



HAL
open science

STABILISATION D'UNE DIODE LASER ACCORDABLE PAR FILTRAGE AUTO-ORGANISABLE

Antoine Godard

► **To cite this version:**

Antoine Godard. STABILISATION D'UNE DIODE LASER ACCORDABLE PAR FILTRAGE AUTO-ORGANISABLE. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT: . tel-00222084

HAL Id: tel-00222084

<https://pastel.hal.science/tel-00222084>

Submitted on 24 Jul 2008

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.

ORSAY

N°D'ORDRE : |_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

PAR

Antoine GODARD

**Sujet : STABILISATION D'UNE DIODE LASER ACCORDABLE PAR
FILTRAGE AUTO-ORGANISABLE**

Soutenue le 10 juin 2003 devant la commission d'examen

MM. Michel KRAKOWSKI

Michel de LABACHELERIE	Rapporteur
Jean-Michel LOURTIOZ	Président
Gilles PAULIAT	Directeur de thèse
Paul Michael PETERSEN	Rapporteur
Gérald ROOSEN	
Emmanuel ROSENCHER	Invité

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier André Ducasse de m'avoir ouvert les portes de l'Institut d'Optique et Pierre Chavel de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire Charles Fabry pendant trois ans dans les meilleures conditions. Je remercie également la société NetTest pour avoir participé activement à ce projet, notamment par l'intermédiaire de Hervé Arditty et Hervé Lefebvre qui ont été moteurs dans son élaboration et sans le concours desquels cette thèse n'aurait sûrement jamais vu le jour.

Je suis reconnaissant envers Gérald Roosen de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche ainsi que pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués durant ces trois ans. Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Gilles Pauliat, mon directeur de thèse, qui m'a guidé et soutenu toute au long de ce travail. Ses conseils avisés et sa très grande rigueur scientifique ont été d'une aide très précieuse pour mener à bien ce travail.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que me font messieurs Michel de Labacherie et Paul Michael Petersen en acceptant d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je remercie également très vivement messieurs Michel Krakowski, Jean-Michel Lourtioz et Emmanuel Rosencher pour leur participation au jury.

Je remercie aussi chaleureusement les membres de l'équipe R&D de la division photonique de NetTest qui m'ont accueilli dans une ambiance de travail très agréable lors des mes séjours dans les locaux de NetTest et ont toujours accepté de m'aider à résoudre les difficultés techniques auxquelles j'ai été confronté. Je tiens tout particulièrement à remercier Philippe Graindorge et, son successeur, Jean-Luc Ayrat, qui ont accepté de superviser ce travail du côté de NetTest, leur haute compétence scientifique et leurs conseils avertis m'ont été très utiles durant ce travail. Toute ma reconnaissance va également à «GreetingLine (InsertChampFusion)» sans l'aide duquel l'assemblage de la cavité laser, avec laquelle j'ai travaillé tout au long de ce travail, aurait été impossible. J'ai également apprécié la disponibilité d'Éric Ducloux, ainsi que l'intérêt qu'il a porté à l'ensemble de ce travail.

Je n'oublie pas non plus les autres membres permanents du groupe « Matériaux non linéaires et applications. » Ainsi, je remercie Nicolas Dubreuil pour avoir partagé avec moi ses vastes compétences dans le domaine des télécommunications optiques et quelques chopes de bières lors de notre séjour à Copenhague. Je suis reconnaissant envers Philippe Delaye pour ses nombreux conseils sur la caractérisation des cristaux photoréfractifs. Les nombreuses discussions scientifiques et extra-scientifiques qui ont animé la vie du groupe m'ont souvent permis d'apprécier ses talents rhétoriques d'éternel contradicteur. Je remercie Jean-Michel Jonathan pour son enthousiasme permanent lors de ces discussions. Je remercie également Robert Frey pour son contact chaleureux, son humour noir et pour avoir partagé avec moi son immense savoir dans le domaine de l'optique non linéaire, dommage qu'il n'ait pas intégré le groupe avant le commencement de cette thèse. Enfin, j'exprime ma gratitude à Virginie Luyckx, pour avoir accepté de polir le cristal qui a permis d'obtenir les principaux résultats de ce travail et de manière générale pour sa gentillesse.

Merci aux services optique et mécanique de l'Institut d'Optique qui ont toujours répondu positivement à mes demandes (y compris lorsqu'il s'agissait d'utiliser leur barbecue), ainsi qu'à Gisèle Roger pour avoir réalisé les spectres d'absorption des cristaux.

Un grand merci à Jean-Claude Launay pour son accueil chaleureux lors de mon séjour à l'ICMCB ainsi qu'à David Verstraeten avec lequel j'ai plus particulièrement travaillé et surtout partagé de nombreux moments et quelques bières (belges) en dehors du laboratoire. Je remercie également les autres doctorants de l'ICMCB qui ne sont pas étrangers à ces bons moments.

Je tiens à remercier l'ensemble des thésards et stagiaires du groupe pour leur contribution essentielle à la bonne ambiance au laboratoire, pour tous ces moments formidables passés en dehors, et surtout pour leur amitié. Par ordre d'apparition :

Merci à Laurent Frey, doyen des thésards à mon arrivée, un de mes multiples colocataires en pièce 815A avec lequel j'ai partagé mes premiers mois de thèse.

Merci à Sylvie Bernhardt, avec laquelle j'ai quitté la vie communautaire de la pièce 815A pour emménager dans un nouveau bureau, toujours de bonne humeur et prête à rendre service.

Merci à Sébastien de Rossi pour m'avoir fait découvrir la vraie prune maison. Peut-être un jour, je découvrirais sa deuxième patrie : le monde cavernicole.

Merci à Laurent Meilhac pour son amitié et les bons moments que nous avons passés ensemble au laboratoire ou en dehors. Et surtout pour les leçons de baby-foot.

Merci à Yann Rouchausse pour la constante joie de vivre qui rayonnait de lui au cours des quelques mois qu'il a passé au sein du groupe.

Merci à Florence Grappin, du bureau d'à côté (quand elle n'était pas dans le notre pour bavarder), pour son allégresse.

Merci à Sébastien Maerten pour avoir assuré la succession de Sylvie comme collègue de bureau avec un tel brio que nous avons profité de l'absence d'Hélène, sa femme que je salue au passage, pour prolongée l'expérience par une vie commune d'une semaine au cours de laquelle j'ai pu apprécier pleinement son goût pour les robes et la bière.

Merci à «GreetingLine (InsertChampFusion)» pour m'avoir fait goûter les bonnes dattes de Kabylie et pour tous les bons moments passés à l'Aber Vrac'h.

Merci à «GreetingLine (InsertChampFusion)» pour son enthousiasme perpétuel et communicatif ainsi que son sens inné de la fête. J'ai aussi particulièrement apprécié son don pour l'apprentissage sélectif des langues étrangères ainsi que ses talents de chansonnier.

Merci à Kafing Keïta pour son franc parlé et ses talents culinaires. Et puis, ça n'est pas tous les jours qu'on côtoie la sœur de la vice-championne de France de triple saut.

Merci à «GreetingLine (InsertChampFusion)», pour lui, c'était moi le doyen des thésards lorsqu'il est arrivé. Il a toujours su me témoigner le respect qui s'imposait, et ne m'a jamais laissé boire un ti-punch tout seul.

Merci à Lauren Mize, Kimmo Païvasaari, «GreetingLine (InsertChampFusion)», «GreetingLine (InsertChampFusion)» et «GreetingLine (InsertChampFusion)» qui ont su donner une dimension cosmopolite à la vie du laboratoire et aux inoubliables soirées passées ensemble.

Je voudrais également remercier ma famille et mes amis qui ont toujours su être présent et me soutenir pendant ces trois années ainsi que lors de toutes celles qui ont précédé.

Enfin, je remercie Evelin Weidner, *mein liebes Mädchen*, qui a également participé au cosmopolitisme du groupe, mais, qui m'a surtout donné son amour.

Sommaire

Introduction.....	9
Chapitre 1 : Caractéristiques du laser	13
I. Introduction.....	13
II. Cavity laser et domaine de fonctionnement monomode stable.....	14
III. Condition d'oscillation	20
Chapitre 2 : Couplage entre modes.....	29
I. Introduction : présentation générale des phénomènes non-linéaires	29
II. Équation de couplage à trois modes	32
III. Mélange d'ondes non linéaire.....	35
IV. Analyse de stabilité en fonctionnement monomode	47
V. Modèle numérique à N modes	54
Chapitre 3 : Le filtre photoréfractif	65
I. Introduction.....	65
II. L'effet photoréfractif	65
III. Choix et orientation des cristaux photoréfractifs.....	69
IV. Couplage deux-ondes.....	73
V. Caractérisation des cristaux photoréfractifs.....	75
VI. Le filtre Fabry-Perot auto-adapté.....	91
VII. Conclusion	101
Chapitre 4 : Étude du domaine de fonctionnement monomode stable.....	103
I. Mise en œuvre expérimentale	103
II. Comparaison au modèle.....	119
Conclusion	135
Annexe 1 : Calcul détaillé du coefficient de recouplage	137
Annexe 2 : Étude approfondie des non-linéarités.....	143
Table des Matières	153
Références.....	157

Introduction

I. Contexte

Les diodes laser à cavité étendue émettant autour de $1,55\ \mu\text{m}$ sont très utilisées pour tester les composants et les réseaux de télécommunication optique, particulièrement dans le cas des applications DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*). Pour ce type d'applications, l'émission produite par la source doit impérativement être monomode et être continûment accordable sur une large plage de longueur d'onde sans qu'aucun saut de modes se produise. C'est une des raisons principales pour lesquelles de nombreuses études qui remontent, pour les plus anciennes, à plus d'une trentaine d'années, ont été menées en vue d'améliorer les performances de ce type de source [1]–[13].

Un laser semi-conducteur monté en cavité étendue est constitué d'une diode laser dont l'une des faces est traitée anti-reflet, la lumière émise à travers cette face est recouplée dans la puce en utilisant un réflecteur externe qui permet de refermer le résonateur, l'autre miroir de la cavité étant la face de la diode laser qui n'est pas traitée anti-reflet. Une émission mono-

mode accordable en longueur d'onde est obtenue en utilisant un réflecteur externe sélectif en longueur d'onde. Le plus souvent, il s'agit d'un réseau de diffraction monté en configuration Littrow [14] ou Littman [15].

Les systèmes commerciaux actuels permettent d'obtenir une émission monomode continûment accordable sur plus de 100 nm de large sans saut de modes (voire plus de 150 nm pour les derniers modèles). Cependant, de telles performances requièrent des ajustements très précis lors de l'assemblage et une très bonne stabilité mécanique du dispositif. Dans le cas contraire, des sauts de modes peuvent survenir lors de l'accord en longueur d'onde. En outre, la puissance émise maximale utilisable est limitée du fait de l'apparition de zones de fonctionnement multimode en bord de plage d'accord en longueur d'onde. Ou, inversement, la plage d'accord doit être réduite si un certain niveau de puissance est requis.

L'objectif de ce travail de thèse, effectué dans le cadre d'une convention CIFRE entre la société NetTest et le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), est de démontrer et de modéliser comment l'insertion d'un cristal photoréfractif dans une cavité laser très similaire à celle d'une source commerciale de la série Tunicis produite par NetTest, permet de relâcher les contraintes et d'augmenter la plage d'utilisation de tels systèmes.

Précédemment, ces cavités laser auto-organisables ont été utilisées, avec succès, pour forcer des lasers originellement multimode à osciller sur un seul mode longitudinal [17]–[23]. Les cristaux photoréfractifs sont des milieux holographiques dynamiques dans lesquels un hologramme se développe spontanément de manière à reproduire la figure d'illumination sous forme d'une modulation de l'indice de réfraction [24],[25]. Dans la cavité laser, cette figure d'illumination correspond à la figure d'onde stationnaire du ou des modes oscillants. Ainsi, la modulation d'indice inscrite dans le cristal correspond à un réseau de Bragg qui agit comme un filtre spectral qui modifie les pertes de chacun des modes et qui, en retour, réduit le nombre de modes oscillants. Pour un système correctement conçu, cette adaptation mutuelle du filtre à la structure modale conduit à un fonctionnement monomode après un temps d'adaptation qui dépend de la constante de temps photoréfractive. En outre, une fois le régime monomode installé, le filtre photoréfractif auto-adaptatif s'ajuste constamment au mode oscillant au cas où celui-ci subirait une dérive en fréquence d'origine thermique ou à cause d'instabilités mécaniques.

Dans notre cas, la configuration est différente car la sélection du mode oscillant est assurée par un réseau de diffraction monté en configuration Littman déjà présent dans la cavité.

Le cristal opère comme un élément stabilisateur qui est toujours adapté à la fréquence du mode. Ainsi, il augmente la sélectivité modale et agit de manière à limiter la possibilité de saut vers un autre mode et prévenir de l'apparition de zones de fonctionnement multimode. L'objectif à atteindre est d'une part de relâcher les contraintes de positionnement dans la cavité et d'autre part d'étendre la plage d'utilisation pour des puissances émises plus élevées.

Le domaine de la physique des matériaux holographiques dynamiques et de leurs applications est un thème de recherche étudié depuis de nombreuses années au sein du groupe de recherche « Matériaux non linéaires et applications » (Manolia) du LCFIO. Ainsi les notions et les techniques de caractérisation des matériaux photoréfractifs qui ont dues être maîtrisées au cours de ce travail n'étaient pas nouvelles dans le groupe. En revanche, le domaine de la physique des lasers semi-conducteurs y était une nouveauté, il a donc fallu acquérir une assise solide sur ce thème. Ainsi, au début de ce travail de thèse, il a été nécessaire de synthétiser différents travaux portant sur les processus de couplage de modes dans ce type de milieu laser et, plus généralement, sur les phénomènes non linéaires de mélanges d'ondes qui leur sont associés [26]–[31]. Ce travail de synthèse nous a ensuite permis de fournir une analyse théorique des couplages de modes adaptée au cas de la diode laser à cavité étendue et de modéliser le fonctionnement de la cavité auto-organisable.

II. Plan

En plus de la présente introduction, cette thèse se compose de quatre chapitres dont le contenu est rapidement présenté ci-dessous.

Chapitre 1. Ce chapitre porte sur la description du laser à cavité étendue sur lequel nous avons travaillé. La première partie traite des éléments qui composent la cavité, aborde certains aspects technologiques relatifs à son assemblage et nous permet d'introduire la notion de domaine de fonctionnement monomode stable dont l'étude et l'amélioration est le fil rouge de ce travail. La seconde partie de ce chapitre est consacrée au calcul de la condition d'oscillation dans la cavité étendue construite autour d'un réseau de diffraction monté en configuration Littman.

Chapitre 2. L'analyse théorique des phénomènes de couplage entre modes y est abordée en détails. Les effets des processus non-linéaires connus pour induire des mélanges d'ondes que sont le *hole burning* spectral, l'échauffement de la distribution de porteurs et les pulsations de la densité de porteurs sont étudiés et pris en compte pour modéliser les condi-

tions de sauts de modes. Dans ce chapitre, nous développons deux modèles complémentaires. Le premier est un modèle analytique à trois modes qui tient compte des mélanges d'ondes entre le mode oscillant et deux modes voisins symétriquement situés de part et d'autre, où nous effectuons le maximum d'hypothèses simplificatrices pour qu'il soit le plus simple possible. Le second est basé sur la résolution numérique des équations différentielles des modes et de la densité de porteurs afin d'accéder à la cinétique des sauts de modes.

Chapitre 3. Ce chapitre est consacré à l'étude du filtre photoréfractif intra-cavité. Nous y introduisons d'abord les notions sur l'effet photoréfractif nécessaires à une compréhension complète du fonctionnement de ce filtre. Puis, nous y détaillons les différentes expériences de caractérisations des matériaux photoréfractifs utilisés. Enfin, nous modélisons le filtre lui-même en utilisant le formalisme des matrices de transfert.

Chapitre 4. Dans cette dernière partie, nous présentons d'abord les résultats expérimentaux relatifs au filtrage dynamique intra-cavité appliqué au cas de notre laser semi-conducteur à cavité étendue. Ensuite, nous analysons plus en détails ces résultats en les confrontant aux modélisations de la cavité auto-organisable qui tiennent compte simultanément des phénomènes de couplage de modes étudiés dans le Chapitre 2 et du filtre photoréfractif calculé dans le Chapitre 3.

Chapitre 1 : Caractéristiques du laser

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous détaillons les caractéristiques techniques de la cavité laser sur laquelle nous avons travaillé, calculons la condition d'oscillation, et donnons la signification de ce que nous appelons le domaine de fonctionnement monomode stable dans le contexte de ce travail. Cette propriété du laser caractérise les tolérances de positionnement des éléments assurant le filtrage spectral pour lesquelles le fonctionnement du laser correspond aux spécifications requises. Il s'agit du paramètre clé de ce travail qu'il fallait améliorer par l'insertion du cristal photoréfractif intra-cavité, et dont il a fallu comprendre la dépendance non triviale en fonction de la puissance émise.

II. Cavité laser et domaine de fonctionnement monomode stable

A. Description de la cavité laser

Comme nous l'avons déjà précisé dans l'introduction générale (*cf.* §Introduction), le laser sur lequel nous avons travaillé est dérivé de la série Tunics, il a été assemblé dans les locaux de NetTest et a été spécialement modifié à partir du système commercial pour pouvoir accueillir le cristal photoréfractif intra-cavité et étudier les conditions de fonctionnement monomode stable du laser.

La source laser se compose d'une diode laser multi-puits quantiques en InGaAsP couplée optiquement avec une cavité étendue par une de ses faces qui est traitée anti-reflet (AR) (*cf.* figure 1). Les propriétés des différents éléments du laser qui sont connues, que nous avons mesurées ou qui l'ont été par l'équipe R&D de NetTest sont consignées dans le tableau 1.

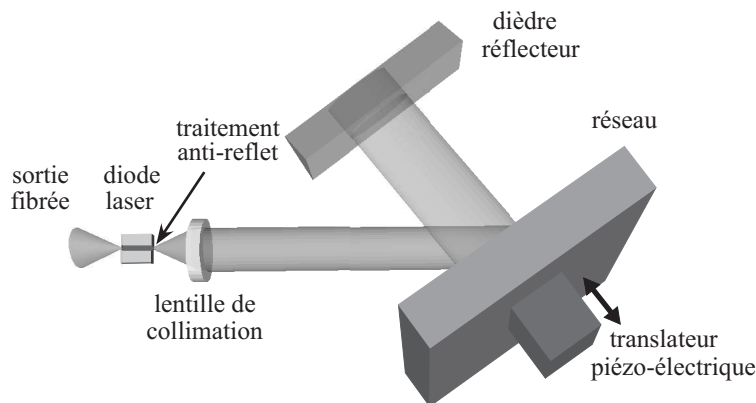


figure 1 : diode laser à cavité étendue avec un réseau monté en configuration Littman

Le traitement anti-reflet est de qualité suffisante pour éviter tout problème de bistabilité [5],[11],[13]. La face opposée sert de miroir de couplage, la lumière émise est récoltée par une optique de collection, traverse un isolateur optique de Faraday, puis est couplée dans une fibre monomode. La partie externe de la cavité est composée d'une lentille de collimation, d'une lame demi-onde et d'un réseau monté en configuration Littman [15],[32], avec un dièdre comme élément sélectif en longueur d'onde. L'objectif placé après la puce permet de collimater le faisceau afin d'éclairer le réseau. Le double passage ainsi que l'incidence oblique assure une sélectivité en longueur d'onde optimale pour le réseau. Le dièdre, qui permet le retour sur le réseau, joue le rôle d'un coin de cube à une dimension de manière à ce que le résonateur laser reste toujours aligné selon la direction verticale. La lame demi-onde permet

de polariser le faisceau perpendiculairement aux traits du réseau. La plupart des éléments sont collés de manière à garantir une excellente stabilité optique.

tableau 1 : valeurs des différents paramètres de la cavité laser

symbole	paramètre	valeur	unité
$R_{\text{out}} = r_{\text{out}}^2$	réflectivité de la face de sortie	30%	
$R_{\text{ar}} = r_{\text{ar}}^2$	réflectivité résiduelle de l'anti-reflet	10^{-4} à 10^{-3}	
$R_G = r_G^2$	recouplage optimal	30%	
$\Delta\lambda_G$	demi-largeur à $1/e$ du recouplage (mesurée)	140 à 200	pm
α_i	pertes interne de la puce	6 à 8	cm^{-1}
l_i	longueur de la puce	400	μm
n_0	indice effectif du mode	3,21	
w_0	dimension du mode guidé // à la jonction à $1/e^2$	1,5	μm
f	focale de la lentille de collimation	1,47	mm
p	pas du réseau	1,1	μm
$90^\circ - \alpha$	angle d'incidence sur le réseau	75°	
L	longueur de la cavité (sans cristal)	30	mm
$\Delta\lambda$	intervalle entre modes (sans cristal)	40	pm

Il n'existe qu'une seule longueur d'onde λ_G pour laquelle le faisceau réfléchi par le dièdre est exactement contre-propageant avec le faisceau incident. Pour cette longueur d'onde, le recouplage dans la diode est optimal : il s'agit de la longueur d'onde pour laquelle les pertes sont minimales. Le choix de λ_G s'effectue en choisissant l'angle entre la normale au réseau et la normale au dièdre.

Le mode qui oscille a de faibles pertes ; sa longueur d'onde λ_0 est donc voisine de λ_G . Néanmoins, la valeur exacte de λ_0 dépend de la longueur de la cavité. Ainsi pour effectuer un accord continu en fréquence, il est nécessaire d'agir simultanément sur deux paramètres : d'une part, il faut modifier l'angle entre la normale au réseau et la normale au dièdre afin de déplacer la longueur d'onde sélectionnée par le réseau, et d'autre part, il faut changer la longueur de la cavité de manière à ce que le mode qui doit être accordé continûment se déplace en même temps que le minimum de pertes sélectionné par le réseau.

Un choix judicieux du point de pivot du dièdre permet d'effectuer ces deux mouvements avec une simple rotation du dièdre, ce qui est le cas dans le système Tunics [8]–[10],[12]. La figure 2 illustre ce concept.

