Les reconstructions de surface varient selon de nombreux paramètres (matériau, élément III ou V en surface, température), ce qui nous permet de déduire de l'observation de ces reconstructions les conditions dans lesquelles est la surface. En particulier les changements de reconstruction ont lieu dans certaines conditions de manière très reproductibles. Ils sont couramment provoqués en EJM afin d'étalonner la température du substrat ou de mesurer les rapports de flux V/III en surface.



**Figure 2.10.** Diagramme de diffraction ( $\times 3$ ) (a) et représentation (b) d'une surface reconstruite de GaSb(100)-(2 $\times$  3) stabilisée Sb.

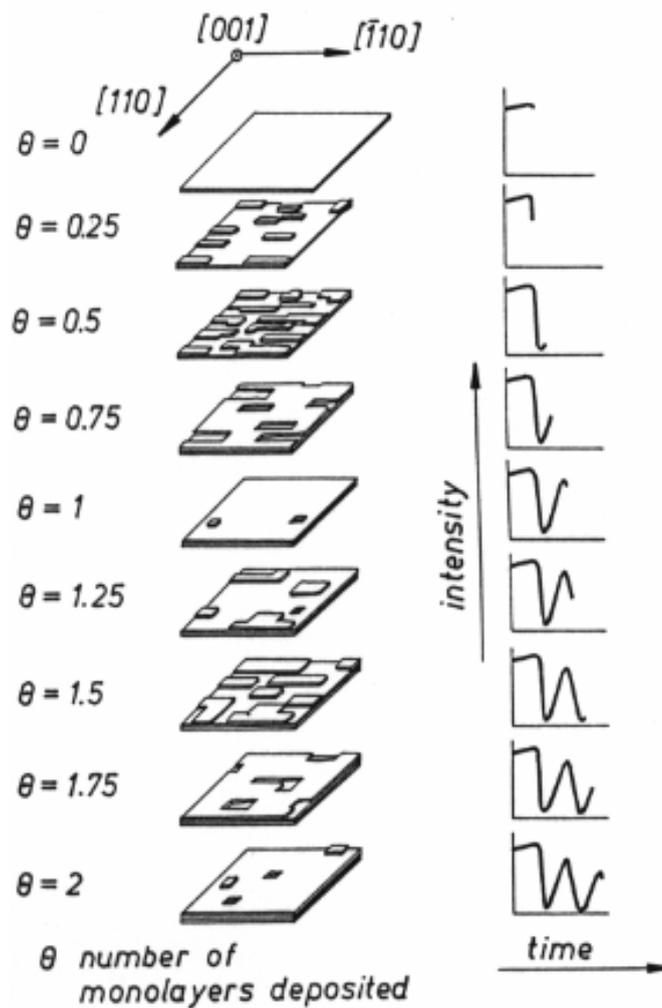
#### 2.4.1.c Les oscillations d'intensité

Il existe aussi un aspect dynamique de l'analyse des raies de diffraction. Lors d'une l'épitaxie en mode 2D, la surface est modifiée de façon périodique par les cristallisations successives des monocouches atomiques. Il s'ensuit des variations d'intensité des raies de diffraction, que l'on explique par la modification de la rugosité de la surface lors du passage d'un état où l'on a une terrasse pleine à un état où l'on a formation puis remplissage d'une deuxième terrasse (figure 2.11). La période des oscillations est donc égale à la durée de formation d'une monocouche atomique (1/2 maille atomique pour la structure zenc-blinde). Le faisceau direct réfléchi nommé tâche spéculaire est dans ce cas celui où l'on observe le mieux les oscillations. Cependant les raies correspondantes aux reconstructions de surface présentent elles aussi des oscillations visibles, mais qui sont en opposition de phase avec celles des raies principales. Il faut alors veiller à ne pas mesurer l'intensité sur les raies principales en même temps que sur les raies intercalées, au risque de faire intervenir des interférences destructives.

Généralement les épitaxies sont réalisées sous excès d'éléments V, c'est à dire que les éléments III dirigent la croissance, les oscillations RHEED donnent dans ce cas la vitesse de dépôt et donc le flux des éléments III. On peut mesurer de la même manière le flux des éléments V, en se mettant en léger excès d'éléments III. Mais ce cas de figure est périlleux pour la surface de l'échantillon et n'est réalisable qu'à des basses températures du substrat,

lorsque la surface n'a pas besoin d'être stabilisée par une surpression d'éléments V. Il est néanmoins très intéressant pour les calibrations des flux des éléments V. Or le coefficient de collage des éléments V à faible température de substrat peut-être différent par rapport à la température normale de croissance, causant une erreur sur la mesure du flux. C'est le cas pour l'As<sub>2</sub> qui possède un coefficient de collage qui augmente avec la température dans la gamme 350°C-600°C.

La mesure de vitesse de croissance des éléments III est directement applicable pour la croissance de puits quantiques, mais s'avère être moins précise pour des couches épaisses (> quelques 100 Å). Les oscillations que l'on observe sont très rapidement amorties par l'augmentation de la rugosité moyenne de la surface, et donc l'observation des variations d'intensité n'excède généralement pas 30 secondes. Durant ces 30 secondes le flux provenant de la cellule à effusion n'atteint pas obligatoirement sa valeur d'équilibre, à cause d'une suppression transitoire assez longue liée à l'ouverture du volet. Nous avons estimé que le flux passe juste après l'ouverture du volet par un maximum qui est supérieur d'environ 10 % à la valeur d'équilibre. Pour des couches épitaxiées qui sont supérieures à quelques centaines d'Å nous avons comptabilisé ce décalage en diminuant la vitesse de croissance d'autant.



**Figure 2.11.** Modèle de croissance bidimensionnel et intensité du RHEED correspondante pour les différentes étapes de croissance de deux monocouches complètes (Joyce, 86).

### 2.4.2 Pyromètre

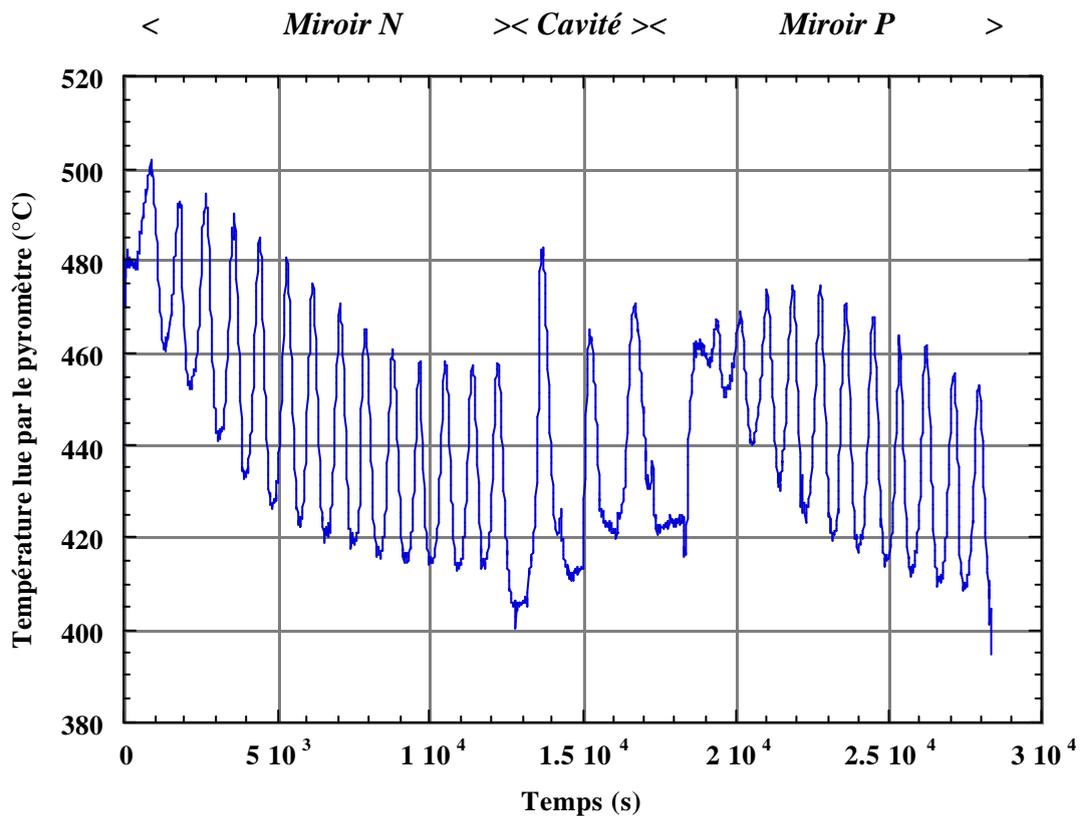
La pyrométrie optique est un moyen de connaître la température du substrat en mesurant les radiations infrarouges qu'il émet. La détection des rayonnements d'un pyromètre se fait autour d'une longueur d'onde qui lui est propre. Cette longueur d'onde de détection est choisie en fonction de l'absorption et donc du gap du matériau épitaxié. Pour des épitaxies sur substrat de GaSb la détection à  $1,64 \mu\text{m}$  est bien appropriée, tandis que pour l'InP et le GaAs on préférera  $0,9 \mu\text{m}$ .

L'émissivité mesurée dépend de la transmission des différents milieux que le rayonnement traverse depuis le substrat jusqu'au pyromètre (couche épitaxiée, vide, hublot, ..etc). En

particulier lors d'épétaxie de certains matériaux on remarque que l'émissivité lue oscille au cours du temps (figure 2.12). On explique ces oscillations par la formation d'une cavité optique entre le substrat et le pyromètre à la longueur d'onde de détection. Durant la croissance, des interférences ont lieu dans cette cavité, ce qui produit des oscillations du signal détecté à la longueur d'onde du pyromètre. Ces oscillations ont une période de :

$$p = rT = \lambda/2n \quad (2-3)$$

où  $p$  est la période en épaisseur,  $r$  la vitesse de croissance,  $T$  la période en temps,  $\lambda$  la longueur d'onde de détection, et  $n$  l'indice de réfraction de la couche épétaxiée à  $\lambda$  et à la température de croissance. Ces oscillations ont été largement exploitées pour le contrôle des épaisseurs des couches en  $\lambda/4$  dans les miroirs de Bragg. Nous avons systématiquement observé des oscillations d'une amplitude de l'ordre de 10 à 20 °C durant l'épétaxie des matériaux AlGaAsSb et AlAsSb de nos miroirs de Bragg, autant sur InP que sur GaSb.



**Figure 2.12.** Oscillations du signal mesuré par le pyromètre durant la croissance d'une microcavité.

### 2.4.3 Diffraction des rayons X

La diffraction de rayons X est une méthode de caractérisation de la structure élémentaire des matériaux. Cette méthode non-destructive qui se pratique sur des couches épaisses ou des multicouches, permet de déterminer la composition d'un alliage et la contrainte des couches hétéroépitaxiées.

La diffraction est gérée par des relations de phases, qui sont exprimées par la loi de Bragg :

$$2d \sin \mathbf{q}_B = p\lambda, \quad (2-4)$$

dans laquelle  $d$  est la distance interréticulaires,  $\mathbf{q}_B$  est l'angle que fait le rayon incident avec la surface du plan atomique considéré appelé angle de Bragg, et  $p$  un entier. Si  $\lambda$  est assez petit par rapport à  $d$ , il existe une série de plans réticulaires qui satisfont la condition  $p\lambda < 2d$ , le terme  $\sin \mathbf{q}_B$  variant entre 0 et 1. Pour une réflexion du  $p^{\text{ième}}$  ordre ces plans que l'on note sous la forme des indices de Miller  $(h,k,l)$  auraient un écartement de  $d/p$ . On peut alors simplifier la relation de Bragg en associant à un angle  $\mathbf{q}$  un plan réticulaire que l'on notera  $(ph,pk,pl)$  afin d'obtenir la relation  $2d \sin \mathbf{q} = \lambda$ . On parlera alors de réflexions (002) ou (004).

Les rayons X diffractés sont issus principalement d'interactions avec les électrons des couches profondes. On attribue généralement à un atome un facteur de diffusion  $f$  exprimant l'efficacité de diffusion des rayons X des électrons qui lui sont associés. L'amplitude de l'onde diffractée revient à sommer sur toute la maille élémentaire l'intensité diffusée par les électrons de chaque atome en faisant intervenir leur coordonnée.

On obtient une expression générale :

$$I \propto |F|^2 = \left[ \sum_i f_i \cos 2\mathbf{p}(hx_i + ky_i + lz_i) \right]^2 + \left[ \sum_i f_i \sin 2\mathbf{p}(hx_i + ky_i + lz_i) \right]^2 \quad (2-5)$$

où  $I$  est l'intensité diffusée,  $F$  le facteur de structure,

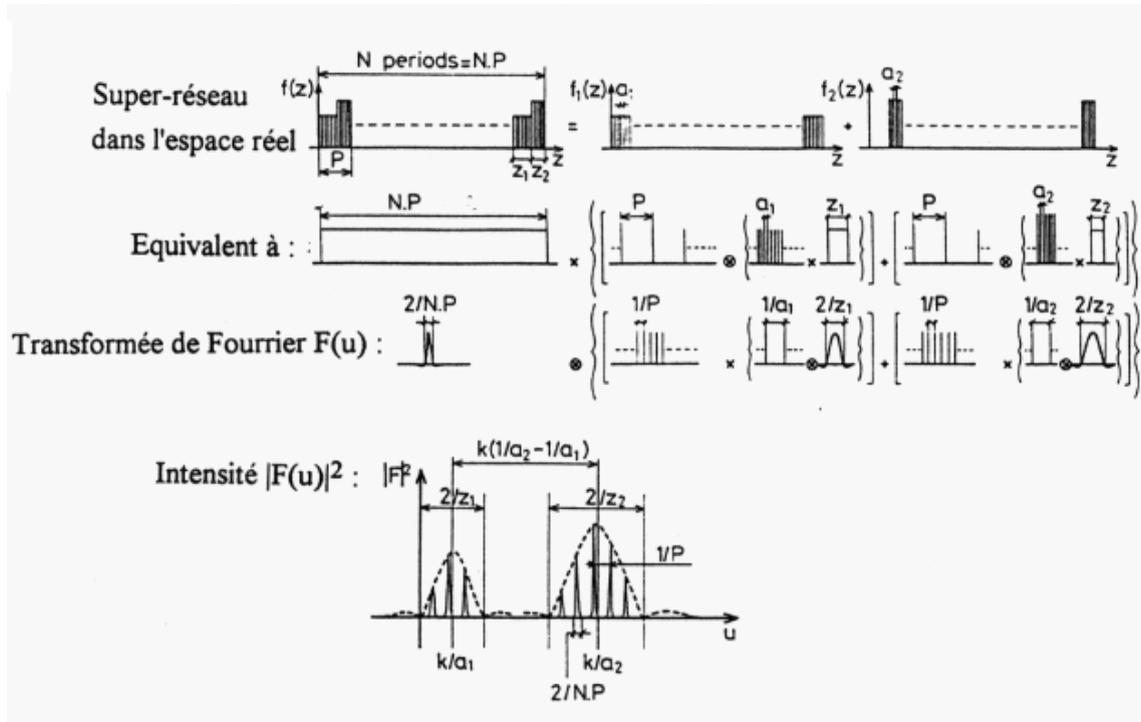
$x_i, y_i$  et  $z_i$  sont les coordonnées des atomes,

$f_i$  les facteurs de diffusion des atomes et

$h, k, l$  les indices de la réflexion considérée.

Comme pour la diffraction d'électrons on peut aussi raisonner en passant de l'espace réel à l'espace réciproque. Cette approche est bien appropriée à la diffraction par des milieux stratifiés (Malzac, 96). La figure 2.13 illustre le cas théorique d'un super-réseau de période  $P$ ,

qui est la somme des épaisseurs  $Z_1$  et  $Z_2$  des couches constitutives. Les matériaux 1 et 2 ont respectivement un paramètre de maille  $a_1$  et  $a_2$  et sont empilés  $N$  fois.



**Figure 2.13.** Calcul de diffractogramme d'une structure périodique par transformation dans l'espace de Fourier (Quillec, 84).

Le diagramme qui en résulte laisse apparaître une série de pics bien définis (pics satellites) modulés par deux enveloppes correspondant aux mailles élémentaires de chacun des matériaux. Dans la pratique l'abscisse  $u$  est remplacée par  $q$  demi-angle entre le faisceau monochromatique de rayons X incident et le faisceau réfléchi. La période du super-réseau  $L$  peut alors être calculée selon l'écart entre deux pics satellites consécutifs  $n$  et  $n-1$  selon l'expression :

$$\frac{2\sin q_n - 2\sin q_{n-1}}{l} = \frac{1}{\Lambda}, \quad (2-6)$$

avec  $q_n$  et  $q_{n-1}$  les angles correspondant aux pics satellites  $n$  et  $n-1$ , et  $l$  la longueur d'onde des rayons X.

#### 2.4.4 Photoluminescence

La photoluminescence est une méthode non destructive sensible aux propriétés optiques du matériau. Ces propriétés chez les semiconducteurs se situent majoritairement autour de la

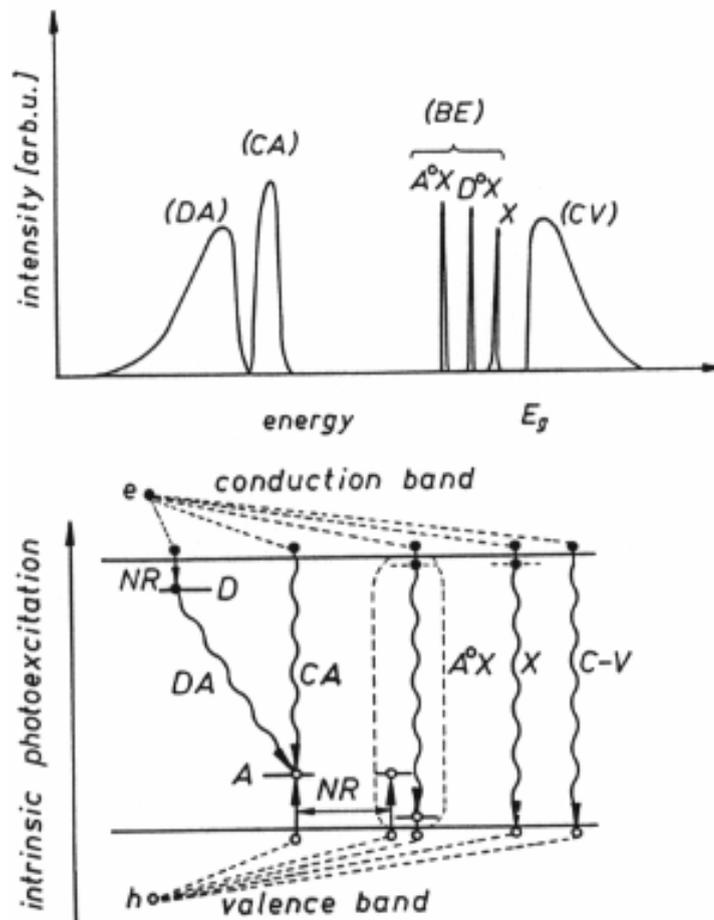
bande interdite. Cette méthode de caractérisation donne simultanément des informations sur les recombinaisons électrons-trous entre les bandes de conduction et de valence ainsi que sur les transitions faisant intervenir des niveaux donneurs et accepteurs. Il est toutefois préférable de réaliser l'expérimentation à basse température (azote ou hélium liquide) : certains centres de recombinaison liés à des défauts ou des impuretés sont inactifs et les vibrations thermiques réduites, ce qui induit une meilleure résolution spectrale des transitions.

La mise en oeuvre de cette technique est assez simple puisqu'elle ne nécessite qu'une source optique d'excitation à une grande énergie, un spectromètre et un détecteur approprié à la longueur d'onde émise par l'échantillon.

Si l'on excite le matériau semiconducteur avec une énergie supérieure à son énergie de bande interdite, plusieurs types de transitions résumés dans la figure 2.14 vont avoir lieu :

- CV transitions de la bande de conduction vers la bande de valence,
- X exciton libre,
- $D^0X$  et  $A^0X$  exciton piégé par une impureté neutre,
- CA transition de la bande de conduction à un niveau accepteur,
- DA transition donneur-accepteur.

Le test de photoluminescence sur des ternaires ou des quaternaires épitaxiés par EJM se pratique dans le but de déterminer la composition de ces alliages. Un bon exemple est  $Al_xGa_{1-x}Sb$  dont le gap varie quasi-linéairement avec la concentration d'aluminium. En comparant l'énergie de transition directe mesuré en photoluminescence sur ce ternaire par rapport aux énergies des binaires GaSb et AlSb, on calcule directement la quantité  $x$  d'aluminium incorporé. Toutefois cette valeur est approximative, en raison des effets de la contrainte et des fluctuations de composition dans la couche épitaxiée.



**Figure 2.14.** Représentation schématique et répartition spectrale des recombinaisons dues à des niveaux donneur et accepteur, et des transitions directes radiatives (Dean, 82).

Dans le cas de puits quantiques, le signal prédominant de photoluminescence est centré autour de l'énergie correspondant à la différence des niveaux confinés pour les électrons et pour les trous. Cette énergie dépend principalement de l'épaisseur moyenne des puits, mais la forme du signal mesuré est très sensible aux imperfections d'interfaces (Weisbuch, 81).

Pour des systèmes puits/barrières bien connus, les énergies d'émission peuvent être calibrées en réalisant des séries de puits avec des temps de croissance différents pour chacun (Deparis, 90).

#### 2.4.5 Électroréflexion (Alibert, 73)

Un spectre d'électroréflexion est la mesure du rapport  $\Delta R/R$  en fonction de l'énergie des photons incidents,  $\Delta R$  étant la variation du pouvoir réflecteur de l'échantillon lorsqu'on

applique une modulation du champ électrique. La quantité  $\Delta R/R$  pour les semiconducteurs non-ferromagnétiques est inférieure à  $10^{-3}$ . L'application d'un champ électrique dans un semiconducteur peut être obtenue à l'aide de deux méthodes dont l'utilisation dépend de la résistivité et la photoconductivité du semiconducteur. La première méthode, utilisable uniquement sur des semiconducteurs de fortes résistivités ( $\rho > 10^8 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$ ) et faiblement photoconducteurs, consiste à appliquer le champ électrique en polarisant fortement deux électrodes séparées par le semiconducteur. La deuxième méthode s'applique aux semiconducteurs de résistivité plus faible ; elle consiste à utiliser la charge d'espace de surface de l'échantillon. En effet, la structure des bandes d'énergie, définie pour un semiconducteur infini, est perturbée localement au voisinage de sa surface. Cette perturbation est créée par des états de surface : défauts cristallins, impuretés, oxydes. Le remplissage de ces états de surface donne naissance à une barrière de potentiel  $V_s$  et à un champ électrique superficiel  $E_s$ . Le dispositif permettant de faire varier le champ électrique superficiel consiste à appliquer une différence de potentiel entre le semiconducteur et une électrode. Dans le cas d'une hétérojonction solide, l'électrode est un semiconducteur dégénéré ou un métal déposé sur la surface du semiconducteur. Cette contre-électrode doit être transparente à la lumière utilisée. Le faisceau lumineux réfléchi par l'échantillon est constitué d'une partie continue  $I_0 R$  et d'une partie  $I_0 \Delta R$  modulée par la variation du champ électrique appliqué à l'échantillon. La partie modulée  $I_0 \Delta R$  est amplifiée et détectée à l'aide d'une détection synchrone. La partie non modulée  $I_0 R$  est mesurée en hachant le faisceau lumineux et le rapport  $\Delta R/R$  est ensuite effectué.

En ce qui concerne les alliages, les mesures d'électroréflexion à faible champ et à basse température permettent de mieux étudier les niveaux électroniques et, en particulier, l'éclatement dû à l'interaction spin-orbite.



## Chapitre 3

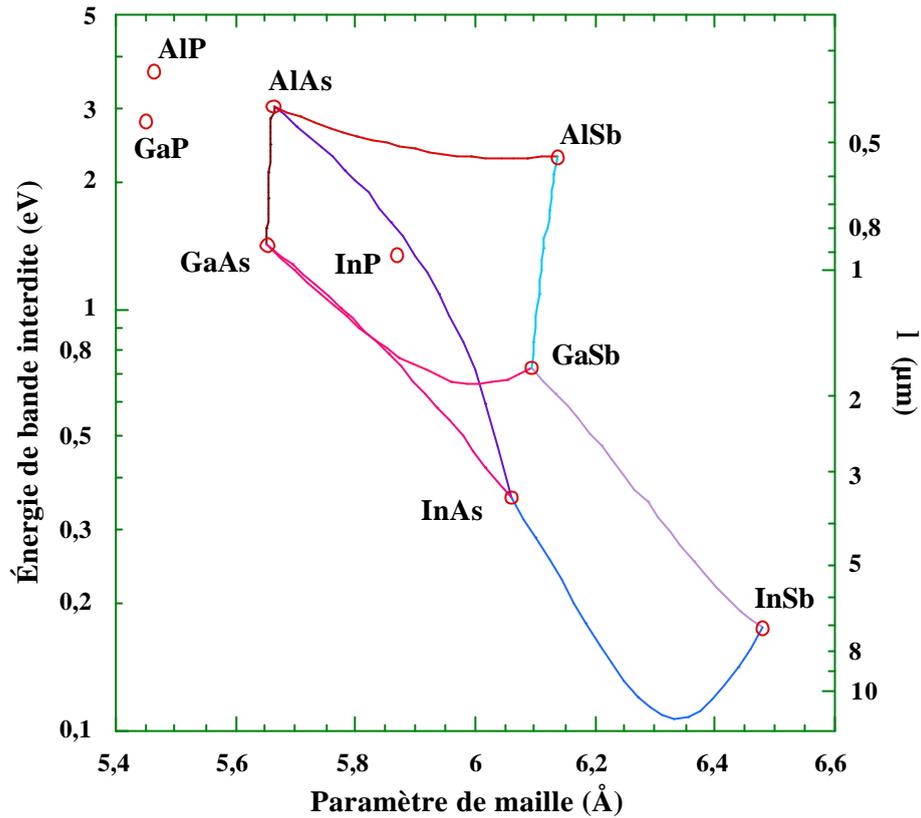
# CROISSANCE ET CARACTERISATION DE COUCHES ANTIMONIURES PAR EJM

### 3.1 Généralités

Le système  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  nous a intéressés en premier lieu car il présente un contraste d'indice de réfraction important, facteur déterminant pour la réalisation de miroirs de Bragg. Autant sur substrat GaSb que sur InP, la première étape a été de réaliser par EJM les alliages AlGaAsSb et AlAsSb. Le rapport de concentration entre As et Sb dans ces matériaux a une incidence directe sur le paramètre de maille, une faible composition en As est utilisée pour les alliages épitaxiés sur GaSb, tandis qu'un rapport As/Sb proche de 1 correspond au paramètre de maille de l'InP (fig. 3.1).

L'inconvénient du quaternaire AlGaAsSb est sa lacune de miscibilité dans une large gamme de composition (Gratton, 73). Lorsqu'il est accordé en maille sur GaSb, il se situe en bord de lacune de miscibilité et peut être fabriqué par EJM (Lott, 90) et par EPL (Lazzari, 92). En insérant plus d'As on obtient l'accord de maille sur InP, mais la composition se situe alors au milieu de la lacune de miscibilité. L'épitaxie est alors impossible par EPL (Fonstad, 78), et devient problématique en EJM (Chang, 77, Chiu, 85) et en EPVOM (Cherng, 85).

Ce chapitre présente les résultats concernant l'épitaxie par EJM des alliages AlGaAsSb et AlAsSb en accord de maille sur GaSb (faible concentration d'As), ainsi que GaAsSb, AlGaAsSb et AlAsSb accordés sur InP ( $x_{\text{As}}/x_{\text{Sb}} \sim 1$ ).



**Figure 3.1.** Représentation de l'énergie du gap des semiconducteurs III-V en fonction du paramètre de maille (Les traits représentent les ternaires issus des alliages entre les binaires correspondants, indiqués par des points)

## 3.2 Préparation de la surface des substrats

### 3.2.1 Préparation chimique du GaSb

La préparation de la surface du substrat avant l'épitaxie est un facteur déterminant pour obtenir des couches épitaxiales de bonne qualité. Les substrats de GaSb(100) qui sont utilisés au laboratoire proviennent majoritairement du fabricant MCP. Contrairement aux substrats de GaAs et d'InP qui bénéficient aujourd'hui d'un marché très étendu, la préparation à l'épitaxie des substrats de GaSb au niveau du fabricant n'est pas du tout assurée, et ceux-ci doivent donc subir une étape préliminaire de préparation chimique avant la mise sous vide. Cette étape consiste à éliminer l'oxyde naturel de surface épais et plus ou moins uniforme, pour le

remplacer par une mince couche d'un oxyde formé par l'alcool dans lequel on plonge le substrat. De cette façon la fine couche d'oxyde va protéger la surface de la pollution par le carbone jusqu'à son décapage juste avant l'épitaxie.

En pratique le substrat de GaSb est d'abord nettoyé à l'isopropanol, puis plongé dans un bain d'attaque d'acide chlorhydrique pendant environ une minute. En prenant soin de ne pas exposer la surface à l'air libre, on procède à une réoxydation dans un bain d'isopropanol. La surface est ensuite séchée à l'azote sec.

Les substrats GaSb et InP sont collés à l'indium sur des supports en molybdène (molyblocs), pour être stockés et mis sous vide dans le sas d'introduction du bâti d'EJM. Ils peuvent éventuellement subir un dégazage à une température d'environ 200°C à l'intérieur de ce sas pour éliminer l'eau et l'oxygène.

### ***3.2.2 Désoxydation du substrat dans la chambre de croissance***

- Substrat GaSb

La procédure pour débarrasser la surface de l'oxyde de protection consiste à monter le substrat en température sous un flux élevé d'antimoine. Ce flux important d'élément V a une double utilité :

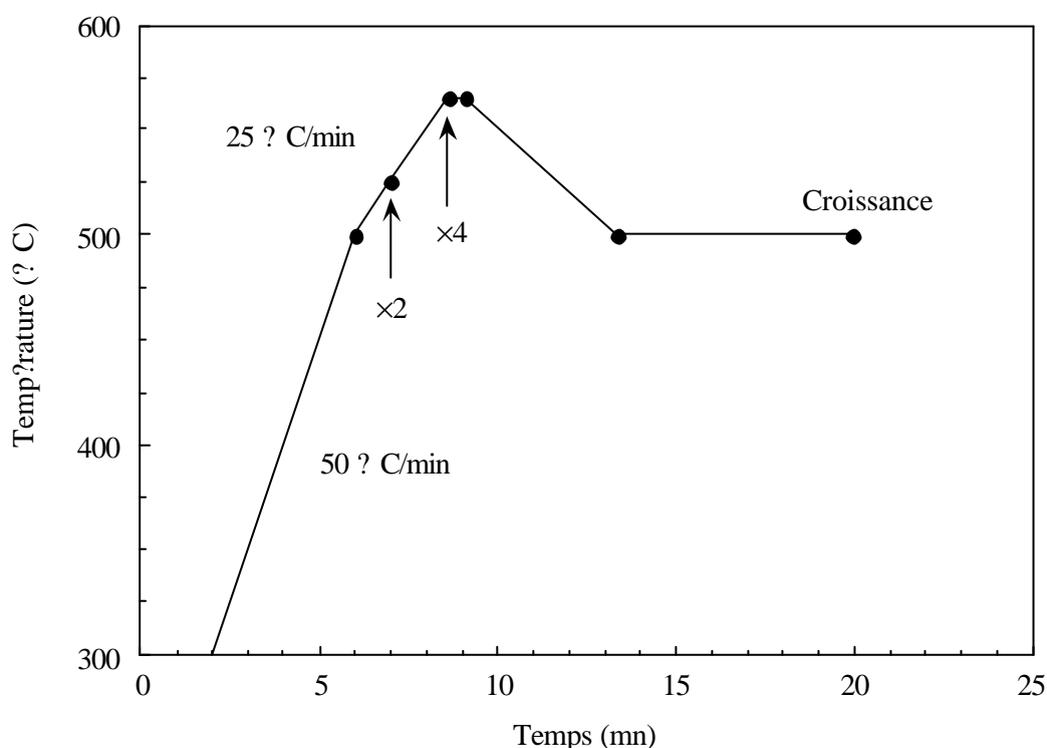
- stabiliser la surface en compensant les atomes d'antimoine désorbés,
- avoir un rôle mécanique susceptible de décrocher l'oxyde de la surface.