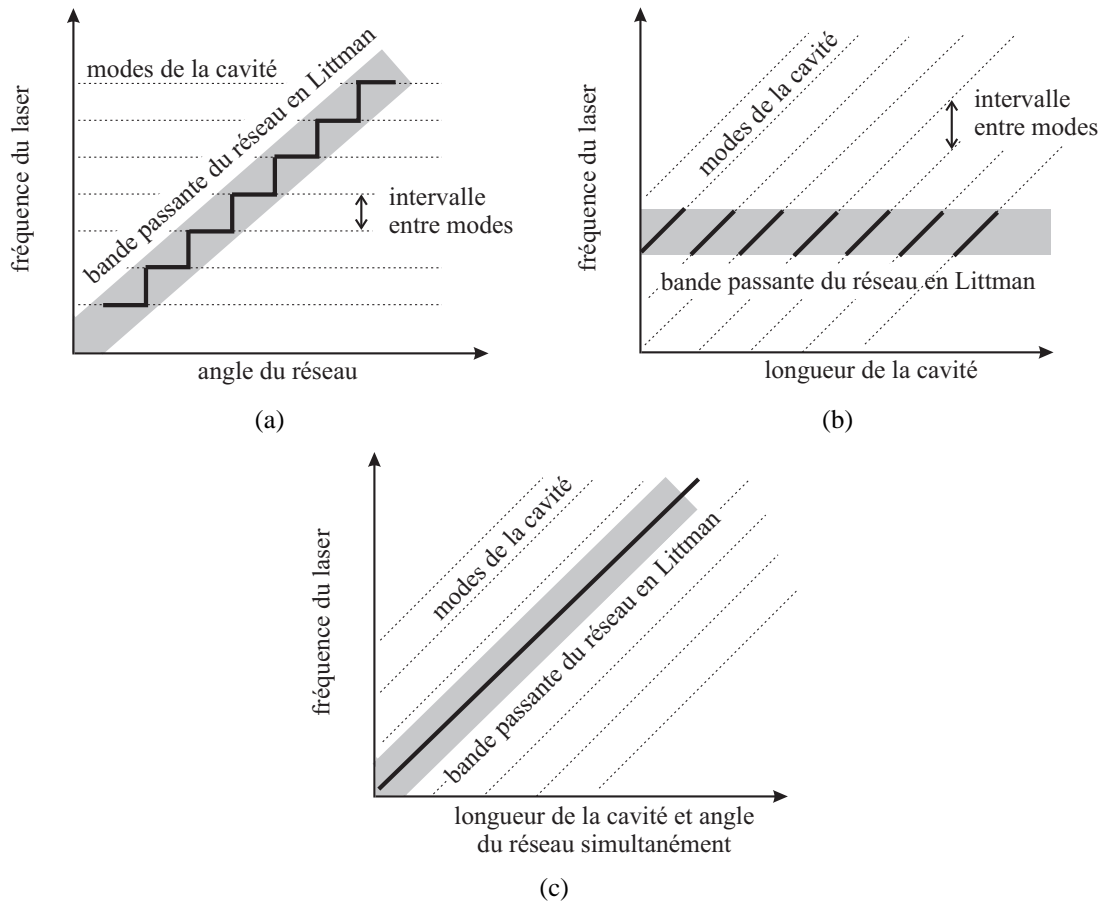


figure 2 : Principe de l'accord en longueur d'onde du laser, (a) seul l'angle du réseau est modifié, (b) seule la longueur de la cavité est modifiée, (c) l'angle et la longueur sont modifiés de manière synchrone.

Si seul l'angle variait (*cf.* figure 2(a)), l'accord en longueur d'onde se ferait de manière discrète par sauts de modes successifs entre modes voisins de la cavité laser. Ces sauts de modes apparaîtraient lorsque la différence de pertes entre le mode oscillant et son voisin deviendrait trop grande, ce qui donnerait lieu à un profil en marche d'escalier. Au contraire, si seule la longueur de cavité était modifiée (*cf.* figure 2(b)), l'accord se ferait continûment mais uniquement dans la fenêtre de longueurs d'onde sélectionnée par le réseau, ceci donnerait lieu à un profil en dents-de-scie. Dans notre cavité, les deux sont modifiés de manière synchrone (*cf.* figure 2(c)), un accord continu sans saut de modes est donc obtenu.

B. Assemblage de la cavité

Le laser utilisé lors de ce travail est très similaire au système commercial, seul le support de l'objectif de collimation a été modifié de manière à gagner de la place pour pouvoir insérer le cristal intra-cavité. La figure 3 représente une photographie de la cavité une fois le montage terminé. Dans ce qui suit, nous décrivons la procédure d'assemblage.

Tout d'abord, la puce est montée dans son support et un fil d'or est soudé dessus pour y injecter du courant. Ensuite, un courant de 200 mA est injecté dans la puce de manière qu'elle émette suffisamment d'émission stimulée amplifiée (*amplified spontaneous emission*, ASE) pour effectuer le réglage du premier élément de l'optique de couplage vers la sortie fibrée, qui est un collimateur, en positionnant la tache d'ASE sur une mire et en optimisant la focalisation. Ce réglage s'effectue en utilisant une mécanique de positionnement comportant des platines goniométriques et des platines de translation selon les trois axes avec réglages fins à l'aide de céramiques piézo-électriques.

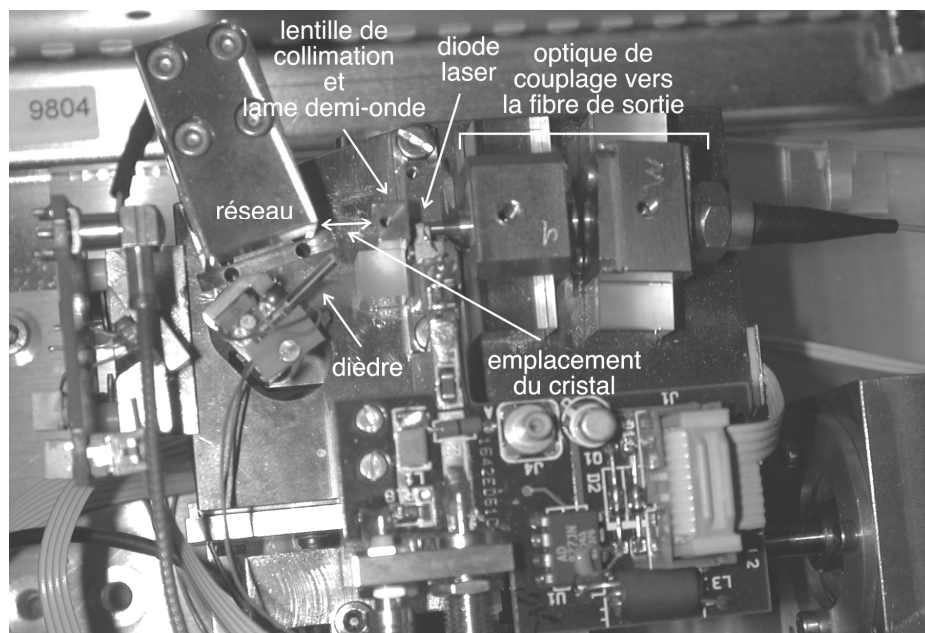


figure 3 : photographie vue de dessus de la cavité laser

Puis, le courant injecté dans la diode est réduit à 100 mA et le deuxième élément de l'optique de couplage est positionné, à l'aide d'une mécanique similaire, de manière à maximiser le couplage dans une fibre optique multimode. Ensuite, le couplage dans une fibre monomode est optimisé en agissant cette fois sur la position des deux éléments de l'optique de couplage. Lorsque le réglage est satisfaisant, des cales en verre sont placées au contact des éléments et sont collées en utilisant de la colle sensible à la lumière ultraviolette. Avant, de réaliser le montage de la cavité étendue proprement-dite, un cycle d'étuvage (20–40 °C) est effectué pendant dix heures en prenant bien soin d'alimenter la diode avec un courant de 30 mA pour éviter toute condensation sur ses faces.

Le montage de la cavité étendue du laser utilise les mêmes procédés que ceux décrits ci-dessus. Tout d'abord la monture dans laquelle sont montées la lentille de collimation et la lame demi-onde est placée de manière à optimiser la position et la focalisation de la tache

d'ASE sur une mire. Ensuite, le dièdre et le réseau sont disposés afin de fermer la cavité. Comme le système est auto-aligné, l'oscillation laser se produit immédiatement, la position de l'objectif de collimation est alors optimisée de manière à minimiser le seuil d'oscillation. Puis, le point d'accordabilité continue est ajusté afin d'obtenir un accord en longueur d'onde sans saut de modes sur toute la plage d'utilisation du laser [8]–[10],[12]. Une fois le réglage satisfaisant, l'objectif est collé par le même procédé que précédemment. L'accord continu en longueur d'onde est vérifié après collage avec un éventuel réajustement de la position du point de pivot du dièdre. Enfin, le système est soumis à un nouveau cycle d'étuvage.

Une fois la cavité assemblée, il ne reste plus qu'à calibrer l'affichage de la longueur d'onde et de la puissance de sortie du laser.

C. Le domaine de fonctionnement monomode stable

Une céramique piézo-électrique permet de translater le réseau de diffraction, perpendiculairement à son plan, sans modifier son orientation angulaire. Ainsi, la longueur de la cavité peut être ajustée sans modifier la longueur d'onde λ_G qui correspond au recouplage optimal dans la puce. Cela nous permet de choisir la valeur du désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_G$ entre le mode et le minimum de pertes (cf. figure 4).

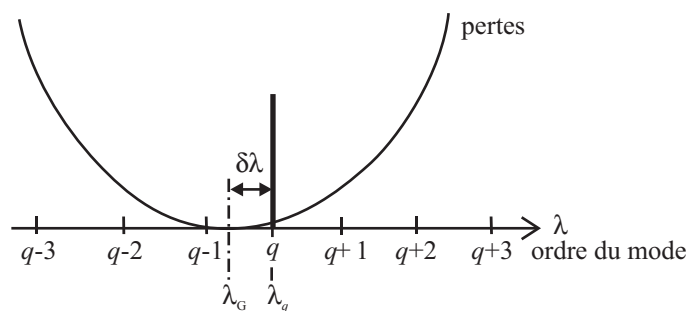


figure 4 : Désaccord en longueur d'onde entre le mode oscillant et le minimum de pertes ; ici q est l'ordre du mode qui oscille.

Nous pouvons ainsi déterminer les valeurs extrêmes autorisées au désaccord $\delta\lambda$, dans un sens et dans l'autre, avant qu'un saut de mode se produise. La procédure de cette mesure sera détaillée dans le Chapitre 4 (cf. §Chapitre 4I.B, page 106). Le domaine de fonctionnement monomode stable correspond à la zone autorisée à $\delta\lambda$ en fonction de la puissance émise par le laser [33],[34].

Afin de rendre cette notion plus concrète nous présentons sur la figure 5 une mesure typique du domaine de fonctionnement monomode stable dans le cas d'une émission à $1,55 \mu\text{m}$, sans que le cristal photoréfractif ne soit inséré intra-cavité.

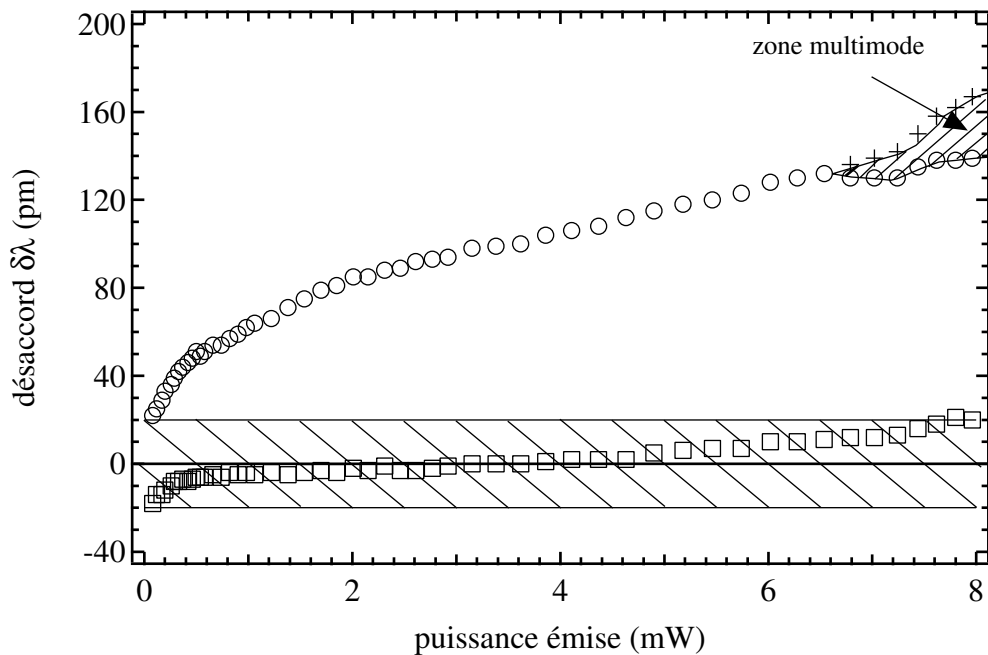


figure 5 : mesure du domaine de fonctionnement monomode stable à 1,55 μm . Les carrés correspondent aux valeurs $\delta\lambda$ pour lesquelles un saut de modes se produit vers un mode de plus grande longueur d'onde, les ronds correspondent aux sauts vers un mode de plus courte longueur d'onde ou à un passage vers un état multimode et les croix aux sauts de modes vers un mode de plus courte longueur d'onde à partir d'un état multimode. Aucun saut de modes n'a donc lieu tant que le point de fonctionnement ne sort pas des limites définies par les carrés et les ronds. La zone hachur e, comprise entre les deux droites horizontales, délimite le domaine où $|\delta\lambda| < \Delta\lambda/2$.

Précisons que sur la figure 5, la puissance est simplement augment e en agissant manuellement sur le courant, sans asservissement pour la maintenir constante, cela pour pouvoir présenter ici des points de mesures pour des valeurs de la puissance inférieure à 0,2 mW qui ne sont pas autoris es par l'asservissement. Ainsi la valeur indiqu e en abscisse correspond à la puissance maximale qui peut être obtenue pour une valeur donn e du courant en agissant sur la tension appliqu e à la cale piézo-électrique. Les mesures avec asservissement en puissance sont pr sent es dans le Chapitre 4 où l'ensemble des mesures du domaine de fonctionnement monomode stable est détaillé (cf. §Chapitre 4I, page 103).

Bien qu'il ne s'agisse dans ce paragraphe que d'une présentation préliminaire pour introduire la notion de domaine de fonctionnement monomode stable, nous pouvons tout de même formuler, dès maintenant, quelques commentaires qui permettront au lecteur de saisir les motivations du travail théorique présenté dans le Chapitre 2. Compte tenu de l'espacement entre modes qui est bien plus faible que la largeur spectrale du gain, nous pourrions nous attendre à ce que les sauts de modes aient lieu lorsque les pertes du mode oscillant sont égales à celles d'un des modes voisins lorsque $\delta\lambda = \pm\Delta\lambda/2$, où $\Delta\lambda$ est l'intervalle entre mode. Or,

comme le montre la figure 5 où nous avons représenté l'allure qu'aurait le domaine de fonctionnement monomode stable si c'était le cas (zone hachurée), le domaine mesuré est très différent. Ses limites dépendent fortement de la puissance émise, son milieu se décale vers les valeurs positives de $\delta\lambda$ et il s'élargit, jusqu'à une puissance de 6,5 mW dans le cas présenté sur la figure 5, lorsque la puissance augmente. Ensuite, une zone de fonctionnement multimode apparaît en bordure de domaine de fonctionnement monomode stable du côté des $\delta\lambda$ positifs.

Ainsi, un raisonnement uniquement basé sur une comparaison des pertes entre les différents modes est clairement insuffisant pour correctement décrire les conditions pour qu'un saut de modes se produise. Cette dépendance en fonction de la puissance optique traduit nécessairement des phénomènes de couplage entre les modes. Ce faisant, nous nous sommes attachés dans ce travail à comprendre au mieux les phénomènes à l'origine de ces couplages entre modes afin de pouvoir modéliser les sauts de modes. C'est l'objet du Chapitre 2 où les phénomènes de mélanges d'ondes sont étudiés en détail.

Cependant, pour déterminer les conditions d'un saut de modes, il est également indispensable de connaître précisément les pertes des différents modes dans la cavité étendue de type Littman. C'est l'objet du paragraphe suivant où nous détaillons la condition d'oscillation du laser.

III. Condition d'oscillation

Dans cette partie, nous déterminons la condition d'oscillation pour une cavité laser ne comportant pas de filtre photoréfractif. Nous détaillons la prise en compte de celui-ci dans le Chapitre 3 après y avoir préalablement introduit les notions sur l'effet photoréfractif qui sont indispensables à la bonne compréhension de son fonctionnement.

A. Coefficient de recouplage

Le mode guidé dans la puce est collimaté, il se propage dans la partie externe de la cavité, puis il est recouplé dans le milieu actif. En fonction du désaccord $\delta\lambda$ par rapport à la longueur d'onde rétro-réfléchi par le réseau monté en Littman, le recouplage dans la puce sera plus ou moins efficace et le déphasage subi par le mode, suite à un aller-retour, sera différent.

Pour effectuer le calcul du recouplage et du déphasage, nous choisissons de nous placer dans le repère $[O, z, x]$ dont l'origine se situe à l'intersection de l'axe optique avec le réseau (cf. figure 6). Comme la distance de Rayleigh est très grande devant la longueur de la cavité, nous considérons que l'élargissement du faisceau dû à sa propagation en espace libre est négligeable. En conséquence, nous nous désintéressons du profil du mode selon la troisième dimension y car il n'est pas modifié lors de la diffraction par le réseau.

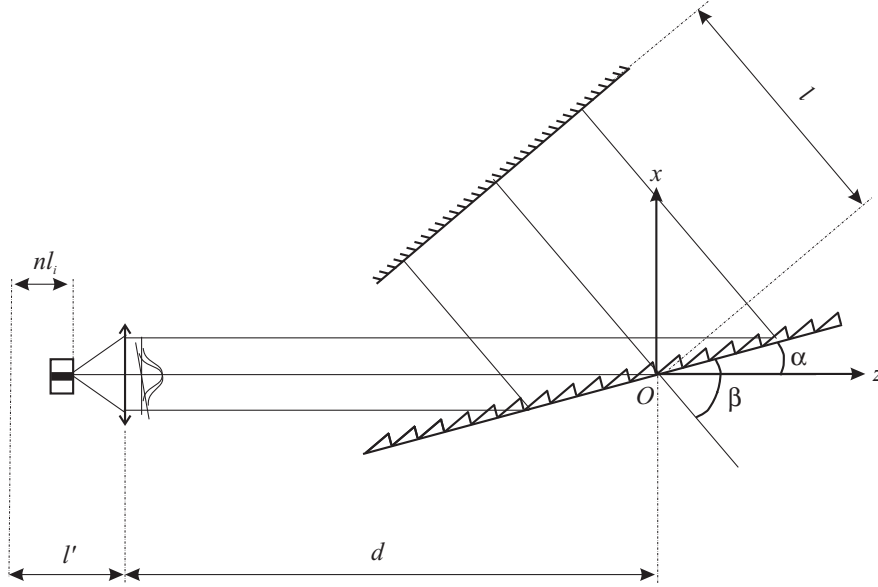


figure 6 : Schéma de la cavité

Les expressions du coefficient de recouplage C et du déphasage φ_{ext} s'obtiennent en calculant l'intégrale de recouvrement entre les profils transverses en amplitude U et U' du mode à l'aller et au retour :

$$\sqrt{C} e^{-i\varphi_{\text{ext}}} = \frac{\int U' U^* dx}{\int U U^* dx}. \quad (1)$$

Les détails des calculs sont présentés en annexe (cf. §Annexe 1), l'intégrale de recouvrement est déterminée au niveau de la lentille de collimation afin de simplifier le calcul, mais cela est équivalent à un calcul au niveau du mode guidé dans la puce. Nous obtenons alors les expressions suivantes :

$$C = \frac{2\gamma^2}{1 + \gamma^2} e^{-\frac{2\gamma^2}{1 + \gamma^2} \left[\left(\frac{k w \sin \delta \alpha}{2} \right)^2 + \left(\frac{x'}{\gamma w} \right)^2 \right]}, \quad (2)$$

$$\varphi_{\text{ext}} = k \left(2L_{\text{ext}} + \frac{x' \sin \delta \alpha}{1 + \gamma^2} \right), \quad (3)$$

où γ est le grandissement du mode, x' le décalage entre le mode aller et le mode retour, L_{ext} la longueur de la cavité externe, w la taille du mode dans la direction x , et $\delta\alpha$ l'écart angulaire entre l'aller et le retour ; les étapes du calcul de L_{ext} , x' et γ sont fournies en annexe (cf. (214), (215) et (216), § Annexe 1), leurs expressions sont les suivantes :

$$2L_{\text{ext}} = d(1 + \cos \delta\alpha) + 2l \cos \delta\beta, \quad (4)$$

$$x' = d \tan \delta\alpha + 2l \sin \delta\beta \sin \alpha' / (\cos \delta\alpha \sin \beta'), \quad (5)$$

$$\gamma = \sin \alpha' \sin \beta' / (\sin \alpha \sin \beta \cos \delta\alpha), \quad (6)$$

et avec les désaccords angulaires $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ définis par :

$$\delta\alpha = \alpha' - \alpha, \quad (7)$$

$$\delta\beta = \beta - \beta_0 = -(\beta' - \beta_0), \quad (8)$$

où α est l'angle du faisceau aller incident sur le réseau, β l'angle de diffraction par le réseau du faisceau aller, β_0 l'angle de diffraction pour la longueur d'onde rétro-réfléchi par le réseau monté en Littman, β' l'angle d'incidence du faisceau retour sur le réseau après réflexion par le dièdre, et α' l'angle de diffraction par le réseau du faisceau retour.

Si nous négligeons la dispersion dans la puce, le déphasage lors d'un aller-retour dans la cavité totale vaut :

$$\varphi_{\text{tot}} = k \left(2l' + 2L_{\text{ext}} + \frac{x' \sin \delta\alpha}{1 + \gamma^2} \right). \quad (9)$$

En effectuant un développement limité, également détaillé en annexe (cf. § Annexe 1), nous pouvons exprimer C et φ_{tot} en fonction du désaccord $\delta\lambda$ entre la longueur d'onde du mode et celle qui est rétro-réfléchi par le réseau en configuration Littman :

$$\varphi_{\text{tot}} = \frac{4\pi L}{\lambda} \left[1 + \frac{l}{2L} \frac{\delta\lambda^2}{p^2 \sin^2 \beta_0} \right]. \quad (10)$$

où $L = l' + d + l$ correspond à la longueur optique de la cavité pour le mode rétro-réfléchi et p est le pas du réseau. À l'ordre zéro, nous retrouvons l'intervalle entre modes usuel d'une cavité laser :

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2L). \quad (11)$$

Il est également utile d'exprimer le coefficient de recouplage C en fonction du désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda$, dans ces conditions, la relation (2) devient :

$$C = e^{-\left(\frac{2f\delta\lambda}{w_0 p \sin\alpha}\right)^2}, \quad (12)$$

où nous n'avons conservé que le terme prépondérant de l'exponentielle, nous avons posé $\gamma=1$ et nous avons remplacé w par son expression (194) en fonction de la dimension w_0 du mode guidé dans la puce : $w = \lambda f / \pi w_0$ (cf. §Annexe 1). Il s'agit tout simplement de l'intégrale de recouvrement entre deux modes gaussiens de même largeur w_0 décalés spatialement l'un par rapport à l'autre de $\delta x = f\delta\lambda$. L'expression (12) du coefficient de recouplage C peut alors être réécrite sous la forme condensée suivante :

$$C = e^{-\left(\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda_G}\right)^2}, \quad (13)$$

avec $\Delta\lambda_G$ la demi-largeur à $1/e$:

$$\Delta\lambda_G = w_0 p \sin\alpha / (2f). \quad (14)$$

De même, l'expression (10) du déphasage φ_{tot} peut être écrite de manière condensée :

$$\varphi_{\text{tot}} = \omega\tau_{\text{tot}} \left[1 + \left(\delta\lambda / \Lambda_{\varphi_{\text{tot}}} \right)^2 \right], \quad (15)$$

où $\tau_{\text{tot}} = 2L/c$ est le temps de vol aller-retour dans la cavité totale et avec $\Lambda_{\varphi_{\text{tot}}}$ défini par :

$$\Lambda_{\varphi_{\text{tot}}} = p \sin\beta_0 \sqrt{2L/l}. \quad (16)$$

Lors du calcul de (15), les termes d'ordre un se compensent les uns les autres. Cela signifie que la dispersion du réseau monté en configuration Littman combinée au déphasage dû au recouplage dans le mode guidé de la puce présente une dispersion purement d'ordre deux. Dans le paragraphe suivant, après avoir calculé la condition d'oscillation proprement dite, nous évaluons l'ordre de grandeur de la dispersion d'ordre deux. Nous y verrons qu'elle est très faible, ce qui signifie que le calcul du déphasage à l'ordre zéro reste valide sur une très large bande spectrale.

B. Condition d'oscillation

En supposant que l'ordre du mode qui oscille est q , la condition d'oscillation de la cavité étendue est donnée par :

$$r_{\text{out}} r_G(\omega_q) \exp\left[\left(g_q^{\text{th}} - \alpha_i\right) l - i\Phi(\omega_q)\right] f(\omega_q) = 1, \quad (17)$$

où la contribution du Fabry-Perot parasite formé par la face traitée anti-reflet et le réseau monté en configuration Littman est prise en compte *via* $f(\omega)$:

$$f(\omega) = \frac{1 + \frac{r_{\text{ar}}}{r_G(\omega)} \exp[i(\omega\tau_{\text{ext}} + \varphi_{\text{ext}})]}{1 + r_{\text{ar}} r_G(\omega) \exp[-i(\omega\tau_{\text{ext}} + \varphi_{\text{ext}})]} \quad (18)$$

Dans (17) et (18), r_{out} et r_{ar} sont, respectivement, les réflectivités en amplitude de la face de sortie de la puce et de la face traitée anti-reflet. $r_G(\omega)$ est la réflectivité en amplitude du filtre spectral correspondant au réseau monté en configuration Littman. g_q^{th} est le gain seuil du mode d'ordre q , α_i représente les pertes internes, ω est la pulsation optique, $\tau_{\text{ext}} = 2L_{\text{ext}}/c$ est le temps de vol aller-retour dans la partie externe de la cavité, L_{ext} et L_{puce} sont respectivement les longueurs de la puce semi-conducteur et de la partie externe de la cavité, et $\Phi(\omega)$ est le déphasage total dû à un aller-retour dans la cavité sans la contribution de $f(\omega)$:

$$\Phi(\omega) = \varphi_{\text{tot}}^0(\omega) + 2\omega(n - n_0)L_{\text{puce}}/c, \quad (19)$$

où φ_{tot}^0 est la valeur φ_{tot} définie par (15), prise à la transparence (commencement de l'inversion de population), n est l'indice de réfraction à la transparence et $n - n_0$ permet de tenir compte des modifications de l'indice dues aux variations de la densité de porteurs [35],[36] ou de la température [37],[38] qui ont lieu lorsque le gain change ou à cause des phénomènes de couplage de modes.

La réflectivité du réseau est une fonction gaussienne qui s'obtient directement à partir du coefficient de recouplage C donné par la relation (13). Son expression, en termes de pulsation, usuellement utilisée [6], est la suivante :

$$r_G(\omega) = r_G \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_G)^2}{2\Delta\omega_G^2}\right), \quad (20)$$

où ω_G est la pulsation correspondant au recouplage optimal dans la puce et $\Delta\omega_G$ est la demi-largeur à $1/e$ de la réflectivité en intensité.

Le gain seuil et la fréquence sont donnés par le module et l'argument de la condition d'oscillation (17) :

$$g_q^{\text{th}} = -\frac{1}{L_i} \left[\ln(r_{\text{out}} r_G) - \frac{(\omega_q - \omega_G)^2}{2\Delta\omega_G^2} + \ln(f(\omega_q)) \right] + \alpha_i, \quad (21)$$

$$\omega_q \tau_{\text{tot}} = 2q\pi + \arg(f(\omega_q)) - \omega_q \tau_{\text{tot}} (\omega_q - \omega_G)^2 / \Omega_{\varphi_{\text{tot}}}^2 - 2(n - n_0)\omega_q l_i / c, \quad (22)$$

avec $\Omega_{\varphi_{\text{tot}}} = 2\pi c \Lambda_{\varphi_{\text{tot}}} / \lambda^2$, et où ω_q et g_q^{th} sont, respectivement, la pulsation et le gain seuil du mode d'ordre q .

Si le décalage $\delta\omega$ entre la fréquence du mode et celle correspondant au minimum de pertes reste faible, $r_{\text{ar}} r_G(\omega)$ et $r_{\text{ar}} / r_G(\omega)$ sont petits devant un, alors, nous pouvons faire l'approximation au premier ordre de $f(\omega)$, et nous obtenons :

$$\ln(f(\omega)) = r_{\text{ar}} [1/r_G(\omega) - r_G(\omega)] \cos(\omega\tau_{\text{ext}} + \varphi_{\text{ext}}), \quad (23)$$

$$\arg(f(\omega)) = r_{\text{ar}} [1/r_G(\omega) + r_G(\omega)] \sin(\omega\tau_{\text{ext}} + \varphi_{\text{ext}}). \quad (24)$$

Comme attendu, (21) montre que les pertes augmentent lorsque le désaccord entre la fréquence du mode et celle du recouplage optimal ω_G augmente. Comme cela apparaît dans la relation (23), les pertes présentent également une modulation périodique suivant les variations du déphasage $\omega\tau_{\text{ext}}$ lors d'un aller-retour dans la partie externe de la cavité lorsque l'on accorde la fréquence du laser. De même, nous pouvons voir avec la relation (22) que la fréquence du mode dépend de $\arg(f(\omega))$, ainsi, comme le montre la relation (24), elle varie également autour de sa valeur pour $r_{\text{ar}} = 0$ en fonction de $\omega\tau_{\text{ext}}$. En outre, à cause de la valeur non nulle du facteur d'élargissement de raie dû à la densité de porteurs α_H et à la température des porteurs α_T , la fréquence est aussi modifiée par le changement de la longueur optique du milieu semi-conducteur en fonction de la modulation du gain optique seuil donnée par (21). Ainsi, la fréquence du mode dépend également du déphasage $\omega\tau_{\text{ext}}$ selon (23). L'effet combiné du Fabry-Perot parasite et du couplage gain-indice dans le milieu semi-conducteur peut donner lieu à des zones à seuils d'oscillation multiples qui conduisent à des phénomènes de bistabilité. Dans notre cas, la qualité du traitement anti-reflet est suffisamment bonne pour éviter ce type de fonctionnement indésirable. En effet, le critère de mono-stabilité, $r_{\text{ar}} \ll r_G / \alpha_H$, dont le calcul est détaillé dans [11],[13], est vérifié dans notre cas, il l'est même très largement au centre du domaine d'accord en longueur d'onde.

Dans notre cas, l'effet de la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet est donc juste d'induire une modulation des pertes lors de l'accord en longueur d'onde du laser. Afin de compenser cette modulation, le contrôleur de courant répercute cette modulation sur la valeur du courant injecté dans la jonction afin de conserver une puissance émise constante.

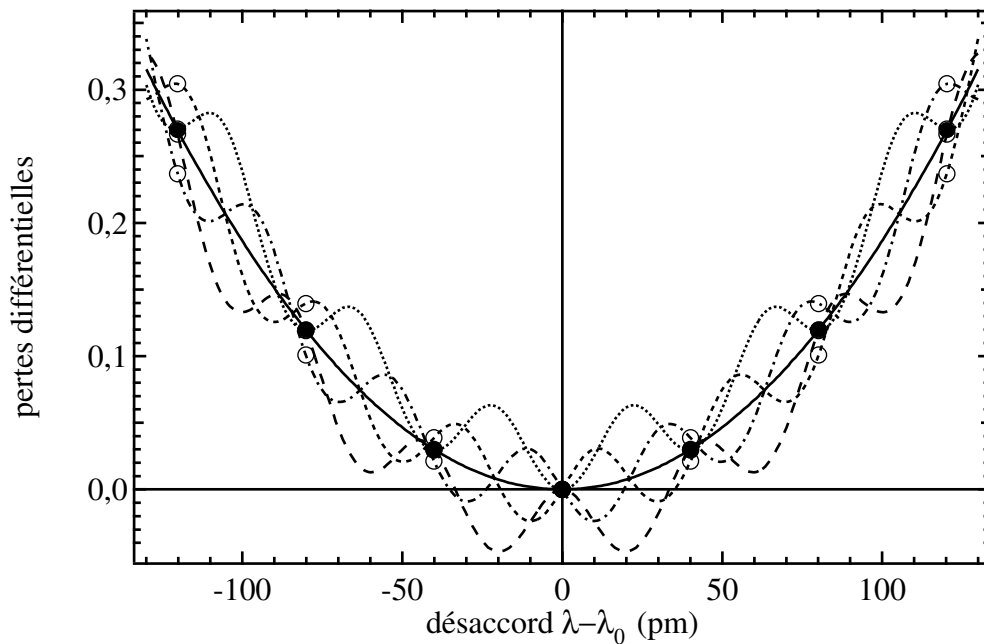


figure 7 : Pertes différentielles entre le mode oscillant ($\delta\lambda = 0$) et les modes voisins en tenant compte de la réflectivité résiduelle de l'anti-reflet. La courbe continue correspond au cas où l'anti-reflet est parfait, les autres courbes correspondent au cas d'un traitement anti-reflet de réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-4}$ pour différentes conditions de phase pour le mode principal dans le Fabry-Perot parasite.

Afin d'illustrer l'effet de l'anti-reflet sur les pertes des modes voisins, nous traçons, en figure 7, les courbes de pertes différentielles $g^{\text{th}}(\lambda)l_i - g^{\text{th}}(\lambda_0)l_i$ lorsque le mode oscillant est situé au minimum de pertes ($\lambda_0 = \lambda_G$), pour un traitement anti-reflet de réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-4}$, pour différentes conditions de phases sur le Fabry-Perot parasite et également dans le cas d'un anti-reflet parfait.

Même si les courbes de pertes sont fortement modifiées lorsque l'anti-reflet n'est pas parfait et dépendent des conditions de phase, la variation extrême des pertes pour les modes voisins reste limitée car, comme $n_0 l_i \ll L$, l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot parasite qui vaut $\lambda^2 / (2L_{\text{ext}})$ est voisin de l'intervalle entre modes de la cavité.

Cependant, comme nous pouvons le remarquer sur la figure 7, le minimum de pertes est décalé par rapport à la position du recouplage optimal $\delta\lambda = 0$. Ainsi, durant l'accord en fréquence, comme la phase aller-retour $\omega\tau_{\text{ext}}$ dans la partie externe de la cavité varie, le minimum de pertes se déplace autour de la valeur $\delta\lambda = 0$. Il en est de même lorsque, pour une position donnée des éléments de la cavité, l'indice de la puce varie sous l'effet d'une modification de la puissance émise. Cet effet ne modifie pas l'aspect général du domaine de fonctionnement sans saut de modes puisque le différentiel de pertes est quasiment inchangé, mais

il va induire un décalage global de celui-ci qui sera centré sur la valeur du minimum de pertes $\delta\lambda_{\min}$ qui est différente de zéro ($\lambda_{\min} \neq \lambda_G$).

Par ailleurs, en utilisant la relation (22), il est possible d'évaluer la dispersion de l'intervalle entre mode $\delta_{\Delta\omega}$:

$$\delta_{\Delta\omega} = \omega_{q+1} + \omega_{q-1} - 2\omega_q. \quad (25)$$

Sa composante due au réseau en configuration Littman s'exprime :

$$\delta_{\Delta\omega_{\text{ext}}} = -2\omega_q \left(\Delta\omega / \Omega_{\varphi_{\text{tot}}} \right)^2, \quad (26)$$

où $\Delta\omega$ correspond à l'intervalle moyen entre modes, ou encore, en termes de longueur d'onde et en utilisant la définition de $\Lambda_{\varphi_{\text{tot}}}$:

$$\delta_{\Delta\lambda_{\text{ext}}} = \frac{\lambda \Delta\lambda^2}{(p \sin \beta_0)^2 L}. \quad (27)$$

d'où $\delta_{\Delta\lambda_{\text{ext}}} = 0,001$ pm, ce qui signifie que la dispersion d'ordre deux est très faible dans ce type de cavité laser. La composante de $\delta_{\Delta\omega}$ qui est due à l'anti-reflet peut se calculer de manière approchée, pour $(\delta\lambda / \Delta\lambda_G)^2 \ll 1$, en utilisant l'approximation (24) :

$$\delta_{\Delta\lambda_{\text{ar}}} = \Delta\lambda \frac{r_{\text{ar}}}{2\pi} \left[\left(r_G + \frac{1}{r_G} \right) \left(\frac{2\pi n_0 l_i}{L_{\text{ext}}} \right)^2 + \left(r_G - \frac{1}{r_G} \right) \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_G} \right)^2 \right] \sin(\omega\tau_{\text{ext}}). \quad (28)$$

d'où $\delta_{\Delta\lambda_{\text{ext}}} = 0,02$ pm $\times \sin(\omega\tau_{\text{ext}})$. Ces expressions des composantes de $\delta_{\Delta\omega}$ seront utiles dans la suite lors de la discussion sur les phénomènes de couplage de modes et notamment dans la comparaison avec les résultats expérimentaux.

Chapitre 2 : Couplage entre modes

I. Introduction : présentation générale des phénomènes non-linéaires

Dans un laser à semi-conducteur, différentes grandeurs du milieu actif varient en fonction de l'intensité optique et présentent alors des composantes modulées aux fréquences de battement entre modes. Cela induit des variations dynamiques du gain et de l'indice qui couplent les modes entre eux. Ainsi, les modes interagissent entre eux *via* le milieu à gain. L'allure du couplage entre modes dépend du type de paramètre physique du milieu qui est modulé [26].

Pour une fréquence de battements dans le domaine des mégahertz-gigahertz, le phénomène de modulation de la densité de porteur (*carrier density pulsation*, CDP) est efficace. Pour des fréquences plus élevées, compte tenu du temps de vie des porteurs qui est de l'ordre de la nanoseconde, le phénomène s'amortit rapidement pour des fréquences de battement dé-

passant les 10 GHz. En revanche, les interactions dues aux dynamiques intra-bandes qui étaient, jusque-là, plus faibles que les dynamiques inter-bandes ne peuvent plus être négligées. Par dynamiques intra-bandes, nous faisons référence aux processus qui affectent l'allure de la distribution des porteurs en fonction de l'énergie (espace des k), mais qui n'affectent pas la valeur totale du nombre de porteurs intégrée sur l'ensemble des bandes. Ces processus vont également induire des variations dynamiques du gain et de l'indice qui couplent les modes. Les forces qui ramènent vers les distributions de Fermi correspondant aux quasi-équilibres intra-bandes étant importantes—diffusions porteur-porteur et porteur-phonon—les contributions des phénomènes intra-bandes sont intrinsèquement faibles comparées à la modulation de la densité de porteurs. Cependant, la valeur très courte des temps de relaxation intra-bande (de l'ordre de 50 fs à 1 ps) induit que la bande spectrale où ces phénomènes sont efficaces est bien plus large, supérieure à 1 THz.

À l'heure actuelle, deux phénomènes pouvant induire des dynamiques intra-bandes sont clairement identifiés : le *hole burning* spectral (SHB) et l'échauffement des porteurs (*carrier heating*, CH). Le *hole burning* spectral correspond à une saturation locale (dans l'espace des k) de la densité de porteurs autour de la longueur d'onde du mode, il est dû à la valeur finie (50–100 fs) du temps caractéristique de diffusion porteur-porteur intra-bande qui ramène à la distribution de Fermi de quasi-équilibre intra-bande dans chacune des bandes. Il y a également des processus qui induisent une augmentation de la température de la distribution de porteurs au-delà de la température du réseau cristallin (*lattice temperature*). Les principaux processus d'échauffement de la distribution de porteurs sont l'émission stimulée, qui induit la recombinaison de porteurs « froids » proches de la bande interdite, et l'absorption de porteurs libres, qui transfère des porteurs vers des plus hautes énergies au sein des bandes. Les températures des distributions de porteurs « chauds » relaxent vers la température du réseau cristallin par émission de phonons optiques avec une constante de temps caractéristique de l'ordre de 0,5–1 ps. Ces perturbations intra-bandes vont évoluer temporellement suivant les fréquences de battements entre modes de manière à suivre les variations de la puissance optique.

L'approche la plus simple pour décrire les couplages entre modes dues à ces phénomènes non-linéaires consiste à considérer un modèle à deux modes où le mode principal est indépendamment couplé à chacun des modes voisins [27]–[29],[34],[39],[40]–[42]. Dans ce cas, le signe et la force du couplage dépendent de la puissance du mode oscillant et de l'écart en longueur d'onde par rapport au mode oscillant. Plus précisément, le gain non-linéaire se décompose dans ce cas en une partie symétrique et une autre asymétrique [26]–[29],[34]. La

partie symétrique provient du phénomène de compression de gain dû au CH et au SHB [33],[40],[43]–[49]. Celui-ci conduit à une suppression symétrique du gain qui est plus importante pour les modes voisins que pour le mode oscillant de manière à induire une auto-stabilisation du mode. La partie asymétrique est due au CDP qui induit, dans le cas d’un modèle à deux modes, que le mode de plus courte longueur d’onde bénéficie de moins de gain que le mode de plus grande longueur d’onde [39],[41],[42].

De fait, le modèle à deux modes ne permet de décrire le couplage entre modes que *via* le mélange à deux ondes. Cette approche présente l’avantage d’offrir une description physique la plus simple possible sans trahir qualitativement les caractéristiques générales du couplage entre modes. D’ailleurs dans [34], nous avons développé un modèle à deux modes qui offrait un bon accord avec les expériences dans le cas de la diode laser à cavité étendue émettant à 1,55 μm . Cependant, des mesures ultérieures effectuées par l’équipe R&D de NetTest ont montré que la valeur du coefficient d’élargissement de raie α_H (dont la signification sera détaillée dans la suite, [35],[50]) avait été sous-estimée dans les calculs. L’utilisation de la valeur réelle de ce coefficient ne permettant pas un ajustement quantitativement satisfaisant, il nous a fallu développer un modèle plus élaboré.

Pour cela, nous avons également tenu compte du phénomène de mélange non-dégénéré à quatre ondes (*Four Wave Mixing*, FWM) qui résulte de l’interaction de trois modes [30]. En effet, un mode voisin de pulsation ω_1 est couplé par FWM à son conjugué en fréquence qui est localisé symétriquement par rapport à la pulsation ω_0 du mode principal, en $2\omega_0 - \omega_1$. La fréquence de l’onde conjuguée est donc très proche de celle du mode voisin de pulsation ω_{-1} situé de l’autre côté du mode oscillant, puisque $\omega_1 - \omega_0 \approx \omega_0 - \omega_{-1}$. Ainsi, les deux modes voisins “1” et “-1” ne sont pas uniquement couplés au mode oscillant “0” par mélange à « deux ondes » (*Two Wave Mixing*, TWM), mais ils sont également couplés ensemble par FWM.

Le processus de FWM a été largement étudié dans le cas des amplificateurs semi-conducteurs à onde progressive [26],[46],[51]. Il a également été étudié dans le cas de géométrie intra-cavité à l’intérieur d’un laser à semi-conducteur afin d’analyser la génération d’onde conjuguée [29],[41],[37] ou l’injection [52]. Mais, il n’y a eu que très peu d’études sur les effets du FWM sur la stabilité modale dans le cas des lasers semi-conducteurs monomode. Une étude a été publiée par Bogatov *et col.* dans le cas des diodes laser à cavité étendue où seul le CDP est considéré comme phénomène non-linéaire [30], et plus récemment, Herzog a

étudié les couplages entre modes avec prise en compte du FWM dans le cas d'une diode laser Fabry-Perot mais en ne considérant cette fois-ci que le SHB [31].

Dans la suite de ce document, nous allons décrire plus en détail ces différents phénomènes et les couplages entre modes qu'ils induisent et présenter un modèle à trois modes où nous résolvons les équations des modes couplés en utilisant la même méthode que dans [30]. Cependant nous y incluons, en plus du CDP, le SHB et le CH, et, la prise en compte des non-linéarités est faite sur la base des mêmes approximations que celles qui sont présentées dans notre modèle à deux modes précédent et qui se révèlent bien adapté au cas de notre cavité laser [34].

II. Équation de couplage à trois modes

Tout d'abord, nous présentons les principales étapes du calcul des équations des modes couplés. Pour cela, nous considérons un champ électrique intra-cavité contenant le mode principal indicé "0" et deux modes voisins symétriques indicés "-1" et "1", tels que $\omega_1 - \omega_0 \approx \omega_0 - \omega_{-1}$ avec ω_i la fréquence propre du mode d'ordre "i" pour $i = -1, 0, 1$:

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-1}^1 \psi_n(\vec{r}) E_n(t) e^{-i(\omega_0 + n\Delta\omega)t} + c.c., \quad (29)$$

où $\Delta\omega = (\omega_1 - \omega_{-1})/2$ est l'intervalle moyen entre modes, $E_n(t)$ est l'enveloppe temporelle supposée lentement variable et $\psi_n(\vec{r})$ le profil spatial de chaque mode (cf. figure 8).

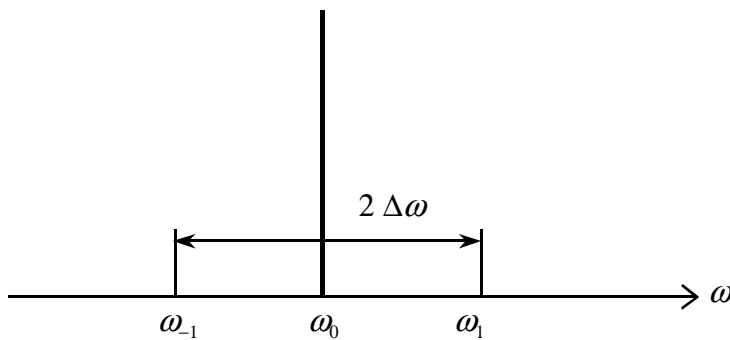


figure 8 : Spectre à trois modes

Nous supposons que la structure du laser ne supporte que le mode guidé TE fondamental de distribution transverse $U(x, y)$. En tenant compte de la figure d'onde stationnaire dans la direction longitudinale, le profil spatial des modes est donc donné par la relation suivante :

$$\psi_n(\vec{r}) = 2U(x,y)\sin(k_n z). \quad (30)$$

L'évolution sinusoïdale selon la direction z n'est, en fait, exacte que pour des miroirs de cavité de haute réflectivité. Cependant, cette hypothèse permet de simplifier le traitement des équations des modes et n'introduit pas d'erreurs quantitatives significatives lorsque le laser est au dessus de son seuil d'oscillation [53]. Puisque le champ électromagnétique intra-cavité vérifie les équations de Maxwell, son évolution spatio-temporelle est régie par l'équation d'onde suivante :

$$\nabla^2 E - \frac{n_b^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (31)$$

où n_b correspond à l'indice de réfraction à la transparence n_0 dans la puce, et à l'indice de réfraction des différents éléments optique dans la cavité externe. P est la polarisation induite du milieu actif qui vaut zéro dans la cavité externe, elle est reliée au champ électrique *via* la susceptibilité diélectrique selon :

$$P = \epsilon_0 \chi E. \quad (32)$$

En outre, ψ_n est une fonction propre solution de :

$$\nabla^2 \psi_n(\vec{r}) - (n_b^2(z)\omega_n^2/c^2)\psi_n(\vec{r}) = 0, \quad (33)$$

pour $n = -1, 0, 1$, cette équation correspondant au cas découplé.

En reportant (29) dans (31) et en ne tenant compte que des dérivées des enveloppes lentement variables d'ordre le plus bas possible, l'équation de propagation devient :

$$\sum_{n=-1}^1 \psi_n \frac{\partial E_n}{\partial t} e^{-i(\omega_0+n\Delta\omega)t} + c.c. = i \frac{\omega}{2n_b^2} \chi \sum_{n=-1}^1 \psi_n E_n e^{-i(\omega_0+n\Delta\omega)t} + c.c., \quad (34)$$

où $\omega_{-1} \approx \omega_0 \approx \omega_1 \approx \omega$.