Ce principe est équivalent à la désoxydation du GaAs sous flux d'arsenic.

Le substrat de GaSb est chauffé sous une pression équivalente de Sb<sub>4</sub> ou Sb<sub>2</sub> supérieure à 2 10<sup>-6</sup> torr. La désorption thermique de l'oxyde s'effectue au bout de quelques minutes à une température stabilisée autour de 550 °C, laissant apparaître une surface reconstruite (1 × 3) sur le diagramme RHEED. Contrairement au GaAs, le GaSb supporte mal des températures supérieures à 580 °C.

- Substrat InP "epi-ready"

Les substrats InP issus du fabricant InPact sont revêtus d'une fine couche d'oxyde (donnée à 10 Å), et sont ainsi vendus "prêt à l'épitaxie". Une équipe de l'École Centrale de Lyon a étudié la méthode optimale de désoxydation sur ces mêmes substrats (Gallet, 91). La méthode la plus simple et la plus efficace serait de désoxyder la surface sous flux de Phosphore, mais notre bâti d'EJM n'est pas équipé d'une telle source. Une alternative possible est de procéder à la désorption de l'oxyde sous flux d'Arsenic, de préférence sous forme de dimères qui semblent être plus efficaces que les tétramères. Nous avons donc suivi scrupuleusement la procédure illustrée par la figure 3.2 (Hollinger, 93) pour désoxyder notre surface d'InP sous flux d'As<sub>2</sub>.

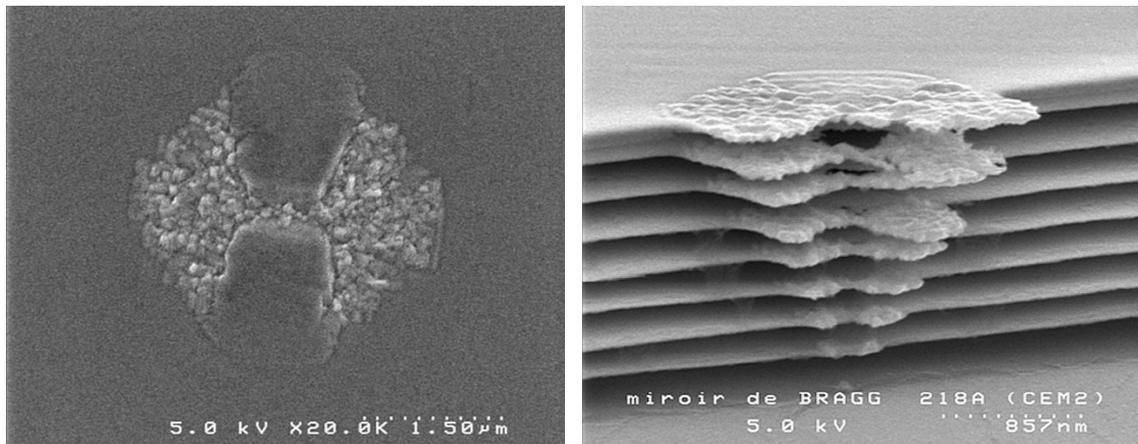


**Figure 3.2.** Procédure de désoxydation des substrats InP sous flux d'As (Hollinger, 93).

La température du substrat est élevée directement à 565 °C en utilisant une rampe de 50 °C/min puis de 25 °C/min. Après un très court plateau à 565 °C (~ 30 sec) on observe une transition (2 × 1) -> (4 × 1) de la surface signifiant la suppression de l'oxyde de la surface, après quoi le substrat est ramené à la température de croissance. Durant toute l'opération une pression d'As<sub>2</sub> supérieure à 2 10<sup>-6</sup> torr est maintenue sur la surface de l'InP.

Dans notre cas où les couches épitaxiées sont du type (Al,Ga)AsSb, la désoxydation sous flux d'arsenic offre l'avantage de préparer la surface à ce matériau, qui ne possède aucun élément chimique commun avec le substrat.

Nous avons observé néanmoins des dégradations de la surface dans le cas où la limite en température de 565 °C est dépassée ou si la durée du plateau est supérieure aux 30 secondes prescrites. Ces altérations sont clairement visibles sur l'écran RHEED par une intumescence des raies caractéristique d'une augmentation de la rugosité de la surface. Des défauts spectaculaires inhérents à cette mauvaise désoxydation ont été observées (Genty, 97). Les clichés montrent que le défaut est initié par un germe au niveau de la surface, que l'on a supposé être un îlot d'InAs (fig. 3.3).



**Figure 3.3.** Défaut se propageant à travers un miroir de Bragg AlGaAsSb/AlAsSb sur InP, suite à une désoxydation ayant formé un îlot d'InAs (À gauche vue de dessus, à droite vue en coupe révélée par attaque chimique).

### 3.3 Calibration des flux d'éléments III et V

Comme nous le verrons par la suite, l'optimisation des flux III et V est essentielle pour une amélioration des qualités structurale et optique des matériaux à base d'antimoine. Le rapport de flux V/III s'avère être dans certain cas un paramètre plus critique encore que la température de croissance.

Les éléments III étant les moins volatils, la directivité de leur flux permet une mesure relative avec la jauge Bayard-Alpert. Le flux III mesuré en terme de pression équivalente à une

température donnée de la cellule, est de plus reproductible dans le temps. Ce sont toujours les éléments III qui conditionnent la vitesse de croissance. Puisque l'épitaxie est réalisée sous excès d'éléments V, la vitesse ou le flux d'éléments III sont alors déduits des oscillations RHEED.

Le cas est plus litigieux pour les éléments V tels que l'arsenic ou l'antimoine, car leur plus grande volatilité rend la mesure des pressions difficile et approximative. La solution qui consiste à calibrer les flux V par oscillation RHEED paraît plus séduisante, mais se révèle encore plus complexe à mettre en oeuvre.

### ***3.3.1 Mesure des pressions partielles pour les éléments III & V***

Les mesures des pressions partielles des éléments peuvent être assimilées à la mesure des flux atomiques, mais elle ne constitue qu'une mesure relative qui dépend de la géométrie de l'EJM et qui est donc non reproductible d'un bâti à l'autre. Elle a l'avantage d'être rapide et facile de mise en oeuvre, puisqu'il suffit de positionner la jauge à vide dans le lobe d'évaporation du flux.

De fait la mesure des flux d'éléments III dont les lobes d'expansion sont plus directionnels sera plus représentative que pour les éléments V. Pour nos calibrations des pressions III et V, la valeur que nous retenons est le maximum de pression trouvé en déplaçant la jauge à vide.

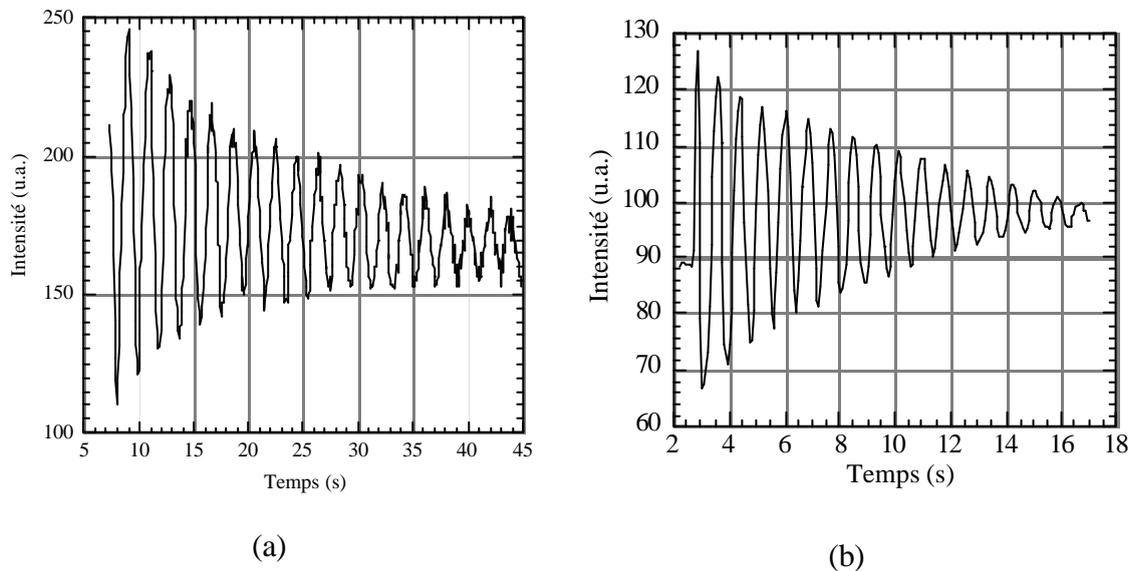
Toutefois il faut noter pour la mesure des éléments V que leur volatilité peut induire une double mesure des atomes, qui passent une première fois à travers la grille de la jauge et la retraversent après avoir rebondi sur une surface en arrière. À titre d'exemple la mesure de pression d'As suit après l'ouverture du volet une composante transitoire qui est représentative du flux d'atomes incident durant une vingtaine de secondes. Au-delà cette mesure continue à augmenter avec une pente moins marquée qui est représentative du retour des atomes après réflexion. Dans ce cas nous retenons la mesure au bout de 20 secondes, c'est à dire au moment où la montée en pression change de pente.

Pour sa part l'évolution de la pression mesurée de Sb passe par un maximum et se stabilise à une valeur constante qui sera celle prise en compte.

### 3.3.2 Flux III incorporés déduits des oscillations RHEED

Comme l'ont observé Neave et Joyce (Neave, 1983), les oscillations d'intensité RHEED correspondent exactement aux taux d'éléments III incorporés, ceci pour une croissance normale *i.e.* en excès d'éléments V (cf. § 2.4.1.c). C'est de cette manière que les flux d'éléments III sont généralement calibrés en fonction de la température de la cellule à effusion ou de la pression partielle mesurée avec la jauge à vide.

L'illustration d'oscillations RHEED liées aux flux de Ga (GaSb) et de In (InAs) est donnée sur la figure 3.4. Il faut noter que le substrat de GaSb donne accès à la calibration de trois éléments III distincts (Ga, Al, In), du fait de la proximité des mailles atomiques de GaSb, InAs et AlSb.



**Figure 3.4.** Oscillations d'intensité de la tâche spéculaire du diagramme RHEED pour les matériaux GaSb (a) et InAs (b) sur substrat GaSb.

L'observation des oscillations RHEED nécessite des conditions de croissance particulières, qui peuvent être différentes des conditions optimales pour la qualité électrique et optique du matériau. Par exemple lorsque la température de croissance augmente les oscillations diminuent et disparaissent, alors qu'une bonne qualité de matériau est souvent corrélée avec une température plutôt élevée (cas des alliages incluant de l'Al).

La température optimale pour les oscillations RHEED dépend du matériau, mais semble se situer autour de 450 °C pour les alliages sur GaSb.

Un autre facteur déterminant pour observer des variations d'intensité importantes est l'absence d'interférences entre les oscillations des raies de diffraction voisines. Sur les surfaces reconstruites les variations d'intensité des raies principales et des raies intercalées sont en opposition de phases, et interfèrent entre elles de manière destructive. C'est pour cette raison que sur GaSb dont la surface est  $(1 \times 3)$ , les oscillations sont observées dans la direction non-reconstruite [110].

La technique des oscillations RHEED des éléments III est précise à 5 % près sur la détermination des compositions et des largeurs des puits quantiques, mais cette précision s'amenuise lorsque les épaisseurs mises en jeu deviennent importantes. On explique cette erreur d'appréciation par la diminution de l'intensité des oscillations RHEED qui est plus rapide que la variation transitoire du flux après ouverture du volet (surpression). Ainsi la période des oscillations mesurée surestime le flux par rapport à sa valeur à l'équilibre.

Ce problème intervient pour la croissance des miroirs de Bragg (épaisseur des couches  $\sim 0,1 \mu\text{m}$ ) ; on s'en affranchit partiellement en retranchant 10 % aux valeurs des vitesses déduites du RHEED.

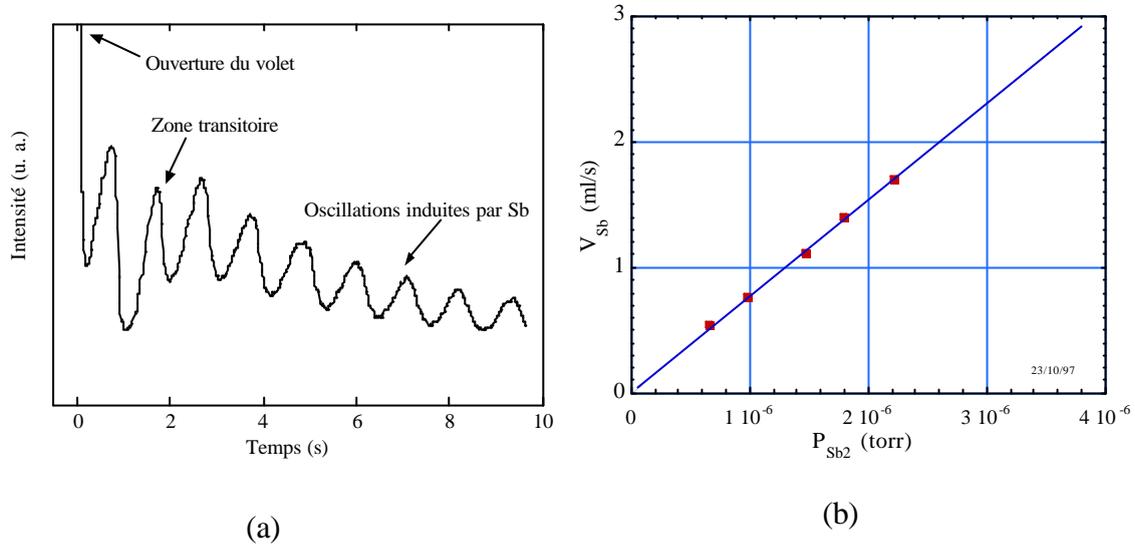
### ***3.3.3 Oscillations induites par les éléments V***

L'observation d'oscillations RHEED associées aux flux d'éléments V a été montré comme un moyen de déterminer le taux d'incorporation d'As dans GaAs et InAs (Lewis, 86), et de Sb dans GaSb et AlSb (Waterman, 92). Nous verrons que la connaissance précise du flux de Sb pour la croissance de GaSb et GaInSb est un premier pas vers une bonne qualité optique.

La mesure des flux incorporés suscite un gain d'intérêt si les matériaux épitaxiés possèdent deux éléments V. Pour la croissance d'alliages tels que GaAsSb ou AlAsSb la calibration du flux de Sb nous permet de reproduire le rapport  $x_{\text{As}}/x_{\text{Sb}}$  gérant l'accord de maille sur InP.

Les oscillations d'intensité dues au flux de Sb sont observées à température de substrat faible ( $< 420 \text{ }^\circ\text{C}$ ), en épitaxiant du GaSb en léger excès de Ga, tout ceci afin de ne pas altérer la surface. Le flux de Sb dirige alors la croissance et génère comme pour les éléments III des oscillations d'intensité du RHEED. La mise en excès d'éléments III se traduit par une étape

transitoire des oscillations durant les premières monocouches déposées. La figure 3.5 montre des oscillations induites de Sb sur GaSb à une température de 415 °C, ainsi que l'étalonnage du flux de Sb ainsi mesuré en fonction de sa pression partielle.



**Figure 3.5.** (a) Oscillations d'intensité RHEED induites par Sb lors de la croissance de GaSb sur GaSb sous excès d'élément III, et (b) taux d'incorporation de Sb en fonction de la pression équivalente mesurée à la jauge à vide.

On peut mesurer le flux incorporé des atomes d'As de la même manière sur InAs ou GaAs à basse température, mais ce coefficient d'incorporation est sensible à la température de croissance (Lewis, 86). Sur InAs nous n'avons pu observer les oscillations d'As qu'à des températures faibles ( $\sim 420$  °C), alors que la température de croissance de GaAsSb est 470 °C.

### 3.4 Croissance de $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ sur substrat InP

Les alliages du système AlGaAsSb sur InP présentent des propriétés séduisantes pour des applications optoélectroniques. Ils furent étudiés depuis les premiers temps de l'EJM chez IBM (Sakaki, 77) et NTT (Waho, 77). Cependant ils posent de gros problèmes en matière de croissance lorsqu'on veut les épitaxier en accord de maille sur InP. La relation entre les compositions  $x$  et  $y$  de l'alliage  $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$  dans le cas de l'accord de maille sur InP est la suivante :  $y = 1 - 0.511 - 0.052 * x$ , on remarque que pour la totalité des compositions  $x$  en Al le rapport  $y/(1-y)$  entre Sb et As reste toujours proche de 1.

En EPL il semble impossible d'obtenir ce matériau à cause d'une lacune de miscibilité très étendue (Gratton, 73), et qui semble aussi se manifester en EJM par d'importantes difficultés rencontrées pour atteindre certaines compositions. La présence de deux éléments V joue un grand rôle dans ces phénomènes, et de plus leur calibration peut être approximative comme nous l'avons vu précédemment. Ceci explique probablement que ces matériaux ont été très peu utilisés pour les applications à 1,55  $\mu\text{m}$  en comparaison de InGaAsP, qui contient pourtant lui-aussi deux éléments V.

Dans le ternaire GaAsSb comme dans AlGaAsSb et AlAsSb, une compétition d'incorporation intervient entre Sb et As (Chang, 77), avec une prédominance de l'antimoine plus ou moins marquée selon le jeu de formes naturelles évaporées ( $\text{As}_2/\text{Sb}_4$ ,  $\text{As}_4/\text{Sb}_2$  ou  $\text{As}_2/\text{Sb}_2$ ). Cette compétition est la manifestation du manque d'affinité entre GaSb et GaAs et peut provoquer dans l'alliage GaAsSb des phénomènes de décomposition spinodale (Chiu, 85) et/ou des désordres d'alliages (*ang. : ordering*) (Murgatroyd, 90).

La suite de ce chapitre va être consacrée aux divers paramètres intervenant dans cette rivalité entre As et Sb tels que la température de croissance, le rapport des flux V/III, le rapport des flux As/Sb, la nature des flux III et le dopage. Les différentes solutions que nous proposons pour maîtriser ces nombreux facteurs seront ensuite présentées.

### ***3.4.1 Effet de la température de croissance***

Les éléments V ont des comportements particulièrement complexes à la surface du substrat. En fonction de la température de la surface, les coefficients d'incorporation, mesurés d'après des oscillations RHEED induites par l'élément V, et les longueurs de diffusion de ces éléments V diffèrent en fonction de leur espèce atomique. Une étude de l'incorporation de Sb effusé sous forme tétramère a montré une insensibilité pour une température de substrat allant de 420 à 610  $^{\circ}\text{C}$  (Waterman, 92). En ce qui concerne l'As on observe une dépendance nette de l'incorporation dans la gamme 400-600  $^{\circ}\text{C}$  (cf. figure 3.6) (Lewis, 86).

Ces comportements dans une situation qui n'est pas vraiment identique à la croissance d'alliages binaires amènent à penser que la situation deviendra très délicate lorsque ces deux

espèces seront mises en commun sur une même surface. C'est ce qu'il advient, en particulier lorsque les deux éléments V sont évaporés sous forme tétramère : la figure 3.7 illustre une étude de la concentration en Sb dans GaAsSb par rapport à la température de croissance (Nakata, 88, Klem, 83). La composition en Sb n'est pas affectée par la température du substrat entre 470 et 560 °C, tandis qu'à plus haute température elle décroît rapidement. Ce résultat nous montre que pour le jeu de tétramères  $As_4-Sb_4$  et à basse température Sb s'incorpore préférentiellement à As, puis cette dominance de Sb s'estompe rapidement à partir de 550 °C. Il faut noter que la température de 550 °C correspond à une amélioration de la dissociation des tétramères  $As_4$  sur la surface. Ainsi il est préférable de travailler à basse température afin de se placer dans la zone où se situe le plateau sur la figure 3.7. Le même type de comportement a été observé par la suite sur AlGaAsSb et AlAsSb (Evans, 90, Nemeth, 95, Harmand, 97), avec des températures de "décrochage" de l'incorporation de Sb différentes selon la nature des éléments III.

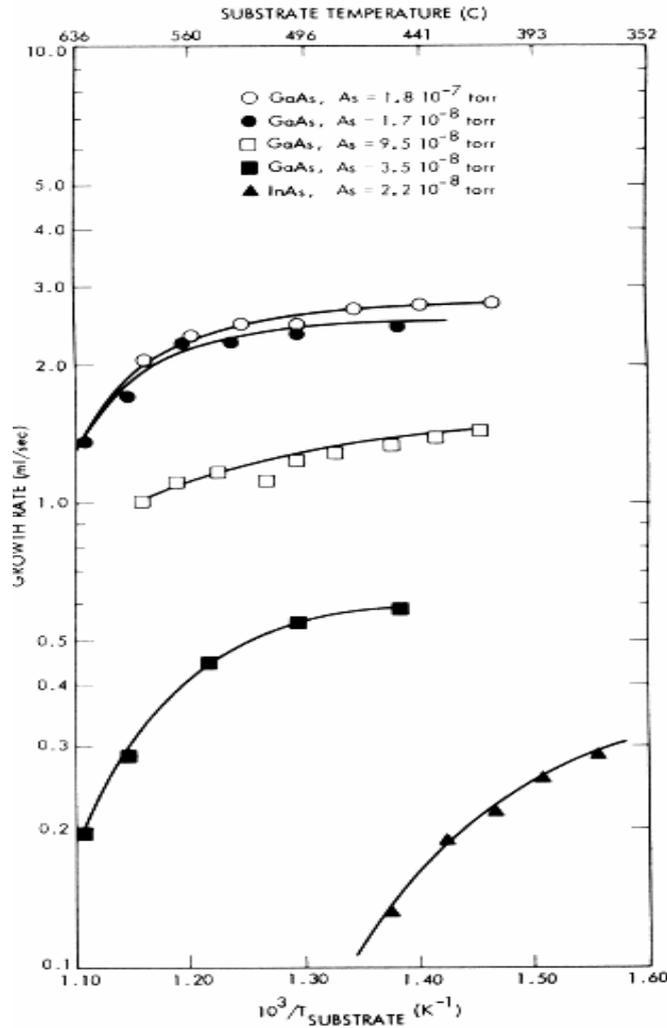


Figure 3.6. Vitesses de croissance mesurées durant des oscillations RHEED induites As en fonction de la température du substrat. (Lewis, 86)

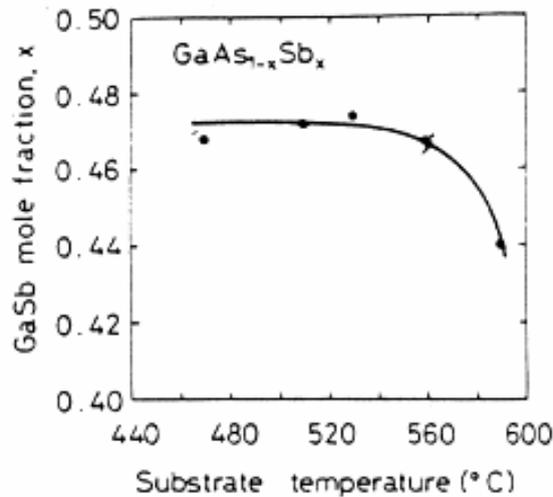
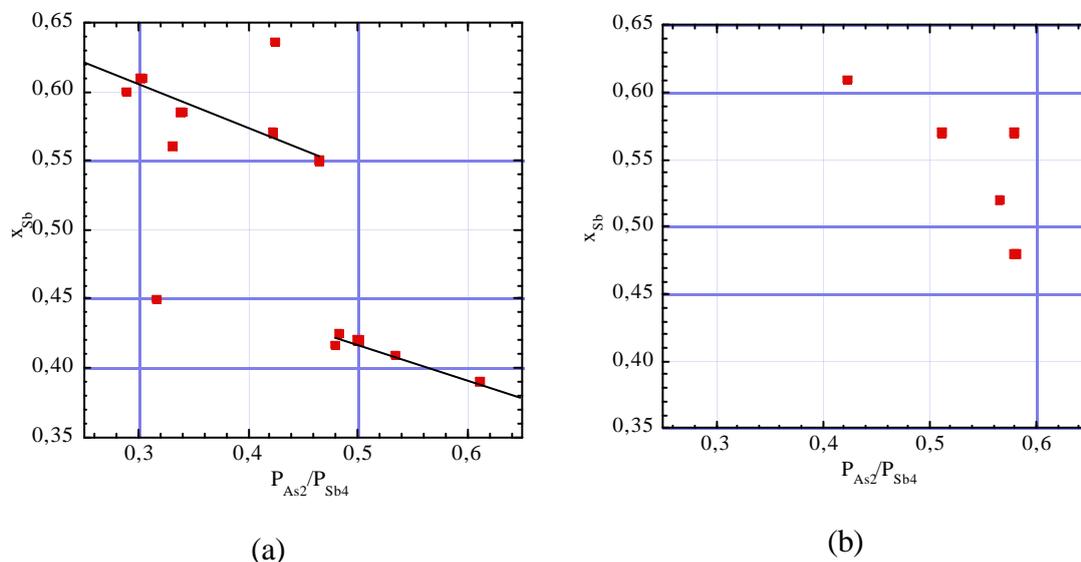


Figure 3.7. Dépendance de la fraction de GaSb,  $x$ , en fonction de la température de croissance de  $GaAs_{1-x}Sb_x$  sur substrat d'InP. Pour toutes les croissances les flux de Ga,  $As_4$  et  $Sb_4$  ont été maintenus constant. (Nakata, 88).

Pour notre part le choix de la température pour le croissance de GaAsSb a été dans un premier temps 500 °C. La configuration des cellules des éléments V à cette période était As<sub>2</sub>-Sb<sub>4</sub>. Nous avons observé la dépendance de la composition en Sb selon le rapport des pressions As<sub>2</sub>/Sb<sub>4</sub> (figure 3.8.a.). Les valeurs de  $x_{Sb}$  ont été calculées à partir des désaccord paramétriques des couches relaxées mesurés par double diffraction X (DDX). La figure 3.8.a. laisse clairement apparaître une zone de composition autour de l'accord de maille sur InP qui semble être impossible à épitaxier.

Cette zone a été attribuée à une décomposition de l'alliage GaAsSb à la température de croissance (500 °C). Afin de limiter cet effet, la température de croissance a été portée à 470 °C. Cette baisse a provoqué une modification de l'incorporation des éléments V et nous a permis d'épitaxier des matériaux présentant un désaccord paramétrique inférieur à 0,01 %. En comparaison de la courbe à 500 °C la composition en Sb a été tracée à 470 °C (cf. fig. 3.8.b.). On note une modification de la zone vide de la courbe (a), et un rapprochement vers une variation proportionnelle entre la composition  $x_{Sb}$  et le rapport de pressions As<sub>2</sub>/Sb<sub>4</sub>.



**Figure 3.8.** Composition en Antimoine  $x$  des couches de GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> en fonction du rapport des pressions As<sub>2</sub>/Sb<sub>4</sub> utilisé lors des épitaxies à 500 °C (a) et à 470 °C (b).

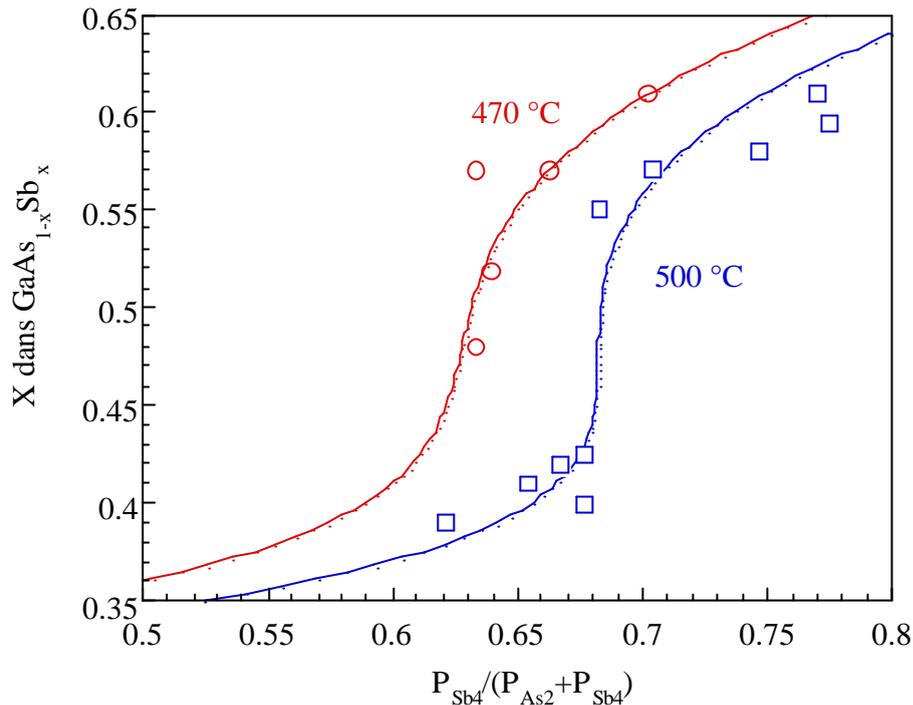
La stabilité obtenue à basse température semble provenir d'un gain d'incorporation des molécules Sb<sub>4</sub> par rapport aux molécules As<sub>2</sub> utilisées dans ce cas. Nous avons vu que la

décomposition des molécules  $As_4$  devenait efficace à partir de 550 °C. Or les molécules  $As_2$  que nous utilisons se dissocient beaucoup mieux, même à une plus basse température de substrat. Ce gain d'incorporation par rapport à  $As_4$  induit une compétition plus serrée entre  $As_2$  et  $Sb_4$  même pour des températures autour de 500°C.

### **3.4.2 Influence des rapports de flux $V_{As}/V_{Sb}$**

L'incorporation de Sb dans GaAsSb, AlGaAsSb et AlAsSb a une dépendance non-linéaire avec la pression et donc le flux de molécules  $Sb_4$  envoyé sur la surface (Yano, 89, Németh, 95). Nous avons vu que ce comportement non-linéaire s'amplifiait lorsque la température de croissance était plus élevée. Dès les premières études sur la croissance de GaAsSb par EJM, il a été montré que Sb était préférentiellement incorporé par rapport à As (Chang, 77). Ces mêmes auteurs ont attribué la supériorité d'incorporation de Sb à As aux propriétés thermodynamique de  $Sb_4$  et  $As_4$  : L'énergie de sublimation de  $Sb_4$  (49,4 kcal/mole contre 36,6 kcal/mole pour  $As_4$ ) induit un long temps de vie en surface, et sa faible énergie de dissociation (203,6 kcal/mole contre 252 kcal/mole pour  $As_4$ ) pourrait favoriser la réaction avec les atomes de Ga en surface.

Si on applique ce raisonnement à notre cas où les flux  $V$  sont principalement constitués de  $As_2$  et de  $Sb_4$ , la suprématie de Sb n'existe plus ou est fortement diminuée. Les résultats concernant la variation de la composition en fonction du rapport de la pression de Sb sur la pression totale des éléments  $V$  sont montrés sur la figure 3.9 pour des températures de croissance de 470 °C et 500 °C.



**Fig 3.9.** Composition en Sb des couches de GaAsSb en fonction du rapport des pressions  $Sb_4/(As_2+Sb_4)$  (Cercles pour 470°C et carrés pour 500°C).