Les battements entre le mode principal et les modes voisins conduisent à une modulation de différents paramètres du milieu actif à la fréquence des battements entre modes. Cela correspond à la présence de réseaux dynamiques de gain et d'indice de réfraction. La diffraction du mode principal par ces réseaux conduit à du couplage entre modes. Puisque la réponse non linéaire du milieu est entraînée par les battements entre modes de pulsation $\Delta\omega$, la susceptibilité induite se compose d'une partie statique $\bar{\chi}$ et d'une composante bien plus faible dépendant du temps à la fréquence de battement qui conduit au couplage entre modes :

$$\begin{aligned} \chi(\vec{r}, t) &= \bar{\chi}(\vec{r}) + 2n_0 [\Delta n(\vec{r}) \exp(-i\Delta\omega t) + c.c.] \\ &\quad - i(n_0 c / \omega) [\Delta g(\vec{r}) \exp(-i\Delta\omega t) + c.c.] , \end{aligned} \quad (35)$$

où nous avons introduit les termes de modulation du gain et de l'indice de réfraction tels que :

$$\begin{aligned} g(\vec{r}, t) &= -\frac{\omega}{n_0 c} \text{Im}[\bar{\chi}(\vec{r}, t)] \\ &= \bar{g}(\vec{r}) + [\Delta g(\vec{r}) \exp(-i\Delta\omega t) + c.c.] , \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= \sqrt{n_0^2 + \text{Re}[\bar{\chi}(\vec{r}, t)]} \\ &= \bar{n}(\vec{r}) + [\Delta n(\vec{r}) \exp(-i\Delta\omega t) + c.c.] . \end{aligned} \quad (37)$$

Si nous reportons (35) dans (34), groupons les termes en $\exp(-i\omega_n t)$, multiplions chacun d'eux respectivement par $\sin(k_n z)$ et effectuons l'intégration selon la direction longitudinale z pour $n = -1, 0, 1$, nous obtenons un nouveau système d'équations. Dans ce nouveau système d'équations, E_n correspond à une moyenne du champ sur la durée, τ_{tot} , d'un aller-retour dans la cavité, et les pertes relatives à chacun des modes peuvent être introduites phénoménologiquement par le biais du temps de vie des photons dans la cavité, τ_{cav_n} avec $n = -1, 0, 1$ [53]. De cette manière, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$U \frac{dE_{-1}}{dt} = \frac{\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} \left[i\bar{\chi}\psi_{-1} E_{-1} + n_0 \left(2i\Delta n^* + \frac{c}{\omega} \Delta g^* \right) \psi_0 E_0 \right] \sin(k_{-1} z) dz - U \frac{\gamma_{-1} + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} E_{-1}, \quad (38)$$

$$U \frac{dE_0}{dt} = \frac{\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} i\bar{\chi}\psi_0 E_0 \sin(k_0 z) dz - U \frac{E_0}{2\tau_{\text{cav}_0}}, \quad (39)$$

$$U \frac{dE_1}{dt} = \frac{\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} \left[i\bar{\chi}\psi_1 E_1 + n_0 \left(2i\Delta n + \frac{c}{\omega} \Delta g \right) \psi_0 E_0 \right] \sin(k_1 z) dz - U \frac{\gamma_1 + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} E_1, \quad (40)$$

où nous avons introduit les pertes normalisées $\gamma_{-1,1}$ définies par :

$$\gamma_{-1,1} = \tau_{\text{cav}_0} / \tau_{\text{cav}_{-1,1}}, \quad (41)$$

avec :

$$1/\tau_{\text{cav}_n} = 2g_n^{\text{th}} l_i / \tau_{\text{tot}}, \quad \text{pour } n = -1, 0, 1 \quad (42)$$

où g_n^{th} correspond aux pertes de la cavité données par la relation (21) (cf. §Chapitre 1III.B, page 24), et le désaccord en fréquence normalisé ϑ :

$$\vartheta = 2\tau_{\text{cav}_0}(\omega_1 + \omega_{-1} - 2\omega_0) = 2\tau_{\text{cav}_0}\delta_{\Delta\omega}. \quad (43)$$

Ce désaccord est dû à la dispersion de l'intervalle entre modes dont nous avons déterminé la part due à la réflectivité résiduelle de l'anti-reflet et à la dispersion d'ordre deux du réseau monté en configuration Littman (cf. §Chapitre 1III.B, page 27).

III. Mélange d'ondes non linéaire

A. Mélanges à « deux ondes » et à « quatre ondes »

La susceptibilité χ peut se décomposer en un terme linéaire et un terme de susceptibilité non linéaire du troisième ordre tel que :

$$P = \varepsilon_0\chi^{(1)}E + \varepsilon_0\chi^{(3)}EEE. \quad (44)$$

Ainsi, lorsque trois modes sont pris en compte, la susceptibilité de chacun des modes latéraux se compose d'un terme de mélange à « deux ondes » $\chi_{\text{TWM}}^{(3)}$ et d'un terme de mélange à « quatre ondes » $\chi_{\text{FWM}}^{(3)}$ de la manière suivante (cf. figure 9) :

$$P(\omega_{\pm 1}) = \varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega_{\pm 1})E_{\pm 1} + \varepsilon_0\chi_{\text{TWM}}^{(3)}(\omega_{\pm 1})E_0E_0^*E_{\pm 1} + \varepsilon_0\chi_{\text{FWM}}^{(3)}(\omega_{\pm 1})E_0E_0E_m^*. \quad (45)$$

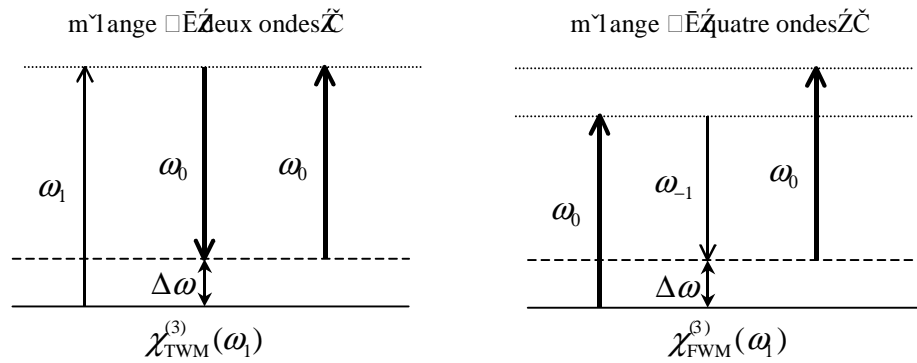


figure 9 : Diagramme des processus de mélanges à deux et quatre ondes. (a) : la diffusion du champ E_0 par la réponse du milieu modulée à la fréquence $\Delta\omega$ par le mélange entre E_i et E_0^* redonne une composante de polarisation à la fréquence ω_1 . (b) : la diffusion du champ E_0 par la réponse du milieu modulée à la fréquence $\Delta\omega$ par le mélange entre E_0 et E_{-1}^* induit une composante de polarisation à la fréquence $2\omega_0 - \omega_{-1} \approx \omega_1$.

Comme nous pouvons le voir dans la relation (45), le terme de mélange à « deux ondes » est automatiquement adapté en phase, contrairement au terme de mélange à « quatre ondes ». En effet, si nous considérons, par exemple, la polarisation non-linéaire à la pulsation ω_1 , la phase du produit des champs pour le terme de mélange à « deux ondes » est celle de E_1 alors que celle correspondant au terme de mélange à « quatre ondes » fait intervenir les phases de E_0 et E_{-1} .

Avant d'aller plus loin dans les équations du mélange d'ondes, décrivons d'abord plus en détail les différents phénomènes qui sont à l'origine de la susceptibilité non linéaire, ainsi que leurs contributions respectives.

B. Hole burning spectral

L'émission stimulée induit un trou dans la distribution en énergie des porteurs à l'intérieur de chacune des bandes autour de l'énergie qui correspond aux photons du mode émis par le laser. Ce trou se rebouche sous l'effet du processus de diffusion électrons-électrons induisant une thermalisation intra-bande. La largeur spectrale du trou est donc directement proportionnelle à l'inverse du temps de relaxation intra-bande τ_{in} ($\approx 50-100$ fs). Ainsi, dans notre cas, elle est bien plus grande que l'intervalle entre modes.

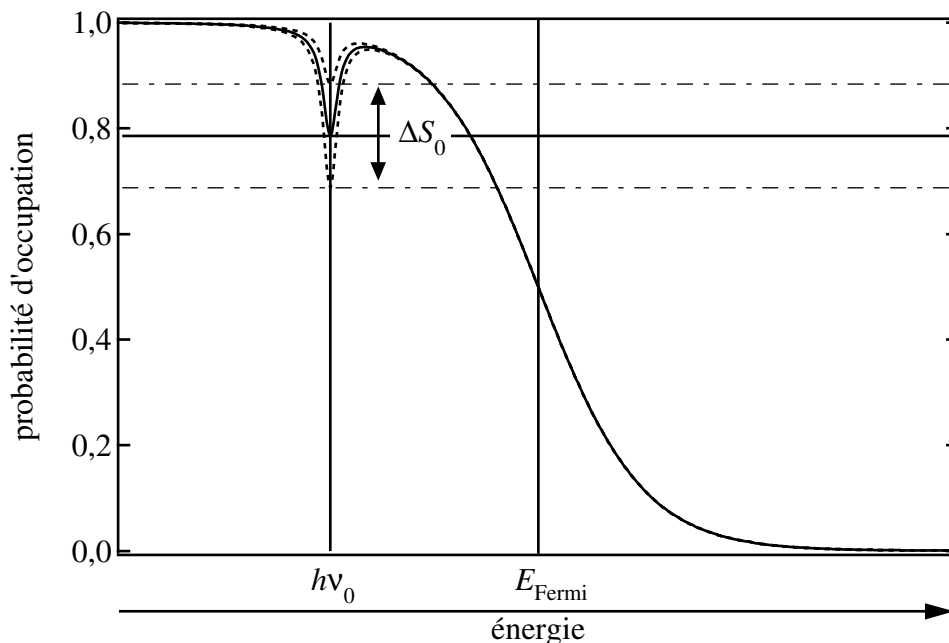


figure 10 : perturbation de la distribution en énergie des porteurs sous l'effet du SHB

De plus, comme le creusement du trou dépend directement de l'intensité lumineuse, sa profondeur va donc varier en fonction des variations de puissance intra-cavité qui sont dues

aux battements entre modes (*cf.* figure 10). Ce phénomène induit un couplage cohérent entre le mode principal et les modes voisins qui donne lieu à une réduction symétrique du gain des modes voisins. Cette réduction supplémentaire du gain des modes latéraux vient s'ajouter à la compression de gain statique, due au creusement du gain, que voient tous les modes, y compris le mode oscillant [33],[40],[54]. Évidemment, la réduction du gain des modes latéraux n'a lieu que pour les modes placés au voisinage du minimum du trou, lorsque l'on se rapproche des bords du trou la réduction du gain des modes voisins, qui est due à la somme du couplage cohérent et de la compression de gain, devient plus faible que celle du mode principal qui est due uniquement à la compression de gain. Ce phénomène s'apparente, par analogie avec l'étude des systèmes à deux niveaux, aux oscillations cohérentes de population [55].

La contribution du *hole burning* spectral (SHB) peut être obtenue analytiquement dans le cas monomode, en utilisant le formalisme de la matrice densité [56]–[58], sous réserve de faire une approximation simplificatrice lors du calcul de l'intégrale sur la densité d'état [57] (*cf.* §Annexe 2 pour plus de détails). Dans ces conditions, au premier ordre, l'effet du SHB sur le gain correspond à une compression du gain qui se surajoute à la saturation « standard » du gain laser, et le gain sans SHB se trouve multiplié par le terme $(1 - \varepsilon_{\text{shb}} S)$, avec :

$$\varepsilon_{\text{shb}} = \frac{\mu^2 \tau_{\text{in}} (\tau_c + \tau_v)}{2 \hbar^2 n_0 \varepsilon_0 c}, \quad (46)$$

où μ est le moment dipolaire de la transition électron-trou, τ_{in} le temps de relaxation dipolaire et, τ_c et τ_v les temps de relaxation intra-bande respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence ($\tau_c, \tau_v, \tau_{\text{in}} \approx 50\text{--}100$ fs).

Dans le cas d'une diode laser montée en cavité étendue, la période des battements entre modes est très lente comparée aux temps caractéristiques de relaxation porteur-porteur : nous pouvons donc supposer que la compression de gain due au SHB suit adiabatiquement la modulation temporelle de l'intensité lumineuse. Ce faisant, le résultat obtenu dans le cas monomode peut être utilisé en considérant une intensité lumineuse globale S qui contient les termes de battements entre modes :

$$S = \frac{1}{2} |\psi_0|^2 S_0 + \frac{1}{2} n_0 \varepsilon_0 c \left[(\psi_0^* \psi_1 E_0^* E_1 + \psi_0 \psi_{-1}^* E_0 E_{-1}^*) \exp(-i\Delta\omega t) + c.c. \right], \quad (47)$$

où, sachant que $|E_0| \gg |E_{\pm 1}|$, nous n'avons gardé que les termes prépondérants du couplage d'ondes ; et avec $S_0 = n_0 \varepsilon_0 c |E_0|^2$.

Ainsi, en utilisant (47), la contribution du SHB au terme de gain dépendant du temps dans (36) est :

$$\Delta g_{\text{shb}} = -\bar{g} \varepsilon_{\text{shb}} (n_0 \varepsilon_0 c / 2) (\psi_0^* \psi_1 E_0^* E_1 + \psi_0 \psi_{-1}^* E_0 E_{-1}^*). \quad (48)$$

Lorsque la longueur d'onde du mode oscillant est voisine du maximum de gain, le *hole burning* spectral induit une modification de la courbe de gain qui est essentiellement symétrique. En conséquence, la variation d'indice correspondante est négligeable. Cela n'est plus vrai pour des désaccords importants, cependant, par soucis de simplicité nous négligerons la variation d'indice due au SHB dans la suite.

C. Échauffement de la distribution de porteurs

L'effet d'échauffement de la distribution de porteurs (*carrier heating*, CH) provient de l'augmentation de la température de la distribution de porteurs au-delà de la température du réseau cristallin (*lattice temperature*) par interaction avec la lumière. Les principaux processus d'échauffement de la distribution de porteurs sont l'émission stimulée qui induit la recombinaison de porteurs « froids » proches de la bande interdite, et l'absorption de porteurs libres qui transfère des porteurs vers des plus hautes énergies au sein des bandes. Les températures des distributions de porteurs « chauds » relaxent vers la température de maille par émission de phonons optiques avec une constante de temps caractéristique de l'ordre de 0,5–1 ps.

Le CH peut également être inclus dans les équations de la matrice densité. Les équations d'évolution des températures, T_c des électrons dans la bande de conduction, et, T_v des trous dans la bande de valence, se déduisent des équations de Bloch optiques [26],[48],[49],[59] (*cf.* §Annexe 2 pour plus de détails). Les températures de distribution des porteurs dans chacune des bandes varient en fonction de la puissance optique selon une équation de la forme suivante :

$$\frac{dT_{c,v}}{dt} = -\frac{T_{c,v} - T_L}{\tau_{\text{hc,hv}}} + \gamma_{c,v}^{\text{ch}} S \quad (49)$$

où T_L correspond à la température du réseau cristallin, $\tau_{\text{hc,hv}}$ aux temps caractéristiques de relaxation par émission de phonons dans chacune des bandes ($\approx 0,5-1$ ps), $\gamma_{c,v}^{\text{ch}}$ symbolise ici les différents processus d'échauffement tels que l'absorption de porteurs libres et l'émission stimulée qui n'induit que la recombinaison de porteurs « froids ». En première approximation, l'expression de $\gamma_{c,v}^{\text{ch}}$ est la suivante [26] :

$$\gamma_{c,v}^{\text{ch}} = \frac{1}{h_{c,v}} \left[\sigma_{c,v} \bar{N} + (\mu_{c,v} - \Delta \varepsilon_{c,v}) \frac{\bar{g}}{h\omega} \right] \quad (50)$$

où $\sigma_{c,v}$ est la section efficace d'absorption de porteurs libres, \bar{N} la densité statique de porteurs, $\Delta \varepsilon_{c,v}$ correspond à l'énergie des porteurs à la fréquence laser, $h_{c,v} = \partial U_{c,v} / \partial T_{c,v}$ et $\mu_{c,v} = \partial U_{c,v} / \partial N$ avec U_c et U_v les densités d'énergie, respectivement, des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence.

Une description plus fine du CH nécessite un traitement plus complexe que celui de l'équation (49), mais celle-ci est suffisante pour introduire l'effet du CH sur les couplages non linéaires entre modes.

Ainsi, la relation (49) permet de déduire que la température des porteurs va suivre les oscillations de l'intensité, dues aux battements entre modes. Ces oscillations des températures de bande autour d'une valeur moyenne modifient l'allure des distributions de Fermi dans chacune des bandes (*cf.* figure 11). Cela induit des variations temporelles du gain et de l'indice de réfraction qui conduisent également à des couplages entre modes.

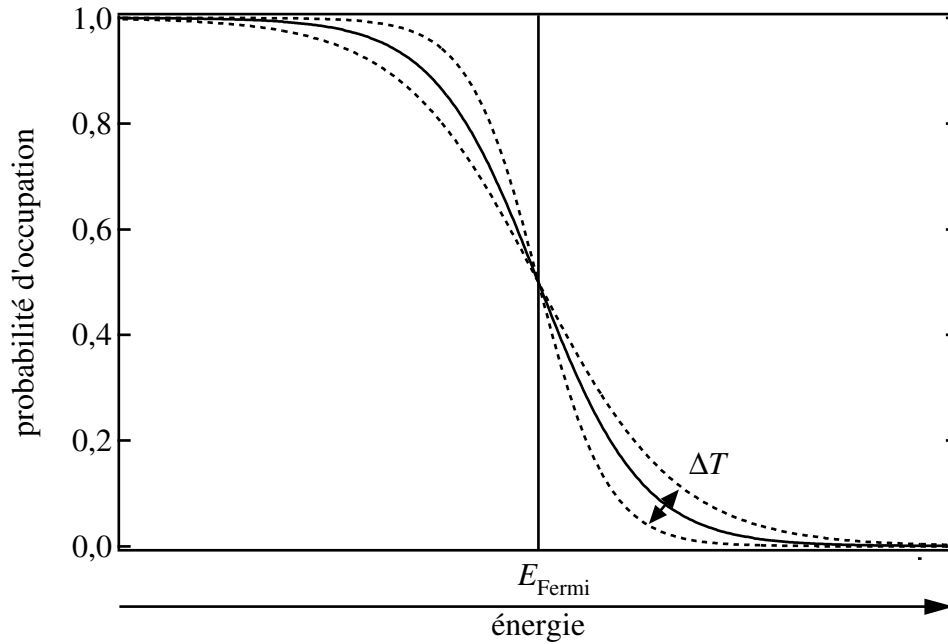


figure 11 : perturbation de la distribution en énergie des porteurs sous l'effet du CH

De plus, sachant que $1/\tau_{\text{hc}}, 1/\tau_{\text{hv}} \gg \Delta\omega$, le suivi des battements entre modes se fait de manière adiabatique comme pour le SHB, et, en utilisant les mêmes conventions que pour (36) et (37), l'amplitude de la composante à la fréquence $\Delta\omega$ s'écrit donc :

$$\Delta T_{c,v} = \gamma_{c,v}^{\text{ch}} \tau_{\text{hc,hv}} (n_0 \varepsilon_0 c / 2) (\psi_0^* \psi_1 E_0^* E_1 + \psi_0 \psi_{-1}^* E_0 E_{-1}^*). \quad (51)$$

En conséquence, la contribution du CH au terme de gain dépendant du temps dans (36) s'écrit :

$$\Delta g_{\text{ch}} = -\bar{g} \varepsilon_{\text{ch}} (n_0 \varepsilon_0 c / 2) (\psi_0^* \psi_1 E_0^* E_1 + \psi_0 \psi_{-1}^* E_0 E_{-1}^*), \quad (52)$$

avec

$$\varepsilon_{\text{ch}} = \sum_{x=c,v} \frac{\partial g}{\partial T_x} \gamma_x^{\text{ch}} \tau_{\text{hx}}. \quad (53)$$

De plus une variation de température, comme une variation de la densité de porteurs, n'induit pas une variation symétrique du gain, elle induit donc également une variation de l'indice de réfraction. Cette interdépendance des variations de gain et d'indice peut être décrite *via* un coefficient α_T du type coefficient de Henry (α_H , voir §Chapitre 2III.D et équation (63)), défini par [26],[37],[38],[60],[61] :

$$\alpha_T = \frac{\partial \text{Re}(\bar{\chi}) / \partial T}{\partial \text{Im}(\bar{\chi}) / \partial T}. \quad (54)$$

Ce faisant, la contribution du CH au terme d'indice dépendant du temps dans (37) vaut :

$$\Delta n_{\text{ch}} = (c/2\omega) \bar{g} \alpha_T \varepsilon_{\text{ch}} (n_0 \varepsilon_0 c / 2) (\psi_0^* \psi_1 E_0^* E_1 + \psi_0 \psi_{-1}^* E_0 E_{-1}^*). \quad (55)$$

Alors que le paramètre α_H a fait l'œuvre de nombreux travaux dans la littérature (voir [50] et ses références), le paramètre α_T a donné lieu à beaucoup moins de publications. Dans [37], les auteurs ont mesuré le signal conjugué obtenu par FWM, pour des désaccords pompe-sonde allant jusqu'à 2 THz, dans des amplificateurs InGaAsP simple-passage à 1,55 μm ayant des structures, soit de type massive, soit à multi-puits quantiques. Les mesures ont ensuite été ajustées à un modèle afin de déterminer divers paramètres non linéaires dont α_T . Dans le cas des structures à puits quantiques, ils ont trouvé que $\alpha_T = 6,6$ et $\alpha_H = 8$, alors qu'usuellement le paramètre α_H a une valeur comprise entre 2 et 4 dans ce type de structures. D'après les auteurs le fait que ces valeurs soient élevées provient du désaccord positif important entre la longueur d'onde de la pompe et le pic de gain. Les auteurs ont également déterminé la valeur du coefficient α_{SHB} lié au *hole burning* spectral. La valeur obtenue est $\alpha_{\text{SHB}} = 0,6$ malgré le désaccord important avec le maximum de gain ; ce qui tend à justifier le fait que nous négligeons les variations d'indice induites par le SHB. Plus récemment, le paramètre α_T a été déduit de mesures de l'asymétrie du spectre émis par une diode laser à cavité verticale soumise à une faible modulation de courant [38]. Les valeurs ainsi obtenues sont $\alpha_T = 1,7$ et $\alpha_H = 2,5$. En outre, des calculs dans le cas de structures à puits quantiques contraints et non contraints

[60] montrent que le rapport entre les deux paramètres est du même ordre de grandeur que celui mesurés dans [37] et [38]. De cette manière, sachant que le paramètre α_H a été mesuré dans notre cas, nous considérons que la valeur de α_T est plus faible que α_H , mais qu'elle est du même ordre de grandeur.

D. Pulsations de la densité de porteurs

Également déductible des équations de la matrice densité [58] (*cf.* §Annexe 2), l'évolution de la densité de porteurs N est régie par l'équation des populations suivante :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{qd} - \frac{N}{\tau_e} - \frac{g}{\hbar\omega} S + D\nabla^2 N, \quad (56)$$

où J correspond à la densité bidimensionnelle de courant, q à la charge de l'électron, d à l'épaisseur de la zone active, τ_e au temps de vie des porteurs, $\hbar\omega$ à l'énergie d'un photon à la longueur d'onde du laser, g correspond au gain optique, S à l'intensité intra-cavité et D au coefficient de diffusion des porteurs. Dans la suite, nous ne considérerons plus le terme de diffusion car la longueur de diffusion $\sqrt{D\tau_e}$ est suffisamment grande pour assumer que le « *hole burning* spatial » est gommé par le processus de diffusion des porteurs [41]. En revanche, les réseaux propagatifs qui induisent les mélanges d'ondes ne sont pas gommés car $D\tau_e |k_{\pm} - k_0|^2 \ll 1$. Nous considérons également que $|k_{\pm} - k_0| l_i \ll 1$.

La variation temporelle de l'intensité due aux battements entre modes induit une oscillation de la densité de porteurs autour de la valeur seuil. Cela peut être interprété comme une oscillation des quasi-niveaux de Fermi intra-bande (*cf.* figure 12).

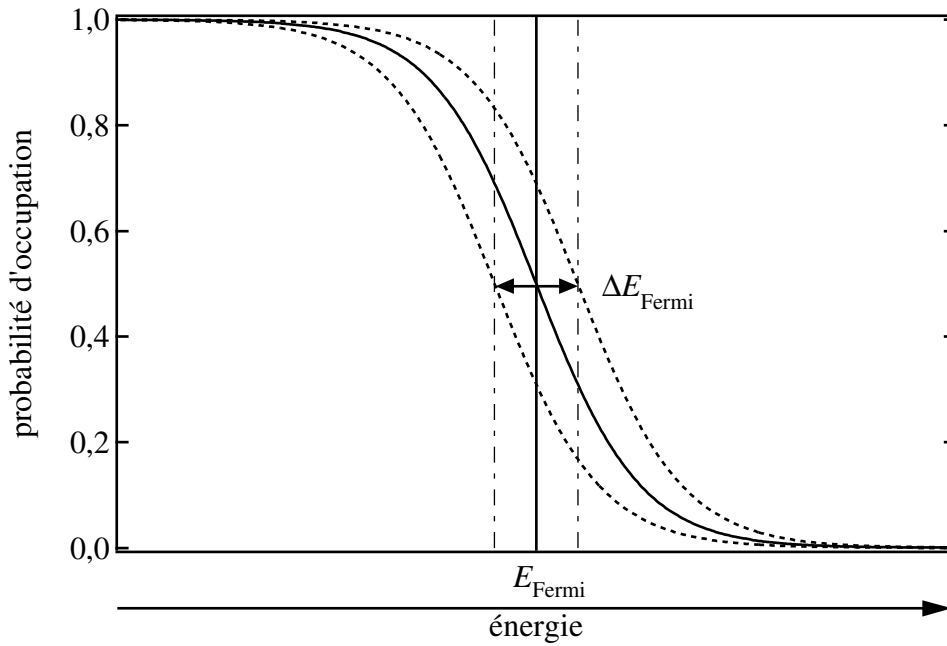


figure 12 : perturbation de la distribution en énergie des porteurs sous l'effet du CDP

Pour résoudre (56), nous ne pouvons plus supposer une réponse adiabatique de la densité de porteurs car leur durée de vie est plus longue que la période de battements entre modes. La résolution se fait alors par une analyse petit-signal avec une solution de la forme suivante [29],[41] :

$$N = \bar{N} + [\Delta N \exp(-i\Delta\omega t) + c.c.], \quad (57)$$

où ΔN est très petit devant \bar{N} . Après intégration de (56) dans la direction axiale, un calcul à l'ordre un permet d'obtenir l'expression de ΔN :

$$\Delta N = -\frac{g}{(\partial g / \partial N)} \frac{n_0 \epsilon_0 c |U|^2 (E_0^* E_1 + E_0 E_{-1}^*) / S_{\text{sat}}}{1 + |U|^2 \bar{S}_0 - i\Delta\omega \tau_c}, \quad (58)$$

où

$$1/S_{\text{sat}} = (\partial g / \partial N) \tau_c / (\hbar\omega) \quad (59)$$

est l'intensité de saturation inter-bande et où

$$\bar{S}_0 = S_0 / S_{\text{sat}} \quad (60)$$

est l'intensité normalisée du mode principal. L'expression de \bar{N} importe peu, il suffit de savoir qu'elle est verrouillée à la valeur seuil du laser telle que le gain statique \bar{g} compense les pertes du mode "0". La composante ΔN correspond à la modulation de la densité de porteurs (*carrier density pulsation*, CDP) qui induit le mélange d'onde *via* les termes de modulation du

gain et de l'indice. Ainsi, la contribution du CDP aux termes de gain et d'indice dépendant du temps dans (36), (37) s'obtient directement à partir de (58) :

$$\Delta g_{\text{cdp}} = -\frac{\bar{g}n_0\varepsilon_0c|U|^2(E_0^*E_1 + E_0E_{-1}^*)/S_{\text{sat}}}{1 + |U|^2\bar{S}_0 - i\Delta\omega\tau_e}, \quad (61)$$

et

$$\Delta n_{\text{cdp}} = \alpha_H \frac{c}{2\omega} \frac{\bar{g}n_0\varepsilon_0c|U|^2(E_0^*E_1 + E_0E_{-1}^*)/S_{\text{sat}}}{1 + |U|^2\bar{S}_0 - i\Delta\omega\tau_e}, \quad (62)$$

où

$$\alpha_H = \frac{\partial \text{Re}(\bar{\chi})/\partial \mathcal{N}}{\partial \text{Im}(\bar{\chi})/\partial \mathcal{N}} \quad (63)$$

correspond au facteur d'élargissement de raie, ou coefficient de Henry, qui est bien connu dans les lasers à semi-conducteur [35],[50]. Dans notre cas, sa valeur mesurée est comprise entre 3 et 5 en fonction de la longueur d'onde.

E. Cumul des trois effets

En ajoutant les contributions des trois effets sur le gain (48), (52) et (61) et sur l'indice (55) et (62), nous obtenons les relations suivantes :

$$\Delta g = -\bar{g}n_0\varepsilon_0c|U|^2 \cdot \left\{ [2\varepsilon \sin(k_0z) \sin(k_1z) + i/(S_{\text{sat}}\Delta\omega\tau_e)]E_0^*E_1 + [2\varepsilon \sin(k_0z) \sin(k_{-1}z) + i/(S_{\text{sat}}\Delta\omega\tau_e)]E_0E_{-1}^* \right\}, \quad (64)$$

et

$$\Delta n = \frac{c}{2\omega} \bar{g}n_0\varepsilon_0c|U|^2 \cdot \left\{ [2\alpha_T\varepsilon_{\text{ch}} \sin(k_0z) \sin(k_1z) + i\alpha_H/(S_{\text{sat}}\Delta\omega\tau_e)]E_0^*E_1 + [2\alpha_T\varepsilon_{\text{ch}} \sin(k_0z) \sin(k_{-1}z) + i\alpha_H/(S_{\text{sat}}\Delta\omega\tau_e)]E_0E_{-1}^* \right\}, \quad (65)$$

où

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{shb}} + \varepsilon_{\text{ch}} \quad (66)$$

correspond au coefficient de compression de gain qui est un paramètre usuel pour la prise en compte de la réduction du gain, propre aux lasers à semi-conducteur, qui vient s'ajouter au phénomène de saturation standard commun à tous les types de lasers [54]. La valeur de ε dépend fortement de la structure du milieu actif [47] ; pour les lasers à multi-puits quantiques en

InGaAs, l'intervalle des valeurs relevées est $\varepsilon = (2,45-16) \times 10^{-17} \text{ cm}^3$ [47],[54]. De même, l'importance relative de ε_{ch} dans ε dépend grandement de la structure des couches actives et du désaccord de la longueur d'onde émise par rapport à la bande interdite puisque plus la longueur d'onde est grande, plus les porteurs qui se recombinent sont « froids » ce qui a pour effet de davantage chauffer la distribution de porteurs. De manière générale, la part du CH à la compression de gain semble être plus importante dans les matériaux à multi-puits quantiques que dans les matériaux massifs. Cela a été étudié aussi bien théoriquement [26],[48],[49],[60] qu'expérimentalement à l'aide de montage pompe-sonde ou par mélange à quatre ondes [43]–[47],[61]. Dans [48],[49], le coefficient de gain non-linéaire est obtenu à partir des équations dynamiques de transfert d'énergie des porteurs dans les lasers à semi-conducteur, les calculs dans le cas des lasers à puits quantiques en InGaAsP montrent que la contribution du CH est de 5 à 7 fois plus grande que celle du SHB. Cette importance relative est la même que celle qui est considérée dans [61] ($\varepsilon_{\text{ch}} = 14 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$ et $\varepsilon_{\text{shb}} = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$), ainsi, nous supposons dans ce travail que c'est également le cas.

En outre, lors du calcul des relations (64) et (65), nous avons négligé la partie réelle de Δg_{cdp} et de Δn_{cdp} devant les parties réelles des autres termes. Si nous tenons compte des valeurs expérimentales, nous pouvons noter que $1 + |U|^2 \bar{S}_0 < 5$, tandis que l'intervalle de valeurs typiques pour $\Delta \omega \tau_e$ est compris entre 30 et 45. Ainsi, nous négligeons également $1 + |U|^2 \bar{S}_0$ vis-à-vis de $\Delta \omega \tau_e$.

Ainsi, en reportant (64) et (65) dans (38) et (40), et en utilisant la définition (45) du $\chi^{(3)}$ qui inclut le profil spatial des différents champs par souci de simplicité d'écriture car le *hole burning* spatial est gommé dans le cas du CDP, nous avons :

$$\chi_{\text{TWM}}^{(3)}(\omega_{\pm 1}) = \frac{n_0^2 c^2 \varepsilon_0}{\omega} \bar{g} \left[2\alpha_{\text{T}} \varepsilon_{\text{ch}} \sin(k_0 z) \sin(k_{\pm 1} z) - \frac{1}{S_{\text{sat}} \Delta \omega \tau_e} + i \left(2\varepsilon \sin(k_0 z) \sin(k_{\pm 1} z) + \frac{\alpha_{\text{H}}}{S_{\text{sat}} \Delta \omega \tau_e} \right) \right] |U|^2 U \sin(k_0 z), \quad (67)$$

$$\chi_{\text{FWM}}^{(3)}(\omega_{\pm 1}) = \frac{n_0^2 c^2 \varepsilon_0}{\omega} \bar{g} \left[2\alpha_{\text{T}} \varepsilon_{\text{ch}} \sin(k_0 z) \sin(k_{\text{m}} z) - \frac{1}{S_{\text{sat}} \Delta \omega \tau_e} + i \left(2\varepsilon \sin(k_0 z) \sin(k_{\text{m}} z) + \frac{\alpha_{\text{H}}}{S_{\text{sat}} \Delta \omega \tau_e} \right) \right] |U|^2 U \sin(k_0 z). \quad (68)$$

Les équations de propagation (38), (39) et (40) se réécrivent alors sous la forme :

$$\begin{aligned}
 U \frac{dE_{-1}}{dt} = & \frac{i\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} \left[\bar{\chi} \psi_{-1} E_{-1} + \chi_{\text{TWM}}^{(3)}(\omega_{-1}) |E_0|^2 E_{-1} \right. \\
 & \left. + \chi_{\text{FWM}}^{(3)}(\omega_{-1}) E_0^2 E_1^* \right] \sin(k_{-1} z) dz - U \frac{\gamma_{-1} + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} E_{-1},
 \end{aligned} \tag{69}$$

$$U \frac{dE_0}{dt} = \frac{i\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} \bar{\chi} \psi_0 E_0 \sin(k_0 z) dz - U \frac{E_0}{2\tau_{\text{cav}_0}}, \tag{70}$$

$$\begin{aligned}
 U \frac{dE_1}{dt} = & \frac{i\omega}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} \int_0^{l_i} \left[\bar{\chi} \psi_1 E_1 + \chi_{\text{TWM}}^{(3)}(\omega_1) |E_0|^2 E_1 \right. \\
 & \left. + \chi_{\text{FWM}}^{(3)}(\omega_1) E_0^2 E_{-1}^* \right] \sin(k_1 z) dz - U \frac{\gamma_1 + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} E_1.
 \end{aligned} \tag{71}$$

Sachant que $|k_1 - k_{-1}| l_i \ll 1$ dans une diode laser montée en cavité étendue, l'intégration dans la direction longitudinale des équations ci-dessus est immédiate. Ensuite, il suffit de multiplier les équations ainsi obtenues par $U^*(x, y)$ et de calculer l'intégrale dans les directions transverses, nous obtenons alors les équations de propagation suivantes :

$$\frac{dE_{-1}}{dt} = \left[i \frac{\omega \Gamma \bar{\chi} l_i}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} - \frac{\gamma_{-1} + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} \right] E_{-1} - X_{-1} \frac{\Gamma \bar{g} l_i}{\tau_{\text{tot}}} \frac{n_0 \epsilon_0 c}{S_{\text{sat}}} \left(|E_0|^2 E_{-1} + E_0^2 E_1^* \right), \tag{72}$$

$$\frac{dE_0}{dt} = \left[i \frac{\omega \Gamma \bar{\chi} l_i}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} - \frac{1}{2\tau_{\text{cav}_0}} \right] E_0, \tag{73}$$

$$\frac{dE_1}{dt} = \left[i \frac{\omega \Gamma \bar{\chi} l_i}{\tau_{\text{tot}} n_0 c} - \frac{\gamma_1 + i\vartheta/2}{2\tau_{\text{cav}_0}} \right] E_1 - X_1 \frac{\Gamma \bar{g} l_i}{\tau_{\text{tot}}} \frac{n_0 \epsilon_0 c}{S_{\text{sat}}} \left(|E_0|^2 E_1 + E_0^2 E_{-1}^* \right), \tag{74}$$

où nous avons introduit le coefficient de couplage normalisé $X_n = X'_n + iX''_n$ défini par :

$$X_n = C \left\{ \frac{3}{2} \epsilon S_{\text{sat}} + \alpha_{\text{H}} / (n \Delta \omega \tau_c) + i \left[-\frac{3}{2} \alpha_{\text{T}} \epsilon_{\text{ch}} S_{\text{sat}} + 1 / (n \Delta \omega \tau_c) \right] \right\}, \quad n = \pm 1, \tag{75}$$

avec le facteur de confinement Γ correspondant à la portion de l'énergie du mode qui est effectivement présente dans la partie amplificatrice et le coefficient de recouvrement C définis comme suit :

$$\Gamma = \iint_{S_l} |U|^2 dx dy / \iint |U|^2 dx dy, \tag{76}$$

et

$$C = \iint_{S_l} |U|^4 dx dy / \iint_{S_l} |U|^2 dx dy \quad (77)$$

où S_l correspond à la portion de zone active où le mode est présent. Le facteur 3/2 devant les termes relatifs aux non-linéarités intra-bandes provient de l'intégration dans la direction longitudinale. En effet, le *hole-burning* spatial n'y est pas gommé car les constantes de temps intra-bandes sont suffisamment courtes pour négliger la diffusion spatiale des porteurs à leur échelle [62].

Le coefficient de couplage X_n est relié à $\chi^{(3)}$ par la relation suivante :

$$X_n = -i \frac{\omega S_{\text{sat}}}{n_0^2 \epsilon_0 c^2 \Gamma \bar{g} l_i} \iint_{S_l} \int_0^{l_i} \chi_{\text{TWM,FWM}}^{(3)}(\omega_n) U^*(x, y) \sin(k_n z) dx dy dz. \quad (78)$$

Compte tenu du fait que le mode "0" oscille dans la cavité, nous pouvons considérer que $\Gamma \bar{g} l_i / \tau_{\text{tot}} = 1 / (2 \tau_{\text{cav}_0})$. En outre, la partie réelle de $\bar{\chi}$ qui vaut $\bar{n} - n_0$ est identique pour les trois modes. Nous la sortons des enveloppes temporelles lentement variables des modes et l'incluons dans les facteurs exponentiels rapides. De toute manière, en cas de non-égalité parfaite entre les différents termes statiques d'indice, le désaccord résiduel peut être inclus dans ϑ . Dès lors, puisque nous avons alors $dE_0/dt = 0$, les équations (72)–(74) se réduisent finalement au système de deux équations couplées suivant :

$$2\tau_{\text{cav}_0} dE_{-1}/dt = (1 - \gamma_{-1} - i\vartheta/2 - X_{-1}\bar{S}_0)E_{-1} - X_{-1}\bar{S}_0(E_0/E_0^*)E_1^*, \quad (79)$$

$$2\tau_{\text{cav}_0} dE_1^*/dt = (1 - \gamma_1 - i\vartheta/2 - X_1^*\bar{S}_0)E_1^* - X_1^*\bar{S}_0(E_0^*/E_0)E_{-1}. \quad (80)$$

La solution générale de {(79),(80)} est une combinaison linéaire de deux exponentielles $e^{b_{-1}t}$ et e^{b_1t} où b_{-1} et b_1 sont les valeurs propres de la matrice du système \mathbf{M} définie par :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} E_{-1} \\ E_1^* \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_{-1} \\ E_1^* \end{pmatrix}. \quad (81)$$

Les valeurs propres sont donc données par :

$$b_{\pm 1} = \frac{1}{4\tau_{\text{cav}_0}} \left\{ 2 - (\gamma_{-1} + \gamma_1) - (X_{-1} + X_1^*)\bar{S}_0 \pm \sqrt{[\gamma_{-1} - \gamma_1 + i\vartheta + (X_{-1} - X_1^*)\bar{S}_0]^2 + 4X_{-1}X_1^*\bar{S}_0^2} \right\}, \quad (82)$$

et la solution est de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_{-1} \\ E_1^* \end{pmatrix} = c_{-1} \mathbf{V}_{-1} e^{b_{-1}t} + c_1 \mathbf{V}_1 e^{b_1 t}, \quad (83)$$

où \mathbf{V}_{-1} et \mathbf{V}_1 sont les vecteurs propres associés aux valeurs propres b_{-1} et b_1 :

$$\mathbf{V}_{\pm 1} = \begin{pmatrix} a_{11} - b_{\pm 1} \\ -a_{1-1} \end{pmatrix}, \quad (84)$$

avec

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a_{-1-1} & a_{-11} \\ a_{1-1} & a_{11} \end{pmatrix}. \quad (85)$$

IV. Analyse de stabilité en fonctionnement monomode

Les résultats précédents permettent de définir les conditions de stabilité de fonctionnement du laser sur le mode "0". Pour le modèle à trois modes considéré ici, la condition

$$\text{Re}(b_{-1}) < 0 \text{ et } \text{Re}(b_1) < 0 \quad (86)$$

est une condition suffisante au maintien du mode "0". Elle signifie que toute source éventuelle d'instabilité est évitée. Pour savoir si elle est également nécessaire dans tous les cas de figure, il faut alors considérer un cas plus général où les modes voisins ne sont pas obligatoirement petits devant le mode principal ; ce qui requiert une résolution numérique des équations différentielles couplées.

Les limites du domaine de fonctionnement monomode stable s'obtiennent donc en résolvant les inégalités (86) pour différentes valeurs de la puissance optique intra-cavité, en fonction du désaccord du mode "0" par rapport au recouplage optimal dans la puce.

Afin d'aller plus loin dans la discussion, nous étudions dans ce qui suit deux cas particuliers correspondant au couplage faible et au couplage fort.

A. Cas du couplage faible

Dans le cas où les termes dépendants de \bar{S}_0 sous la racine dans (82) sont faibles comparés à $\gamma_{-1} - \gamma_1 + i\vartheta$, l'approximation à l'ordre un de (86) est :

$$\begin{cases} 1 - \gamma_{-1} - X'_{-1} \bar{S}_0 < 0 \\ 1 - \gamma_1 - X'_1 \bar{S}_0 < 0 \end{cases}. \quad (87)$$

Ainsi, dans le cas du couplage faible, la condition de stabilité est la même que celle imposée par un modèle à deux modes où seul le TWM intervient comme celui présenté dans [34]. Comme le montre la condition (87), l'inégalité relative à chacun des modes voisins ne dépend pas des pertes ou du gain de l'autre mode voisin. Dans ces conditions, la condition de stabilité est explicitement interprétable en termes de comparaison gain-pertes (*cf.* figure 13), avec un terme de pertes : $\gamma_{-1,1}/\tau_{\text{cav}_0}$, et un terme de gain incluant le gain non-linéaire dû au TWM :

$$g_{\pm 1}^{\text{TWM}} = \Gamma \bar{g} (1 - X'_{\pm 1} \bar{S}_0). \quad (88)$$

Le principal résultat à retenir est que, compte tenu du fait que $X'_{\pm 1} = C \left[\frac{3}{2} \mathcal{E} S_{\text{sat}} \pm \alpha_H / (\Delta \omega \tau_e) \right]$ (*cf.* (75)), le gain des modes de longueur d'onde plus courte que celle du mode oscillant est réduit alors que celui des modes de plus grande longueur d'onde est augmenté [26]–[29],[34],[41],[42].

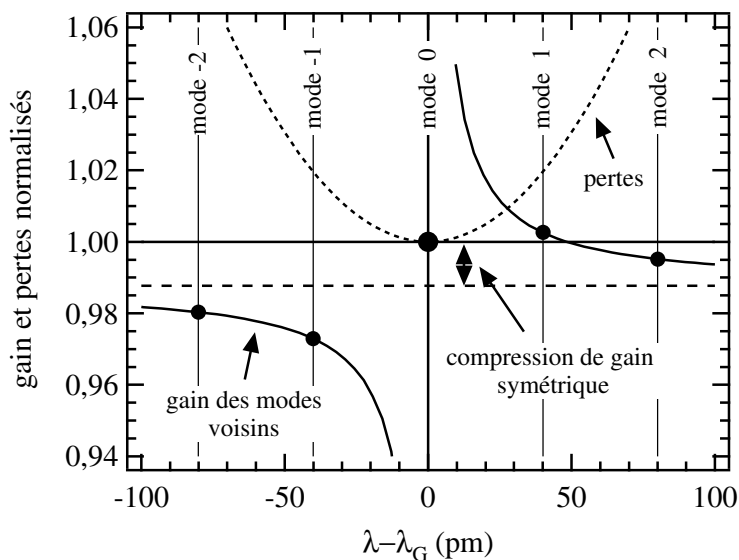


figure 13 : diagramme gain-pertes où sont pris en compte les modifications du gain des modes voisins par TWM dans le cas où le mode oscillant est situé au minimum de pertes. Le gain et les pertes du mode oscillant sont verrouillés et les courbes sont normalisées par rapport à cette valeur du gain seuil.

En conséquence, un saut de modes vers un mode de plus courte longueur d'onde ne peut avoir lieu que si les pertes du nouveau mode sont suffisamment faibles pour compenser la réduction du gain (*cf.* figure 14). Comme l'effet de stabilisation du mode oscillant augmente avec la puissance, le désaccord en longueurs d'onde qui correspond à un saut de modes vers les courtes longueurs d'onde devient de plus en plus important lorsque \bar{S}_0 augmente.

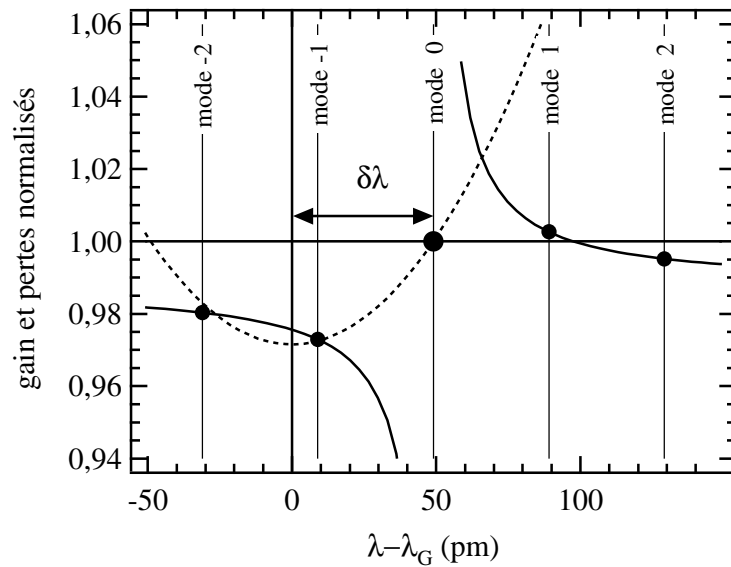


figure 14 : diagramme gain-pertes où sont pris en compte les modifications du gain des modes voisins par TWM dans le cas où la condition de saut de modes vers un mode de plus courte longueur d'onde est remplie. Le gain et les pertes du mode oscillant sont verrouillés et les courbes sont normalisées par rapport au gain seuil.