Nous voyons clairement que Sb s'incorpore beaucoup plus facilement à 470 °C, tandis que le comportement devient complexe à 500 °C. Les courbes en trait plein ont été tracées à titre d'indication. D'après une application de la théorie BCF (Burton, 51) sur GaAsSb (Mochizuki, 88), des allures similaires ont été observées. La théorie BCF traite des processus de diffusion en surface sur un relief formé de marches. Pour ses calculs Mochizuki a supposé que toutes les molécules de  $Sb_4$  étaient décomposées en Sb juste après l'adsorption. Les principales bases de ces hypothèses sont :

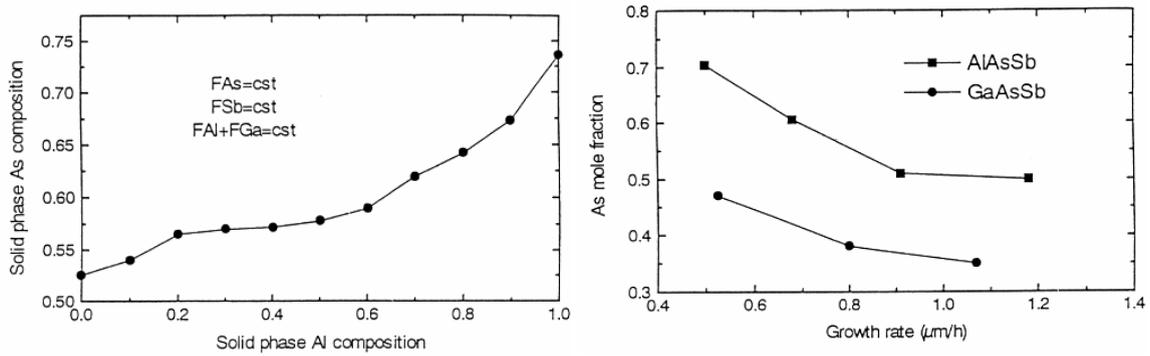
- le maximum du coefficient de collage de  $Sb_4$  est 1, alors qu'il est de 0,5 pour  $As_4$  (Foxon, 75),
- l'énergie de désorption de Sb (2,6 eV) (Naganuma, 80) est bien plus élevée que celle de  $As_4$  (0,4 eV) (Foxon, 75).

Cette approche théorique permet donc de retrouver la suprématie de l'incorporation de Sb à faible température, ainsi que sa tendance à être exclu par l'Arsenic à haute température de croissance.

### 3.4.3 Effets liés aux éléments III

Nous venons de passer en revue le contrôle de la composition en éléments V en ne nous préoccupant pas des flux et de la nature des éléments III. Or l'incorporation des éléments V dans l'alliage  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  est modifiée selon la composition  $x$  des éléments III (Klem, 87, Evans, 90 & Harmand, 97). Comme le faisait remarquer Klem, cette observation est d'une importance capitale pour la croissance d'hétérostructures dans le système AlGaAsSb, et en particulier pour les miroirs de Bragg AlGaAsSb/AlAsSb, car il faudra s'accommoder d'un changement des flux V à chaque interface. La figure 3.10 tirée de l'article de J.C. Harmand (Harmand, 97) illustre bien l'effet de la composition  $x$  sur l'incorporation de As. La vitesse de croissance a été maintenue constante ainsi que les flux des éléments V, seul le rapport Al/Ga a varié. Les tendances que l'on remarque en premier lieu sont le gain d'incorporation de As lorsque le quaternaire s'enrichit en Al, et l'augmentation de la fraction de Sb quand la vitesse croît.

Il apparaît donc que les coefficients d'incorporation des éléments V sont perturbés par la vitesse et par la nature des éléments III incidents. Harmand a expliqué ce phénomène par le fait que la composition est dirigée par des réactions compétitives entre les espèces à la surface. Les énergies libres  $\Delta G$  pour les différentes réactions intervenant pour AlGaAsSb à 500 °C sont données dans la table 3.1 (Harmand, 97). Ces valeurs montrent que la formation d'arséniures est favorisée par rapport à la formation d'antimoniures lorsque  $\text{As}_2$  et  $\text{Sb}_2$  sont utilisés.



**Figure 3.10.** (a) Composition en As dans l'alliage AlGaAsSb par rapport à sa teneur en Al, et (b) influence des vitesses de croissance de GaAsSb et de AlAsSb sur l'incorporation d'As (Harmand, 97).

Réactions Chimiques	$\Delta G$ (J/mole)
$\text{Ga(g)} + \frac{1}{2} \text{As}_2(\text{g}) \rightarrow \text{GaAs(s)}$	-282
$\text{Ga(g)} + \frac{1}{2} \text{Sb}_2(\text{g}) \rightarrow \text{GaSb(s)}$	-263
$\text{Al(g)} + \frac{1}{2} \text{As}_2(\text{g}) \rightarrow \text{AlAs(s)}$	-369
$\text{Al(g)} + \frac{1}{2} \text{Sb}_2(\text{g}) \rightarrow \text{AlSb(s)}$	-325

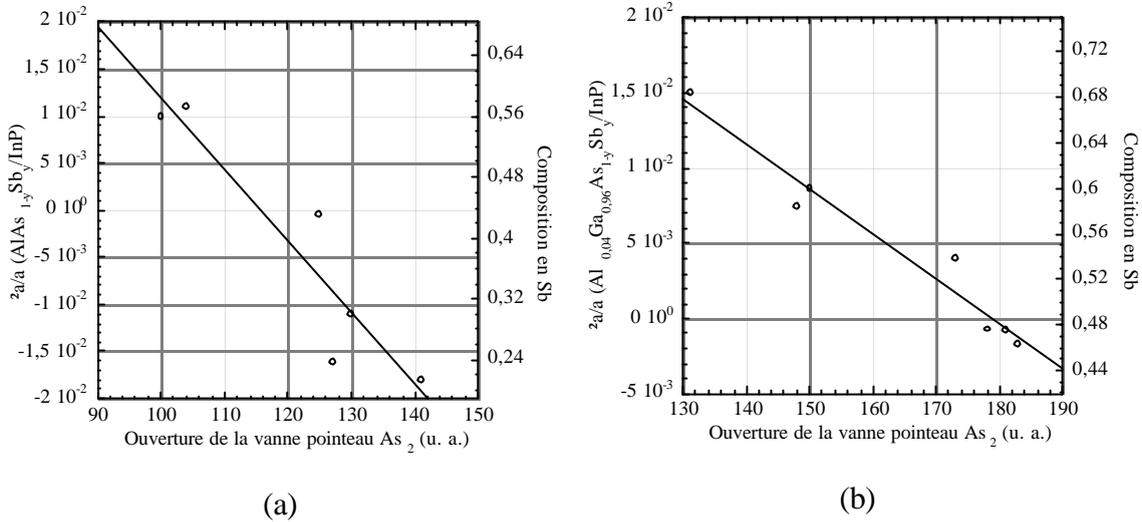
**Table 3.1.** Énergies de Gibbs des différentes réactions intervenant dans la croissance de AlGaAsSb (Harmand, 97).

Cette prédisposition tend à s'amplifier quand le rapport V/III augmente. De plus le décalage entre les  $\Delta G$  est plus important pour les composés à base d'aluminium, ce qui explique que l'incorporation de As est privilégiée lorsque le taux de Al augmente dans l'alliage épitaxié.

Ainsi pour maintenir l'accord de maille lors de l'alternance AlGaAsSb/AlAsSb durant la croissance d'un miroir de Bragg, il sera indispensable de modifier un des flux As ou Sb. Une autre solution consiste à jouer sur des vitesses de croissance différentes selon les matériaux, ceci afin de maintenir les taux d'incorporation des éléments V.

Notre bâti d'EJM est équipé d'une cellule d'arsenic à étage de craquage muni d'une vanne pointeau, qui permet de réguler le flux sortant de molécules  $\text{As}_2$ . Le changement du flux d' $\text{As}_2$  est commandé par ordinateur, donc rapide et reproductible, et n'a aucune incidence sur la

température de la cellule. L'ouverture de la vanne étant linéaire avec la pression équivalente mesurée, nous avons pu étalonner la position de la vanne directement en fonction de la composition en As dans les couches de AlGaAsSb et AlAsSb (fig. 3.11).



**Fig 3.11.** Désaccord de maille par rapport à InP des alliages AlAsSb (a) et AlGaAsSb (b) en fonction de l'ouverture de la vanne pointeau de la cellule As.

### 3.4.4 Mise à profit des oscillations induites d'antimoine

Durant l'été 97, la source à effusion de  $Sb_4$  a été remplacée par une cellule à étage de craquage pouvant produire des dimères  $Sb_2$  ou des monomères Sb. En substituant la source de tétramères par cette source produisant principalement des dimères, le nombre d'étapes de dissociations à la surface est réduit. Un gain notable dans le coefficient d'incorporation de Sb est donc attendu. Concernant la croissance de AlGaAsSb sur InP, nous avons déduit de nos observations précédentes une équivalence d'incorporation entre Sb et As dans la configuration  $Sb_4-As_2$ . Il s'ensuivait une compétition serrée entre Sb et As, rendant difficile l'obtention de la composition désirée. Nous attendions du dimère  $Sb_2$  une réduction de cette compétition.

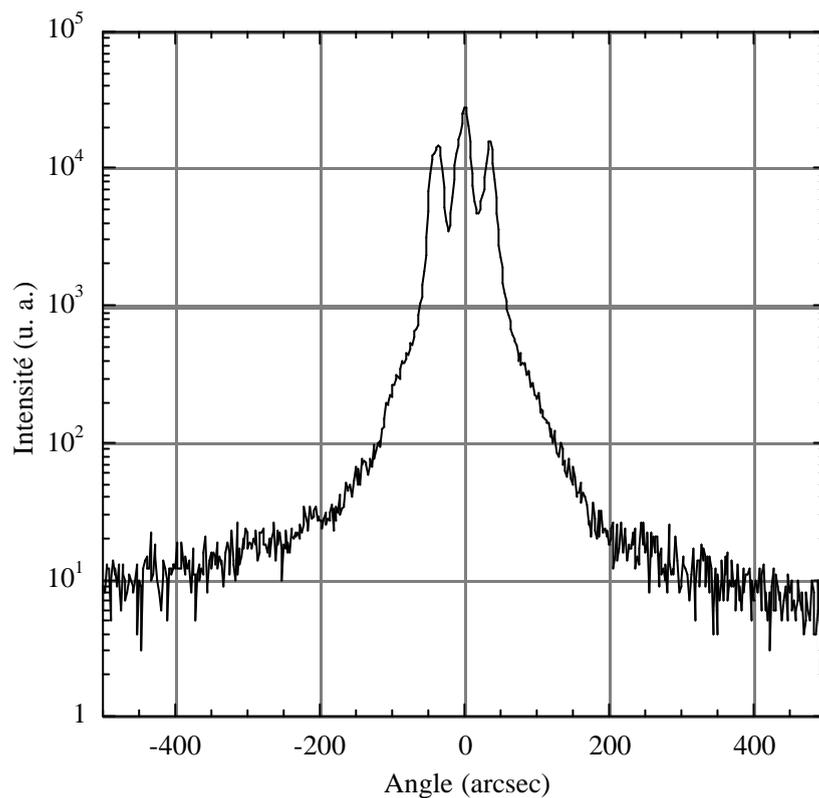
Le résultat majeur attendu du changement  $Sb_4-As_2/Sb_2-As_2$  est donc un bénéfice d'incorporation de Sb par rapport à As, et de fait une meilleure maîtrise de la composition des éléments V.

À partir de cette hypothèse nous avons opté pour un réglage de la composition en As et Sb à partir des oscillations induites d'antimoine (cf. § 3.3.3.). Cette démarche avait déjà été appliquée à la croissance de InAsSb par l'équipe de Joyce (Ferguson, 92). La vitesse de Sb est donc fixée à la composition voulue pour l'accord de maille sur InP, compte tenu de la vitesse totale des éléments III. Le flux de As<sub>2</sub> a été réglé de manière à obtenir un rapport de flux V/III légèrement supérieur à 1. Pour la croissance de l'alliage AlAsSb, le flux de As a été diminué au maximum en gardant un excès d'éléments V sur la surface, vu sa meilleure incorporation en présence de Al.

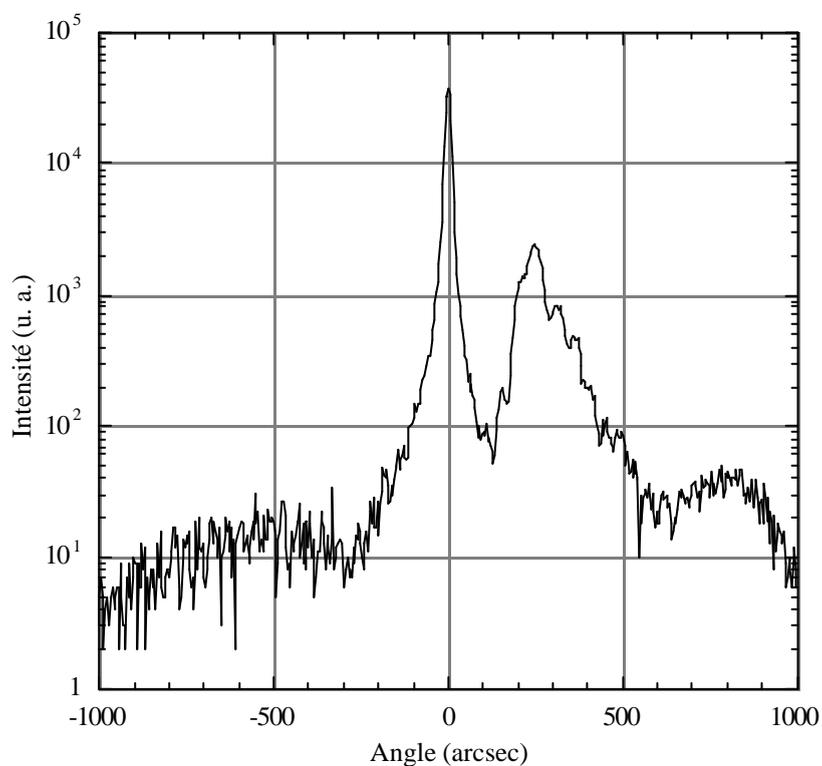
Les figures 3.12 a et b donnent les diagrammes DDX des premières couches réalisées avec cette méthode. On y observe les pics les plus intenses relatifs au substrat InP et des pics voisins correspondants aux couches épitaxiées :

- Sur la figure 3.12a deux pics autres que celui du substrat nous indique la présence de deux compositions différentes de l'alliage épitaxié, mais qui restent très proches de l'accord de maille ( $\Delta a/a = \pm 0,03\%$ ).
- Il y a une seule composition de l'alliage AlAsSb sur la figure 3.12b qui est légèrement moins bien accordée que la précédente mais le désaccord de maille reste faible ( $\Delta a/a = \pm 0,2\%$ ).

Des compositions en accord de maille ont été obtenues immédiatement pour l'alliage AlGaAsSb comme pour AlAsSb en utilisant cette méthode. Nous avons donc mis au point une procédure facile à mettre en oeuvre à partir des calibrations (cf. fig. 3.5.b.), applicable à tous les alliages dans le système AlGaAsSb, et reproductible d'une croissance à une autre voire d'un bâti à un autre.



**Figure 3.12.a.** Double Diffraction X d'une couche de AlGaAsSb sur InP réalisée avec la méthode des oscillations induites de Sb.



**Figure 3.12.b.** Double Diffraction X d'une couche de AlAsSb sur InP réalisée avec la méthode des oscillations induites de Sb.

### 3.5 Croissance d'antimoniures sur substrat GaSb

La croissance des alliages AlGaAsSb sur un substrat de GaSb est assez proche de celle sur substrat d'InP. La gamme de température de croissance reste autour de 500°C et les rapports de flux V/III faibles. La principale différence est la composition en As qui reste minime ou parfois nulle dans les alliages accordés en maille sur GaSb, ceci limite considérablement les phénomènes liés aux interactions entre Sb et As que nous avons rencontrés sur InP. Pour le quaternaire  $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$  la condition d'accord de maille sur GaSb reliant les compositions  $y$  et  $x$  selon la loi de Végard est la suivante :

$$y = \frac{0,0396x}{0,4426 + 0,0318x} \quad (3-1).$$

Ainsi le ternaire à base d'aluminium a une composition en As faible :  $AlAs_{0,08}Sb_{0,92}$ , lorsqu'il est accordé en maille sur GaSb.

#### 3.5.1 Conditions de croissance

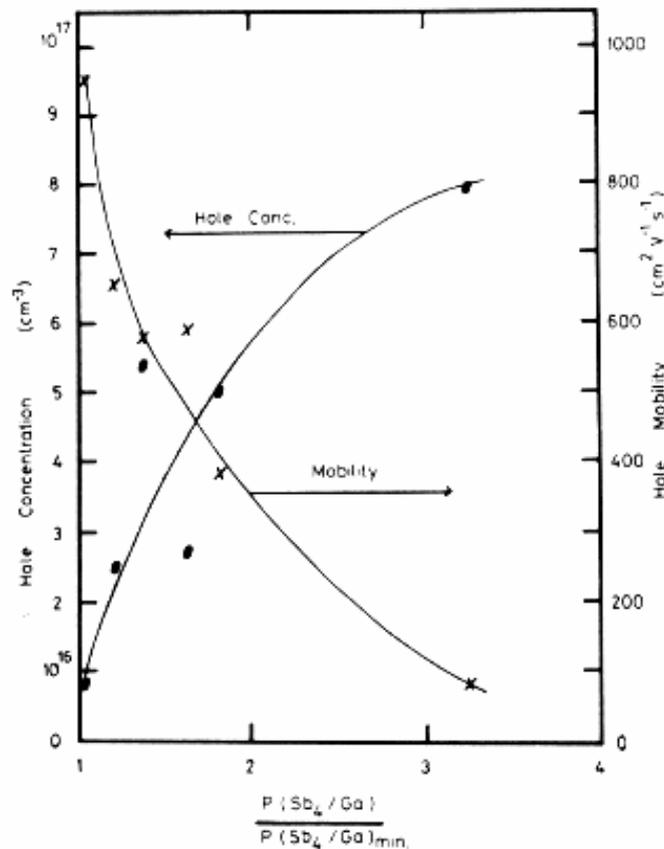
La bonne qualité cristalline du GaSb épitaxié est souvent associée à la limitation de son dopage résiduel  $p$ . Ce dopage important ( $10^{16}$ - $10^{17}$   $cm^{-3}$ ) ne provient pas d'impuretés mais de la formation durant la croissance de défauts cristallins accepteurs (Effer, 64). Plusieurs travaux ont révélé que le dopage résiduel des couches épitaxiées par EJM s'accompagnait d'une dégradation de leurs propriétés de transport et de photoluminescence (Lee, 86, Munekata, 89 et Turner, 93), et ont proposé des conditions de croissance (température de croissance, flux de Sb et Ga) permettant d'obtenir des couches avec un dopage résiduel minimum.

Le paramètre le plus sensible semble être le rapport entre les flux d'antimoine et de gallium ( $F_{Sb}/F_{Ga}$ ). La figure 3.13 présente le dopage résiduel des couches en fonction du rapport des flux mesuré par Lee et *al.* (Lee, 86). Ce résultat va dans le sens d'un rapport de flux entre antimoine et gallium ( $F_{Sb}/F_{Ga}$ ) minimum, ceci tendant à réduire le dopage résiduel et à augmenter la mobilité des trous dans les couches épitaxiées. Il s'agit donc pour une vitesse

donnée de Ga, de limiter le flux de Sb incident. De plus la forme dimère de l'antimoine augmente le coefficient de collage sur la surface, et il semble logique de préférer les molécules  $Sb_2$  aux tétramères  $Sb_4$  afin minimiser la présence d'antimoine à la surface.

Pour l'épitaxie de l'alliage AlGaAsSb accordé sur GaSb, les rapports V/III que nous avons appliqués sont légèrement supérieurs à 1. Ce choix conforte les conditions déjà établies sur InP (cf. § 3.4.4).

La température de croissance que nous avons utilisée durant toutes les épitaxies sur GaSb est  $500^\circ\text{C}$ . Pour les composés AlGaAsSb cette température de substrat semble être majoritairement adoptée dans la littérature. Notons que pour les alliages riches en Al la tendance d'augmenter la température de croissance ceci afin de diminuer les cas de contamination par l'oxygène. Tandis qu'avec l'adjonction d'indium dans les composés antimoniures ( $GaInSb$ ,  $InAs$  et  $GaInAsSb$ ), les températures de croissance doivent être plus faibles ( $400\text{-}500^\circ\text{C}$ ) (Bertru, 98).

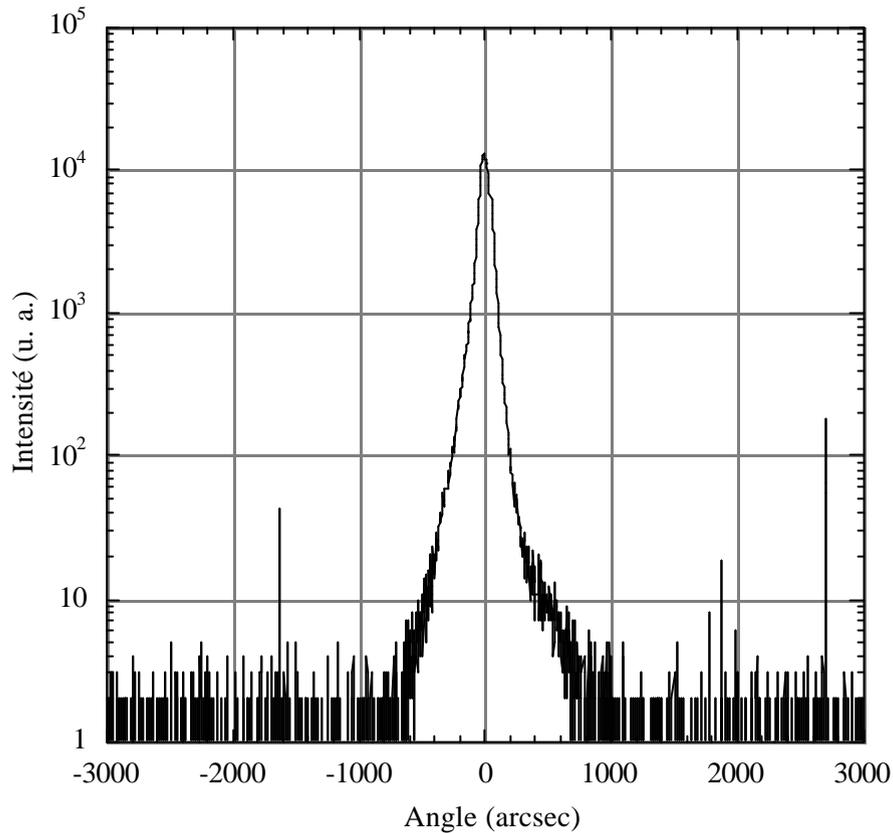


**Figure 3.13.** Influence du rapport de pression entre Sb et Ga sur le dopage résiduel  $p$  et la mobilité des trous (Lee, 86).

### **3.5.2 Introduction d'As pour l'accord de maille**

D'après la condition d'accord de maille de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  sur GaSb (cf. équation 3-1), le pourcentage d'As à introduire s'élève au maximum à 8% dans le cas du ternaire AlAsSb. Grâce à la cellule d' $\text{As}_2$  équipée d'une vanne pointeau la quantité d'arsenic peut être modifiée rapidement et précisément. Cependant il est nécessaire au préalable de calibrer le flux d' $\text{As}_2$  en fonction de la composition solide en As dans les matériaux. La solution de la mesure des pressions partielles à la jauge Bayard-Alpert est suffisamment précise pour obtenir les quantités d'As satisfaisant l'accord de maille (cf. figure 3.14).

Comparativement aux nombreuses difficultés lors de l'épitaxie de AlGaAsSb sur InP, la croissance sur GaSb est beaucoup moins problématique et ne demande pas une aussi grande rigueur dans les calibrations des flux V et de la température. Les variations des flux d'As d'un alliage à l'autre sont faibles, donc rapides et fiables à l'aide de la vanne pointeau lors des interfaces. Cet avantage est notable pour la réalisation de miroirs de Bragg, pour lesquels on réalise des successions de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$  ( $0 < x < 0,2 \Rightarrow 0 < y < 0,02$ ) et de  $\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$ .



**Figure 3.14.** Double Diffraction X d'un alliage  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$  sur substrat GaSb.

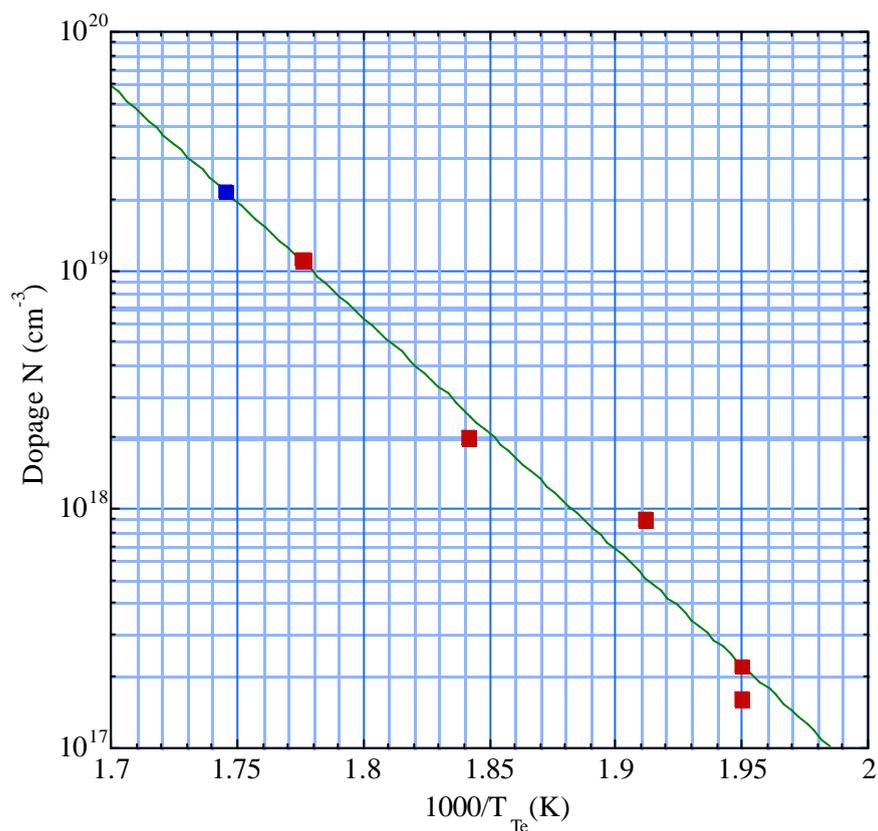
### 3.5.3 Dopage des couches AlGaAsSb

Le but de cette étude étant de réaliser des structures émettrices fonctionnant par injection de courant (§ 4 et 5), nous avons effectué des calibrations de dopage  $p$  et  $n$ . Les éléments qui sont utilisés sur le bâti d'EJM sont le tellure pour le dopage  $n$  et le béryllium pour le dopage  $p$ . Les échantillons dédiés aux calibrations de dopage sont épitaxiés sur substrat non intentionnellement dopé de GaSb (dopage résiduel  $p$  de quelques  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), ou sur substrat semi-isolant de GaAs. Une couche épaisse de GaSb non dopée est d'abord épitaxiée, avant de débiter la croissance du matériau dopé à étudier. Cet échantillon est par la suite caractérisé par effet Hall pour connaître le dopage effectif réalisé. Les calibrations de dopage  $n$  et  $p$  pour le quaternaire AlGaAsSb sont donnés sur les figures 3.15 *a* et *b*.

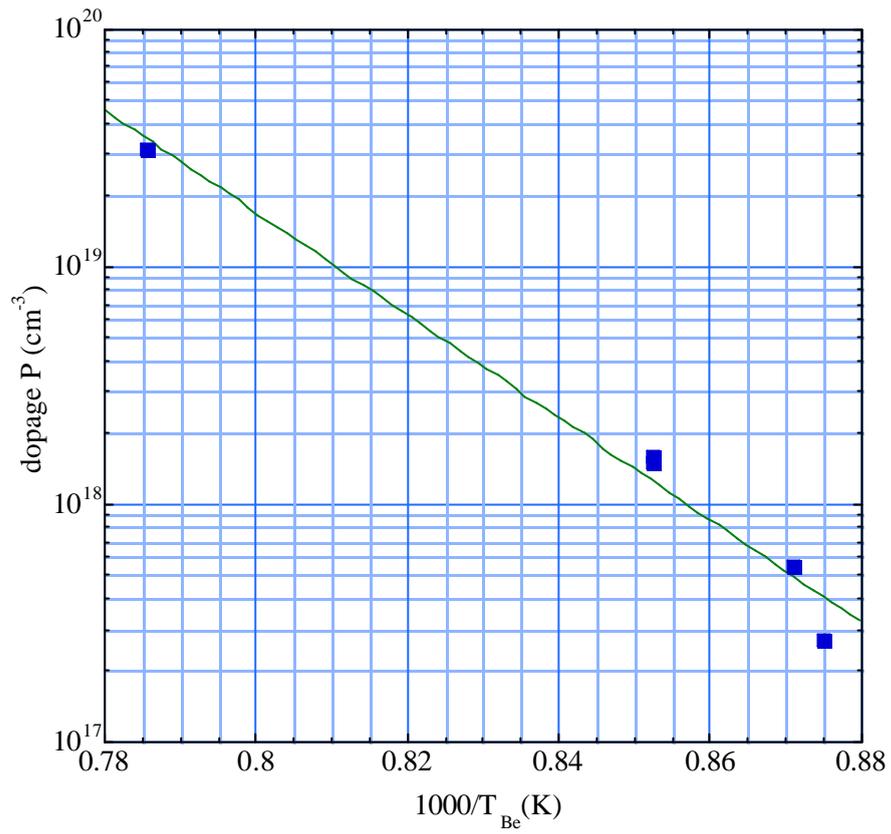
Ces calibrations ont été réalisées pour des dopages élevés ( $> 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ ), pour lesquels la reproductibilité dans le temps est satisfaisante. À cause du dopage résiduel  $p$  important dans

le GaSb les dopages faibles sont difficilement réalisables, en particulier pour des compensations de ce dopage résiduel.

De plus les calibrations de dopage pour le ternaire AlAsSb montre des dissonances avec les mesures réalisées sur AlGaAsSb. Ceci est en partie causée par les difficultés de mesure par effet Hall introduites par l'oxydation rapide des couches avec de l'aluminium comme unique élément III qui rend impossible la réalisation de contact ohmique sur la surface.



**Figure 3.15.a.** Dopage  $n$  des couches AlGaAsSb en fonction de la température de la cellule à effusion de Te.



**Figure 3.15.b.** Dopage  $p$  des couches AlGaAsSb en fonction de la température de la cellule à effusion de Be.

## Chapitre 4

### **LES COMPOSANTS SUR GaSb : LASERS EMETTANT PAR LA TRANCHE**

Dans le but de réaliser un laser à cavité verticale (*VCSEL*) émettant dans la gamme infrarouge 1,3-1,55  $\mu\text{m}$ , de nombreuses possibilités peuvent être envisagées en terme de matériaux et de technique de réalisation. Le premier VCSEL à 1,55  $\mu\text{m}$  a été fabriqué par D.I. Babic en utilisant une technique hybride consistant à coller des miroirs épitaxiés sur GaAs avec une couche active sur InP (Babic, 95). La fabrication d'un VCSEL en une seule étape d'épitaxie reste la méthode la plus pertinente pour bénéficier de tous les avantages qu'offre la géométrie verticale de ces structures. Dès lors le type de couches actives de tels VCSELS est guidé principalement par le choix des matériaux composant les miroirs de Bragg. Trois filières sont concernées pour les miroirs de Bragg 1,3-1,55  $\mu\text{m}$  : GaAs/AlAs, InP/InGaAsP et GaSb/AlSb. Bien que les couches actives dans la filière InP soient très performantes, la réalisation des miroirs de Bragg et donc du VCSEL est beaucoup plus problématique. La situation est inversée pour les deux autres filières (GaAs et GaSb), pour lesquelles les miroirs sont performants alors que les couches actives autour de 1,55  $\mu\text{m}$  n'ont pas encore abouti à des résultats fiables.

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus avec des couches actives à 1,55  $\mu\text{m}$  à base d'antimoniures sur GaSb. Une émission laser à 1,55  $\mu\text{m}$  à 300 K a été obtenue sur une structure laser classique émettant par la tranche.

## 4.1 État de l'art des couches actives émettant vers 1,55 $\mu\text{m}$

### 4.1.1 Filière InP

La technologie des diodes lasers sur InP est aujourd'hui mature. Les techniques de fabrication des composants ont largement montré leurs capacités en matière de qualité et de reproductibilité. Actuellement ces diodes lasers sont utilisées industriellement pour les communications optiques, avec des possibilités de transmission de plusieurs dizaines de Gb/s. Les structures à puits quantiques concernées sont du type "puits InGaAsP / barrières InP" ou "puits InGaAs / barrières InGaAsP". Il y a déjà quelques années (1990-1992) la littérature rapportait des valeurs de densité de courant de seuil faibles pour de tels lasers 1,55  $\mu\text{m}$  incluant des puits de GaInAsP dans des barrières d'InP (Osinski, 92), et pour des multipuits contraints de GaInAs dans des barrières de GaInAsP (valeur record :  $J_{\text{th}}=400 \text{ A/cm}^2$ ) (Tsang, 91). Les structures GaInAsP/InP présentant elles aussi de très bonnes caractéristiques pour une émission à 1,3  $\mu\text{m}$ .

L'autre système accordé en maille sur InP qu'est InGaAs/InGaAlAs semble très attractif pour des zones actives vers 1,3-1,55  $\mu\text{m}$ . Il se démarque du conventionnel InGaAsP/InP par un décalage plus important entre les bandes de conduction (Sugiyama, 86). De plus la solution InGaAlAs facilite la maîtrise de composition des alliages en EJM ; ceci permettant d'obtenir une émission à 1,55  $\mu\text{m}$  (Kasukawa, 91, Mondry, 92), ou à 1,3  $\mu\text{m}$  avec puits en quaternaire AlGaInAs (Zah, 94). Les valeurs des densités de courant de seuil et des températures caractéristiques\* obtenues

pour les différentes combinaisons puits/barrières sont :

GaInAs/AlGaInAs  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$   $T_0 = 60 \text{ K}$   $J_{\text{th}} = 640 \text{ A/cm}^2$  (Kasukawa, 91)

AlGaInAs/AlGaInAs  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  -  $J_{\text{th}} = 540 \text{ A/cm}^2$  (Mondry, 92)

AlGaInAs/AlGaInAs  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$   $T_0 = 108 \text{ K}$   $J_{\text{th}} = 513 \text{ A/cm}^2$  (Zah, 94).

\* La dépendance du courant de seuil avec la température peut être décrite par  $J_{\text{th}} \propto e^{T/T_0}$  ou T est la température du laser et  $T_0$  la température caractéristique. Un  $T_0$  élevé sera donc caractéristique d'un bon comportement en température

### 4.1.2 Filière GaAs

Afin d'augmenter la longueur d'onde d'émission des lasers à puits contraints GaInAs/GaAs qui est dans la gamme 0,8-1,1  $\mu\text{m}$ , et suite au développement des sources d'azote en épitaxie par jets moléculaires, des équipes ont incorporé de l'azote au ternaire GaInAs. Le quaternaire GaInNAs contenant seulement 1 % d'azote augmente considérablement la discontinuité de la bande de conduction avec GaAs, ce qui permet d'obtenir des puits émettant vers 1,3  $\mu\text{m}$  (Nakahara, 98). Ces diodes lasers possèdent des températures caractéristiques élevées ( $T_0 = 127 \text{ K}$ ) mais les densités de courant de seuil restent élevées à cause d'une qualité cristalline encore insuffisante (Kondow, 96). Une augmentation supérieure d'azote dans les couches permettant d'atteindre 1,55  $\mu\text{m}$  semble cependant difficilement réalisable en terme d'épitaxie.

La récente apparition des zones actives à base de boîtes quantiques permet aussi d'atteindre le domaine des longueurs d'onde des télécommunications et cela a été appliqué aux lasers à cavité verticale. Un VCSEL à boîtes quantiques de InAs sur GaAs fonctionne à température ambiante à 1,15  $\mu\text{m}$  avec un courant de seuil très faible  $I_{\text{th}} = 520 \mu\text{A}$  ( $J_{\text{th}} = 640 \text{ A/cm}^2$ ) (Huffaker, 98). Aux grandes longueurs d'onde, concernant des boîtes quantiques de InGaAs sur GaAs, le meilleur résultat actuel est l'obtention d'un signal de photoluminescence à 1,3  $\mu\text{m}$  (Mirin, 95).

### 4.1.3 Filière GaSb

Historiquement les lasers sur GaSb constituaient de bons candidats pour émettre dans la gamme 1,3-1,55  $\mu\text{m}$ . Depuis l'ascendance du système GaInAsP/InP, les couches actives sur substrat GaSb sont destinées dans leur quasi-totalité à des applications dans l'infrarouge moyen et lointain ( $\lambda = 2 \mu\text{m}$ ). La quasi-égalité des mailles atomiques des binaires GaSb, AlSb et InAs permet pourtant de couvrir une large gamme d'énergie de bande interdite avec les nombreux composés ternaires et quaternaires engendrés ( $0.3 \text{ eV} < E_{\text{r}} < 1.58 \text{ eV}$ ).

Autour de 2  $\mu\text{m}$  des diodes lasers avec une puissance d'émission de 4 W et une densité de courant de seuil de 115  $\text{A/cm}^2$  ont été fabriquées à partir d'un puits quantique de GaInAsSb dans

des barrières de AlGaAsSb (Garbuzov, 97). Ces résultats sont directement en concurrence avec les performances des diodes laser à 0,8  $\mu\text{m}$  sur GaAs.

Principalement dans les années 80, le système puits/barrières GaSb/AlGaSb a été proposé pour émettre à 1,55  $\mu\text{m}$ . Plusieurs lasers ont été fabriqués fonctionnant à température ambiante à des longueurs d'onde légèrement supérieures (Aarik, 80, Ohmori, 85). L'émission la plus basse en longueur d'onde a été obtenue par Ohmori *et al.* :  $\lambda = 1,66 \mu\text{m}$  (Ohmori, 85). La densité de courant de seuil avec 6 puits était de 2,4 kA/cm<sup>2</sup>, avec une température caractéristique  $T_0 = 62 \text{ K}$ . À notre connaissance aucune émission à 1,55  $\mu\text{m}$  en continu à température ambiante n'a été rapporté dans la littérature avec ce système puits/barrières GaSb/AlGaSb. L'obstacle fondamental provient des recombinaisons non-radiatives dues à un effet Auger important. La différence d'énergie  $\Delta_0$  entre la bande d'éclatement spin orbite et les niveaux du haut de la bande de valence dans le puits de GaSb s'accorde exactement avec les transitions entre bande de conduction et de valence, ceci donnant lieu à une résonance dans le processus de recombinaison Auger. L'effet est désastreux pour l'émission laser puisque le gain est fortement atténué, en accentuant le courant de seuil.

Les pertes induites par les recombinaisons Auger (cf. § 4.2.2) sont présentes dans les systèmes GaInAsP/InP et GaAlAsSb/GaSb (Mozer, 83). On retrouve dans les deux cas des températures caractéristiques faibles ( $T_0 \sim 50 \text{ K}$ ) provenant d'une forte dépendance des pertes avec la température. Des calculs théoriques sur des puits de GaSb décrivent les zones d'énergie dans lesquelles les pertes Auger sont maximales (Sugimura, 86, Schweizer, 87). Une solution envisagée pour modifier ces zones de résonance est d'introduire de la contrainte dans les puits. En introduisant de l'indium pour former des puits de GaInSb, les masses dans les bandes de valence sont modifiées et le processus Auger peut être réduit (Jiang, 90).

#### ***4.2 Calculs liés aux niveaux d'énergie dans les puits quantiques***

### 4.2.1 Effets de la contrainte sur la structure de bande

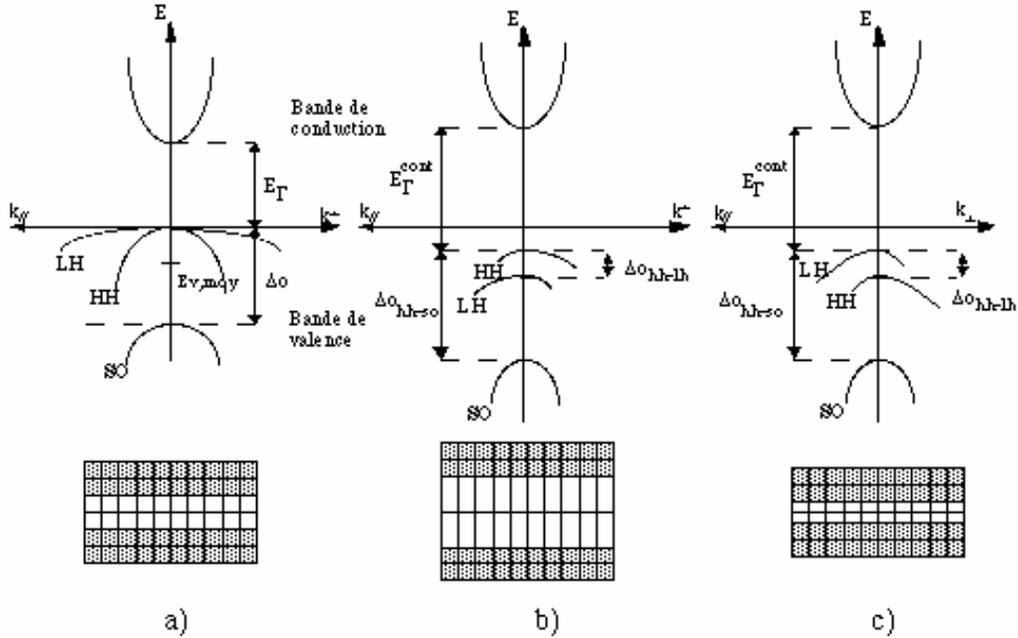
Le calcul des niveaux de confinement dans les puits dépend en premier lieu de l'alignement des bandes entre le puits et les barrières. En particulier dans les matériaux contraints, les bandes d'énergie sont déformées et les écarts entre les bandes modifiées.

La figure 4.1 illustre les effets des contraintes en compression (maille du puits > maille de la barrière) et en tension (maille du puits < maille de la barrière) sur la structure de bandes d'un semiconducteur.

Le formalisme de Krijn (Krijn, 91), applicable aux matériaux épitaxiés sur GaSb (Cuminal, 97), permet d'évaluer les nouveaux écarts d'énergie de la structure de bande. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux décalages des énergies de bande interdite  $E_f$  et de l'éclatement spin-orbite  $\Delta_0$ . La procédure de calcul pour les alliages sur GaSb ( $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$  et  $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}$ ) que nous avons utilisée est identique à celle décrite par Y. Cuminal (Cuminal, 97).

Les paramètres utilisés sont rappelés dans la table 4.1.

Pour l'alliage ternaire  $Ga_{1-x}In_xSb$  sur substrat de GaSb, la contrainte est en compression pour toute les compositions  $x$  en indium. L'énergie de bande interdite soumise à la contrainte diminue moins rapidement que pour un matériau non contraint (relaxé) lorsque l'alliage s'enrichit en In. Toutefois des limites d'épaisseur du matériau contraint apparaissent lorsque les forces de compression sont élevées (matériau riche en In). Au delà de ces limites appelées épaisseurs critiques le matériau se relaxe en reprenant sa maille naturelle, ceci entraînant la formation de nombreuses dislocations. À titre d'exemple l'épaisseur critique d'une couche de  $Ga_{0,8}In_{0,2}Sb$  épitaxiée sur GaSb est d'environ 200 Å.



**Figure 4.1.** Structure de bande d'un semiconducteur à bande interdite directe  
a) non contraint, b) en compression, c) en tension (Cuminal, 97).

La contrainte modifie de façon notable l'éclatement des bandes HH-SO et HH-LH (fig. 4.3) relatives aux trous. En effet dans le cas de l'alliage  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  non contraint la valeur de  $\Delta_0^{\text{hh-so}}$  varie peu autour de 0,8 eV pour  $0 = x = 1$ , alors que sous l'effet de la contrainte  $\Delta_0^{\text{hh-so}}$  augmente en se détachant rapidement de 0,8 eV.

Les influences de la contrainte sur l'énergie de bande interdite et sur l'éclatement des bandes HH-SO peuvent être bénéfiques puisqu'elles diminuent les recombinaisons non-radiatives connues telles que celles induites par effet Auger.

Les courbes issues des calculs pour le ternaire  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  contraint sur GaSb (en compression) de  $E_\Gamma$  et  $\Delta_0$  sont représentées sur les figures 4.2 et 4.3.

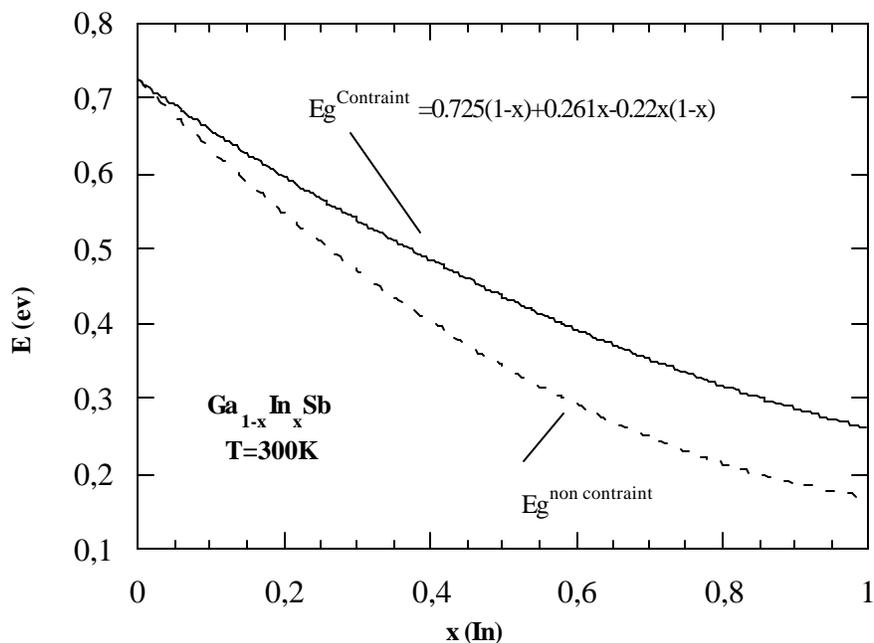
**Principaux paramètres utilisés pour les binaires (300 K) :**

	GaSb	GaAs	InSb	InAs	AlSb	AlAs
a (Å)	6,0954	5,6532	6,4794	6,0584	6,1355	5,6622
$E_{\Gamma}$ (eV) (vallée $\Gamma$ )	0,725	1,424	0,172	0,356	2,3	3,02
$\Delta_0$ (eV)	0,8	0,340	0,810	0,380	0,67	0,3
$m_e^*$ ( $m_0$ )	0,042	0,0665	0,0136	0,023	0,102	0,083
$m_{hh}^*$ ( $m_0$ )	0,222	0,377	0,244	0,263	0,469	1,785
$m_{lh}^*$ ( $m_0$ )	0,045	0,090	0,014	0,027	0,162	0,160
$m_{so}^*$ ( $m_0$ )	0,075	0,15	0,02	0,049	0,24	0,29
$C_{11}$ ( $10^{10}$ Pa)	8,84	11,88	6,7	8,33	8,80	12,5
$C_{12}$ ( $10^{10}$ Pa)	4,03	5,38	3,65	4,53	4,30	5,30
$a_c$ (eV)	-6,85	-7,17	-6,17	-5,08	-6,97	-5,64
$a_v$ (eV)	0,79	1,16	0,36	1,00	1,38	2,47
b (eV)	-2,0	-1,7	-2,1	-1,8	-1,4	-1,5

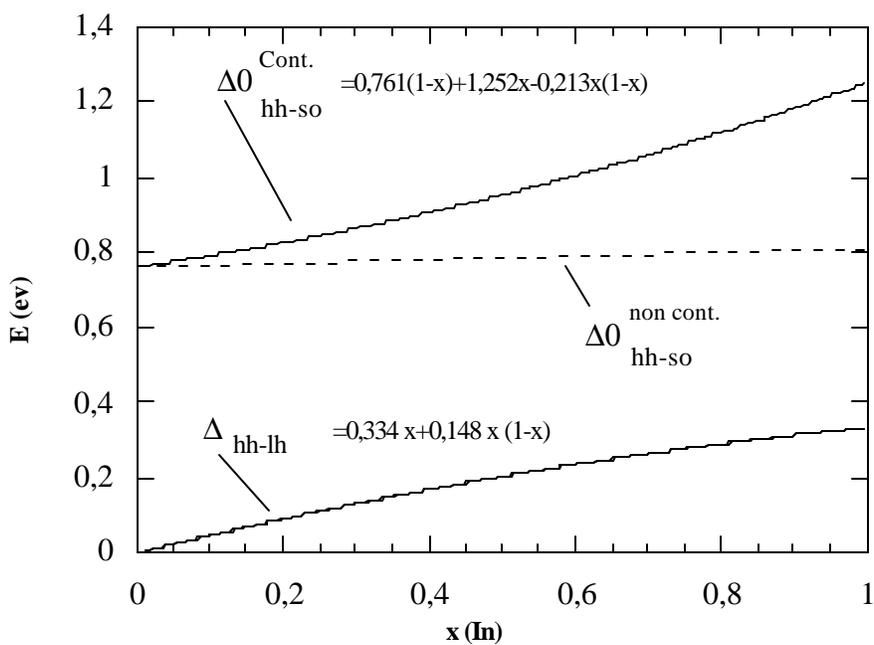
**Paramètres de courbure :**

	GaAlSb	GaAlAs	GaInSb	GaInAs	GaAsSb	AlAsSb	AlInAs	AlInSb	InAsSb
$C(E_{\Gamma})$ (eV)	0,47	0,37	0,415	0,38	1,22	1,06		0,3	0,58
$C(?_0)$ (eV)			0	0,15	0,6	0			1,14

**Table 4.1.** Paramètres utilisés pour le calcul des niveaux d'énergie dans le puits (Joulié, 98).



**Figure 4.2.** Énergie de bande interdite pour  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  contraint sur GaSb et non contraint en fonction de la concentration  $x$  en indium

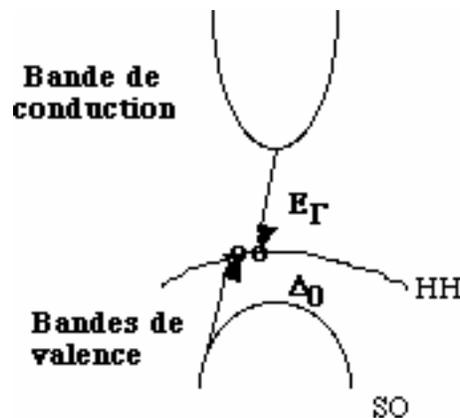


**Figure 4.3.** Éclatement des bandes HH-SO et HH-LH en fonction de  $x$  pour  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  contraint sur GaSb et non contraint.

#### 4.2.2 Recombinaisons Auger dans les puits contraints de $Ga_{1-x}In_xSb$ dans $AlGaAsSb$ sur substrat $GaSb$

L'effet Auger se manifeste par une transition non-radiative qui neutralise le photon créé. Ces recombinaisons assimilables à des pertes s'amplifient comme la puissance cubique de la concentration des porteurs  $N^3$ , et sont aussi dépendantes de la température et de la longueur d'onde d'émission. Dans les diodes lasers ce phénomène se traduit par une élévation du courant de seuil parfois rédhibitoire pour le fonctionnement à température ambiante. Les pertes par recombinaison Auger ont été observées dans les deux systèmes  $GaInAsP/InP$  et  $AlGaAsSb/GaSb$  destinés à la gamme infrarouge (Mozer, 83).

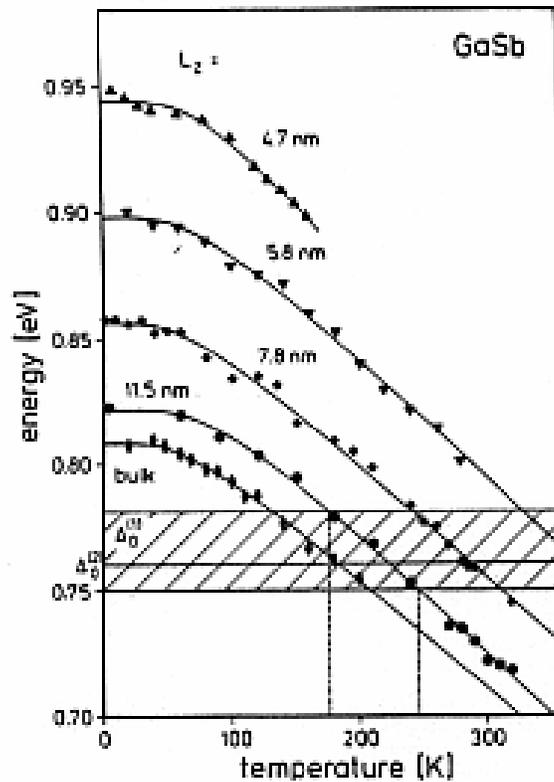
Il existe plusieurs types de recombinaisons Auger, mais dans le cas de lasers émettant vers 1,3-1,55  $\mu m$  le mécanisme prépondérant est celui décrit par la figure 4.4 et appelé CHHS : l'énergie produite par la recombinaison d'une paire électron-trou qui aurait dû produire un photon excite un état de la bande d'éclatement spin orbite qui monte au sommet de la bande de valence. Pour ce faire les valeurs de  $\Delta_0$  et  $E_\Gamma$  doivent être voisines, le taux de recombinaison Auger étant maximum lorsque  $\Delta_0 = E_\Gamma$ .



**Figure 4.4.** Mécanisme de recombinaison Auger CHHS faisant intervenir la bande de conduction, la bande de trous lourds HH et la bande d'éclatement spin orbite SO.

Le cas des pertes induites par effet Auger dans des puits de GaSb a été étudié par quelques équipes dans les années 1980 (Schweizer, 87, Sugimura, 86 et Haug, 87), dans le but d'utiliser les matériaux antimoniures pour des applications aux communications optiques.

Dans le GaSb massif à 300 K, on a  $\epsilon_0 = 0,761$  eV et  $E_T = 0,725$  eV, or ces valeurs proches l'une de l'autre avantagent le processus CHHS. En fonction de la température,  $\epsilon_0$  et  $E_T$  ont des comportements opposés\*, et sont amenés à se croiser à une certaine température critique. Schweizer *et al.* (Schweizer, 87) ont proposé une variation de  $E_T$  par rapport à  $\epsilon_0$  (figure 4.5) pour le GaSb massif ainsi que pour des puits d'épaisseurs variables.



**Figure 4.5.** Position en énergie du gain maximum en fonction de la température dans du GaSb massif et des puits quantiques GaSb/AlSb ; la zone hachurée représente l'énergie d'éclatement spin-orbite  $\epsilon_0$  obtenue par des mesures de luminescence de  $E_T + \epsilon_0$  (Schweizer, 87).

\*  $E_T$  diminue lorsque la température augmente tandis que  $\epsilon_0$  s'élargit :  $E_T$  (eV) =  $0,836 - 3,7 \cdot 10^{-4} \cdot T(K)$  et  $\epsilon_0$  (eV) =  $0,704 + 1,89 \cdot 10^{-4} \cdot T(K)$  d'après (Haug, 87) avec nos paramètres (table 4.1).

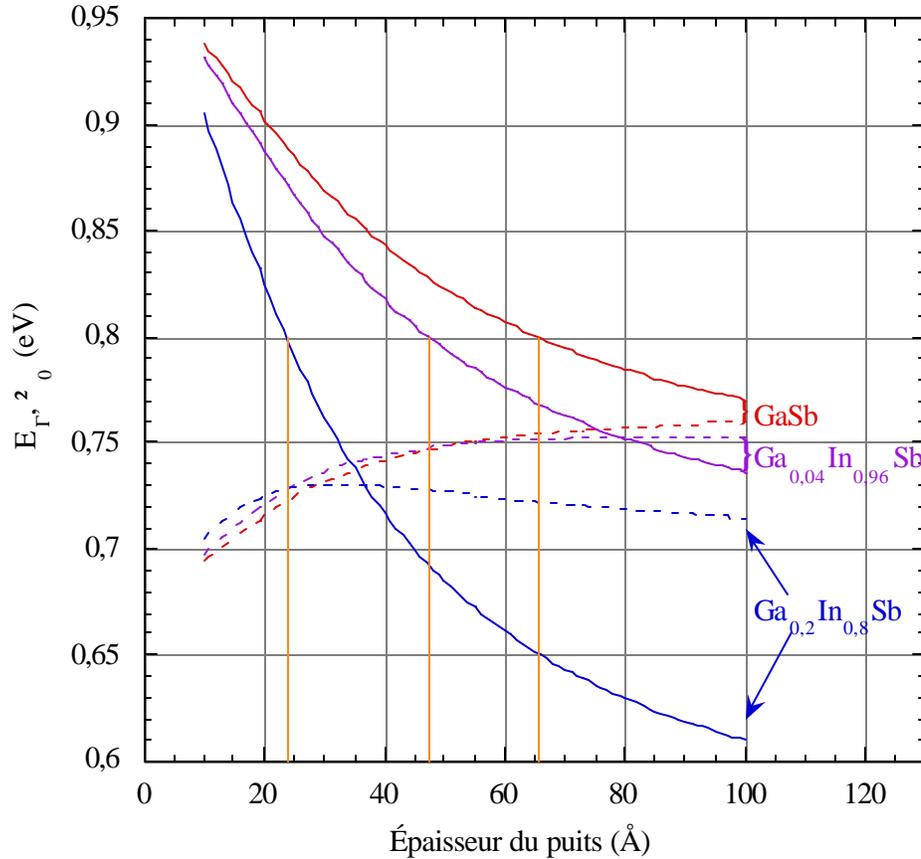
La zone de température où le croisement  $E_F/\varphi_0$  s'opère se situe entre 120 K et 200 K pour le GaSb massif, et tend vers de plus hautes températures dans le cas de puits quantiques GaSb/AlSb avec des épaisseurs de plus en plus fines. Ceci est nettement défavorable à l'usage de puits de GaSb par rapport au matériau massif et cela a aussi été remarqué par Jiang et al. (Jiang, 91). Cependant d'après la figure 4.5 et une autre estimation théorique (Sugimura, 86), on remarque que pour des puits d'une largeur supérieure à 70 Å,  $\varphi_0$  est plus grand que  $E_F$ , auquel cas une réduction de l'effet Auger peut être attendue.

Une solution alternative pour réduire les pertes Auger dans les puits quantiques est d'introduire une contrainte. Comme illustré sur la figure 4.1 la contrainte modifie les positions et les courbures des bandes de valence, ainsi dans les puits quantiques contraints la masse effective des trous lourds est réduite. Cette diminution est aussi connue pour réduire la densité de courant de seuil (Yablonovitch, 86).

L'influence limitative de la contrainte sur les pertes Auger a été mesuré expérimentalement sur des puits (Wang, 93). Le système contraint de puits/barrières GaInSb/AlGaSb dérivé de GaSb/AlGaSb a été sujet à une approche théorique de Jiang et al. (Jiang, 90). Cette étude montre l'avantage des puits fins de  $Ga_{1-x}In_xSb$  pour inhiber les recombinaisons Auger.

Nous avons calculé les niveaux confinés dans la bande de conduction et la bande de valence (bande des trous lourds et bande d'éclatement spin-orbite) pour des puits de  $Ga_{1-x}In_xSb$  avec barrières de  $Al_{0,2}Ga_{0,8}As_{0,02}Sb_{0,98}$  (les compositions en indium sont  $x = 0\%$ ,  $4\%$  et  $20\%$ ). Les résultats sont représentés sur la figure 4.6. Les zones d'intersection de l'énergie de bande interdite  $E_F$  (trait plein) et de  $\varphi_0$  (pointillés) sont propices aux recombinaisons Auger. Certaines épaisseurs de puits vont ainsi être proscrites afin de se situer dans une gamme dans laquelle  $E_F$  et  $\varphi_0$  sont suffisamment distants pour réduire le processus CHHS.

Ces résultats corroborent les prévisions de Jiang et al préconisant des puits fins. On remarque de plus que pour une émission à 1,55  $\mu m$  l'épaisseur des puits calculée correspond à une différence importante entre les valeurs de  $E_F$  et  $\varphi_0$ , et ce pour les trois composition en Indium.



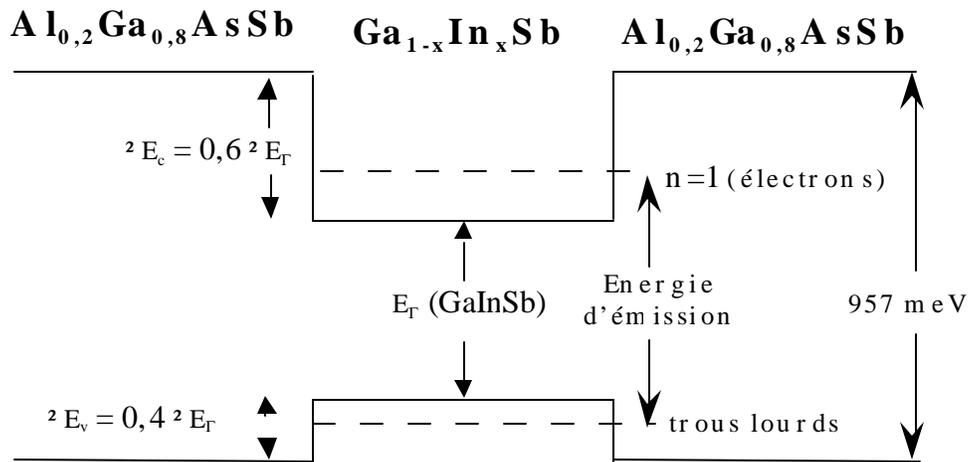
**Figure 4.6.** Calculs de la longueur d'onde d'émission  $E_T$  (trait plein) et de l'éclatement spin-orbite  $E_0$  (trait pointillés) dans un puits de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  ( $x = 0, 0,04$  et  $0,2$ ) en fonction de leur épaisseur avec des barrières de  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  accordées en maille sur GaSb. Les épaisseurs de puits correspondant à  $1,55 \mu\text{m}$  pour chaque composition en indium sont indiqués par des lignes.

#### 4.2.3 Calcul des niveaux électroniques dans un puits quantique de $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ avec des barrières de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$

Le calcul des niveaux d'énergie quantifiés dans le puits quantique entouré de barrières de largeurs infinies est basé sur le modèle de Kronig-Penney. Nous avons supposé le raccordement des bandes de type I (cf. fig. 4.7) car nous n'étudierons que des cas de puits à faible composition d'indium, ce qui s'apparente aux puits quantiques de GaSb dans (Ga)AlSb connus comme type I dans la littérature. La différence des énergies de bande interdite entre puits et barrières pour ce système a été distribué à 60 % sur la bande de conduction et 40 % sur la bande de valence. Dans

ce calcul seuls les effets de la contrainte sur les énergies de bande interdite ont été pris en compte, les masses effectives utilisées même pour les matériaux contraints ont été celles calculées en accord de maille.

Deux compositions de puits ont été étudiées et réalisées :  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}$  et  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{Sb}$ , avec des contraintes respectives de 0,3 % et 1,2 % par rapport au substrat GaSb. Pour la composition des barrières en AlGaAsSb, nous avons maintenu dans toutes les structures l'accord de maille par rapport au GaSb.



**Figure 4.7.** Structure de bandes et niveaux confinés d'un puits quantique de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  contraint dans des barrières  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  accordées sur GaSb.

Les résultats en terme de niveaux d'énergie dans des puits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}$  et  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{Sb}$  dans des barrières de  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  sont présentés sur la figure 4.6 en portant la longueur d'onde d'émission en fonction de l'épaisseur du puits. Nous avons tracé en comparaison la courbe relative aux puits non contraints de GaSb. Les épaisseurs de puits calculées ainsi que les paramètres de confinement correspondant à une émission à  $1,55 \mu\text{m}$  sont précisés dans la table 4.2.