À l'opposé, les pertes des modes de plus grandes longueurs d'onde doivent être de plus en plus importantes de manière à compenser l'augmentation de gain si un fonctionnement monomode doit être maintenu (*cf.* figure 15).

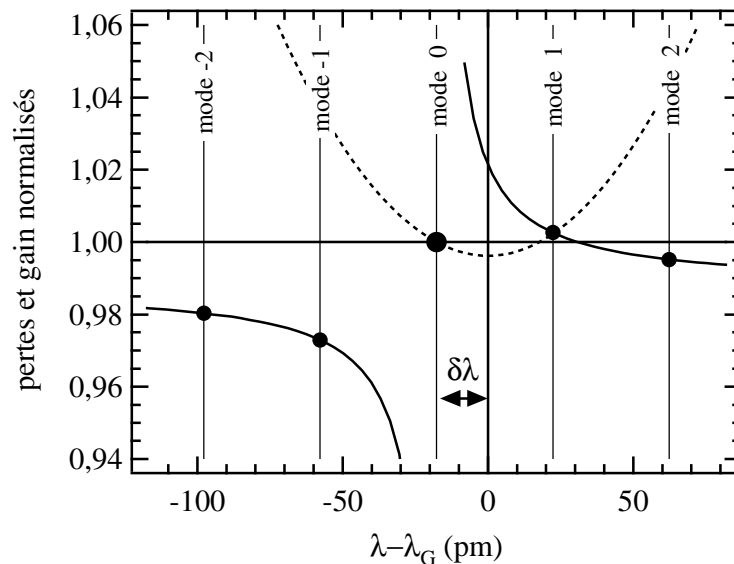


figure 15 : diagramme gain-pertes où sont pris en compte les modifications du gain des modes voisins par TWM dans le cas où la condition de saut de modes vers un mode de plus grande longueur d'onde est remplie. Le gain et les pertes du mode oscillant sont verrouillés, les courbes sont normalisées par rapport au gain seuil.

Pour une interprétation plus aisée, les conditions de fonctionnement sans saut de modes peuvent être écrites avec une dépendance explicite en fonction du désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda$. Pour cela, nous réécrivons les conditions (87) de la manière suivante :

$$A(\beta - \kappa)\bar{S}_0 - \Delta\lambda/2 < \delta\lambda < A(\beta + \kappa)\bar{S}_0 + \Delta\lambda/2, \quad (89)$$

avec

$$A = \frac{\tau_{\text{tot}}}{2\tau_{\text{cav}_0}} \frac{\Delta\lambda_G^2}{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\lambda_G^2}{\Delta\lambda} [\alpha_i l_i - \ln(r_{\text{out}} r_G)] + \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (90)$$

où β est le coefficient de couplage donné par :

$$\beta = C\alpha_H / (\Delta\omega\tau_e), \quad (91)$$

et κ est le coefficient de compression de gain normalisé :

$$\kappa = 3C\varepsilon S_{\text{sat}}/2. \quad (92)$$

Pour simplifier l'étude analytique, nous avons également posé $r_{\text{ar}} = 0$, mais nous prendrons en compte l'effet de l'anti-reflet parasite pour les calculs plus élaborés.

Dans le cas où $\delta\lambda^2 \ll \Delta\lambda_G^2 [\alpha_i l_i - \ln(r_{\text{out}} r_G)]$, les limites du domaine sans saut de modes, qui sont données par (89), correspondent à des droites de pentes $A(\beta \pm \kappa)$. Ce faisant, lorsque la puissance optique augmente, le domaine de stabilité se décale vers les plus grandes longueurs d'onde avec une pente proportionnelle à β et s'élargit proportionnellement à $\kappa\bar{S}_0$. À très faible puissance, quand les termes de couplage sont négligeables, les limites du domaine coïncident, comme attendu, avec $\delta\lambda = \pm \Delta\lambda/2$ lorsque les pertes du mode oscillant sont égales à celles d'un des modes voisins. Pour les plus grandes valeurs de \bar{S}_0 , les limites sont racines des polynômes du second ordre correspondant aux deux inégalités (89).

La réduction symétrique du gain est induite par la saturation intra-bande, exprimée par le coefficient de couplage κ . En revanche, β , qui correspond aux phénomènes inter-bande, conduit à un couplage asymétrique. Typiquement, $\beta \approx 0,1$ si $\alpha_H \approx 4$, $\Delta\omega \approx 30 \times 10^{-9}$ rad/s, $\tau_e \approx 1-1,5$ ns et $C \approx 0,8$. La valeur de κ dépend des paramètres du milieu semi-conducteur, il est difficile de la calculer en utilisant sa définition. Typiquement, $\kappa \approx 0,03$ en supposant que $S_{\text{sat}} = 2 \times 10^{14}$ cm⁻³ et $\varepsilon \approx 12 \times 10^{-17}$ cm³.

B. Cas du couplage fort

Pour les champs laser intenses, les termes qui dépendent de \bar{S}_0 sont importants devant $\gamma_{-1} - \gamma_1 + i\vartheta$ sous la racine carrée dans (82). Dans ces conditions, l'approximation au premier ordre des valeurs propres données par (82) est :

$$b_1 = \frac{1}{\tau_{\text{cav}_0}} [2 - (\gamma_{-1} + \gamma_1) - (\gamma_{-1} - \gamma_1 + i\vartheta)\eta], \quad (93)$$

et

$$b_{-1} = \frac{1}{\tau_{\text{cav}_0}} [2 - (\gamma_{-1} + \gamma_1) - 2(X_{-1} + X_1^*)\bar{S}_0 + (\gamma_{-1} - \gamma_1 + i\vartheta)\eta], \quad (94)$$

avec

$$\eta = \frac{X_1^* - X_{-1}}{X_1^* + X_{-1}} = \frac{\beta + i\alpha_r \kappa_{\text{ch}}}{\kappa - i\beta/\alpha_H}, \quad (95)$$

où

$$\kappa_{\text{ch}} = 3C\varepsilon_{\text{ch}}S_{\text{sat}}/2 \quad (96)$$

De cette manière, la condition de saut de modes (86) peut s'écrire :

$$2 - (\gamma_{-1} + \gamma_1) - (\gamma_{-1} - \gamma_1)\eta' + \vartheta\eta'' < 0, \quad (97)$$

$$2 - (\gamma_{-1} + \gamma_1) - 2\kappa\bar{S}_0 + (\gamma_{-1} - \gamma_1)\eta' + \vartheta\eta'' < 0, \quad (98)$$

avec $\eta = \eta' + i\eta''$ dont les valeurs typiques sont : $\eta' \approx 1-1,5$ et $\eta'' \approx 2-2,5$.

Tout comme dans l'analyse de Bogatov *et col.* [30], l'une des conditions de stabilité est indépendante de l'intensité du champ fort mais dépend des pertes différentielles individuelles des deux modes voisins et du désaccord ϑ . Cette condition, (97), correspond aux sauts de modes vers un mode de plus grande longueur d'onde comme la première équation de (87) dans le cas du couplage faible. Puisque la dépendance en puissance de l'équation en couplage faible qui induisait une augmentation du gain des modes voisins disparaît ici, le FWM en champ fort compense exactement l'augmentation de gain par TWDM de manière que la limite asymptotique de la frontière correspondante du domaine accessible à $\delta\lambda$ sans saut de modes est constante.

L'autre condition, (98), correspond à un saut de modes vers un mode de longueur d'onde plus courte similairement à la seconde équation de (87) pour le couplage faible. Elle dépend de la puissance optique qui induit une auto-stabilisation du mode oscillant. Cependant, comme $\kappa < \beta$, la stabilisation est moins efficace que dans le cas du couplage faible et elle est uniquement due aux processus intra-bande.

Comme dans le cas du couplage faible, en utilisant ici (43), les conditions de fonctionnement sans saut de modes peuvent être écrites avec une dépendance explicite en $\delta\lambda$:

$$\frac{1}{\eta'} \left[-\frac{\Delta\lambda}{2} - \eta'' \pi \left(\frac{\Delta\lambda_G}{\Delta\lambda} \right)^2 \delta_{\Delta\lambda} \right] < \delta\lambda < \frac{1}{\eta'} \left[\frac{\Delta\lambda}{2} + A \kappa \bar{S}_0 - \eta'' \pi \left(\frac{\Delta\lambda_G}{\Delta\lambda} \right)^2 \delta_{\Delta\lambda} \right]. \quad (99)$$

La limite inférieure est indépendante de la puissance optique, en revanche, la limite supérieure dépend de la puissance de manière que le domaine de stabilité s'élargit avec une pente proportionnelle à κ . Comme nous pouvons le voir dans la relation (99), l'effet du désaccord $\delta_{\Delta\lambda}$ est de décaler les deux frontières dans le même sens. Ce faisant dans le cas des désaccords $\delta_{\Delta\lambda}$ inférieurs à :

$$\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = \frac{-1}{2\pi\eta'} \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_G} \right)^2 \Delta\lambda, \quad (100)$$

la valeur asymptotique en champ fort de la limite inférieure peut être supérieure à celle pour un champ nul et ainsi conduire à une augmentation du gain pour le mode voisin au lieu d'une auto-stabilisation. Dans notre cas, la valeur de $\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}}$ est d'environ $0,005\Delta\lambda$.

Pour illustrer l'analyse précédente, nous présentons sur la figure 16 le domaine de fonctionnement monomode stable dans le cas où trois modes sont considérés, pour $\delta_{\Delta\lambda} = 0$, $\Delta\lambda_G/\Delta\lambda = 2,8$, $\alpha_H = 4$, $\alpha_T = 1$, $\epsilon_{\text{shb}} = 2,5 \times 10^{-23} \text{ m}^{-3}$, $\epsilon_{\text{shb}} = 10 \times 10^{-23} \text{ m}^{-3}$. Nous y avons également tracé les courbes correspondant au couplage faible et au couplage fort. Nous pouvons remarquer que le couplage faible qui correspond au modèle du couplage à deux modes constitue une très bonne approximation de la limite supérieure du domaine de stabilité, ceci est logique dans la mesure où le désaccord $\delta\lambda$ y est toujours suffisamment important pour que la différence des pertes normalisées, $\gamma_{-1} - \gamma_1$, reste grande devant le terme de couplage en \bar{S}_0 . En revanche, comme la limite inférieure correspond à des valeurs de $\delta\lambda$ relativement faibles, le terme de couplage par mélange d'ondes devient vite prépondérant et la frontière du domaine de stabilité atteint très vite la valeur asymptotique du couplage fort.

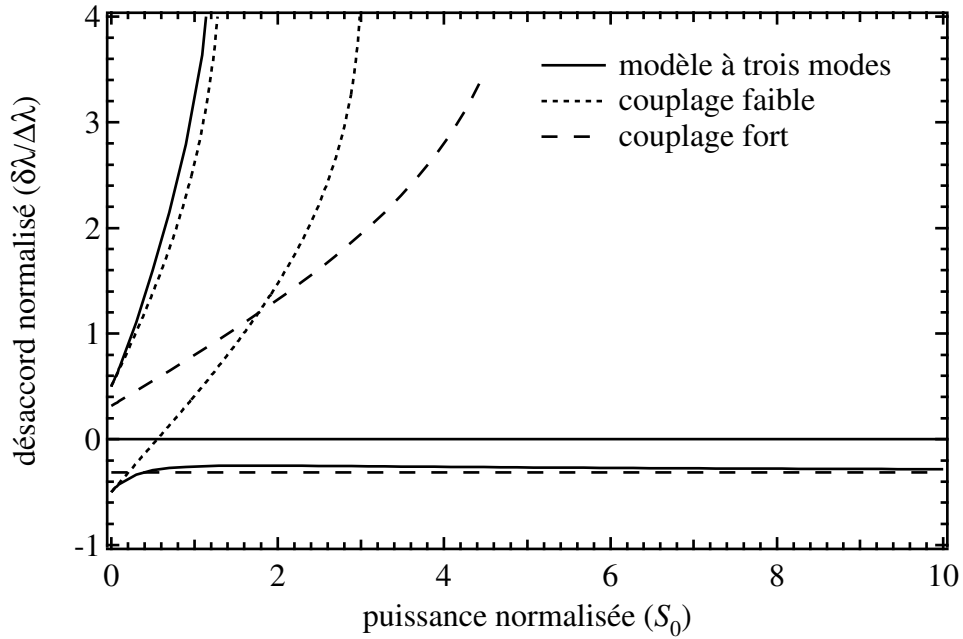


figure 16 : domaine de fonctionnement monomode stable obtenu par le modèle analytique à trois modes

La dépendance en fonction de l'asymétrie des intervalles entre modes $\delta_{\Delta\lambda}$ est représentée sur la figure 17 où nous avons tracé les limites du domaine monomode stable définies par la relation (86) pour différentes valeurs de $\delta_{\Delta\lambda}$. Comme prévu, les limites du domaine se décalent vers les valeurs positives (respectivement négatives) de $\delta\lambda$ pour les valeurs négatives (respectivement positives) de $\delta_{\Delta\lambda}$. En outre la limite asymptotique est bien $\delta\lambda = 0$ pour $\delta_{\Delta\lambda} = \delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}}$.

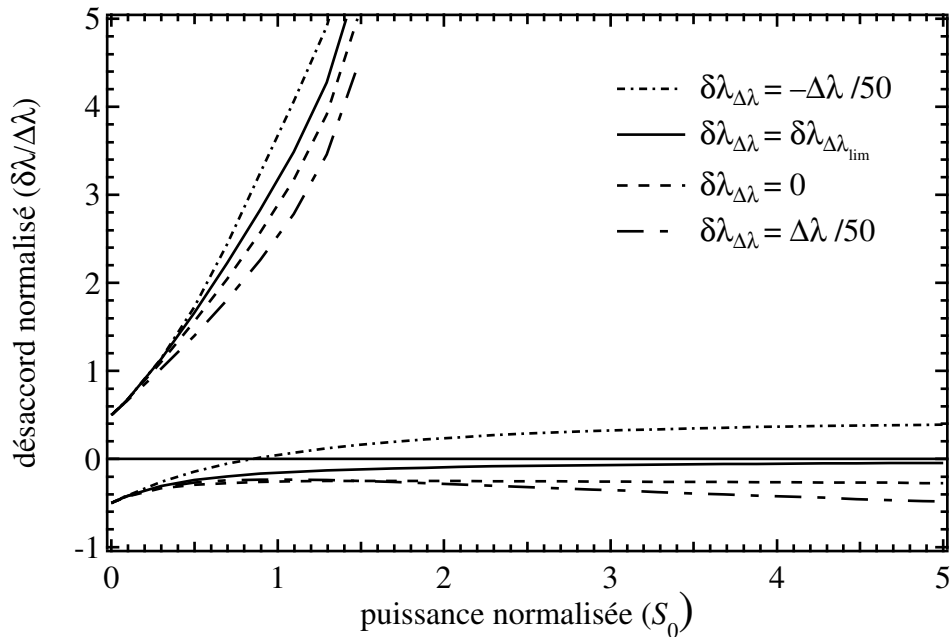


figure 17 : domaine de fonctionnement monomode stable obtenu par le modèle analytique à trois modes pour différentes valeurs de la dispersion de l'intervalle entre modes.

C. Prise en compte de plusieurs paires de modes voisins

Comme nous l'avons déjà vu dans le Chapitre 1 (*cf.* §Chapitre 1II.C, page 19) et le verrons dans le Chapitre 4 (*cf.* §Chapitre 4I, page 103), l'élargissement du domaine de fonctionnement monomode stable mesuré n'est pas aussi important que celui présenté sur la figure 16 et la figure 17. En effet, tout en restant dans le cadre de l'analyse à trois modes, il faut également tenir compte du mélange d'ondes entre le mode "0" et les différents couples de modes voisins " $-n$ " et " n ", la condition de fonctionnement monomode stable devient alors :

$$\text{Re}(b_{\pm n}) < 0, \quad (101)$$

qui doit être vérifiée pour chaque entier positif n , avec :

$$b_{\pm n} = \frac{1}{4\tau_{\text{cav}_0}} \left\{ 2 - (\gamma_{-n} + \gamma_n) - (X_{-n} + X_n^*)\bar{S}_0 \right. \\ \left. \pm \sqrt{[\gamma_{-n} - \gamma_n + i\nu + (X_{-n} - X_n^*)\bar{S}_0]^2 + 4X_{-n}X_n^*\bar{S}_0^2} \right\}. \quad (102)$$

Nous utiliserons cette condition, typiquement pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , afin de comparer avec l'expérience (*cf.* §Chapitre 4II.B, page 122).

V. Modèle numérique à N modes

A. Introduction

Pour décrire plus finement la compétition entre modes, nous avons également développé une résolution numérique des équations de couplage pour un nombre arbitraire de modes (*cf.* figure 18). Pour cela nous effectuons une résolution simultanée des équations dynamiques de la densité de porteurs statique et des amplitudes des champs électriques qui correspondent aux différents modes. Les termes de mélange d'ondes sont traités de la même manière que pour le traitement analytique à trois modes *via* la susceptibilité non-linéaire.

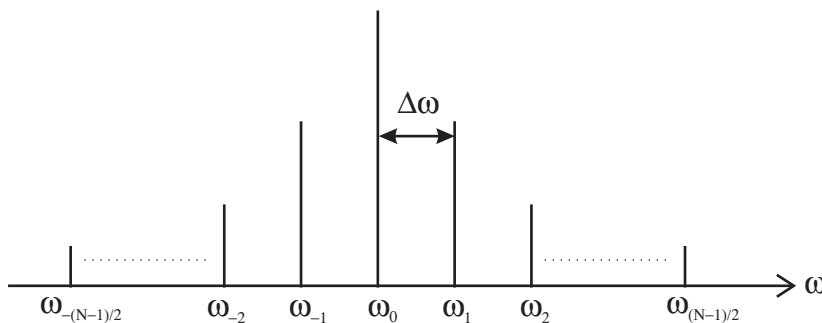


figure 18 : spectre à N modes

B. Équations à N modes

L'équation de la densité de porteurs « statique » est l'équation usuellement utilisée dans le cas des lasers à semi-conducteur :

$$\frac{d\bar{N}}{dt} = \frac{J}{qd} - A\bar{N} - B\bar{N}^2 - C\bar{N}^3 - v_g \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \bar{g}_n |E_n|^2. \quad (103)$$

Les équations des champs tiennent compte des termes usuels de saturation et de compression de gain. Les termes de mélange d'ondes prennent en compte tous les termes de battements entre modes en utilisant un traitement similaire à celui qui est développé dans [51] dans le cas de l'étude du mélange à quatre ondes faiblement dégénéré où seul le CDP est pris en compte. Afin de pouvoir tenir compte de l'émission spontanée, les équations sont multipliées par le complexe conjugué de l'amplitude du champ.

$$\begin{aligned} \frac{dE_n}{dt} E_n^* = & -i\delta\omega_n |E_n|^2 + \frac{l_i}{\tau_{\text{tot}}} \left[\Gamma \bar{g}_n (1 - i\alpha_H - i\alpha_T \varepsilon_{\text{ch}} D_0) - g_n^{\text{th}} \right] |E_n|^2 \\ & - \Gamma \bar{g}_n \left[\sum_{p=-(N-1)/2}^{n-1} X_{n-p} D_{n-p} E_p + \sum_{p=n+1}^{(N-1)/2} X_{n-p} D_{n-p}^* E_p \right] E_n^* + \frac{l_i}{2l_{\text{tot}}} \beta_{\text{sp}} B\bar{N}^2, \end{aligned} \quad (104)$$

avec β_{sp} le facteur d'émission spontanée qui est recouplée dans le mode, N (impair) correspond au nombre de modes considérés, les D_n correspondent aux produits des champs qui donnent lieu à des battements aux pulsations $n\Delta\omega$:

$$D_n = \sum_{p=-(N-1)/2}^{(N-1)/2-n} E_{p+n} E_p^*. \quad (105)$$

Les couplages entre modes sont pris en compte *via* les coefficients de couplage X_n , leur expression est la suivante :

$$X_n = C \left(\frac{3}{2} \varepsilon_{\text{shb}} + \frac{3}{2} \varepsilon_{\text{ch}} \frac{1 - i\alpha_T}{1 - in\Delta\omega\tau_h} + \frac{1 - i\alpha_H}{1 - in\Delta\omega\tau_e} v_g g_d \tau_e \right) \frac{1}{1 - in\Delta\omega\tau_{\text{in}}}. \quad (106)$$

Comme l'écart en fréquence entre les modes extrêmes du spectre peut atteindre plusieurs dizaines de gigahertz, nous utilisons une expression des coefficients de couplage, plus complexe que dans le cas du modèle à trois modes, où l'approximation du suivi adiabatique des termes de battements n'est plus faite [26]. Cela nous permet de tenir compte de l'amortissement des non-linéarités intra-bande lorsque la fréquence de battement devient trop importante (notamment concernant l'échauffement dynamique des porteurs).

Nous tenons également compte du profil spectral du gain statique ainsi que de la compression de gain statique *via* le coefficient de gain \bar{g}_n selon :

$$\bar{g}_n = \frac{g_d}{1 + \varepsilon D_0} \left\{ \bar{N} - N_0 \left[1 + (n\Delta\omega / \Delta\omega_g)^2 \right] \right\}, \quad (107)$$

où $\Delta\omega_g$ correspond à la largeur spectrale du gain statique.

C. Cinétiques à N modes

Contrairement à la modélisation analytique à trois modes, aucun des modes n'est supposé être dominant sur les autres. Pour modéliser l'allumage du laser il suffit d'appliquer une valeur non-nulle au courant injecté dans la jonction. En guise d'illustration la figure 19 présente l'établissement de la dynamique au démarrage du laser que l'on peut obtenir grâce au programme de modélisation.

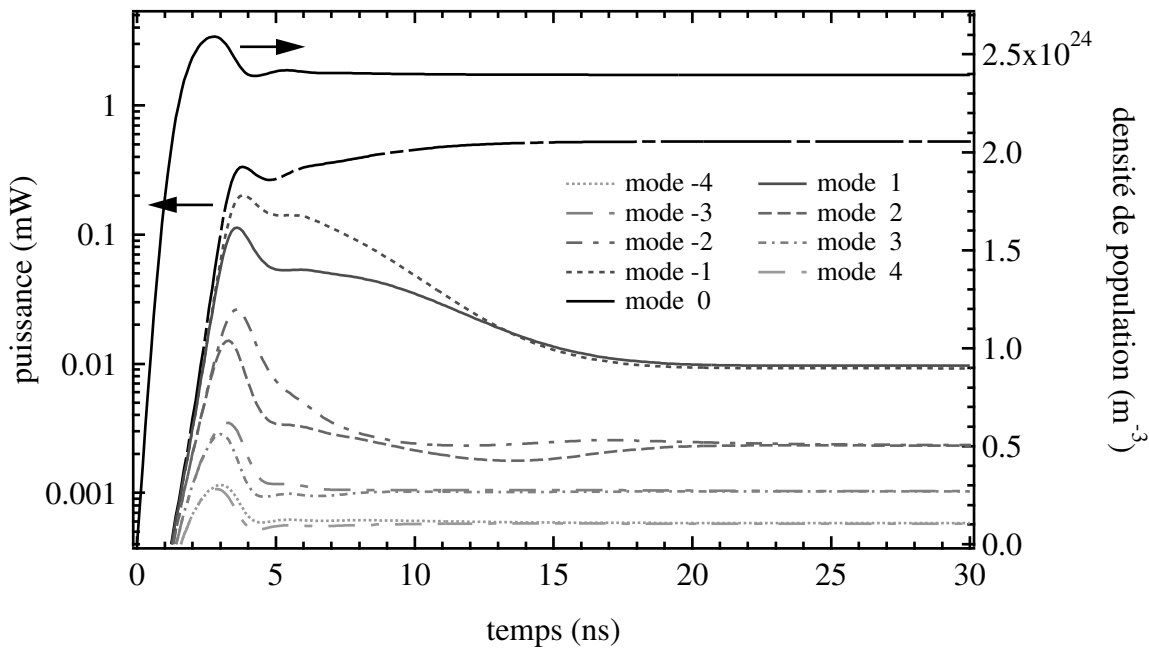


figure 19 : cinétique des modes (9 modes au total) et de la densité de population lorsque le courant injecté passe brusquement de 0 à 30 mA à $t = 0$.