	GaSb	Ga <sub>0,96</sub> In <sub>0,04</sub> Sb	Ga <sub>0,8</sub> In <sub>0,2</sub> Sb
épaisseur de puits relative à une émission à 1,55 $\mu\text{m}$	64 Å	47 Å	23 Å
Contrainte des puits en compression (épaisseur critique)	0 % (8)	- 0,25 % (700 Å)	- 1,25 % (200 Å)
Décalage de la bande de conduction ( $?E_c$ )	139 meV	161 meV	242 meV
Décalage de la bande de valence ( $?E_v$ )	93 meV	107 meV	161 meV
Confinement des électrons ( $e_1$ )	57,7 meV	82,8 meV	175 meV
Confinement des trous ( $hh_1$ )	18,8 meV	29,3 meV	75,3 meV

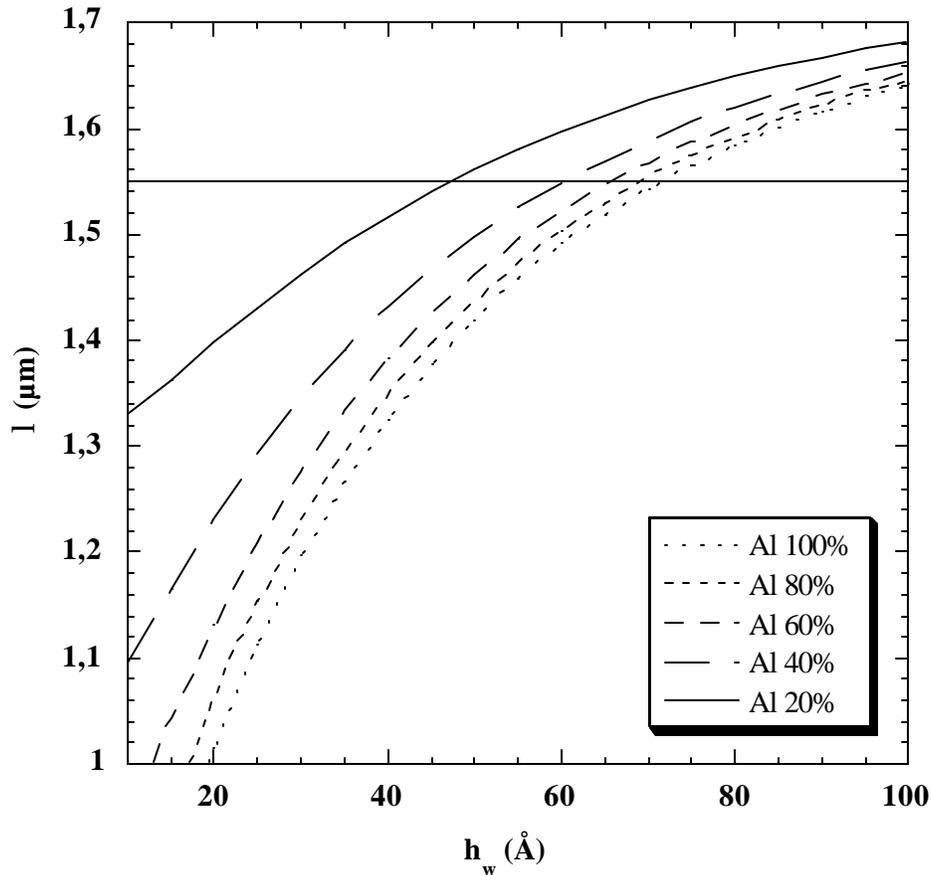
**Table 4.2.** Épaisseurs des puits pour une émission à 1,55  $\mu\text{m}$  et résultats intermédiaires dans le calcul des niveaux confinés dans les puits.

Pour obtenir un spectre d'émission centré à 1,55  $\mu\text{m}$ , la table 4.2 montre que la différence d'épaisseur entre des puits non contraints de GaSb et des puits contraints de GaInSb n'est pas très importante. De plus pour les puits contraints les épaisseurs mises en jeu même avec une contrainte légèrement supérieure à 1% reste très en deçà de l'épaisseur critique ( $\sim 200$  Å). Nous pouvons donc utiliser des puits de GaInSb pour notre application, en bénéficiant des améliorations amenés par la contrainte sur la performance des lasers (réduction des recombinaisons Auger et de la masse effective des trous lourds, ce qui doit induire une réduction de la densité de courant de seuil).

On remarque que la contrainte accentue le confinement des électrons, ceci leur interdisant de sortir du puits par excitation thermique ou autre. Le taux de recombinaison radiative est ainsi augmenté.

Nous avons tracé les courbes représentant la longueur d'onde d'émission en fonction de l'épaisseur des puits, relatives à une augmentation de la concentration en aluminium dans les barrières (figure 4.8). Le fait d'enrichir les barrières en aluminium permet essentiellement

d'augmenter l'épaisseur des puits. Ce degré de liberté peut être cependant limité à cause de problèmes d'interdiffusion entre indium et aluminium durant l'épitaxie (cf. § 4.3.1).



**Figure 4.8.** Longueurs d'onde d'émission pour des puits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}$  en compression avec plusieurs compositions en aluminium dans les barrières  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}$  accordées sur GaSb.

### 4.3 Épitaxie et validation de la couche active GaInSb/AlGaAsSb

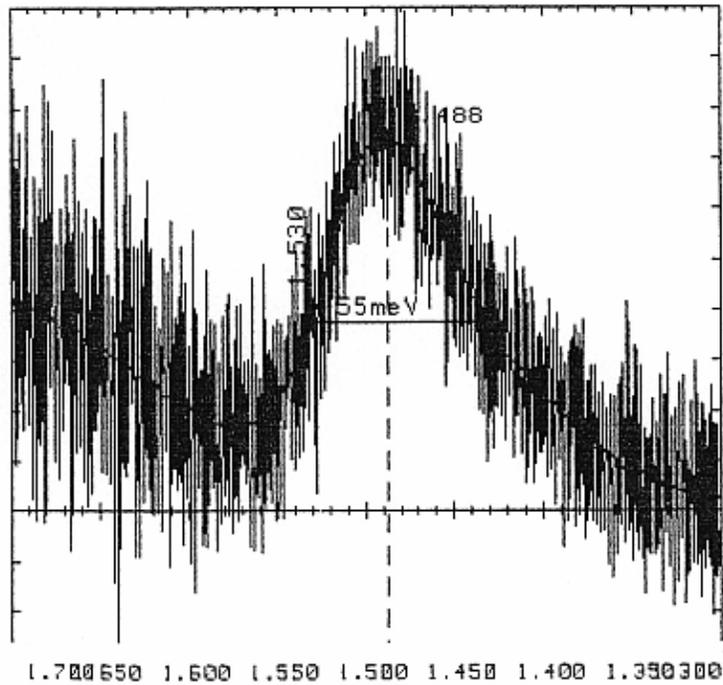
Nous avons évalué deux types de couches actives basées sur des puits contraints en compression de  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$  avec les compositions  $x = 4\%$  et  $20\%$ . Dans toutes les structures réalisées les barrières sont accordées en maille sur GaSb et de même composition  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ . Aucune structure de ce type n'a encore été rapportée dans la littérature à notre connaissance.

Afin d'établir les conditions de croissance des multipuits quantiques GaInSb/AlGaAsSb nous avons dû considérer deux points spécifiques liés à la croissance : (i) la présence d'aluminium dans les barrières peut être un vecteur de pollution par l'oxygène, et (ii) la juxtaposition d'indium et

d'aluminium au niveau des interfaces risque de favoriser les diffusions. Nous avons donc choisi une température de croissance unique pour le couple puits-barrière, et d'introduire des pauses aux interfaces puits-barrières pour solutionner ces problèmes.

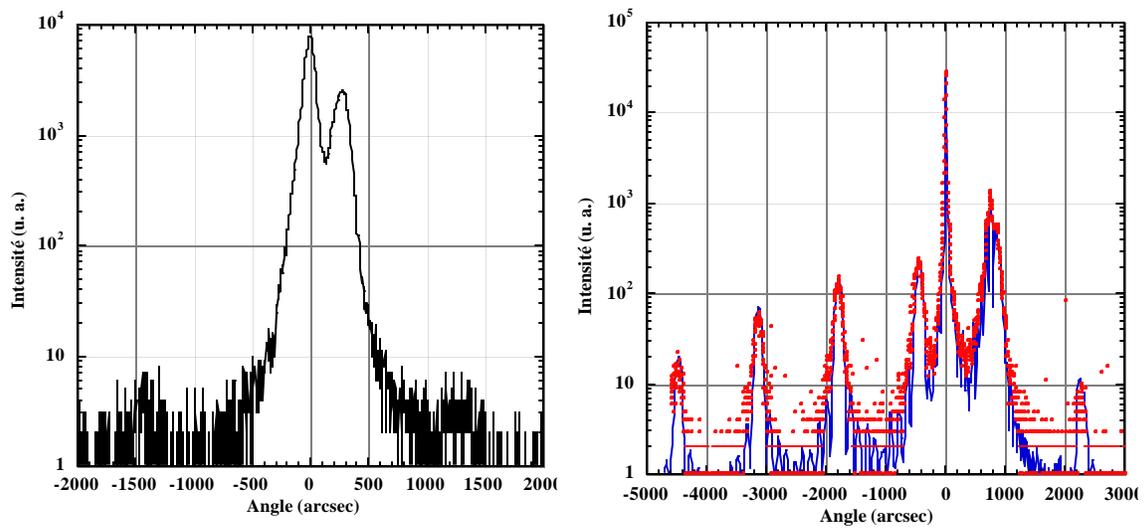
Dans un premier temps les puits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}$  et les barrières  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  ont été épitaxiés à 500 °C en une seule étape, puis des arrêts de croissance de 20 s ont été intercalés à chaque interface sous flux de  $\text{Sb}_2$ . Sur la première série d'échantillons aucun signal de photoluminescence à 80 K n'a été obtenu, tandis qu'avec l'ajout de pauses un signal important centré à 0,9 eV a été mesuré (figure 4.9). Cette amélioration des propriétés optiques après introduction de pauses a été confirmée par une différence notable entre les spectres de double diffraction X des deux types de séquences d'épitaxie. En effet aucun pic satellite signifiant des interfaces abruptes et périodiques n'est observable pour les multipuits réalisés sans pause, alors ces pics satellites sont visibles sur la seconde série d'échantillons. Les figures 4.10.a & b montrent la disparité entre les deux séries d'épitaxies.

Cette différence de qualité peut être attribuée à un désordre autour des interfaces provoqué par une migration de l'indium. D'après différents auteurs (Gérard, 93, Bertru, 96), l'indium s'incorpore à un faible taux dans le puits, laissant apparaître une accentuation de la composition vers le bord supérieur et une interface graduelle. Les interruptions de croissance aux interfaces montrent leur efficacité dans l'obtention d'interfaces abruptes en limitant les problèmes de diffusion.



**Figure 4.9.** Spectre de photoluminescence à 300 K de multipuits

$\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}/\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  épitaxiés avec des pauses de 20 s à chaque interface.



**Figure 4.10.** Double Diffractions X de multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}/\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  épitaxiés

sans interruption de croissance (a) et avec des pauses de 20 s à chaque interface (b).

Nous avons ensuite procédé à l'optimisation de la température de croissance, facteur qui intervient de manière importante dans les processus de ségrégation de l'Indium. Trois diodes lasers à double-hétérostructure à émission par la tranche ont été réalisées dans ce but. Pour la zone des multipuits les températures de substrat respectives ont été 520°C, 500°C et 450°C, tandis qu'une seule température (500°C) a été utilisée pour les zones de confinement optique et de contact (cf. figure 4.11). La description de la structure laser complète est donnée dans la section suivante.

Les trois structures ont produit une émission laser à 80K mais avec des performances nettement différentes. Des densités de courant de seuil de 300 A/cm<sup>2</sup>, 240 A/cm<sup>2</sup> et 40 A/cm<sup>2</sup> ont été mesurées respectivement sur les structures épitaxiées à 520°C, 500°C et 450°C. Ainsi la meilleure qualité optique revient à la température de croissance la plus basse. Ce résultat est la conséquence directe de la réduction importante de la migration de l'Indium, sous l'effet couplé des arrêts de croissance aux interfaces et de la faible température de substrat durant l'épitaxie des multipuits.

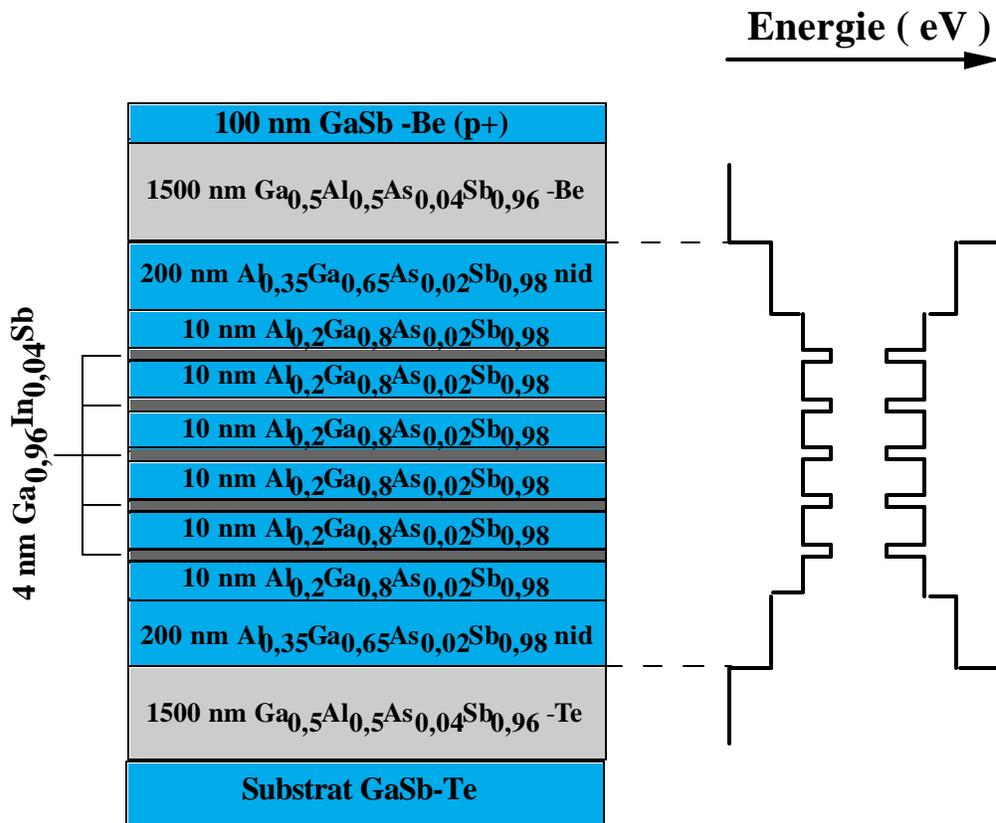
## ***4.4 Caractérisations de lasers émettant par la tranche à 1,55 $\mu$ m***

### ***4.4.1 Présentation de la structure***

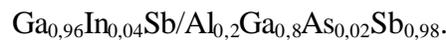
Les diodes lasers à émission par la tranche que nous avons épitaxiées sont du type représenté figure 4.11. En partant du substrat GaSb dopé Te (N), une couche tampon GaSb (dopée Te : N) de 0,2  $\mu$ m a été épitaxiée. Par la suite une couche à faible indice de réfraction Al<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,5</sub>As<sub>0,04</sub>Sb<sub>0,96</sub> (dopée Te : N) de 1,5  $\mu$ m constitue la première couche de confinement optique du laser, suivi de 0,2  $\mu$ m de Al<sub>0,35</sub>Ga<sub>0,65</sub>As<sub>0,02</sub>Sb<sub>0,98</sub> non dopé pour assurer une séparation du confinement avec la région active. Pour tous les quaternaires le faible pourcentage d'As permet d'obtenir une maille atomique identique au GaSb. La région active est formée de 5 puits quantiques contraints en compression Ga<sub>0,96</sub>In<sub>0,04</sub>Sb dans des barrières accordées

$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ . La deuxième partie du laser est symétrique par rapport à la zone active : une épaisseur de  $0,2\ \mu\text{m}$  de  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  non dopé, suivi d'une couche  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$  (dopée Be : P) de  $1,5\ \mu\text{m}$  pour réaliser une diode PIN. Une dernière couche de  $0,1\ \mu\text{m}$  en GaSb (dopé Be :  $\text{P}^+$ ) est dédiée au contact de la structure côté P. Le niveau de dopage des couches P et N est du même ordre ( $\sim 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ) sauf pour la dernière zone de contact de GaSb où il est légèrement supérieur ( $\sim 5 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ).

Hors bâti d'épitaxie, des contacts métalliques de faible résistivité sont obtenus, sur la surface (P) par pulvérisation Au/Zn, et coté substrat (N) en alliant au GaSb un mélange AuGeNi.

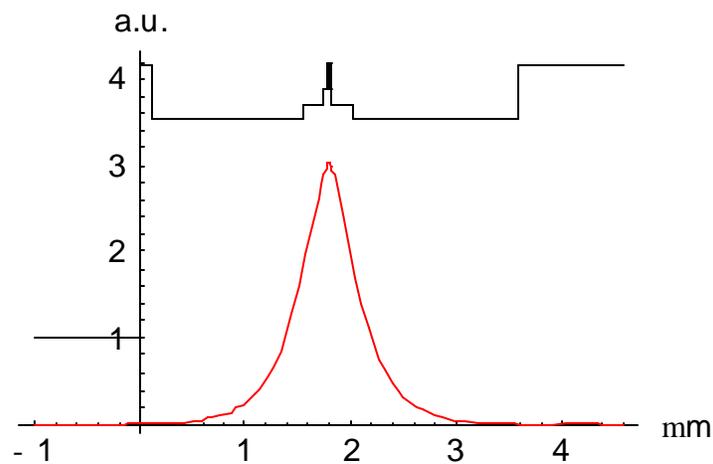


**Figure 4.11.** Représentation d'une structure laser émettant par la tranche à multipuits quantiques



#### 4.4.2 Calcul du confinement optique

Les épaisseurs et les indices de réfraction des zones de confinement optique dans la structure conditionnent le guidage des photons dans la zone active. La conception du laser, et en particulier le choix de la composition et des épaisseurs des couches de confinement, a été effectué sur la base d'un calcul du confinement optique. Nous avons pu déterminer ces paramètres en optimisant la répartition spatiale du gain. La figure 4.12 montre cette répartition dans la structure décrite précédemment.



**Figure 4.12.** Calcul de la distribution spatiale du gain optique dans la structure laser

L'indice effectif calculé de cette structure est de 3,658. Les facteurs de confinement pour les puits varient selon leur localisation entre 0,92% pour le puits central et 0,892% pour les puits extérieurs. Nous avons de plus calculé le facteur de confinement total de la structure pour le mode représenté figure 4.12 qui s'élève à 4,53%. Afin d'optimiser la conception du laser cette valeur a été maximisée en ajustant les épaisseurs de chacune des couches.

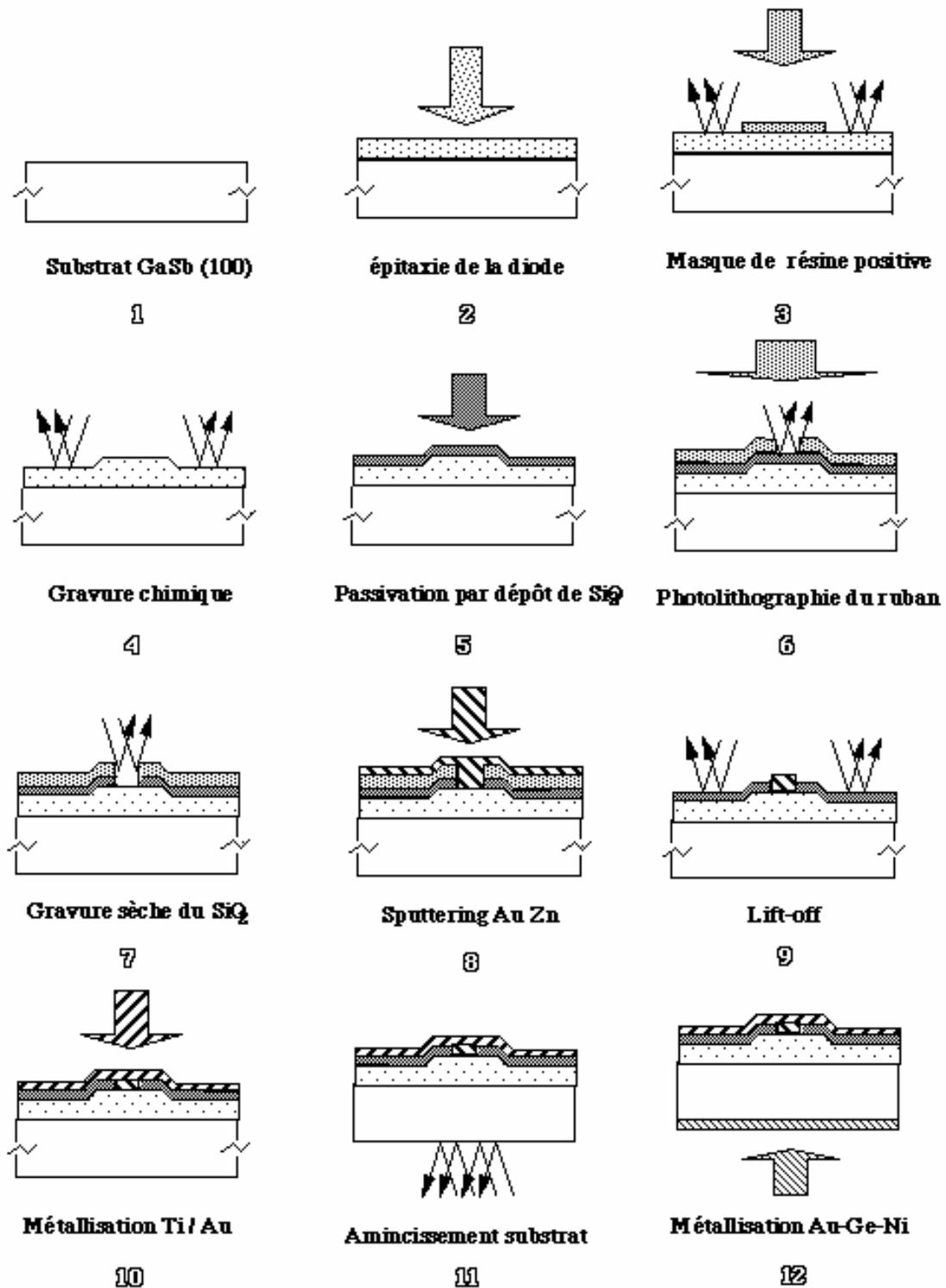
#### 4.4.3 Étapes technologiques dans l'élaboration d'une diode laser

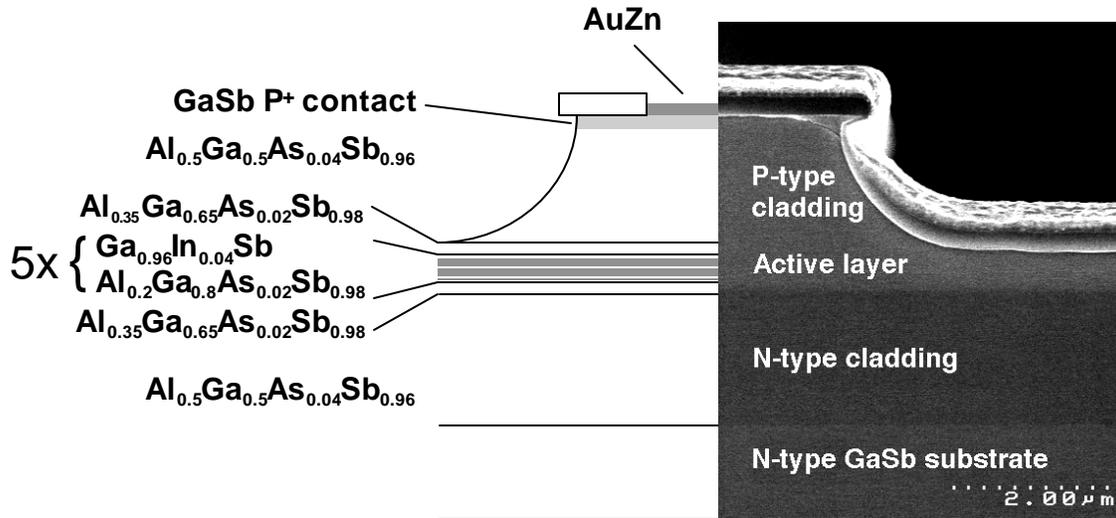
On peut fortement diminuer le courant de seuil en modifiant la géométrie de la diode laser épitaxiée par EJM. Les diodes sont alors gravées sous forme de rubans fins parallèles. Cette géométrie mesa a une largeur de 15  $\mu\text{m}$ , sur laquelle est déposée un contact de 9  $\mu\text{m}$ .

La procédure de fabrication des diodes lasers sur GaSb que nous avons utilisée a été mise au point au laboratoire. Les différentes étapes sont décrites et illustrées ci-dessous :

1. et 2. Épitaxie de la structure
3. Dépôt par photolithographie d'un masque de résine constitué de rubans de 15  $\mu\text{m}$  de large espacés de 400  $\mu\text{m}$  (résine positive)
4. Gravure du mesa par attaque chimique :  $\text{CrO}_3$  : 1 /  $\text{HF}$  : 1 /  $\text{H}_2\text{O}$  : 7. La vitesse d'attaque est d'environ 0,08  $\mu\text{m/s}$ .
5. Dépôt d'une couche de  $\text{SiO}_2$  de 200  $\text{\AA}$  d'épaisseur à 300 °C. Ce dépôt est réalisé à partir de  $\text{SiH}_4/\text{O}_2$ .
6. Dépôt par photolithographie d'un masque de résine permettant l'ouverture dans le  $\text{SiO}_2$  d'un ruban de 9  $\mu\text{m}$  de large sur le haut du mesa.
7. Ouverture du ruban dans  $\text{SiO}_2$  par gravure plasma au  $\text{CF}_4$ .
8. Pulvérisation cathodique (*sputtering*) d'un alliage  $\text{Au}_{0,95}\text{Zn}_{0,05}$  de 3000  $\text{\AA}$  d'épaisseur.
9. Réalisation par "lift-off" d'un contact ohmique au niveau du ruban suivi d'un recuit allié à 280 °C sous flux d'hydrogène (5 s).
10. Métallisation par *sputtering* sur toute la face avant de titane (400  $\text{\AA}$ ) pour l'ancrage sur l'isolant, puis d'or (2000  $\text{\AA}$ ).
11. Amincissement de la plaquette jusqu'à une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$  par polissage mécano-chimique avec une solution de brome méthanol à 2% de méthanol.
12. Métallisation de la face arrière par *sputtering* Au-Ge-Ni.

Le résultat final sur une de nos structures laser est illustré sur la figure 4.13.





**Figure 4.13.** Observation au microscope électronique de la diode mesa conjointement au schéma de la structure.

#### 4.4.4 Principaux résultats

Pour cette étude portant sur les couches actives GaInSb/AlGaAsSb émettant vers 1,55  $\mu\text{m}$ , nous avons épitaxié une douzaine de lasers à émission par la tranche du type précédent. Toutes ces structures sont répertoriées dans la table 4.3 avec leurs performances et leurs spécificités.

Plusieurs structures ont donné une émission laser à 80 K en régime pulsé (fréquence : 10 kHz, rapport cyclique : 1%). Les courants de seuil obtenus sur les lasers montés en contact large sont variables selon les spécificités de chaque échantillon (interfaces, température de croissance, ..), la valeur minimum obtenue étant de 15 mA pour la structure 292 qui a subi une gravure mesa. Ce faible courant de seuil nous a permis d'atteindre avec cette même diode l'émission laser à température ambiante en régime pulsé (Almuneau, 98). Ce résultat constitue une première mondiale dans le domaine des lasers sur GaSb à 1,55  $\mu\text{m}$ , et de plus à partir d'une zone active GaInSb/AlGaAsSb, ce qui à notre connaissance n'a jamais été rapportée dans la littérature.

Les mesures d'émission en fonction du courant ont été réalisées au moyen d'un banc de mesure comprenant un générateur de courant pulsé, une détection synchrone pour la mesure du courant,

un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide et une détection synchrone permettant une mesure relative de la puissance émise. Pour les caractérisations de 77 K à température ambiante, les diodes ont été montées dans des cryostats possédant une fenêtre de quartz.

Les spectres d'émission présentés dans ce chapitre ont été analysés à l'aide d'un spectromètre d'une distance de 1,5 m. Le signal du détecteur est amplifié par une détection synchrone avant l'enregistrement. Toutes ces caractérisations font partie du même banc de mesure piloté par un ordinateur.

N° structure	composition des puits $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$	épaisseurs des puits / barrières	émission (seuil) à 80 K	émission (seuil) à 300 K	remarques
279	x = 0,04	40 Å / 100 Å	EL 1,42 µm	-	sans pause $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$
288	x = 0,04	40 Å / 100 Å	1,42 µm (1600 mA)	EL 1,57 µm	pause = 60 s $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$
292	x = 0,04	40 Å / 100 Å	1,4 µm (15 mA)	1,55 µm (1000 mA)	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 450 \text{ °C}$
293	x = 0,04	40 Å / 100 Å	1,42 µm (600 mA)	EL 1,52 µm	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 520 \text{ °C}$
295	x = 0,2	40 Å / 100 Å	1,56 µm (450 mA)	-	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$
299	x = 0,2	48 Å / 100 Å	-	-	pause = 10 s $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$
300	x = 0	43 Å / 100 Å	EL 1,8 µm	-	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$ GRINSCH*
301	x = 0,2	48 Å / 100 Å	1,57 µm (500 mA)	-	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 450 \text{ °C}$ GRINSCH*
305	x = 0	80 Å / 100 Å	EL 1,75 µm	EL 2 µm	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 500 \text{ °C}$ GRINSCH*
306	x = 0,04	120 Å / 200 Å	-	-	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 450 \text{ °C}$ GRINSCH*
309	x = 0,04	40 Å / 100 Å	1,4 µm (1500 mA)	PL 1,488 µm	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 450 \text{ °C}$
310	x = 0,04	40 Å / 100 Å	-	-	pause = 20 s $T_{\text{crois.}} = 450 \text{ °C}$

\* substitution de la couche de  $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{AsSb}$  entourant les multipuits par un gradient de composition (GRINSCH).

### Table 4.3. Récapitulatif des structures laser réalisées

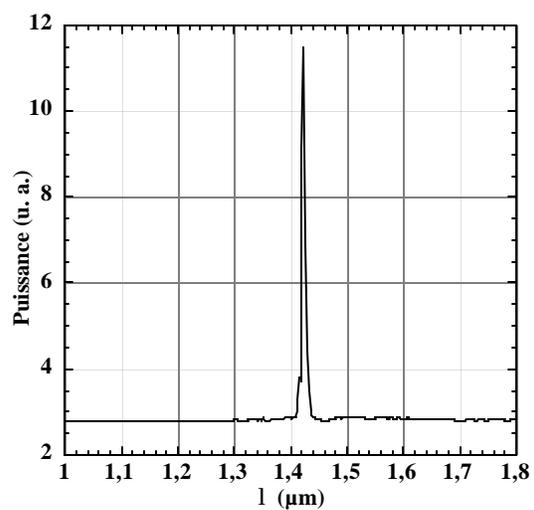
(rien : émission laser, EL : électroluminescence, PL : photoluminescence).

#### 4.4.4.a Spectres d'émission à 80 K

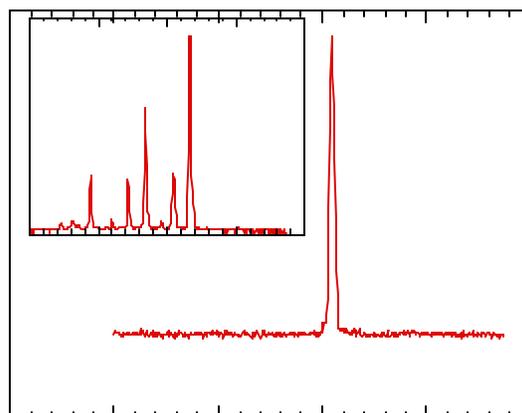
Les structures 288, 292, 293 et 309 qui ont la même zone active de multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$  ont montré une émission laser à 80 K. La figure 4.14 donne les spectres d'émission stimulés de ces diodes lasers montés en contact large. Notons qu'une différence apparaît entre les puissances d'émission des premières structures (288 et 292) et les plus récentes (293 et 309) : pour ces deux dernières une émission parasite localisée vers  $1,75 \mu\text{m}$  attribuée au GaSb est clairement visible à coté de la raie laser, ceci signifiant une puissance d'émission faible. Cette dégradation des performances nous pose un problème d'interprétation. Cependant on peut penser que l'arrêt momentané du bâti d'EJM survenu après l'épitaxie du n° 293 pourrait avoir provoqué une pollution de la source d'Al, et influé de façon très néfaste sur les zones actives épitaxiées par la suite.