Le désaccord $\delta\lambda$ entre le mode central du spectre et le minimum de perte de recouplage est également ajustable, ce qui permet de se placer les conditions où des sauts de modes se produisent et d'accéder à la dynamique. Pour déterminer la zone de stabilité monomode, nous faisons varier le courant et pour chaque valeur du courant nous déterminons par dichotomie les valeurs du désaccord $\delta\lambda$ correspondant aux sauts de modes.

En guise d'illustration, nous traçons sur la figure 20, l'évolution temporelle des modes

lors d'un saut de modes vers une plus grande longueur d'onde (ou une plus petite fréquence) avec une échelle logarithmique pour la puissance des différents modes. À $t=0$, le désaccord $\delta\lambda$ passe brusquement de $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1} + 1 \text{ pm}$ à $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1}$, avec dans cette situation $\delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1} = -17 \text{ pm}$. Dans un premier temps, les puissances des deux modes latéraux “-1” et “1” augmentent simultanément car ils sont couplés efficacement par le FWM. Ensuite, lorsque la puissance du mode “-1” (de plus petite fréquence *cf.* figure 18) devient équivalente à celle du mode “0”, le saut de modes proprement dit a lieu et la puissance du mode “0” chute brusquement. En conséquence la contribution du mode “0” au mélange à quatre ondes diminue similairement et le mode “1” qui n'est plus « nourri » par ce processus voit également sa puissance chuter brusquement.

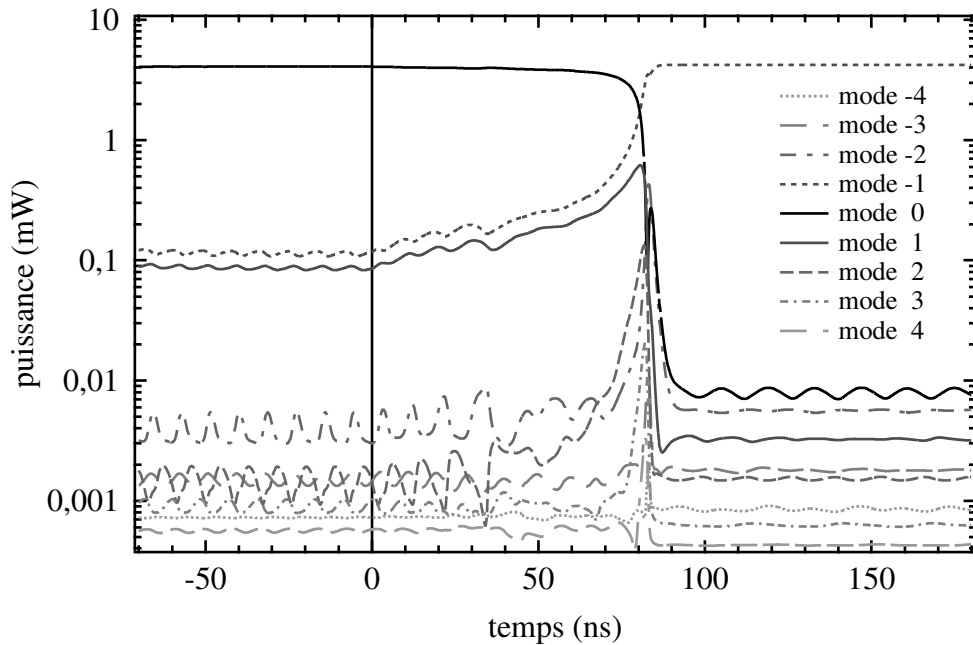


figure 20 : cinétique d'un saut de modes vers une plus petite fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de -17 pm, où nous avons posé $\delta\lambda_i = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Afin d'analyser en détail l'évolution de la puissance instantanée des modes, nous présentons sur la figure 21 un zoom de la figure 20 centré sur l'instant où le saut de modes a lieu.

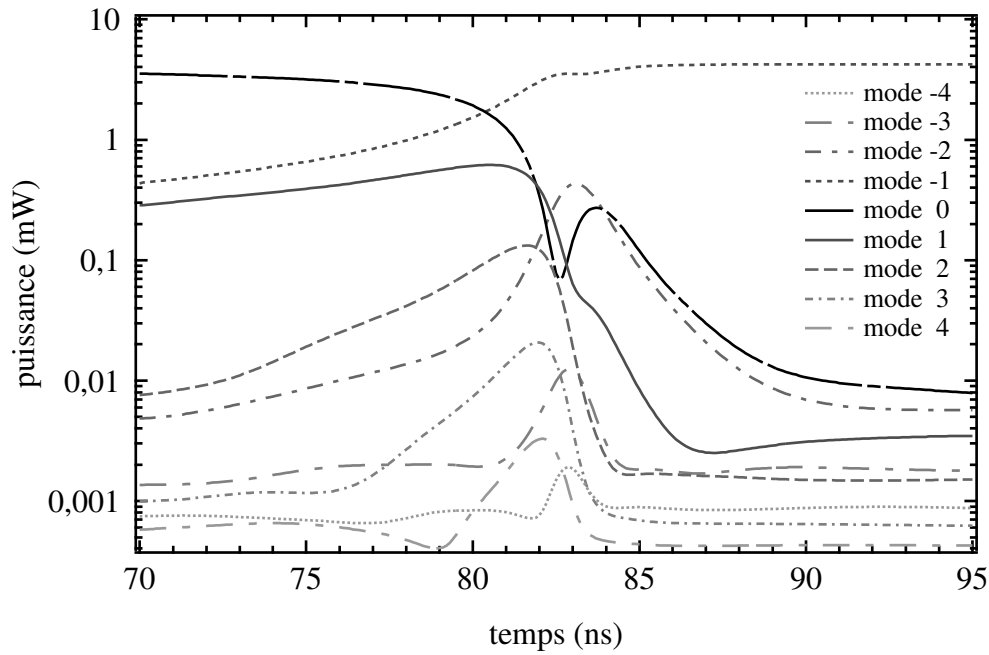


figure 21 : détail de la cinétique d'un saut de modes vers une plus petite fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de -17 pm, où $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Nous présentons sur la figure 22 l'évolution du spectre de modes, toujours en échelle logarithmique, pris en différents instants sur la figure 20. Nous avons également fait figurer sur un des spectres la courbe des pertes en fonction du désaccord $\delta\lambda$.

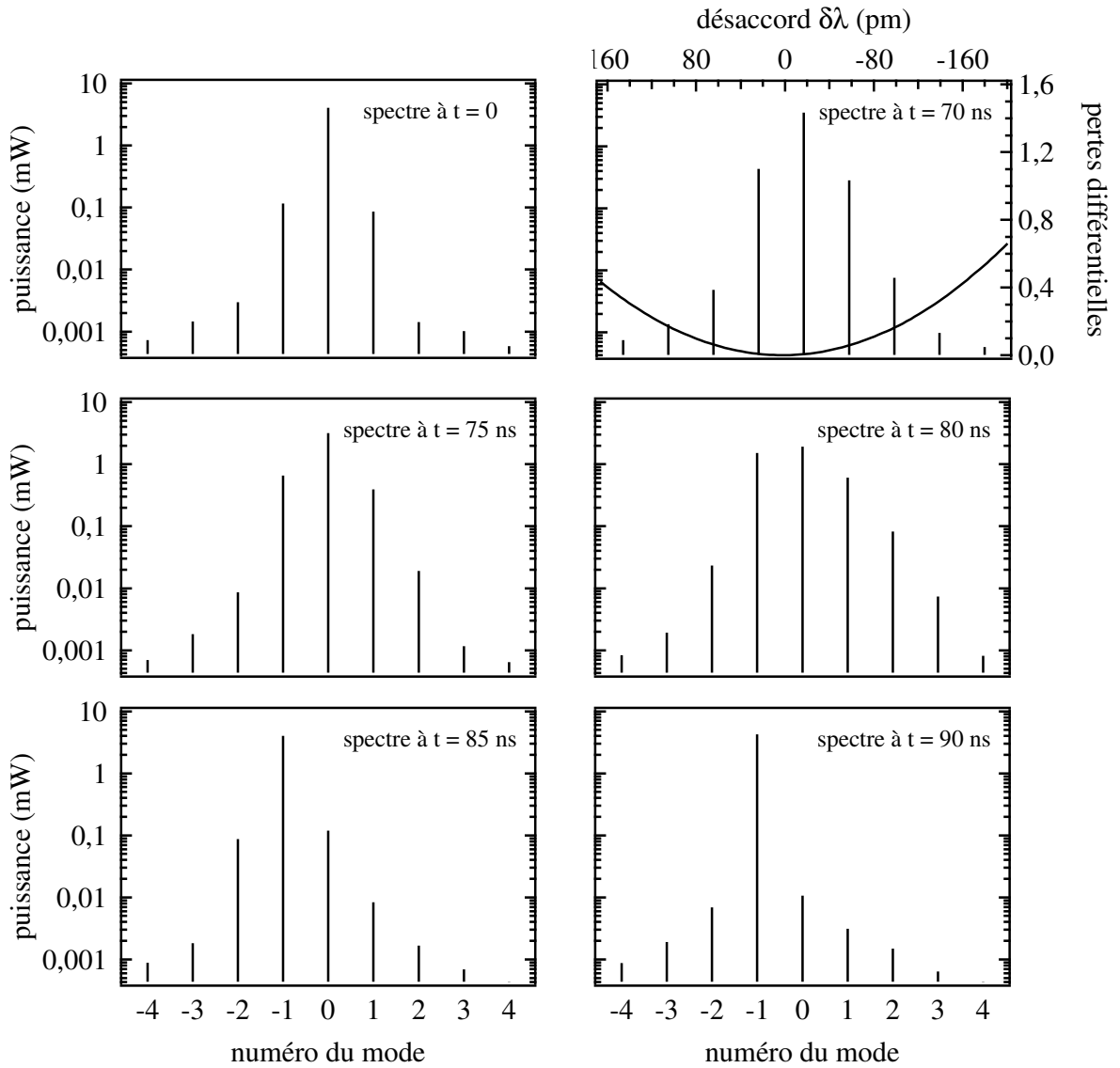


figure 22 : évolution du spectre lors d'un saut de modes vers une plus petite fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de -17 pm, où $\delta\lambda_{\text{Al}} = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Il est également intéressant d'étudier le cas d'un désaccord de signe opposé qui donne alors lieu à un saut de modes vers une plus courte longueur d'onde (ou une plus grande fréquence). Dans le cas présenté sur la figure 23, le courant injecté est toujours de 80 mA, mais, à $t = 0$, le désaccord $\delta\lambda$ passe cette fois-ci de $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1} - 1$ pm à $\delta\lambda = \delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1}$.

Compte tenu du couplage qui stabilise le mode oscillant vis-à-vis des modes de plus grande fréquence, le désaccord nécessaire au saut de modes est bien plus important dans cette situation où nous avons $\delta\lambda_{\text{saut } 0 \rightarrow 1} = 101$ pm.

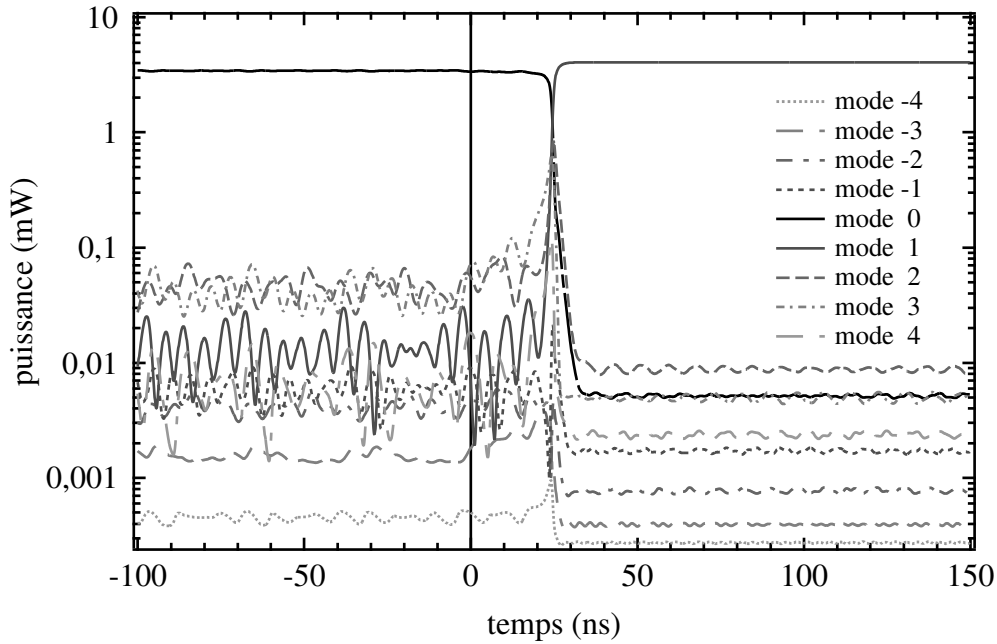


figure 23 : cinétique d'un saut de modes vers une plus grande fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de 101 pm, où nous avons posé $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Pour un tel désaccord, les modes "2" et "3" sont plus proches du minimum de pertes que le mode "1" (cf. figure 25), de plus, comme ils sont situés plus loin du mode "0" leur gain est moins diminué par le couplage entre modes. Ce sont donc eux qui sont les plus intenses des modes voisins au début de la cinétique comme nous pouvons le voir sur la figure 24.

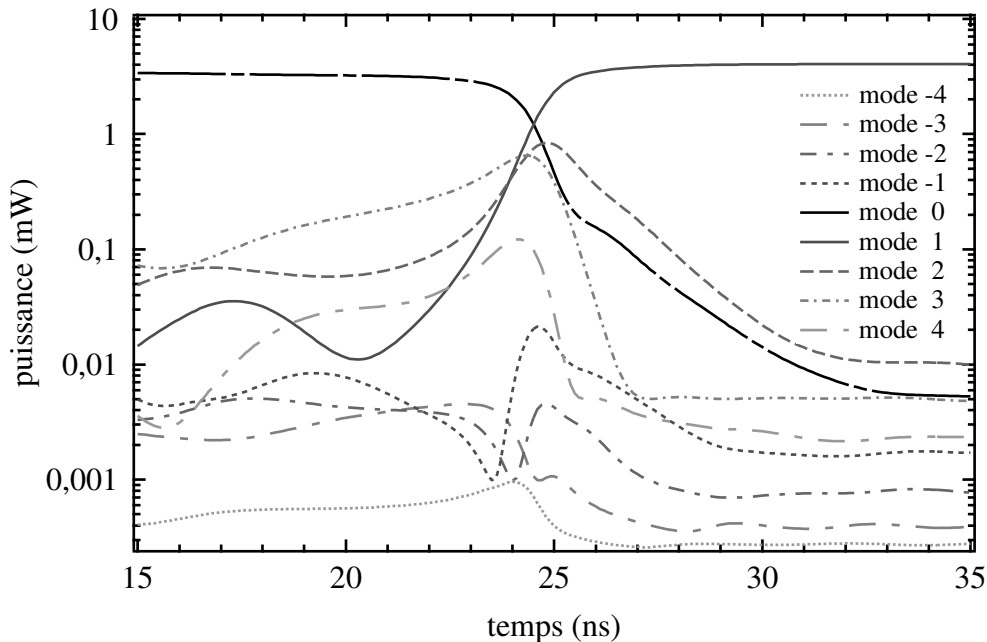


figure 24 : détail de la cinétique d'un saut de modes vers une plus grande fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de 101 pm, où nous avons posé $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Ensuite, comme ces modes augmentent au détriment du mode "0", le mode "1" se trouve renforcé par les phénomènes de mélanges d'ondes et c'est finalement lui qui s'impose

à la fin de la cinétique et reste stable. Cela permet de bien comprendre pourquoi expérimentalement nous observons essentiellement des sauts d'un intervalle entre modes alors que la condition d'instabilité pour le modèle analytique à trois modes a lieu vis-à-vis d'un mode plus éloigné (cf. §Chapitre 4I.E.2, page 117, et, §Chapitre 4II.B, page 122).

Comme pour l'étude du saut de modes vers une plus petite fréquence, nous représentons, sur la figure 25, l'évolution du spectre de modes pris en différents instants de la figure 23 et de la figure 24. Nous y faisons également figurer la courbe de pertes en fonction du désaccord $\delta\lambda$

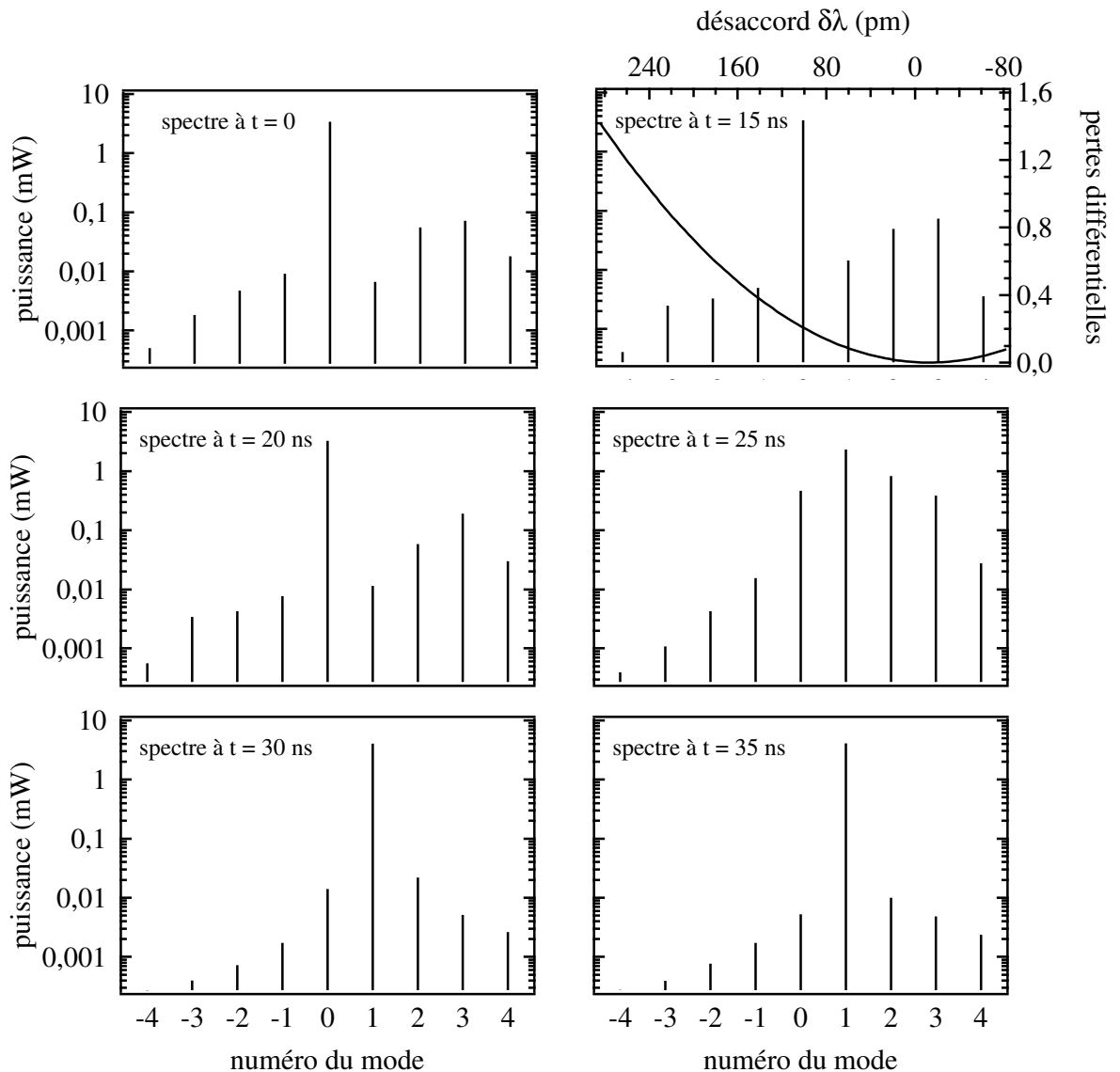


figure 25 : évolution du spectre lors d'un saut de modes vers une plus grande fréquence pour un courant injecté de 80 mA, un désaccord $\delta\lambda_{\text{saut}}$ de 101 pm, où $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ et où neuf modes sont considérés.

Pour éviter les redites, nous ne présentons pas ici de résultats de simulation portant sur le calcul d'un domaine monomode stable complet, ceux-ci seront présentés dans le Chapitre 4 (cf. §Chapitre 4II.A, page 119) où ils seront directement comparés à l'expérience.

En analysant la figure 20 et la figure 23, nous pouvons remarquer que les modes latéraux présentent un comportement oscillant. En effet, comme l'a montré le traitement par le modèle à trois modes, les modes latéraux ne sont pas les modes propres solutions du système d'équations couplées. C'est pourquoi, à cause des phénomènes de mélange d'ondes, ils n'atteignent pas un régime stationnaire constant. Afin de mieux comprendre ce type de comportement, nous présentons dans le paragraphe suivant une autre analyse du modèle à trois modes où les champs ne sont plus traités en considérant leur amplitude complexe, mais par le biais de grandeurs réelles (module et phase relative).