Les spectres mesurés à 80 K des diodes 295 et 301 en contact large possédant des multipuits  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$  sont présentés sur la figure 4.15, la modification de la composition des puits ayant pour but de limiter l'effet Auger (cf. § 4.2.2). Pour ces échantillons l'émission parasite liée au GaSb apparaît comme précédemment. Par conséquent le changement de puits ne semble pas amener de modifications notable sur les puissances d'émission.

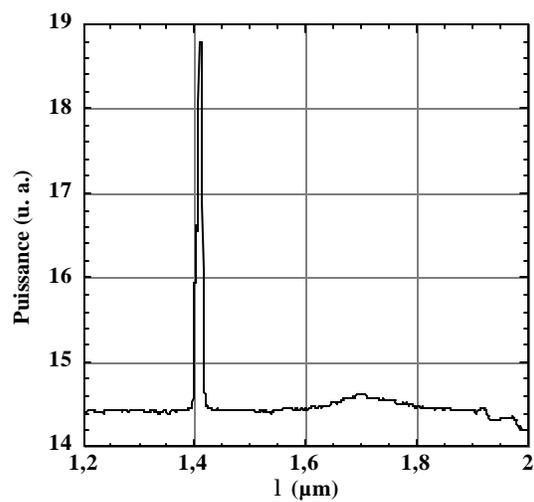
Certains spectres ont été mesurés avec des fentes faiblement ouvertes afin d'augmenter la résolution en longueur d'onde. Ces spectres sont représentés en insert pour les lasers n° 292 et 301 sur les figures 4.14.b et 4.15.b. Les modes d'émission des cavités sont clairement visibles.



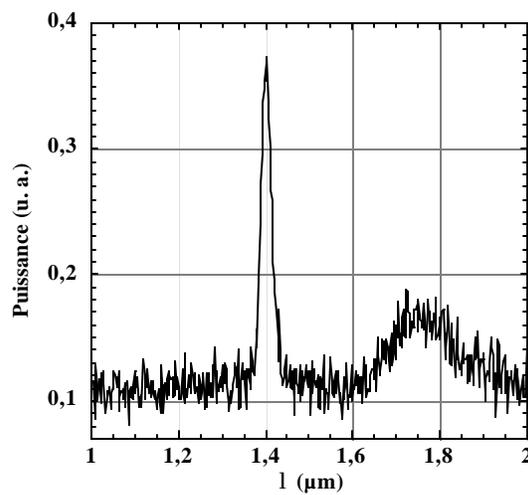
(a)



(b)

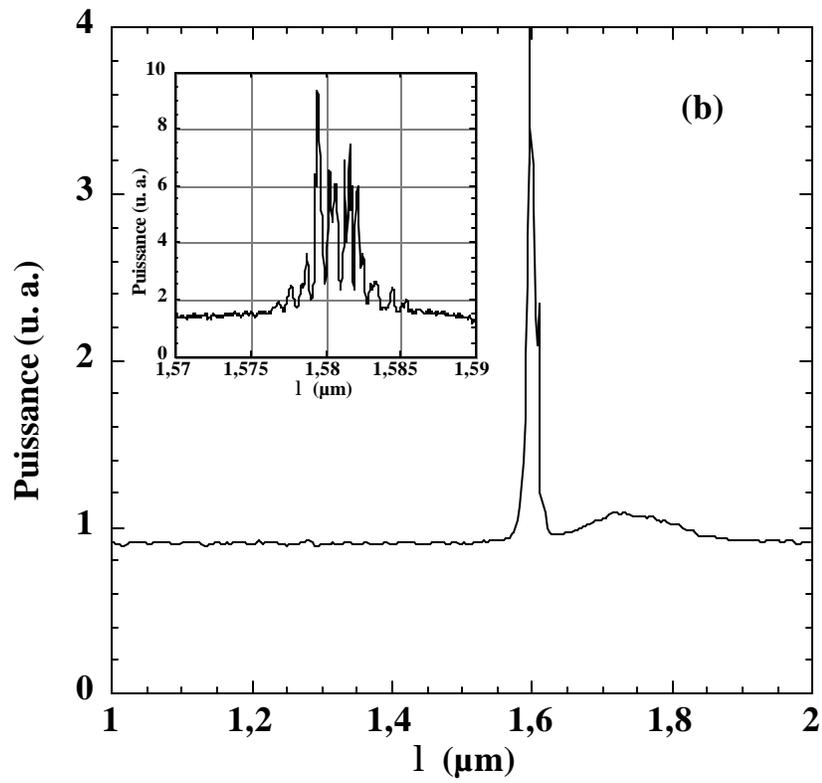
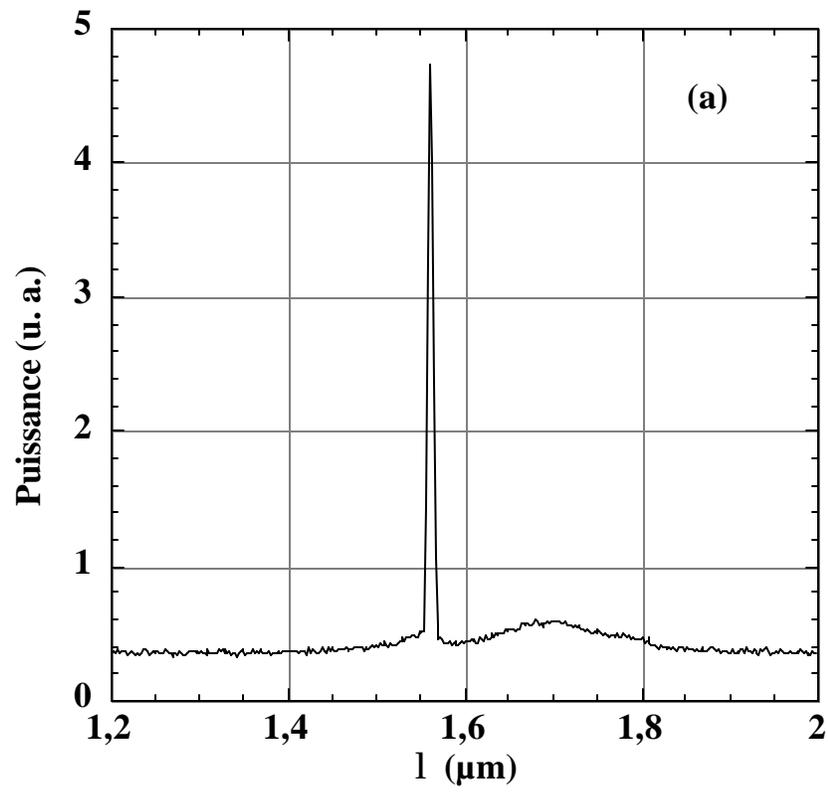


(c)



(d)

**Figure 4.14.** Spectres d'émission laser stimulée des structures n° 288 (a), 292 (b), 293 (c) & 309 (d) comportant des multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$ .



**Figure 4.15.** Spectres d'émission laser stimulée des structures n° 295 (a) & 301 (b) comportant des multipuits  $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$ .

#### 4.4.4.b Évolution des caractéristiques avec la température

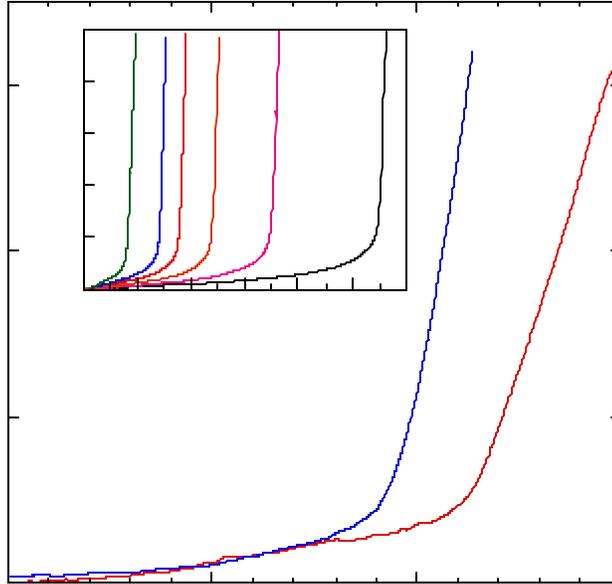
Nous avons pu étudier sur les meilleures diodes la variation du courant de seuil en fonction de la température. Cette évolution a un comportement exponentiel typique de la forme :

$$I_{th} = I_0 \exp(T/T_0) \quad (4-1)$$

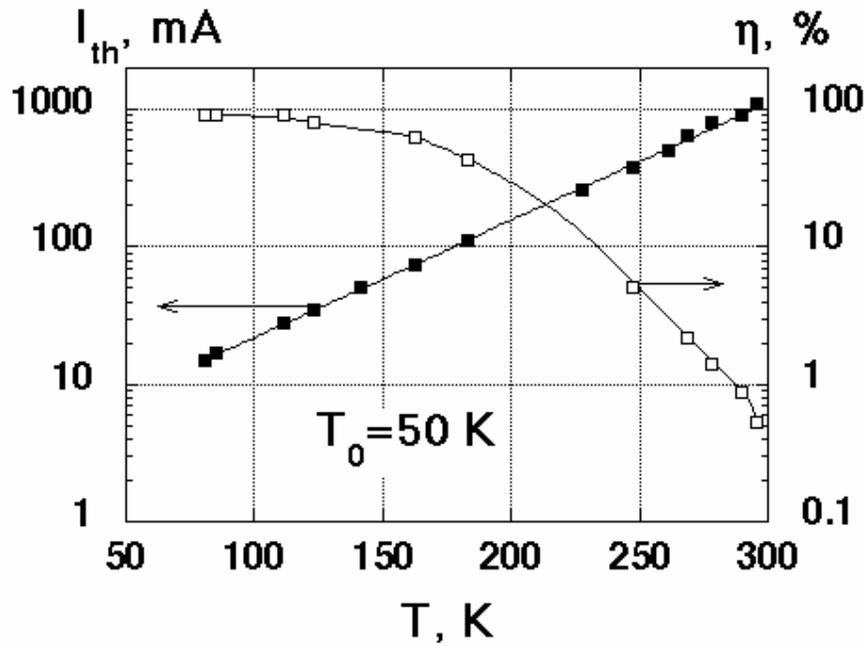
$I_{th}$  étant le courant de seuil du laser à la température  $T$  et  $T_0$  la température caractéristique de la diode.

Les figures 4.16 et 4.17 présentent un exemple de mesure réalisé sur la diode n° 292. La température caractéristique déduite de l'évolution de  $I_{th}$  en température (figure 4.17) est de 50 K. Cette valeur est faible mais reste tout à fait comparable aux valeurs publiées pour des lasers GaSb/AlGaAsSb ainsi que pour les lasers émettant aux grandes longueurs d'ondes basés sur InP (O'Reilly, 93).

Nous avons calculé le rendement quantique interne de cette diode laser (figure 4.17) en considérant  $20 \text{ cm}^{-1}$  de pertes dans la propagation à travers le guide d'onde du laser, valeur typique pour notre processus de fabrication par gravure mesa. Le rendement décroît en conjonction avec l'augmentation de la densité de courant seuil. À partir de  $\eta \approx 90\%$  à 80 K le rendement quantique interne s'affaiblit jusqu'à  $\eta \approx 0,5\%$  à 300 K. Ce comportement peut être interprété comme un rapprochement vers la résonance de l'effet Auger qui se produit lorsque l'énergie de bande interdite, liée à l'énergie de confinement des électrons dans le puits quantique, et l'éclatement spin-orbite  $\Delta_0$  sont égaux (cf. figure 4.5).



**Figure 4.16.** Évolution de la caractéristique puissance lumineuse - courant injecté en fonction de la température pour un laser à multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$ .

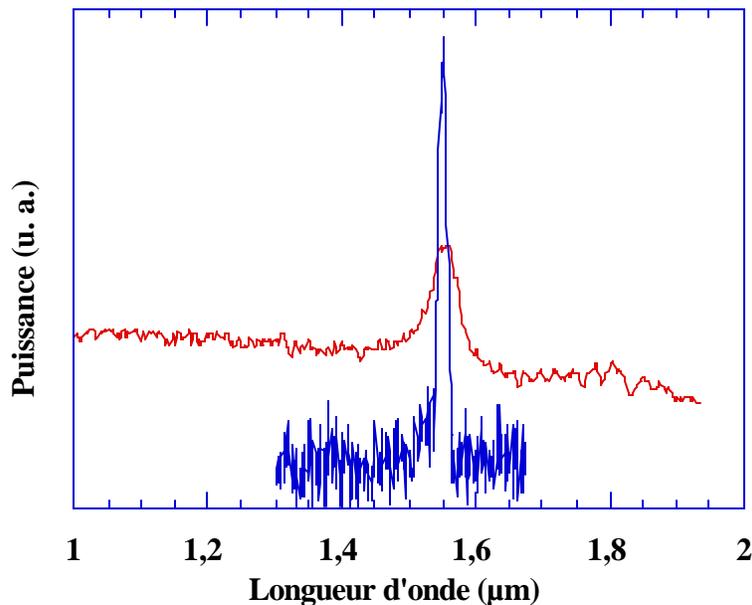


**Figure 4.17.** Courant de seuil mesuré  $I_{th}$  (carrés pleins, axe des ordonnées de gauche) et rendement quantique interne  $\eta$  (carrés vides, axe des ordonnées de droite) pour un laser à multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$  en fonction de la température.

#### 4.4.4.c Émission laser à 1,55 $\mu\text{m}$ à température ambiante

Le meilleur résultat obtenu sur la série de lasers épitaxiés sur GaSb (table 4.3) est indéniablement l'obtention d'une émission laser en régime pulsé à température ambiante. À notre connaissance l'émission à température ambiante de plus basse longueur d'onde atteinte par un laser à multipuits quantiques GaSb/AlGaSb n'est que de 1,66  $\mu\text{m}$  (Ohmori, 85).

La figure 4.18 montre les spectres d'émission spontanée et stimulée centrées exactement à 1,55  $\mu\text{m}$  obtenus à 300 K. La longueur d'onde est ainsi passée de 1,4  $\mu\text{m}$  à 1,55  $\mu\text{m}$  en augmentant la température de fonctionnement de 80 K à 300 K.



**Figure 4.18.** Spectre d'émission spontanée et stimulée de faible résolution à 300 K en régime pulsé (durée des créneaux : 1  $\mu\text{s}$ , fréquence : 10 KHz) d'une diode laser à multipuits  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb} / \text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{AsSb}$ .

Le courant injecté pour ce spectre d'émission stimulée est important (1,5 A) conformément au faible  $T_0$  donné précédemment, ceci expliquant la réduction du rapport signal/bruit. La caractéristique puissance-courant correspondant à cette même structure est présentée sur la figure

4.16. Le courant de seuil atteint à température ambiante une valeur de 1 A. Nous remarquons qu'entre les performances à 80 K et à 300 K il existe au moins un ordre de grandeur de différence pour les échelles de courant injecté et de puissance lumineuse, ceci s'accordant fidèlement à l'évolution en température du rendement interne  $\eta$ . On peut attribuer cette dégradation à une trop faible concentration en Indium dans les puits qui repousserait insuffisamment le processus CHHS des pertes par effet Auger.

Quoique non encore totalement satisfaisant à température ambiante, le comportement de nos structures reste cependant comparable aux résultats déjà obtenus avec des structures à puits de GaSb. L'avantage majeur qu'apporte le GaInSb est le décalage vers les basses longueurs d'onde de l'émission laser (1,55  $\mu\text{m}$ ) comparativement à la limite observée vers 1,6-1,7  $\mu\text{m}$  avec GaSb.

Durant cette étude nous avons remarqué que pour une concentration d'indium fixée à 20% dans les puits de GaInSb, aucune amélioration n'avait été décelée. Ceci peut être dû soit à la ségrégation de l'indium vers les interfaces, soit à une contrainte élevée rapprochant l'épaisseur critique de la largeur des puits, soit plus prosaïquement à une pollution du bâti lorsque nous avons tenté ces croissances.

Une autre solution envisageable mais non encore exploitée consisterait à rajouter un degré de liberté au système en utilisant des puits quaternaires GaInAsSb, auquel cas l'introduction d'As permettrait une maîtrise de la contrainte relativement à la composition en Indium choisie.

## Chapitre 5

### LES COMPOSANTS SUR GaSb :

#### MIROIRS DE BRAGG ET MICROCAVITES

Les miroirs de Bragg et donc les lasers à cavité verticale sur substrat GaSb n'apparaissent que rarement dans la bibliographie. Ce choix de matériaux pour réaliser des composants à cavité verticale (photodétecteur résonant, LED à microcavité ou VCSEL) semble pourtant être très avantageux (cf. § 1.2.3) dans la gamme infrarouge. Aux longueurs d'onde utilisées en télécommunication optique (1,3-1,55  $\mu\text{m}$ ) les rares références bibliographiques (Tuttle, 93, Lambert, 94 et Koeth 98) présentent des résultats laissant augurer un bel avenir pour cette famille de matériau dans le domaine des composants optoélectroniques.

Dans cette étude nous avons voulu en premier lieu vérifier la faisabilité de miroirs hautement réfléchissant avec l'approche basée sur GaSb pour un fonctionnement à 1,55  $\mu\text{m}$ . L'obtention de pouvoir réflecteur élevé, couplé à la maîtrise des couches actives à 1,55  $\mu\text{m}$  (cf. § 4), nous a permis d'envisager l'épitaxie d'un VCSEL monolithique sur substrat GaSb pompé électriquement. Les résultats qui sont présentés dans ce chapitre sont issus d'un très petit nombre d'échantillons, du fait de l'apparition récente de cet axe de recherche dans le laboratoire. De fait nous n'avons pu épitaxier que trois miroirs de Bragg et deux microcavités sur GaSb. Les deux miroirs ont montré de bonnes performances tandis qu'un prolongement de l'étude aurait été souhaitable pour estimer pleinement les potentialités d'un VCSEL sur GaSb.

## ***5.1 Les miroirs de Bragg sur substrat GaSb***

### ***5.1.1 Démonstration des potentialités du système GaSb/Al(As)Sb vers 2 $\mu\text{m}$***

L'énergie de bande interdite du GaSb se situe à 0,725 eV (1,7  $\mu\text{m}$ ) à 300 K, ce qui le rend absorbant dans toute la gamme autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . Pour décaler ce front d'absorption vers les basses longueurs d'ondes il est nécessaire d'ajouter à l'alliage de l'Aluminium.

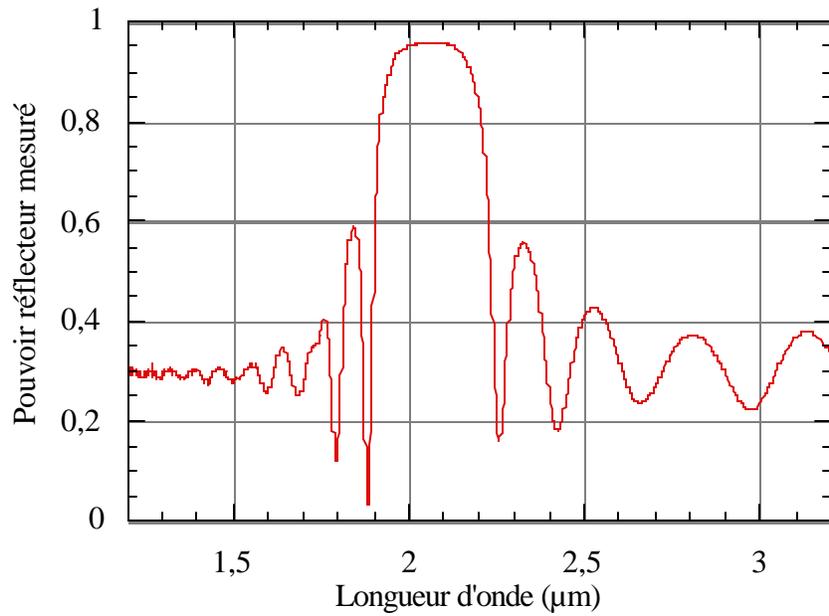
La solution la plus simple pour estimer les potentialités d'un miroir basé sur GaSb que nous avons choisie a été d'observer les caractéristiques d'un miroir de Bragg GaSb/Al(As)Sb sur substrat GaSb vers 2  $\mu\text{m}$  *i.e.* largement dans la zone de transparence. De plus le fait d'utiliser le simple binaire GaSb sans adjonction d'Al rend l'épitaxie plus simple et surtout réduit considérablement la durée en s'affranchissant d'un changement de température de la cellule d'Al entre AlGaSb et Al(As)Sb.

Nous avons épitaxié deux miroirs de Bragg GaSb/Al(As)Sb centrés vers 2  $\mu\text{m}$  avec 12,5 et 15,5 paires. Les pouvoirs réflecteurs maximum mesurés sur ces deux échantillons sont 95,8% pour 12,5 paires et 99,4% pour 15,5 paires.

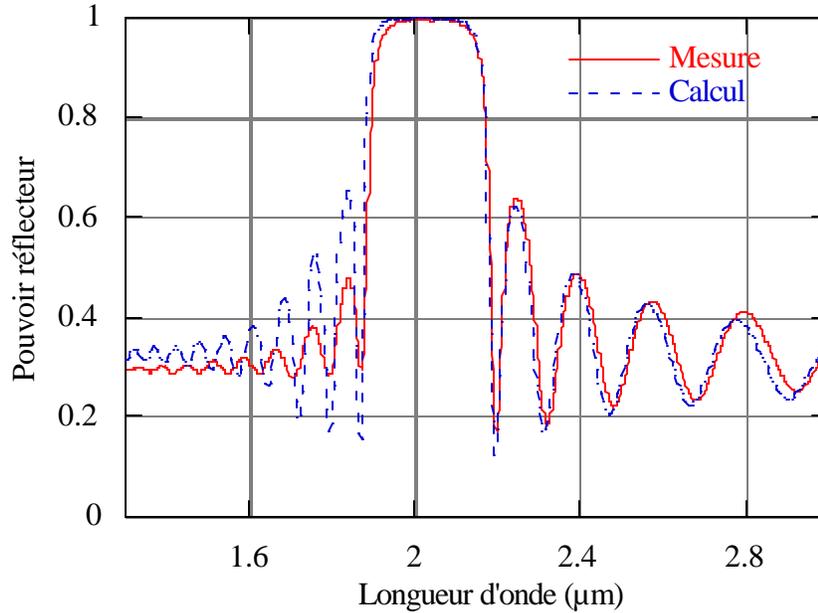
La mesure du pouvoir réflecteur a été effectuée au CNET Bagnex sur un spectromètre à transformée de Fourier (FT-IR). La méthode expérimentale connue sous le nom de « VW » (Palmer, 95) permet de calibrer le spectre mesuré grâce à une mesure complémentaire sur le miroir référence. Son avantage essentiel réside dans le fait que lorsque l'échantillon est substitué au miroir de référence, ce dernier est placé de manière à avoir deux réflexions sur l'échantillon et une sur le miroir référence, sans aucun ajustement intermédiaire de la source et du détecteur. La mesure détectée est alors proportionnelle au

carré du pouvoir réflecteur et la racine carré du rapport des deux spectres donne une mesure quantitative avec une précision de l'ordre de  $\pm 0,1\%$  même au delà de 99%.

Les spectres du pouvoir réflecteur de ces miroirs sont illustrés sur les figures 5.1 et 5.2.



**Figure 5.1.** Pouvoir réflecteur mesuré d'un miroir de Bragg constitué de 12,5 paires  $\text{GaSb}/\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$ .



**Figure 5.2.** Pouvoir réflecteur mesuré et calculé d'un miroir de Bragg constitué de 15,5 paires GaSb/AlAs<sub>0,08</sub>Sb<sub>0,92</sub>.

Il faut noter sur le spectre du miroir 15,5 paires la forme très carrée de la bande centrale caractéristique d'une bonne périodicité et de très faible pertes dans cette gamme de longueur d'onde.

La courbe calculée selon le formalisme présenté § 1.2.2 s'accorde bien sur une large partie du spectre mesuré. L'amortissement des lobes aux courtes longueurs d'onde est causé par l'absorption du GaSb intervenant vers 1,7 µm et aux longueurs d'ondes inférieures.

Les paramètres utilisés pour ce calcul sont pour les indices  $n_{GaSb} = 3,9$  et  $n_{AlAsSb} = 3,17$  à 2,02 µm et pour les épaisseurs de couches  $d_{GaSb} = 0,1295$  µm et  $d_{AlAsSb} = 0,159$  µm.

Le pouvoir réflecteur maximal donné par le calcul est 99,78% à 2,015 µm qui est supérieur de 0,4% à la valeur expérimentale. En se reportant à la figure 1.10 on peut estimer les pertes présentes dans le

dispositif. Ce calcul indique pour un miroir de 15,5 paires ayant un pouvoir réflecteur de 99,4 % une absorption totale  $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$ .

### **5.1.2 Performances des miroirs $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}(\text{As})\text{Sb}/\text{Al}(\text{As})\text{Sb}$ centrés à $1,55 \mu\text{m}$**

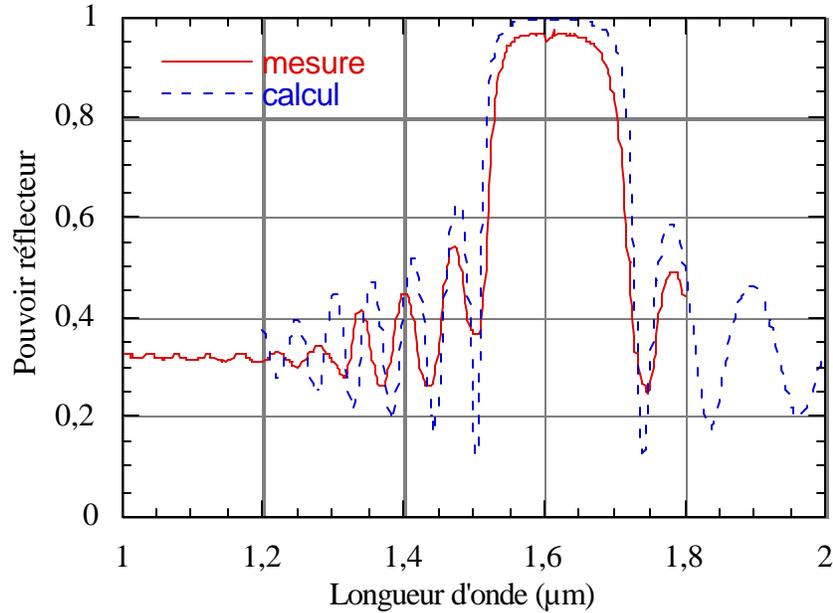
Le but de ce travail étant la fabrication de dispositifs autour de  $1,55 \mu\text{m}$  l'adjonction d'aluminium au binaire GaSb a été nécessaire pour décaler la zone de transparence vers la longueur d'onde de fonctionnement. L'allure du front d'absorption dans ces matériaux dopés ou non-dopés est mal connue, mais semble se prolonger nettement en faible pente vers les grandes longueurs d'onde comme nous l'avons précédemment observé avec AlGaAsSb sur substrat InP (Genty, 97). Ainsi l'énergie de bande interdite de l'alliage a été choisie telle qu'il n'apparaisse pas de résidu des pertes dues à la queue d'absorption à la longueur d'onde de fonctionnement. La composition  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$  accordée en maille au GaSb présente une énergie de bande interdite autour de 0,96 eV ce qui est équivalent à une longueur d'onde de coupure vers  $1,3 \mu\text{m}$ , et paraît être suffisamment écarté de  $1,55 \mu\text{m}$ .

L'épitanie des miroirs de Bragg  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}/\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$  nous oblige, de par l'absence d'une deuxième source d'Al, à modifier la température de cette cellule à effusion à chaque interface du miroir. Le temps nécessaire à la modification de température est à chaque alternance de 5 minutes, durant lequel le miroir reste sous flux de  $\text{Sb}_2$  pour maintenir l'état de surface. Ces nombreux arrêts de croissance augmentent considérablement la durée totale de fabrication du miroir. Ainsi avec les vitesses de croissance usuelles de  $1 \mu\text{m/h}$  l'épitanie d'un miroir de 15,5 paires nécessite 6 heures pour 3h 30 de croissance effective.

D'autre part l'accord de maille sur GaSb des composés AlAsSb et AlGaAsSb implique l'adjonction de pourcentages d'Arsenic différents selon la composition en Al. Une modification de ce flux d'As aux interfaces est accompli quasi-instantanément à l'aide d'une vanne pointeau précalibrée.

Le résultat en terme de pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde d'un miroir  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}/\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$  non dopé, accordé sur GaSb, est présenté sur la figure 5.3. La bande de haut pouvoir réflecteur est centrée à  $1,6 \mu\text{m}$  atteint une valeur maximale de 97,5%. La courbe calculée selon le modèle exposé § 1.2.2 s'accorde avec la mesure sur une large gamme autour de la bande centrale et prévoit bien le pouvoir réflecteur maximum de la structure à la valeur mesurée.

À  $1,55 \mu\text{m}$  les indices utilisés pour la courbe calculée de la figure 5.3 sont pour  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  de 3,84 et pour  $\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$  de 3,21, les épaisseurs respectives des couches étant strictement quart-d'onde : 105 nm et 125,8 nm. Notons qu'il subsiste une composante d'absorption importante au niveau de la bande de haut pouvoir réflecteur qui peut être causée par la présence de défauts sur la surface et/ou un mauvais accord de maille de la structure sur GaSb.



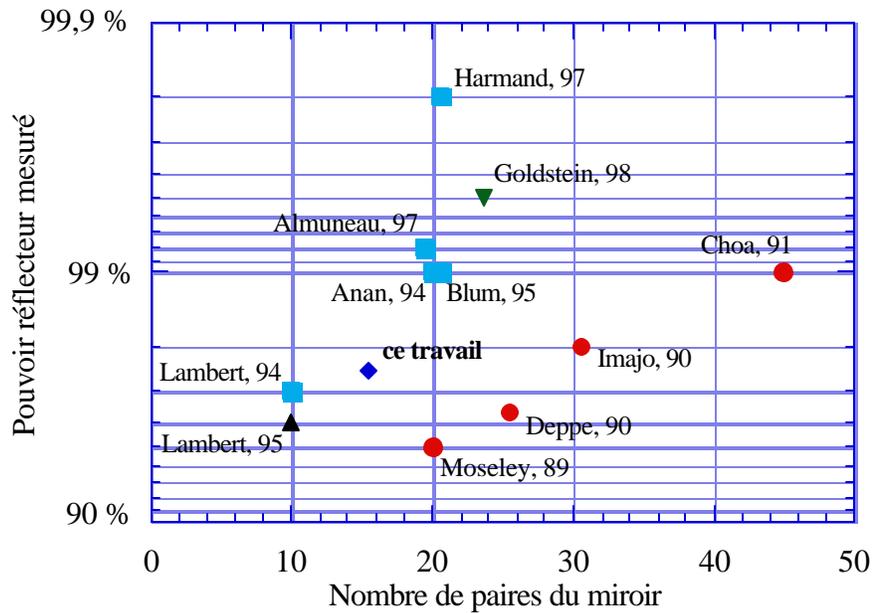
**Figure 5.3.** Pouvoir réflecteur mesuré et calculé d'un miroir de Bragg constitué de 15,5 paires  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}/\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$

On remarque bien sur le spectre mesuré le front d'absorption du matériau à haut indice localisé vers 1,3  $\mu\text{m}$  qui n'affecte visiblement pas la bande de haut pouvoir réflecteur. Cette bande s'étend ici sur un intervalle de 90 nm dans lequel le pouvoir réflecteur est supérieur à 95 %.

Nous avons comparé sur la figure 5.4 ce résultat à ceux trouvés dans la littérature pour les miroirs fonctionnant vers 1,55  $\mu\text{m}$  avec tous les choix de système envisageables :

- Arséniures/phosphures :  $\text{AlGaInAs}/\text{InP}$  (Moseley, 89),  $\text{InP}/\text{InGaAs}$  (Deppe, 90) et  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  (Imajo, 90, Choa, 91).
- Antimoniures sur  $\text{InP}$  :  $\text{AlGaAsSb}/\text{AlAsSb}$  (Lambert, 95, Harmand, 97, Almuneau, 97),  $\text{AlPSb}/\text{GaPSb}$  (Anan, 94) et  $\text{GaAsSb}/\text{AlAsSb}$  (Blum, 95).

- ♦ AlGaSb/AlSb sur GaAs (Lambert, 94).
- ♦ GaAlAs/AlAs métamorphique (Goldstein, 98).



**Figure 5.4.** État de l'art des pouvoirs réflecteur des miroirs de Bragg pour une application vers 1,55  $\mu\text{m}$ .

Ce graphique laisse apparaître une nette différence entre les performances des miroirs à base d'arsenic et de phosphore et ceux à base d'antimoine. Cette observation confirme la validité des miroirs antimoniures pour la réalisation d'un VCSEL monolithique fonctionnant à 1,55  $\mu\text{m}$ . Une seconde solution désaccordée en maille qu'est le miroir GaAlAs/AlAs métamorphique sur InP permet d'obtenir des pouvoirs réflecteur suffisants pour les intégrer dans un VCSEL malgré la génération de nombreuses

dislocations. Cette solution n'est toutefois pas utilisable pour le miroir de fond de cavité sur lequel doit être cru la couche active.

## ***5.2 Laser à cavité verticale***

A ce jour les seuls VCSELs ayant fonctionné à 1,55  $\mu\text{m}$  en régime continu à température ambiante sont issus d'une méthode faisant intervenir plusieurs épitaxies et des étapes de collage des miroirs avec la couche active (« wafer bonding »). Des courants de seuil faibles ont ainsi été montrés à 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$  (Margalit, 96, Quian, 97).

Ce procédé de fabrication reste cependant très lourd comparativement à l'épitanie en une seule étape des miroirs et de la cavité. Différents systèmes ont été évalués (cf. fig. 5.4) dans le but de réaliser un VCSEL monolithique à 1,55  $\mu\text{m}$  avec des premiers résultats présentant des émissions en pompage optique mais l'histoire des VCSELs n'a-t-elle débuté ainsi (Soda, 79) ?

Dans le système InGaAlAs ce résultat a été obtenu sur une structure contenant des miroirs de fond et supérieur respectivement de 41 et 30 paires et une cavité de InGaAlAs, le tout représentant une épaisseur totale de 16,4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (Debray, 97)!

Des résultats très récents ont aussi été obtenues avec la filière antimonieure. Le nombre de paires est très inférieur puisque un premier VCSEL épitanie sur InP comprend 20 périodes AlGaAsSb/AlAsSb pour le miroir de fond et 15 pour le miroir supérieur (Blum, 97), et un second réalisé sur GaAs contient des miroirs AlGaSb/AlSb de respectivement 15 et 14 paires (Koeth, 98).

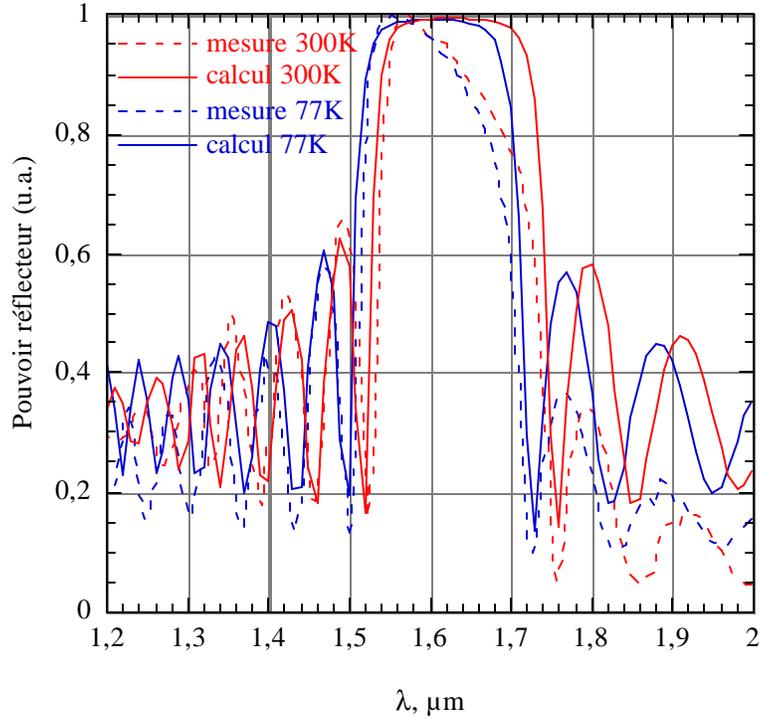
Nous avons voulu dans cette étude exploiter la bonne connaissance des comportements électriques des antimonieures sur GaSb pour viser directement un pompage électrique de la structure VCSEL envisagée. La mise en oeuvre de l'épitanie d'un VCSEL pose cependant le problème de la durée totale de la

croissance induit par les nombreux changements de température de la cellule d'Al. Cependant nous avons pu réaliser l'épitaxie d'un VCSEL centré à 1,55  $\mu\text{m}$  prévu pour fonctionner à 77 K avec une zone active ayant été évaluée précédemment dans des lasers à émission par la tranche (§ 4.3).

### 5.2.1 *Élaboration de la microcavité*

La couche active constituée de puits GaInSb contraints dans des barrières AlGaAsSb a été introduite dans une structure VCSEL monolithique. L'épaisseur des puits a été augmentée à 9 nm dans le but d'obtenir une émission à 1,55  $\mu\text{m}$  à 77 K. La cavité résonante est entourée d'un miroir de fond  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}/\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$  dopée Te (N) de 20 paires et de son symétrique dopé Be (P) comme miroir de sortie. La diminution de composition de l'Al dans ces miroirs par rapport à celui caractérisé précédemment (§ 5.1.2) est liée à la conception du VCSEL pour un fonctionnement à basse température.

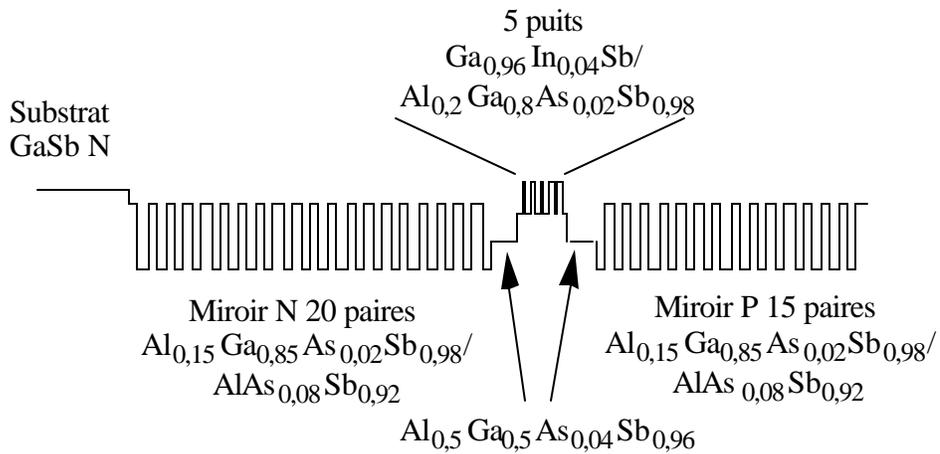
Les indices à basse température ont été estimés en faisant l'hypothèse que tout comme l'énergie de bande interdite qui augmente de 80 meV entre 300 et 77K, les autres paramètres énergétiques du modèle d'Afromowitz à 300K doivent être augmentés de 80 meV pour tenir compte du comportement à 77 K (cf. table 1.1). Par suite cette démarche a été validée par l'ajustement de spectres de pouvoir réflecteur calculés à 300 et 77 K avec les spectres expérimentaux d'un miroir (figure 5.5). On notera sur cette figure que les mesures sont non calibrées par rapport à un miroir référence, ce qui induit une décroissance de l'intensité du pouvoir réflecteur mesuré avec la longueur d'onde qui est de fait l'image du spectre de la lampe à incandescence d'excitation.



**Figure 5.5.** Spectres de pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg sur GaSb mesurés et calculés à 77K et 300K (Les spectres mesurés ne sont pas calibrés, retraçant ainsi le spectre de la lampe d'émission).

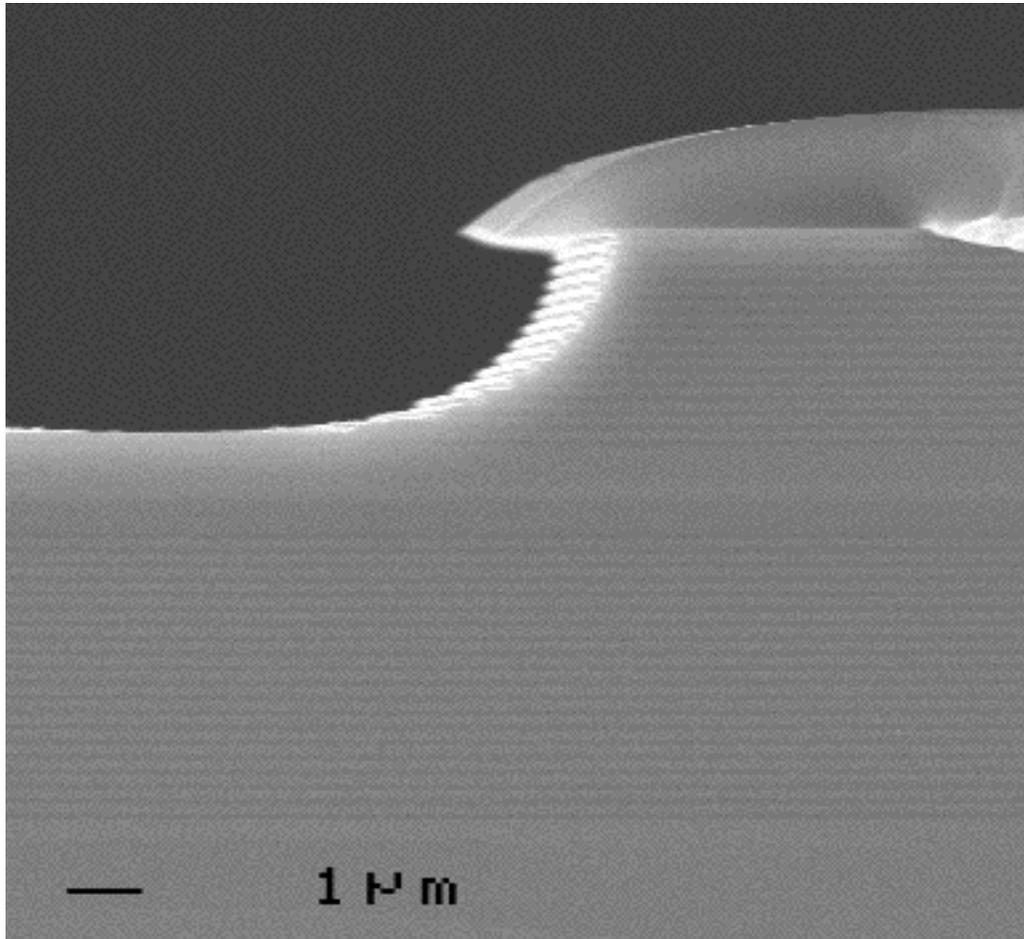
Les indices des matériaux composants le miroir ont été estimés à 77K à 3,84 pour  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  et 3,18 pour  $\text{AlAs}_{0,08}\text{Sb}_{0,92}$  à la longueur d'onde de travail 1,55 μm. Les épaisseurs quart d'onde correspondantes sont respectivement de 100,9 nm et 121,9 nm. Dans cette configuration les pouvoirs réflecteurs vus de l'intérieur de la cavité seraient de 99,6 % pour le miroir supérieur et 99,75 % pour le miroir inférieur, correspondant à une finesse théorique de 490.

La cavité d'une longueur de  $3l/n$  est formée de six barrières  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$  de 10 nm et de cinq puits de  $\text{Ga}_{0,96}\text{In}_{0,04}\text{Sb}$  de 9 nm entourées de deux couches  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$  d'ajustement dopées de 0,586 μm chacune. La figure 5.6 montre le schéma de la structure qui a été épitaxiée sur deux jours à cause des nombreux arrêts de croissance pour les miroirs.



**Figure 5.6.** Schéma du VCSEL épitaxié

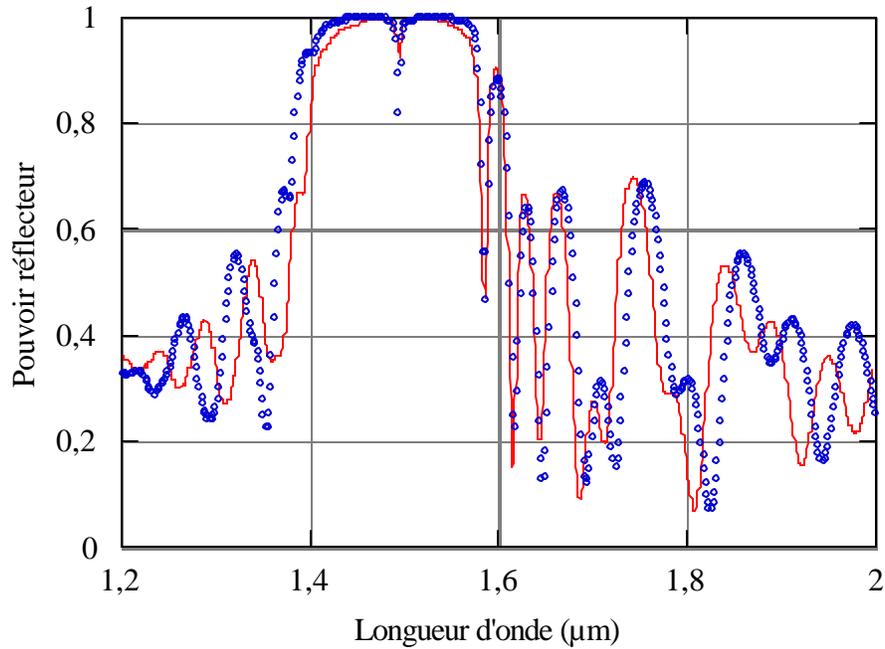
Un programme de gravure a été mis en oeuvre sur cet échantillon en se basant sur les techniques de gravure mesa des lasers conventionnels. Des plots de diamètres différents ont ainsi été gravés de 85, 160 et 300  $\mu\text{m}$ . Le front d'attaque traverse le miroir supérieur en étant stoppé au niveau de la cavité. La photo de la figure 5.7 montre le résultat de gravure de la microcavité. On note l'inégalité des vitesses d'attaque entre les matériaux riches et pauvres en Al par l'apparition de terrasses au bord du miroir supérieur.



**Figure 5.7.** Observation au microscope électronique d'un bord de plot réalisé par gravure chimique.

### *5.2.2 Spectres de pouvoir réflecteur*

Le pouvoir réflecteur du VCSEL a été mesuré à température ambiante de 1,2 à 2 μm par FT-IR. Les courbes mesurée et calculée sont représentées sur la figure 5.8.

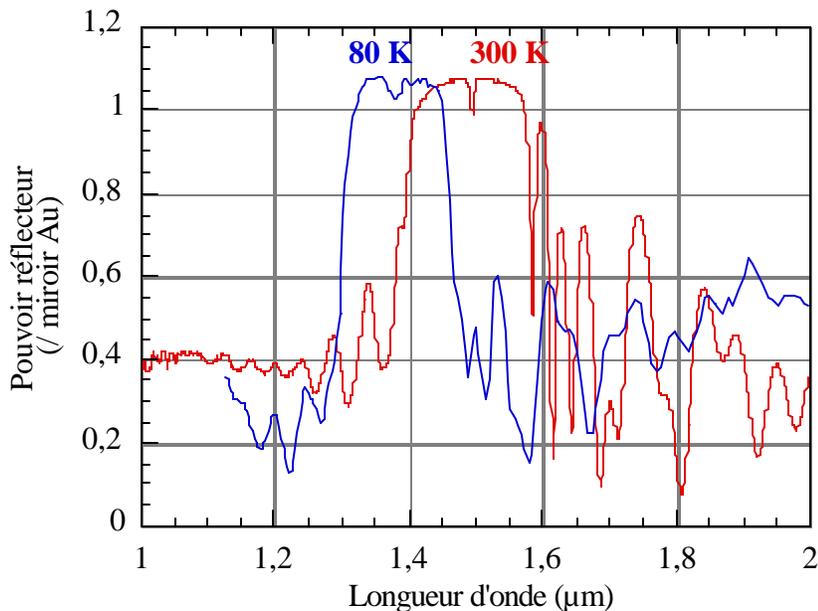


**Figure 5.8.** Spectres de pouvoir réflecteur mesuré (trait plein) et calculé (points) du VCSEL à cavité  $3\lambda$  à température ambiante

Une large bande centrale s'étendant de 1,4 à 1,58  $\mu\text{m}$  a été obtenue avec le pic de résonance de la cavité qui apparaît en son centre *i.e.* 1,5  $\mu\text{m}$ . Nous avons remarqué en accordant la courbe calculée (points sur la figure 5.8) à la mesure que les oscillations très marquées localisées vers 1,6  $\mu\text{m}$  proviennent d'un léger décalage en longueur d'onde entre les deux miroirs. Le meilleur accord calcul-expérience a été réalisé en réduisant les épaisseurs du miroir supérieur (P) d'une fraction de 7%, et pour les épaisseurs de la cavité et du miroir inférieur (N) de 5% par rapport aux épaisseurs quart d'onde préconisées. De plus nous avons rajouté une composante d'absorption due aux puits quantiques dans la cavité, ainsi que des pertes optiques causées par l'alliage AlGaAsSb pour  $\lambda > 1,44 \mu\text{m}$ . L'absorption totale à la résonance (1,5  $\mu\text{m}$ ) introduite dans le calcul s'élève à  $588 \text{ cm}^{-1}$ .

La dissonance entre la partie supérieure et inférieure du VCSEL tient certainement son origine de la segmentation de la croissance sur deux jours consécutifs imposant une mise au repos de tout le bâti d'EJM durant la nuit. Le désaccord de 2% pourrait alors être attribuée à la précision de la reproductibilité des flux durant cette opération.

Notre conception prévue pour une émission à 80 K nous a amené à mesurer la progression spectrale de la bande de haut pouvoir réflecteur en fonction de la température. La figure 5.9 réunit les mesures de deux spectres de pouvoir réflecteur à 300 K et à 80 K. Ainsi la bande centrale et le pic de résonance sont décalées de 0,2  $\mu\text{m}$  vers les plus courtes longueurs d'onde, ce qui entraîne que la longueur d'émission visé de 1,55  $\mu\text{m}$  est au niveau du premier minimum de la courbe de pouvoir réflecteur de la structure. De plus le décalage dû au changement de température est bien plus important que celui observé sur la figure 5.5, ceci étant probablement la manifestation de l'inhomogénéité de la plaque sur laquelle la mesure à 77K et celle à 300K n'auraient pas été réalisées au même endroit.



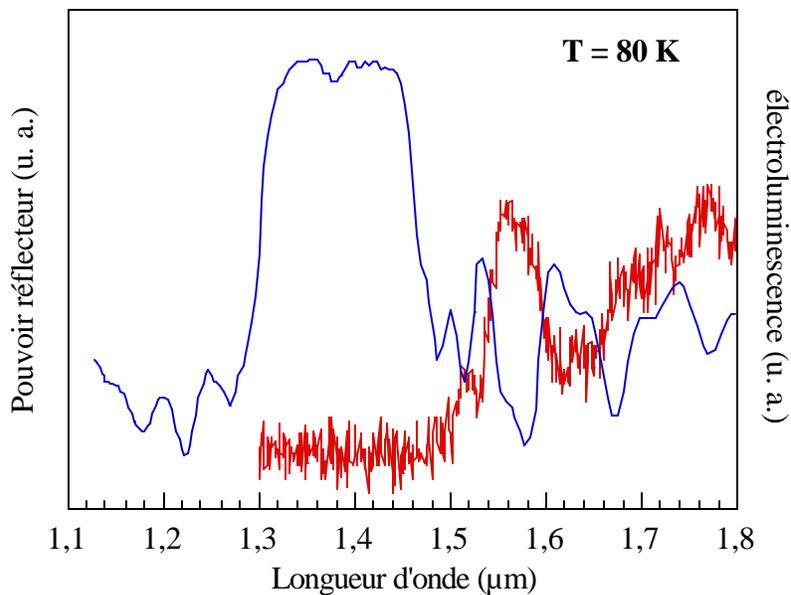
**Figure 5.9** Pouvoir réflecteur de la microcavité à 300 et 80 K.

### 5.2.3 Résultats d'émission

Pour procéder à l'injection électrique afin de déceler une émission, la microcavité a été soudée à l'indium sur un support utilisé pour les lasers émettant par la tranche. La caractéristique courant-tension montre que les conductivités des miroirs sont convenables.

Aucune émission n'a été détectée à température ambiante, mais ce résultat était prévisible conformément aux courants de seuil élevés qui avaient été mesurés sur les lasers à émission par la tranche conçus avec le même système puits/barrières GaInSb/AlGaAsSb.

À 80 K nous avons obtenu une émission spontanée à 1,55  $\mu\text{m}$  localisée à l'extérieur de la bande de haut pouvoir réflecteur des miroirs et de la résonance de la cavité (figure 5.10).



**Figure 5.10.** Superposition du pouvoir réflecteur de la microcavité centré à 1,38  $\mu\text{m}$  et du signal d'électroluminescence situé autour de 1,55  $\mu\text{m}$ .

Le point positif que nous pouvons souligné est l'observation d'une émission de la part des multipuits dans une structure VCSEL. Ceci montre le bon pompage électrique de la cavité et la validité du système puits/barrières GaInSb/AlGaAsSb comme zone active de VCSEL.

Ce résultat est donc tout à fait encourageant pour la filière GaSb dans le domaine des VCSELS à 1,55  $\mu\text{m}$ .

Quelques équipes ont récemment reporté de bonnes performances de composants à émission verticale pompés optiquement ayant été réalisés avec des antimoniures sur InP (Blum,97) ou sur GaAs (Koeth, 98). Conjointement à ces travaux notre axe de recherche sur les VCSELS émettant à 1,55  $\mu\text{m}$  sur substrat GaSb et pompés électriquement n'a jamais été abordé à notre connaissance. Cependant un prolongement de l'étude serait souhaitable pour analyser plus avant les véritables possibilités qu'offre la solution antimonure sur GaSb.

## CONCLUSION

Ce mémoire a présenté une étude portant sur la réalisation de miroirs de Bragg et de lasers à cavité verticale —ou VCSEL— sur substrat de GaSb avec comme but le fonctionnement à la longueur d'onde de  $1,55\ \mu\text{m}$ . Au plan international, ce sujet fait aujourd'hui l'objet d'un vif intérêt industriel de par son application potentielle aux systèmes de télécommunication sur fibre optique.

En pratique, lors du démarrage de ce sujet au laboratoire, qui a correspondu avec le début de ma Thèse en 1995, l'objectif de réalisation d'un VCSEL incluant des semiconducteurs III-V antimonieuses constituait un véritable «challenge» au sens anglo-saxon du terme. À cet instant, seuls deux autres laboratoires au monde visaient un tel but —le CNET et Sandia National Laboratory—. Les résultats que nous avons obtenus au cours de ces trois dernières années nous hissent à présent au même niveau de compétence.

En résumé, ce travail a démontré pour la première fois la grande capacité des antimonieuses sur substrat de GaSb pour la réalisation de miroirs de Bragg à très haut pouvoir réflecteur dans le proche infrarouge et pour la réalisation de laser à cavité verticale dans la même gamme de longueur d'onde. Quoique surprenant, le développement de structures sur substrat de GaSb n'avait pas été jusqu'à présent évalué pour cet objectif à  $1,55\ \mu\text{m}$  et nous avons donc fait en ce sens un travail de pionnier qui mérite d'être poursuivi. D'une façon plus détaillée, rappelons les résultats essentiels décrits dans ce mémoire.

En premier lieu, nous avons établi les conditions de croissance du quaternaire AlGaAsSb à la fois sur InP et sur GaSb.

- ◆ Nous avons montré que la réduction de la température de croissance permettait un accès plus facile à l'accord de maille alors que pour des températures de substrat de 500°C il était quasiment impossible d'incorporer sur InP les 50% d'antimoine requis par la stoechiométrie.
- ◆ Nous avons aussi montré que le contrôle de l'accord de maille était aussi plus aisé lorsque le rapport du flux des éléments V à celui des éléments III est proche de un.

Ceci a été conforté par de nombreuses croissances à la fois sur InP et sur GaSb et ces conditions expérimentales fines n'ont pu être certifiées en pratique à chaque croissance que grâce à la mise en place de techniques de mesures de flux de chacun des éléments III et V par la mesure des oscillations RHEED.

En second lieu, il a été nécessaire d'imaginer, de réaliser et de valider des couches actives émettant à 1,55  $\mu\text{m}$  sur GaSb. À cette fin, les puits quantiques de GaSb avaient été déjà évalués dans la littérature et avaient alors montré leur faible efficacité liée majoritairement aux recombinaisons non-radiatives de type Auger. Notre apport en ce domaine est original et se résume en deux points :

- ◆ Nous avons montré pour la première fois que la croissance de puits contraints de GaInSb destinés à émettre à 1,55  $\mu\text{m}$  pouvait être obtenue malgré la forte tendance de l'Indium à migrer à travers les interfaces. Des conditions expérimentales en terme de température de substrat et d'arrêt de croissance lors de la réalisation des puits ont été définies pour réaliser le bon compromis entre une bonne qualité d'interface et une bonne intensité de photoluminescence.
- ◆ L'introduction de cette couche active au sein d'une structure laser émettant par la tranche a permise d'observer l'effet laser à 1,55  $\mu\text{m}$  sur ce genre de structure et ce même à température ambiante.

En troisième lieu, nous avons combiné les apports des deux premiers points en concevant et réalisant une structure complète à cavité verticale destinée à l'émission à 1,55  $\mu\text{m}$ . Les points forts en sont :

- ◆ La démonstration de la très grande potentialité des antimoniures sur GaSb pour la réalisation de miroirs de Bragg à haut pouvoir réflecteur dans le proche infrarouge.

- ◆ L'obtention d'une structure VCSEL de  $3\lambda$  de longueur optique de cavité résonnante à  $1,5\ \mu\text{m}$  à température ambiante. Malheureusement ce composant n'a pas donné d'effet laser car la couche active n'est pas assez performante à cette température bien qu'elle ait montré de l'électroluminescence à  $77\text{K}$ .

Une légère déception subsiste concernant cette dernière tentative puisque nous n'avons pu obtenir le fonctionnement laser. Néanmoins, je dois souligner ici le très petit nombre d'essais réalisés, ce qui est totalement explicable à la fois par le manque de temps et par la lourdeur des expériences, qui imposent dans cet exemple une croissance répartie sur deux journées complètes. En pratique cette durée pourrait être considérablement raccourcie si nous disposions de deux cellules à effusion d'Aluminium dans le bâti d'EJM. Notons aussi que la réalisation de VCSELs requiert une très grande maîtrise et une très grande homogénéité des épaisseurs des couches déposées pour obtenir l'accord de cavité centré au milieu du domaine de pouvoir réflecteur maximum des miroirs de Bragg. Ce dernier point est la pierre angulaire actuelle sur laquelle achoppe la plupart des laboratoires investis dans ce sujet.

En terme de perspectives, il est évident grâce à ce travail que si l'objectif immédiat est un fonctionnement à  $77\text{K}$  pour un VCSEL antimonium, les solutions proposées dans ce mémoire sont tout à fait satisfaisantes et devraient aboutir au vu de la qualité à la fois des miroirs et des couches actives réalisées. Si par contre l'objectif reste un fonctionnement à  $300\text{K}$  je pense qu'il serait préférable d'envisager la zone active en y incluant des puits de GaInAsSb où l'introduction d'Arsenic aurait le double effet de réduire la contrainte dans les puits et de diminuer les recombinaisons Auger. En tout état de cause il est pour "moi" évident au terme de ma Thèse que les antimoniures constituent de fait une excellente solution à la réalisation de lasers à cavité verticale fonctionnant aux longueurs d'ondes des télécommunications.

## Références bibliographiques

- Aarik Y.A., Dolginov L.M., Drakin A.E., Druzhinina L.V., Eliseev P.G., Lyruk P.A., Sverdlov B.N., Skripkin V.A. and Friedentkhal Y.F., "Properties of AlGaAsSb-GaSb heterojunction injection lasers in the 1.4-1.8  $\mu\text{m}$  wavelength range", *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 50 (1980).
- Afromowitz M.A., "Refractive index of Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As", *Solid State Comm.* **15**, 59 (1974).
- Alferov Z. I. and Kazarinov R. F., "Semiconductor laser with electrical pumping", *USSR patent 181737* (1963).
- Alibert C., "Contribution à l'étude de l'électroréflexion, Applications spectroscopiques dans les semiconducteurs.", *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II* (1973).
- Alibert C., Skouri M., Joullié A. and Benouna M., "Refractive indices of AlSb and GaSb-lattice-matched Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub> in the transparent wavelength region", *J. Appl. Phys.* **69**, 3208 (1991).
- Almuneau G., Genty F., Chusseau L., Gaillard S., Bertru N. and Jacquet J., "AlGaAsSb/AlAsSb Bragg Mirrors on InP for 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$  Vertical Cavity Surface Emitting Lasers", *Summer Topical Meetings IEEE/LEOS, TuA5, Montréal QC* (1997).
- Almuneau G., Genty F., Wilk A., Grech P., Joullié A. and Chusseau L., "GaInSb/AlGaAsSb Strained Quantum Well Edge and Vertical Semiconductor Lasers at 1.55  $\mu\text{m}$  Operation", *soumis à Semicond. Sci. Technol.* (Juin 1998).
- Amirtharaj P.M. and Seiler D.G., "Optical properties of semiconductors", in *Handbook of Optics*, Part II, M. Bass ed., McGraw Hill, New-York (1995).
- Anan T., Shimomura H. and Sugou S., "Improved reflectivity of AlPSb/GaPSb Bragg reflector for 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength", *Electron. Lett.* **30**, 2138 (1994).

- Arthur J.R., *J. Appl. Phys.* **39**, 4032 (1968).
- Babic D.I. and Corzine S.W., “Analytic expression for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors”, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 514 (1992).
- Babic D.I., “Double-fused long-wavelength vertical-cavity lasers”, *Ph.D. Dissertation, University of California, Santa Barbara* (1995).
- Babic D.I., Piprek J., Streubel K., Mirin R.P., Margalit N.M., Mars D.E., Bowers J.E. and Hu E.L., “Design and analysis of double-fused 1.55- $\mu\text{m}$  vertical-cavity lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1369 (1997).
- Bennett B.R. and Soref R.A., “Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs and InSb”, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 2159 (1987).
- Bennett B.R., Soref R.A. and Del Alamo J.A., “Carrier-Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP”, *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 113 (1990).
- Bertru N., Brandt O., Wassemeier N. and Ploog K., “Growth mode, strain relief, and segregation of (Ga,In)Sb on GaSb(001) grown by molecular beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 31 (1996).
- Bertru N., Baranov A. N., Cuminal Y, Almuneau G., Genty F., Joullié A., Brandt O., Mazuelas A. and Ploog K. H., “Molecular Beam Epitaxial growth of GaInSb/GaSb strained quantum wells for infrared diode lasers”, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 1 (1998)
- Blum O., Hafich M.J., Klem J.F., Lear K.L. and Chu S.N.G., “Electrical and optical characteristics of AlAsSb/GaAsSb distributed Bragg reflectors for surface emitting lasers”, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3233 (1995).
- Blum O., Klem J.F., Lear K.L., Vawter G.A. and Kurtz S.R., “Optically pumped, monolithic, all-epitaxial 1.56  $\mu\text{m}$  vertical cavity surface emitting laser using Sb-based reflectors”, *Electron. Lett.* **33**, 1878 (1997).
- Boissier G., *Rapport Interne* (1997).
- Born M. and Wolf E., “Principles of Optics”, Pergamon Press, New York, 1970.
- Burton W.K., Cabrera N. and Frank F.C., *Philos. Trans. Roy. Soc. (London)* **243A**, 299 (1951).

- Casey H.C. and Panish M.B. , "Heterostructure Lasers", Academic, New York 1978.
- Chang C.A., Ludeke R., Chang L.L. and Esaki L., "Molecular beam epitaxy (MBE) of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  and  $\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ ", *Appl. Phys. Lett.* **31**, 759 (1977).
- Chang L.L., Esaki L., Howard W.E., Ludeke R., and Schul G., *J. Vac. Sci. Technol.* **10**, 655 (1973).
- Cherng M.J., Cherng Y.T., Jen H.R., Harper P., Cohen R.M. and Stringfellow G.B., "OMVPE Growth of the metastable III/V Alloy  $\text{GaAs}_{0.5}\text{Sb}_{0.5}$ ", *J. Electron. Mater.* **15**, 79 (1985).
- Chiu T.H., Tsang W.T., Chu S.N.G., Shah J. and Ditzenberger J.A., "Molecular beam epitaxy of  $\text{GaSb}_{0.5}\text{As}_{0.5}$  and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_y\text{As}_{1-y}$  lattice matched to InP", *Appl. Phys. Lett.* **46**, 408 (1985).
- Choa F.S., Tai K., Tsang W.T. and Chu S.N.G., "High reflectivity  $1.55 \mu\text{m}$  InP/InGaAsP Bragg mirror grown by chemical beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2820 (1991).
- Choi H.K. and Eglash S.J., "Room-temperature cw operation at  $2.2 \mu\text{m}$  of GaInAsSb/AlGaAsSb diode lasers grown by molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1165 (1991).
- Chusseau L., *communication privée* (1996).
- Cuminal Y., "Réalisation et étude de diodes lasers à base de GaSb émettant vers  $2,3 \mu\text{m}$  pour application à l'analyse des gaz", *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II* (1997).
- Dean P.J., *Prog. Cryst. Growth Charact.* **5**, 89 (1982).
- Debray J.P., Bouché N., Le Roux G., Raj R. and Quillec M., "Monolithic vertical cavity device lasing at  $1.55 \mu\text{m}$  in InGaAlAs system", *Electron. Lett.* **33**, 868 (1997).
- Deparis C., Massies J. and Neu G., *Appl. Phys. Lett.* **56**, 233 (1990).
- Deppe D.G., Gerrard N.D., Pinzone C.J., Dupuis R.D. and Shubert E.F., "Quarter-wave Bragg reflector stack of InP-In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As for  $1.65 \mu\text{m}$  wavelength", *Appl. Phys. Lett.* **56**, 315 (1990).
- Dingle R., Wiegmann W. and Henry C.H., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 827 (1974).
- Dobrowolski J.A., "Optical properties of films and coatings", in M. Bass (ed.), *Handbook of Optics*, McGraw-Hill Inc., New York, 1995, vol. 1, § 42.

- Dow J.D. and Redfield D., "Toward an unified theory of Urbach's rule and exponential absorption edges", *Phys. Rev. B* **5**, 594 (1972).
- Dudley J. J., Crawford D.L. and Bowers J.E., "Temperature dependence of the properties of DBR mirrors used in surface normal optoelectronic devices", *IEEE Phot. Technol. Lett.* **4**, 311 (1992).
- Effer D. and Etter P.J., *J. Phys. Chem. Sol.* **25**, 451 (1964).
- Ehrlich G., *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 3 (1958).
- Esaki L. and Tsu R., *IBM Journal of Research and Development* **14**, 61 (1970).
- Evans K.R., Stutz C.E., Yu P.W. and Wie C.R., "Mass-spectrometric determination of antimony incorporation during III-V molecular beam epitaxy", *J. Vac. Sci. Technol. B* **8**, 271 (1990).
- Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L. and Cho A.Y., *Science* **264**, 553 (1994).
- Ferguson I.T., De Oliveira A.G. and Joyce B.A., "RHEED intensity effects during the growth of InAs, InSb and In(As,Sb) by molecular beam epitaxy", *J. Cryst. Growth* **121**, 267 (1992).
- Fonstad C.G., Quillec M., and Garone S. "Gallium arsenide antimonide: The possibility of lattice-matched LPE growth on InP substrates", *J. Appl. Phys.* **49**, 5920 (1978).
- Foxon C.T. and Joyce B.A., *Surf. Sci.* **50**, 434 (1975).
- Gallet D., Gendry M., Hollinger G., Overs A., Jacob G., Boudart B., Ganeau M., L'Haridon H. and Lecrosnier D., "Protection of InP EPI-Ready Wafers by Controlled xide Growth", *J. Electron. Mater.* **20**, 963 (1991).
- Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Lee H., Menna R.J., York P.K., DiMarco L.A., Harvey M.G., Matarese R.J., Narayan S.Y. and Connolly J.C., "4 W quasi-continuous-wave output power from 2  $\mu\text{m}$  AlGaAsSb/GaInAsSb single-quantum-well broadened waveguide laser diodes", *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2931 (1997).
- Genty F., Almuneau G., Chusseau L., Boissier G., Malzac J.P., Salet P. and Jacquet J., "High reflectivity Te-doped GaAsSb/AlAsSb Bragg mirror for 1.5  $\mu\text{m}$  surface emitting lasers", *Electron. Lett.* **33**, 140 (1997).

- Genty F., Almuneau G., Bertru N., Chusseau L., Grech P., Cot P. and Jacquet J., "Molecular Beam Epitaxy growth and characterizations of AlGaAsSb/AlAsSb Bragg reflectors on InP", *J. Cryst. Growth* **183**, 15 (1998).
- Gérard J.M., "High resolution in situ measurement of the surface composition of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  and  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  at growth temperature", *J. Cryst. Growth* **127**, 981 (1993).
- Goldstein L., Fortin C., Starck C., Plais A., Jacquet J., Boucart J., Rocher A. and Poussou C., "GaAlAs/GaAs metamorphic Bragg mirror for long wavelength VCSELs", *Electron. Lett.* **34**, 268 (1998).
- Gratton M.F. and Wolley J.C., *J. Electron. Mater.* **2**, 455 (1973).
- Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J. and Carlson R.O., *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- Harmand J.C., Kohl A., Juhel M. and Le Roux G., "Molecular Beam Epitaxy of AlGaAsSb system for 1.55  $\mu\text{m}$  Bragg Mirrors", *J. Cryst. Growth* **175**, 372 (1997).
- Haug A., "Auger recombination in quantum well gallium antimonide", *J. Phys. C : Solid State Phys.* **20**, 1293 (1987).
- Herman M.A., "Semiconductor Superlattice", *Akademie-Verlag* (1986).
- Herman M.A. and Sitter H., "Molecular Beam Epitaxy, Fundamentals and Current Status", *Springer-Verlag* (1989).
- Hollinger G., Besland M.P., Gallet D. and Gendry M., "Preparation of InP surfaces for epitaxial growth and regrowth", *Proc. MRS Symp. San Francisco* **315**, 139 (1993).
- Holonyak N., Jr., and Bevacqua S.F., *Appl. Phys. Lett.* **1**, 82 (1962).
- Huffaker D.L., Deng H. and Deppe D.G., "1.15- $\mu\text{m}$  Wavelength Oxide-Confined Quantum-Dot Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser", *IEEE Phot. Technol. Lett.* **10**, 185 (1998).
- Imajo Y., Kasukawa A., Kashiwa S. and Okamoto H., "GaInAsP/InP semiconductor multilayer reflector grown by metalorganic chemical vapor deposition and its application to surface emitting laser diode", *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1130 (1990).

- Jiang Y., Teich M.C. and Wang W.I., "Forbidden Auger process in strained InGaSb/AlGaSb quantum wells", *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2922 (1990).
- Jiang Y., Teich M.C. and Wang W.I., "The Auger recombination is larger in GaSb quantum well than in bulk GaSb", *J. Appl. Phys.* **69**, 836 (1991).
- Joullié A., "Répertoire bibliographique des paramètres physiques des binaires III-V", Rapport interne (1998).
- Joyce B.A., "Molecular beam epitaxy", *Rep. Prog. Phys.* **48**, 1637 (1985).
- Joyce B.A., Dobson P.J., Neave J.H., Woodbridge K., Zhang J., Larsen P.K. and Boelger B., *Surf. Sci.* **168**, 423 (1986).
- Kasukawa A., Bhat R., Zah C.E., Schwarz S.A., Hwang D.M., Koza M.A. and Lee T.P., "Low threshold current density 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAs/AlGaInAs graded-index separate-confinement-heterostructure quantum well laser diodes grown by metal organic chemical vapour deposition", *Electron. Lett.* **27**, 1063 (1991).
- Klem J., Fisher R., Drummond T.J., Morkoç H. and Cho A.Y., *Electron. Lett.* **19**, 453 (1983).
- Koeth J., Dietrich R. and Forchel A., "GaSb vertical-cavity surface-emitting lasers for 1.5  $\mu\text{m}$  range", *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1638 (1998).
- Kondow M., Nakatsuka S., Kitatani T., Yazawa Y. and Okai M., "Room temperature pulsed operation of GaInNAs laser diodes with excellent high-temperature performance", *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 5711 (1996).
- Krijn M.P., "Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys", *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 27 (1991).
- Kroemer H., "A proposed class of heterojunction lasers", *Proc. IEEE* **51**, 1782 (1963).
- Lambert B., Toudic Y., Rouillard Y., Baudet M., Guenais B., Deveaud B., Valiente I. and Simon J.C., "High reflectivity 1.55  $\mu\text{m}$  (Al)GaSb/AlSb Bragg mirror grown by molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **64**, 690 (1994).

- Lambert B., Toudic Y., Rouillard Y., Gauneau M., Baudet M., Alard F., Valiente I. and Simon J.C., “High reflectivity 1.55  $\mu\text{m}$  (Al)GaAsSb/AlAsSb Bragg reflector lattice matched on InP substrates”, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 442 (1995).
- Law K.K. and Babic D.I., “The effect of layer thickness variation on propagation delay and penetration depth of a quarter-wave distributed Bragg reflector”, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **5**, 1294 (1993).
- Lazzari J.L., Leclercq J.L., Grunberg P., Joullié A., Lambert B., Barberusse D. and Fourcade R., “Liquid phase epitaxial growth of AlGaAsSb on GaSb”, *J. Cryst. Growth* **123**, 465 (1992).
- Lee M., Nicholas D.J., Singer K.E. and Hamilton B., “A photoluminescence and Hall-effect of GaSb grown by molecular-beam epitaxy”, *J. Appl. Phys.* **59**, 2895 (1986).
- Lewis B.F., Fernandez R., Madhukar A., and Grunthaler J., “Arsenic-induced intensity oscillations in reflection high-energy electron diffraction measurements”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **4**, 560 (1986).
- Lott J.A., Dawson L.R., Jones E.D., Fritz I.J., Nelson J.S. and Kurtz S.R., *J. Electron. Mater.* **19**, 989 (1990).
- Macleod H. A., “Thin-film optical filters”, McGraw-Hill, New York (1986).
- Malzac J.P., “Modélisation des systèmes optiques multicouches : application aux filtres accordables et aux miroirs de Bragg”, *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II* (1996).
- Margalit N.M., Babic D.I., Steubel K., Mirin R.P., Maone R.L. and Bowers J.E., “Submilliamp long wavelength vertical cavity lasers”, *Electron. Lett.* **32**, 1675 (1996).
- Martin P., “Mesure des indices de réfraction de semiconducteurs III-V en structure guide d’onde”, *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II* (1996).
- Mirin R., Ibbeston J., Nishi K., Gossard A. and Bowers J., “1.3  $\mu\text{m}$  photoluminescence from InGaAs quantum dots on GaAs”, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3795 (1995).
- Mochizuki K. and Nishinaga T., “MBE Growth of  $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  and  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  and Application of BCF Theory to Study the Alloy Composition”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 1585 (1988).
- Mondry M.J., Chuang Z.M., Peters M.G. and Coldren L.A., “Low threshold current density 1.5  $\mu\text{m}$  (In,Ga,Al)As quantum well lasers grown by MBE, *Electron. Lett.* **28**, 1471 (1992).
- Morris F.J. and Fukui H., *J. Vac. Sci. Technol.* **11**, 506 (1974).

- Moseley A.J., Thompson J., Robbins D.J. and Kearley M.Q., “High-reflectivity AlGaInAs/InP multilayer mirrors grown by low-pressure MOVPE for application to long-wavelength high-contrast-ratio multi-quantum-well modulators”, *Electron. Lett.* **25**, 1717 (1989).
- Mozer A., Romanek K.M., Hildebrand O., Schmid W. and Pilkuhn M.H., “Losses in GaInAs(P)/InP and GaAlSb(As)/GSb Lasers - The Influence of the Split-Off Valence Band”, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 913 (1983).
- Munekata H., Smith T.P. and Chang L.L., *J. Cryst. Growth* **95**, 235 (1989).
- Murgatroyd I.J., Norman A.G., and Booker G.R., “Observation of {111} ordering and [110] modulation in molecular beam epitaxial GaAs<sub>1-y</sub>Sb<sub>y</sub> layers : Possible relationship to surface reconstruction occurring during layer growth”, *J. Appl. Phys.* **67**, 2310 (1990).
- Naganuma M., Miyazawa S. and Iwasaki H., *J. Vac. Sci. Technol.* **17**, 606 (1980).
- Nakahara K., Kondow M., Kitatani T., Larson M.C. and Uomi K., “1.3- $\mu$ m Continuous-Wave Lasing Operation in GaInNAs Quantum-Well Lasers”, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **10**, 487 (1998).
- Nakamura S. , Mukai T. , Senoh M., “High-power GaN P-N junction blue-light-emitting diodes”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, no 12A (1991).
- Nakata Y., Fujii T., Sandhu A., Sugiyama Y. and Miyauchi E., “Growth and characterization of GaAs<sub>0.5</sub>Sb<sub>0.5</sub> lattice-matched to InP by molecular beam epitaxy”, *J. Cryst. Growth* **91**, 655 (1988).
- Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill F.H., Jr., and Lasher G., *Appl. Phys. Lett.* **1**, 62 (1962).
- Neave J.H., Joyce B.A., Dobson P.J. and Norton N., *Appl. Phys. A* **31**, 1 (1983).
- Németh S., Grietens B. and Borghs G., “Compositional dependence of AlAs<sub>y</sub>Sb<sub>1-y</sub> ternaries on the ratio Sb/As fluxes and on the substrate temperature”, *J. Appl. Phys.* **77**, 3552 (1995).
- Ohmori Y., Suzuki Y. and Okamoto H., “Room Temperature CW Operation of GaSb/AlGaSb MQW Laser Diodes Grown by MBE”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L657 (1985).
- O’Reilly E.P. and Ghiti A., “Quantum well lasers”, P.S. Zory (ed.), Academic, New York, §7 (1993).

- Osinski J.S., Zou Y., Grodzinski P., Mathur A. and Dapkus P.D., “Low-threshold-current-density 1.5  $\mu\text{m}$  lasers using compressively strained InGaAsP quantum wells”, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **4**, 10 (1992).
- Palmer J.M., “The measurement of transmission, absorption, emission, and reflection”, in *Handbook of Optics*, Part II, M. Bass ed., McGraw Hill, New-York (1995).
- Panish M.B., Temkin H., Sumski S., “Gas source MBE of InP and  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  : material properties and heterostructure lasers”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **3**, 657 (1985).
- Piprek J., Wenzel H. and Stefka G., “Modeling thermal effects on the light vs. current characteristics of gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers”, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **6**, 139 (1994).
- Quian Y., Zhu Z.H., Lo Y.H., Huffaker D.L., Deppe D.G., Hou H.Q., Hammons B.E., Lin W. and Tu Y.K., “Low-threshold proton-implanted 1.3  $\mu\text{m}$  vertical-cavity top-surface-emitting lasers with dielectric and wafer-bonded GaAs-AlAs Bragg mirrors”, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **9**, 866 (1997).
- Quillec M., Goldstein L., Le Roux G., Burgeat J. and Primot J., *J. Appl. Phys.* **55**, 2904 (1984)
- Quist T.M., Rediker R.H., Keyes R.J., Krag W.E., Lax B., McWhorter A.L. and Zeiger H.J., *Appl. Phys. Lett.* **1**, 91 (1962).
- Redfield D., “Effect of defect fields on the optical absorption edge”, *Phys. Rev.* **130**, 916 (1963).
- Rempe G., Thompson R.J., Kimble H.J., Lelevari R., “Measurement of ultralow losses in an optical interferometer”, *Opt. Lett.* **17**, 363 (1992).
- Sakaki H., Chang L.L., Ludeke R., Chang C.A., Sai-Halasz G.A. and Esaki L., “In $_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ -GaSb $_{1-y}\text{As}_y$  heterojunctions by molecular beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 211 (1977).
- Schawlow A.L. and Townes C.H., “Infrared and Optical Masers”, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- Schweizer H., Zielinski E., Hausser S., Stuber R., Pilkuhn M.H., Griffiths G., Kroemer H. and Subbanna S., “Enhanced  $T_0$  Values in GaSb/AlSb Multiquantum Well Heterostructures”, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 977 (1987).
- Soda H., Iga K., Kitahara C. and Suematsu Y., “GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 2329 (1979).

- Sugimura A., Patzak E. and Meissner P., "Reduction of Auger effect by GaSb quantum well lasers in the 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength region", *Surf. Sci.* **174**, 163 (1986).
- Sugiyama Y., Inata T., Fujii T., Nakata Y., Muto S. and Hiyamizu S., "Conduction and edge discontinuity of  $\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.52}(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)_{0.48}\text{As}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) heterostructures", *Jpn. J. Appl. Phys.* **25**, L648 (1986).
- Tanguy C., "Optical dispersion by Wannier excitons", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4090 (1995).
- Tsang W.T., Choa F.S., Wu M.C., Chen Y.K., Sargent A.M. and Sciortino P.F.Jr., "Very low threshold single quantum well graded-index separate confinement heterostructure InGaAs/InGaAsP lasers grown by chemical beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2610 (1991).
- Tsang W.T., *J. Electron. Mater.* **15**, 235 (1986).
- Tuttle G, Kavanagh J. and McCalmont S., "(Al, Ga)Sb long-wavelength distributed Bragg reflectors", *IEEE Phot. Technol. Lett.* **5**, 1376 (1993).
- Turner G.W., Eglash S.J. and Strauss A.J., *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**, 864 (1993).
- Urbach F., "The long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and the Electronic Absorption of Solids", *Phys. Rev.* **92**, 1324 (1953).
- Venables J.A., Spiller G.D.T., Hanbueken M., *Rep. Prog. Phys.* **47**, 399 (1984).
- Voigtländer B., "High temperature STM investigations of the growth of Si and Ge on silicon surfaces", *10th Int. Conf. on MBE Cannes*, paper Th 1.3 (1998) (<http://www.kfa-juelich.de/video/>).
- Waho T., Ogawa S. and Maruyama S., "GaAs $_{1-x}$ Sb $_x$  ( $0.3 < x < 0.9$ ) grown by molecular beam epitaxy", *Jpn. J. Appl. Phys.* **16**, 1875 (1977).
- Waterman J.R., Shanabrook B.V. and Wagner R.J., "Reflection high-energy electron diffraction study of Sb incorporation during molecular-beam epitaxy growth of GaSb and AlSb", *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 895 (1992).
- Weber J.P. and Wang S., "Effect of layer thickness variations in a distributed-Bragg-reflector mirror on the phase of the reflected light", *Opt. Lett.* **15**, 526 (1990).

- Weisbuch C., Dingle R., Gossard A.C., Wiegmann G., *Solid State Comm.* **38**, 709 (1981).
- Wemple S.H and DiDomenico M., Jr., “Behavior of the electronic dielectric constant in covalent and ionic materials”, *Phys. Rev. B* **3**, 1338 (1971).
- Yablonovitch E. and Kane E.O., “Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass”, *J. Lightwave Technol.* **4**, 504 (1986).
- Yano M., Ashida M., Kawaguchi A., Iwai Y. and Inoue M., “Molecular-beam epitaxial growth and interface characteristics of GaAsSb on GaAs substrates”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **7**, 199 (1989).
- Zah C.E., Bhat R., Pathak B.N., Favier F., Lin W., Wang M.C., Andreadakis N.C., Hwang D.M., Koza M.A., Lee T.P., Wang Z., Darby D., Flanders D. and Hsieh J.J., “High-performance uncooled 1.3- $\mu\text{m}$   $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications”, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 511 (1994).

## Liste des publications

### PUBLICATIONS DANS LES REVUES INTERNATIONALES À COMITÉ DE LECTURE

- 1) Growth and characterization of vertical cavity structures on InP with GaAsSb/AlAsSb Bragg mirrors for 1.55  $\mu\text{m}$  emission  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, A. Wilk, S. Gaillard, G. Boissier, P. Grech and J. Jacquet  
*soumis à Journal of Crystal Growth (Xth MBE International Conference Proceedings) (Octobre 1998)*
- 2) GaInSb/AlGaAsSb Strained Quantum Well Laser Emitting at 1.55  $\mu\text{m}$  at Room Temperature  
**G. Almuneau**, F. Genty, A. Wilk, P. Grech, A. Joullié and L. Chusseau  
*à paraître dans Semiconductor Science and Technology (Janvier 1999)*
- 3) Molecular Beam Epitaxial growth of GaInSb/GaSb strained quantum wells for infrared diode lasers  
N. Bertru, A. N. Baranov, Y. Cuminal, **G. Almuneau**, F. Genty, A. Joullié, O. Brandt, A. Mazuelas and K. H. Ploog  
*Semiconductor Science and Technology* vol. **13**, 936-940 (1998)
- 4) Molecular Beam Epitaxy growth and characterizations of AlGaAsSb/AlAsSb Bragg reflectors on InP  
F. Genty, **G. Almuneau**, N. Bertru, L. Chusseau, P. Grech, D. Cot and J. Jacquet  
*Journal of Crystal Growth* vol. **182**, 15-22 (1998)
- 5) Molecular Beam Epitaxy Growth of 1.3  $\mu\text{m}$  High Reflectivity AlGaAsSb/AlAsSb Bragg Mirror  
**G. Almuneau**, F. Genty, L. Chusseau, N. Bertru, B. Fraisse and J. Jacquet  
*Electronics Letters* vol. **33** 1227-1228 (1997)

- 6) High reflectivity Te-doped GaAsSb/AlAsSb Bragg mirror for 1.5  $\mu\text{m}$  surface emitting lasers  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, G. Boissier, J.-P. Malzac, P. Salet and J. Jacquet  
*Electronics Letters* vol. **33** 140-141 ( Janvier 1997)
- 7) Near-Infrared electroabsorption in  $p^+/n^-/n^+$  GaSb diodes  
L. Gousskov, M. Pérotin, **G. Almuneau**, and H. Luquet  
*Journal of Applied Physics* vol. **79** (1) (Janvier 1996)

PRESENTATIONS DANS LES CONFERENCES INTERNATIONALES

- 1) AlGaAsSb based on Bragg mirrors and microcavities for 1.55  $\mu\text{m}$  (poster)  
**G. Almuneau**  
*Summer School and European Optical Society Topical Meeting on Semiconductor Microcavity Light Emitters*, Ascona, Switzerland (September 20-25, 1998)
- 2) Vertical Cavity structures on InP and GaSb with AlGaAsSb/AlAsSb Bragg mirrors for 1.55  $\mu\text{m}$  emission (poster)  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, A. Wilk, S. Gaillard, G. Boissier, P. Grech and J. Jacquet  
*Tenth International Conference on Molecular Beam Epitaxy*, Paper PT4.18, Cannes, France, (August 31-September 4 1998)
- 3) AlGaAsSb based on Bragg mirrors and microcavities for 1.3  $\mu\text{m}$  and 1.55  $\mu\text{m}$  (poster)  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, A. Wilk, G. Boissier, P. Grech and J. Jacquet  
*17th General Conference of the Condensed Matter Division European Physical Society*, Paper 14.06, Grenoble, France, (August 25-29, 1998)
- 4) First steps towards 1.3-1.55  $\mu\text{m}$  antimonide Vertical Cavity Semiconductor Lasers (oral)  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, S. Gaillard, D. Fournier, I. Barbereau and J. Jacquet  
*1997 OSA Annual Meeting, Symposium on Advances in Vertical-Cavity Surface Lasers*, Paper WZ2, Long Beach, California, USA, (October 12-17 1997)
- 5) AlGaAsSb /AlAsSb Bragg Mirrors on InP for 1.3 and 1.55 $\mu\text{m}$  Vertical Cavity Surface Emitting Lasers(oral)  
**G. Almuneau**, F. Genty, L. Chusseau, S. Gaillard, N. Bertru and J. Jacquet  
*1997 Summer Topical Meetings IEEE/LEOS, Novel Material Technologies Session*, Paper TuA5, Montréal, Québec, Canada, (August 11-15 1997)
- 6) (Al)GaAsSb/AlAsSb Bragg Mirrors for 1.5  $\mu\text{m}$  use (communication orale)  
L. Chusseau, F. Genty, **G. Almuneau**, J.-P. Malzac, C. Alibert, P. Salet and J. Jacquet  
*1996 European Semiconductor Laser and Amplifier Workshop*, Lillehammer, Norway, (September 19-21 1996)

## PRÉSENTATIONS DANS LES CONFÉRENCES NATIONALES

- 1) Croissance de Multi-puits Quantiques dans le Système (Al)GaInAs sur AlGaAsSb en accord de maille sur InP (oral)  
**G. Almuneau**, F. Genty, L. Chusseau, C. Picard, T. Talierno, P. Lefebvre et J. Jacquet  
*Douzième séminaire national d'Épitaxie par Jets Moléculaires*, Saint-Aygulf, (28-30 Mai 1997)
- 2) Croissance des antimoniures du système AlGaAsSb en accord de maille sur InP; Applications aux miroirs de Bragg (oral)  
**F. Genty**, **G. Almuneau**, L. Chusseau, P. Grech et J. Jacquet  
*Douzième séminaire national d'Épitaxie par Jets Moléculaires*, Saint-Aygulf, (28-30 Mai 1997)
- 3) Miroir de Bragg AlGaAsSb/AlAsSb sur InP de pouvoir réflecteur =95% à 1,4  $\mu\text{m}$  (poster)  
**G. Almuneau**, F. Genty, L. Chusseau, J.-P. Malzac, P. Salet et J. Jacquet  
*6èmes Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V*, Papier  $\mu\text{CAV-2}$ , Chantilly, (29-31 Janvier 1997)
- 4) Miroir de Bragg à haut pouvoir réflecteur GaAsSb/AlAsSb pour lasers à semi-conducteurs à cavité verticale émettant à 1,5  $\mu\text{m}$  (poster)  
**F. Genty**, **G. Almuneau**, J.-P. Malzac, L. Chusseau, C. Alibert, P. Salet et J. Jacquet  
*16èmes Journées Nationales d'Optique Guidée*, Papier n°71, Nice, (28-30 Octobre 1996)
- 5) Réalisation de miroirs de Bragg AlAsSb/GaAsSb sur InP (poster)  
**G. Almuneau**, F. Genty, G. Boissier, S. Gaillard, L. Chusseau, C. Alibert, P. Salet et J. Jacquet  
*SFP 5ème Journées de la matière condensée*, Papier 0126, Orléans, (28-30 Août 1996)

## SEMINAIRE

- 1) Premiers pas vers des VCSELs antimoniures à 1,3-1,55  $\mu\text{m}$  (oral)  
**F. Genty**, **G. Almuneau**, L. Chusseau, S. Gaillard, D. Fournier, I. Barbereau and J. Jacquet  
*GDR Microcavités et Cristaux Photoniques, Thème Microcavités*, Réunion du 3 Octobre 1997 au LAAS-CNRS, Toulouse

## RAPPORTS DE CONTRATS

- 1) Rapport d'activité de recherche n°5, Caractérisation et fabrication de miroir VCSEL  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, C. Alibert  
*Contrat Alcatel-Alsthom-Recherche, Convention UCP/9.95, Juin 1998*
- 2) Rapport d'activité de recherche n°4, Caractérisation et fabrication de miroir VCSEL  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, C. Alibert  
*Contrat Alcatel-Alsthom-Recherche, Convention UCP/9.95, Décembre 1997*
- 3) Rapport d'activité de recherche n°3, Caractérisation et fabrication de miroir VCSEL  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, C. Alibert  
*Contrat Alcatel-Alsthom-Recherche, Convention UCP/9.95, Juin 1997*
- 4) Rapport d'activité de recherche n°2, Caractérisation et fabrication de miroir VCSEL  
**G. Almuneau**, F. Genty, L. Chusseau, C. Alibert  
*Contrat Alcatel-Alsthom-Recherche, Convention UCP/9.95, Janvier 1997*
- 5) Rapport d'activité de recherche n°1, Caractérisation de miroir VCSEL  
F. Genty, **G. Almuneau**, L. Chusseau, C. Alibert  
*Contrat Alcatel-Alsthom-Recherche, Convention UCP/9.95, Juillet 1996*

## ***RÉSUMÉ***

La géométrie innovante du laser à cavité verticale présente un attrait considérable pour quelques applications spécifiques telles que les interconnexions optiques massivement parallèles ou l'ordinateur optique qui nécessitent des réseaux uni- ou bi-dimensionnels de lasers à faible courant de seuil. Dans le dessein de réaliser un laser à cavité verticale monolithique émettant aux longueurs d'onde d'intérêt pour les télécommunications optiques (1,3-1,55  $\mu\text{m}$ ), le système semiconducteur AlGaAsSb permet d'atteindre de très haut pouvoirs réflecteurs pour les miroirs de Bragg, qui constituent les éléments clés de ce type de composant. La pierre angulaire de ce travail a été d'établir les conditions de croissance par Épitaxie par Jets Moléculaires des couches antimoniures sur InP et sur GaSb. En particulier l'accord de maille de AlGaAsSb sur InP a été obtenu malgré les difficultés liées à une lacune de miscibilité à ces compositions. Le choix de multipuits GaInSb dans des barrières de AlGaAsSb comme zone active sur GaSb émettant à 1,55  $\mu\text{m}$ , nous a permis d'atteindre une émission laser à température ambiante sur des lasers à émission par la tranche, ce résultat constituant une première mondiale. La réalisation de miroirs de Bragg performants aux longueurs d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$  valide les grandes potentialités du système semiconducteur AlGaAsSb/AlAsSb pour la fabrication de lasers à cavité verticale fonctionnant dans le proche infrarouge. De même la croissance d'une structure à cavité verticale  $\mathfrak{A}$  centrée à 1,5  $\mu\text{m}$  montre la faisabilité de lasers à cavité verticale totalement monolithiques sur GaSb pour les applications aux télécommunications optiques.

## ***ABSTRACT***

The innovative design of Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL) is very attractive for several specific applications, such as massively parallel optical interconnects or computers, requiring one or two-dimensional network configurations of ultra-low threshold lasers. In the aim to realize a full monolithic VCSEL emitting at optical telecommunication wavelengths (1.3-1.55  $\mu\text{m}$ ), the semiconductor system AlGaAsSb allows to reach very high reflectivities with Bragg mirrors, which are the key elements of this component. An essential part of this study was consisting to establish parameters of the Molecular Beam Epitaxial (MBE) growth of antimonide compounds on InP and GaSb substrates. Particular attention was kept by AlGaAsSb lattice-matching on InP, because of difficulties involved by a wide miscibility gap occurring at this composition. The choice of GaInSb Multi-Quantum Wells with AlGaAsSb barriers as active layer at 1.55  $\mu\text{m}$  on GaSb has led to lasing emission at room temperature. This result is constituting a first worldwide performance. The realization of highly reflective Bragg mirrors at 1.55  $\mu\text{m}$  and 2  $\mu\text{m}$  wavelengths validates the large potentialities of the AlGaAsSb/AlAsSb semiconductor system for the fabrication VCSELs emitting at near infrared wavelengths. Furthermore, the one-run growth of a  $\mathfrak{A}$  VCSEL on GaSb substrate is demonstrating the feasibility of fully monolithic VCSELs on GaSb for optical communication applications.

## ***MOTS CLÉS***

Semiconducteurs III-V  
Épitaxie par Jets Moléculaires  
Lasers à Cavité Verticale  
Matériaux Antimoniures  
Miroirs de Bragg  
Télécommunications Optiques

## ***KEYWORDS***

III-V Semiconductors  
Molecular Beam Epitaxy  
Vertical Cavity Surface Emitting Lasers  
Antimonide Compounds  
Bragg Reflector  
Optical Telecommunications