D. Analyse des solutions oscillantes par le modèle à trois modes

Les équations (79) et (80) font intervenir les amplitudes complexes des champs “-1” et “1” et se prêtent bien une résolution immédiate des équations couplées. Cependant, pour aller plus loin dans la compréhension physique du couplage entre modes, il peut être utile de réécrire ces équations en termes d'intensités (ou de nombre de photons comme cela est fréquemment fait dans la littérature) et de phases. Pour cela nous écrivons les amplitudes complexes sous la forme suivante :

$$E_n = \sqrt{S_n} e^{i\varphi_n} \text{ avec } n = -1, 0, 1. \quad (108)$$

Nous obtenons alors trois équations, une pour l'intensité de chacun des modes latéraux et une pour le déphasage relatif entre les modes :

$$\tau_{\text{cav}_0} d\bar{S}_{-1}/dt = \left\{ 1 - \gamma_{-1} - \text{Re} \left[X_{-1} \left(1 + \sqrt{S_1/S_{-1}} e^{i\Delta\varphi} \right) \right] \bar{S}_0 \right\} \bar{S}_{-1} + \tau_{\text{cav}_0} N_{\text{sp}}, \quad (109)$$

$$\tau_{\text{cav}_0} d\bar{S}_1/dt = \left\{ 1 - \gamma_1 - \text{Re} \left[X_1 \left(1 + \sqrt{S_{-1}/S_1} e^{i\Delta\varphi} \right) \right] \bar{S}_0 \right\} \bar{S}_1 + \tau_{\text{cav}_0} N_{\text{sp}}, \quad (110)$$

$$\tau_{\text{cav}_0} d\Delta\varphi/dt = \vartheta + \text{Im} \left[X_{-1} + X_1 + \left(X_{-1} \sqrt{S_1/S_{-1}} + X_1 \sqrt{S_{-1}/S_1} \right) e^{i\Delta\varphi} \right] \bar{S}_0, \quad (111)$$

où nous avons inclus phénoménologiquement l'émission spontanée *via* le terme usuel N_{sp} et où le déphasage $\Delta\varphi$ est défini de la manière suivante :

$$\Delta\varphi = 2\varphi_0 - (\varphi_{-1} + \varphi_1). \quad (112)$$

Ces équations sont très voisines de celles présentées dans [31] à la différence près qu'elles incluent ici, en plus du SHB, les autres phénomènes non-linéaires que sont le CDP et le CH, ainsi la possibilité d'avoir des pertes différentes pour les modes. La résolution des équations (109), (110) et (111) ne présente pas d'intérêt ici puisque la résolution avec les amplitudes complexes est mathématiquement beaucoup plus simple. En revanche, elles permettent bien de comprendre que si leurs membres de droite ne peuvent pas s'annuler simultanément, il n'y aura pas de solution stationnaire possible. En particulier, si la condition de phase stationnaire $d\Delta\varphi/dt=0$ n'est pas remplie, alors que les pertes, $\gamma_{-1,l}/\tau_{\text{cav}_0}$, sont constantes pour les deux modes, le gain non-linéaire varie au cours du temps avec le terme de gain :

$$g_{-1,l} = \Gamma \bar{g} \left\{ 1 - \left[X'_{-1,l} \left(1 + \sqrt{S_{1,-1}/S_{1,-1}} \cos \Delta\varphi \right) - X'_{-1,l} \sqrt{S_{1,-1}/S_{1,-1}} \sin \Delta\varphi \right] \bar{S}_0 \right\} \quad (113)$$

Si nous comparons (113) à l'expression du gain (88) qui correspond au TWM seul (cas du couplage faible), nous pouvons voir que l'effet du FWM est d'ajouter les termes en $\cos \Delta\varphi$ et en $\sin \Delta\varphi$ au gain non linéaire. Ainsi, en fonction de la valeur de $\Delta\varphi$ les termes dus aux FWM changent de valeur, ce qui a pour effet de moduler le différentiel « pertes moins gain » des modes latéraux et en conséquence de moduler leur intensité. Ainsi, ce raisonnement, bien que très qualitatif, permet néanmoins de comprendre le pourquoi des solutions oscillantes obtenues numériquement.

Chapitre 3 : Le filtre photoréfractif

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous commençons par une présentation rapide de l'effet photoréfractif, puis nous exposons toute la partie du travail relative à la caractérisation et à l'optimisation du matériau photoréfractif en vue d'être utilisé pour le filtrage dynamique auto-adapté intra-cavité. Ensuite, nous nous intéressons plus en détail au filtre lui-même en calculant sa fonction de transfert dans le cas d'un régime de fonctionnement monomode.

II. L'effet photoréfractif

L'objet de ce paragraphe est de fournir succinctement les éléments nécessaires à la compréhension de l'effet photoréfractif et *a fortiori* du filtrage dynamique intra-cavité *via* un matériau photoréfractif. Pour une description plus détaillée de l'effet photoréfractif, le lecteur peut se référer à [25] (ou [24]).

L'effet photoréfractif apparaît dans les matériaux qui sont simultanément photo-conducteurs et électro-optiques. Si le matériau est soumis à un éclairage, des charges libres (électrons et/ou trous) sont photoexcitées. Pour une illumination non uniforme, les charges libres migrent et se recombinent vers des sites situés dans les zones les moins éclairées du matériau. Cette redistribution des charges crée un champ électrique spatialement modulé dit champ de charge d'espace. Ce champ induit alors une variation spatiale de l'indice de réfraction par effet électro-optique (effet Pockels).

Cette description sommaire suffit à faire ressortir certaines caractéristiques spécifiques à l'effet photoréfractif et qui le différencient des autres phénomènes non-linéaires usuellement exploités en optique non-linéaire. En premier lieu, il est sensible à l'énergie reçue ce qui permet d'induire des variations d'indice aussi importantes avec des faisceaux laser continus de faibles puissances qu'avec des faisceaux laser pulsés et plus puissants. Nous verrons que l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction à l'état stationnaire ne dépend que l'amplitude de modulation de la figure d'illumination et qu'elle est indépendante de la puissance lumineuse. De plus, il possède une certaine inertie, le temps nécessaire pour construire le champ de charge d'espace (donc la variation d'indice) dépend de l'efficacité du mécanisme de transfert et de la rapidité avec laquelle est délivrée l'énergie optique. En outre, il est totalement réversible, un éclairage uniforme ou l'excitation thermique redistribue les charges uniformément ce qui efface les variations d'indice.

Le modèle de l'effet photoréfractif le plus largement utilisé est un modèle de transport de charges par les bandes [65],[66]. Il s'inspire de ceux qui sont utilisés pour modéliser la photoconduction dans les semi-conducteurs. Il décrit le transport des charges dans des matériaux cristallins et considère que les charges libres se déplacent dans les bandes de conduction et de valence suivant qu'il s'agit d'électrons ou de trous (*cf.* figure 26). Ces porteurs libres proviennent de défauts natifs ou dopants, dit centres profonds, dont les niveaux d'énergie sont situés dans la bande interdite du matériau. Ces centres profonds existent sous au moins deux états de valence possibles.

L'existence, en l'absence d'excitation lumineuse, de niveaux inoccupés est due à la présence d'autres types d'impuretés ou de défauts (accepteurs ou donneurs superficiels) qui produisent des niveaux électroniques situés au voisinage des bandes. Ces niveaux superficiels assurent la neutralité électrique du matériau et ne participent pas au processus photoréfractif.

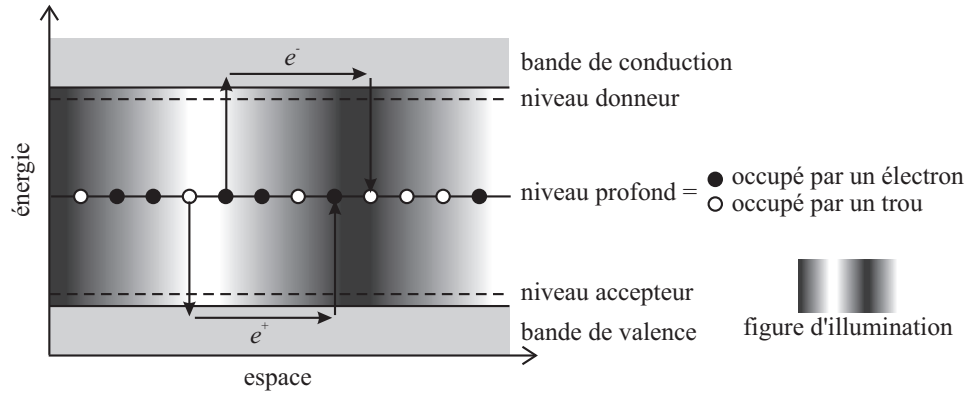


figure 26 : mécanisme de transfert de charge dans un matériau photoréfractif

Dans le cas d'une modulation spatiale sinusoidale unidimensionnelle de l'éclairage, ce qui correspond au cas de la figure d'onde stationnaire intra-cavité, l'illumination peut s'écrire sous la forme suivante :

$$I = I_0(1 + m \cos(Kz + \varphi)), \quad (114)$$

où I_0 est l'illumination moyenne, m le taux de modulation, K le vecteur d'onde du réseau d'interférence et φ la phase de la modulation. Dans le cas d'un régime de redistribution des charges par diffusion pure (absence de champ appliqué au cristal et de courant photovoltaïque), le réseau de charges créé dans le matériau est en phase avec le réseau d'illumination. Dans ces conditions, il est possible de montrer que le champ de charge d'espace à l'état stationnaire est donné au premier ordre en K par [25] :

$$E_{\text{crist}} = E_{\text{sc}} p \sin(Kz + \varphi), \quad (115)$$

où E_{sc} est le champ de charge maximal accessible et p correspond à la modulation réduite définie par :

$$p = 2 \left(1 - \sqrt{1 - m^2}\right) / m. \quad (116)$$

Nous ne nous intéressons ici qu'à l'ordre un du champ de charge d'espace, car les ordres plus élevés n'interviennent pas dans le couplage d'onde. En comparant (114) et (115), nous remarquons que le champ de charge d'espace présente un déphasage de $\pi/2$ par rapport à la figure d'illumination. En effet, à l'état stationnaire, le champ électrique créé est proportionnel au gradient de la distribution de charges ce qui est à l'origine du changement du cosinus en sinus. Par conséquent, le réseau d'indice de réfraction induit dans le matériau est en quadrature avec le réseau d'illumination. Ce faisant, dans le cas représenté sur la figure 27, où la figure d'illumination est due à l'interférence de deux faisceaux en géométrie contre-propagante, ce

décalage spatial du réseau d'indice induit un déphasage de $-\pi/2$ pour le diffracté de l'une des deux ondes alors que ce déphasage est de $\pi/2$ pour le diffracté de l'autre onde. En outre, comme il s'agit de diffraction par un réseau d'indice de réfraction, les deux ondes diffractées subissent également un déphasage systématique de $\pi/2$. La somme de ces deux déphasages conduit donc à des interférences constructives dans un sens de propagation et destructives dans l'autre. Ainsi, il y a transfert d'énergie d'une onde vers l'autre.

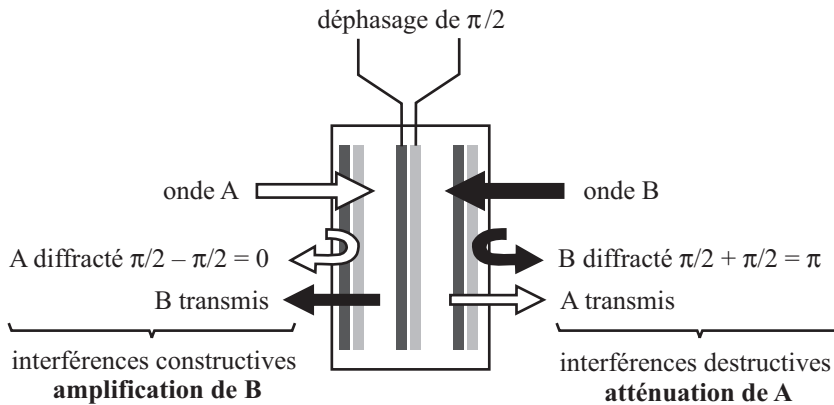


figure 27: schéma de principe du transfert d'énergie en géométrie contre-propagante

Le sens du transfert d'énergie d'une voie vers l'autre est inversé si le cristal est retourné de 180 degrés puisque le déphasage ajouté à chacune des ondes diffractées est opposé. Ainsi, le choix de l'orientation du cristal permet de déterminer le sens du transfert d'énergie. De plus, comme le déphasage dû au décalage spatial du réseau d'indice est exactement de $\pi/2$, le couplage entre les deux ondes qui ont inscrit le réseau dans le cristal photoréfractif a toujours pour effet l'amplification maximale d'une des deux ondes. Nous verrons dans la suite que ces propriétés sont particulièrement (voire miraculeusement) bien adaptées au filtrage de modes intra-cavité.

Les commentaires précédents portent sur le réseau d'indice alors que nous n'avons pour l'instant déterminé que le champ de charge d'espace. Dans ce qui suit, nous montrons que le réseau d'indice est bien en phase avec le réseau de champ électrique.

La présence du champ de charge d'espace (115) dans le cristal photoréfractif modifie sa permittivité diélectrique dans le domaine optique *via* l'effet électro-optique. Ainsi, la matrice de la permittivité se trouve modifiée sous l'effet du champ électrique, elle contient alors un terme modulé spatialement $[\Delta\epsilon]$ et un terme constant $[\epsilon]$ correspondant à la permittivité dans le noir :

$$[\epsilon(\mathbf{E}_{\text{crist}})] = [\epsilon] + [\Delta\epsilon]. \quad (117)$$

En introduisant le tenseur électro-optique linéaire $[\mathbf{r}]$ et en considérant l'effet du champ électrique interne uniquement à l'ordre un des termes de perturbations, nous obtenons :

$$[\boldsymbol{\epsilon}(\dot{\mathbf{E}}_{\text{crist}})] = [\boldsymbol{\epsilon}] - [\boldsymbol{\epsilon}][(\mathbf{r}) \bullet \dot{\mathbf{E}}_{\text{crist}}][\boldsymbol{\epsilon}]. \quad (118)$$

En substituant l'amplitude de $\dot{\mathbf{E}}_{\text{crist}}$ par son expression (115) dans (118), la matrice de permittivité s'écrit alors :

$$[\boldsymbol{\epsilon}(\dot{\mathbf{E}}_{\text{crist}})] = [\boldsymbol{\epsilon}] - E_{\text{sc}} p \sin(Kz + \varphi) [\boldsymbol{\epsilon}][(\mathbf{r}) \bullet \hat{\mathbf{k}}_r][\boldsymbol{\epsilon}] \quad (119)$$

où $\hat{\mathbf{k}}_r$ est un vecteur unitaire colinéaire au vecteur réseau, lui-même colinéaire aux faisceaux contre-propageants d'écriture. La relation (119) donne la modulation de la permittivité dans l'espace, elle est bien en phase avec le champ de charge d'espace et donc déphasée de $\pi/2$ par rapport à la figure d'illumination.

III. Choix et orientation des cristaux photoréfractifs

A. Les matériaux disponibles

Pour tout dispositif fonctionnant au-delà de $1,06 \mu\text{m}$, les seuls matériaux sensibles permettant la mise en œuvre de l'effet photoréfractif sont des cristaux semi-conducteurs semi-isolants à base de composés III-V ou II-VI [67]. Dans le cas de la stabilisation d'une diode laser montée en cavité externe fonctionnant autour de $1,55 \mu\text{m}$, deux matériaux peuvent *a priori* être intéressants : l'Arséniure de Gallium (GaAs) et le Tellure de Cadmium (CdTe). Les motivations justifiant le choix de chacun de ces matériaux sont très différentes.

1. Le tellure de cadmium : CdTe

Le CdTe est le matériau actuellement le plus performant pour les applications autour de $1,55 \mu\text{m}$ (gain photoréfractif $\approx 0,9 \text{ cm}^{-1}$ directement relié à la modulation d'indice qui peut être inscrite et indice de réfraction moyen $\approx 2,8$ relativement faible permettant de limiter l'augmentation de la longueur optique de la cavité laser). C'est un composé II-VI, qui, sous cette appellation CdTe, englobe généralement du CdTe pur mais aussi des alliages avec du zinc de la forme $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ avec $x < 1$. Le zinc est principalement introduit pour des raisons techniques afin d'améliorer la croissance et la qualité des cristaux. Compte tenu de la faible quantité de zinc (qui peut parfois être un simple dopant), celui-ci ne change pas les propriétés photoréfractives de manière notable et les cristaux restent très proches du CdTe pur.

Un dopage au vanadium permet de rendre le CdTe photoréfractif [68],[69]. Des cristaux de grandes dimensions et de bonne qualité optique sont disponibles. Il est fabriqué spécialement pour les applications photoréfractives, ce qui signifie que des cristaux optimisés peuvent être fabriqués. En contrepartie, ces cristaux ne sont pas disponibles commercialement en grande série comme les composés III-V.

2. L'arséniure de gallium : GaAs

Le GaAs est un semi-conducteur III-V, il est rendu semi-isolant par la présence d'un défaut natif appelé EL2, qui se forme naturellement dans les échantillons fabriqués par la technique LEC (*Liquid Encapsulated Czochralski*). À ce défaut correspond un niveau d'énergie à peu près en milieu de bande interdite à partir duquel des électrons et des trous peuvent être photoexcités. Ce défaut qui détermine les caractéristiques électriques du GaAs est responsable de la photoréfractivité du GaAs sur toute la gamme de longueurs d'onde de 1 à 1,55 μm [70]. Ce matériau étant utilisé comme substrat pour la micro et l'optoélectronique, des échantillons de GaAs de grandes dimensions et de bonne qualité optique sont disponibles commercialement et de manière reproductible. En revanche, leur croissance est optimisée pour ces utilisations et n'est donc pas nécessairement optimale pour l'effet photoréfractif. Ainsi, le GaAs offre des performances plus modérées que le CdTe (à 1,55 μm , gain photoréfractif $\approx 0,2 \text{ cm}^{-1}$ et indice de réfraction $\approx 3,4$), mais il présente l'avantage d'être disponible commercialement en grande quantité. Ainsi, un système fonctionnant correctement avec un cristal de GaAs plutôt que de CdTe serait bien plus facile à produire industriellement.

Cependant, comme nous le verrons dans la suite, les performances photoréfractives des échantillons de GaAs à notre disposition se sont révélées insuffisantes pour envisager leur utilisation en tant que matériaux holographiques dynamiques intra-cavité, contrairement au CdTe. Ainsi, nous nous intéresserons presque exclusivement au CdTe dans la suite.

B. Configuration géométrique d'utilisation

Le CdTe tout comme le GaAs sont des cristaux appartenant à la classe de symétrie . Sans champ appliqué, ils sont optiquement isotropes. Leur tenseur électro-optique ne comporte que trois coefficients, tous égaux, et s'écrit sous la forme suivante dans le repère cristallographique ($\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}$) :

$$[\mathbf{r}] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}_{\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}} \quad (120)$$

Le vecteur d'onde exprimé en coordonnées sphériques s'écrit :

$$\mathbf{k}_r = \|\mathbf{k}_r\| \hat{\mathbf{k}}_r = \|\mathbf{k}_r\| \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}_{\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}}, \quad (121)$$

où $\hat{\mathbf{k}}_r$ est un vecteur unitaire indiquant la direction du faisceau référence, celui du faisceau signal vaut $\hat{\mathbf{k}}_s = -\hat{\mathbf{k}}_r$ car nous sommes en géométrie contre-propagante (cf. figure 28).

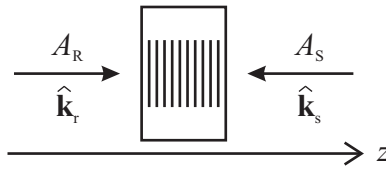


figure 28 : géométries des faisceaux contre-propagants

Le coefficient électro-optique effectif, qui traduit l'efficacité de l'effet électro-optique pour une géométrie particulière des faisceaux et de la polarisation, est défini par la relation suivante :

$$r_{\text{eff}}^{\text{RS}} = \hat{\mathbf{e}}([\mathbf{r}] \cdot \hat{\mathbf{k}}_r) \hat{\mathbf{e}}, \quad (122)$$

où $\hat{\mathbf{e}}$ est un vecteur unitaire indiquant la direction de la polarisation qui est la même pour les deux faisceaux. Afin de déterminer une coupe optimale des cristaux, nous nous plaçons dans la base $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}})$ telle que $\hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{k}}_r$ définie par :

$$\hat{\mathbf{x}} = \begin{pmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}_{\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}}, \quad \hat{\mathbf{y}} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varphi \\ \cos \theta \sin \varphi \\ -\sin \theta \end{pmatrix}_{\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}}, \quad \hat{\mathbf{z}} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}_{\hat{\mathbf{a}}, \hat{\mathbf{b}}, \hat{\mathbf{c}}}. \quad (123)$$

Du fait de l'orthogonalité de la polarisation $\hat{\mathbf{e}}$ avec le vecteur d'onde $\hat{\mathbf{k}}_r$, celle-ci est située dans le plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$. En notant α l'angle qu'elle fait avec le vecteur $\hat{\mathbf{x}}$, les coordonnées de $\hat{\mathbf{e}}$ dans la nouvelle base s'écrivent :

$$\hat{\mathbf{e}} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix}_{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}}. \quad (124)$$

Dans ces conditions, pour déterminer l'orientation optimale des cristaux, il suffit de connaître la projection de $[\mathbf{r}] \bullet \hat{\mathbf{k}}_r$ dans le plan (\hat{x}, \hat{y}) . Celle-ci est donnée par la matrice 2×2 suivante :

$$([\mathbf{r}] \bullet \hat{\mathbf{k}}_r)_{\hat{x}, \hat{y}} = -r_{41} \begin{pmatrix} \cos \theta \sin 2\varphi & \cos 2\theta \sin 2\varphi \\ \cos 2\theta \sin 2\varphi & \cos \theta \sin 2\varphi (2 - 3 \cos^2 \theta) \end{pmatrix}. \quad (125)$$

Le coefficient électro-optique effectif optimal correspond aux polarisations qui sont colinéaires au vecteur propre associé à la valeur propre la plus forte possible de la matrice (125). Pour θ et φ donnés, le polynôme caractéristique admet les deux solutions suivantes qui correspondent aux deux valeurs propres possibles :

$$r_{\text{eff} \pm}^{\text{RS}} = -\frac{r_{41}}{2} \left[3 \cos \theta \sin 2\varphi (1 - \cos^2 \theta) \pm \sqrt{(\cos \theta \sin 2\varphi (1 - 3 \cos^2 \theta))^2 + 4(\cos 2\theta \cos 2\varphi)^2} \right]. \quad (126)$$

Il est possible de démontrer graphiquement que la valeur maximale du module de l'Eq. (126) vaut . Nous choisissons donc une configuration qui permet d'utiliser cette valeur optimale. Elle correspond au cas où le vecteur $\hat{\mathbf{k}}_r$ est orienté selon l'axe cristallographique [001] ($\theta = 0$), et où le vecteur $\hat{\mathbf{e}}$ est placé à 45° des axes [100] et [010] ($\alpha = \pm\pi/4$ si on pose $\varphi = \pi/2$ afin que $\hat{x} = [100]$ et $\hat{y} = [010]$). Cette configuration (*cf.* figure 29) est également appelée "couplage" [25]. Selon le sens du cristal ($\alpha = \pm\pi/4$), le signe de $r_{\text{eff}}^{\text{RS}}$ change et nous avons donc :

$$\begin{cases} r_{\text{eff}}^{\text{RS}} = r_{41} & \text{pour } \alpha = \pi/4 \\ r_{\text{eff}}^{\text{RS}} = -r_{41} & \text{pour } \alpha = -\pi/4 \end{cases}. \quad (127)$$

Dans ces conditions géométriques d'utilisation, l'expression de la matrice de permittivité (119) devient :

$$[\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{E}_{\text{crist}})] = n_p^2 \begin{pmatrix} 1 & -\Delta n/n_p & 0 \\ -\Delta n/n_p & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (128)$$

avec n_p l'indice dans le noir du matériau et Δn la modulation d'indice donnée par :

$$\Delta n = \Delta n_p \sin(Kz + \varphi), \quad (129)$$

où Δn_p correspond à l'amplitude de la modulation :

$$\Delta n_p = n_p^3 r_{\text{eff}}^{\text{RS}} E_{\text{sc}} p. \quad (130)$$

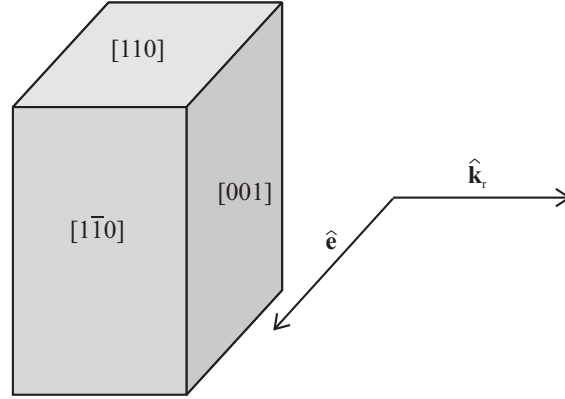


figure 29 : orientation du cristal pour avoir le couplage contre-propageant le plus efficace

IV. Couplage deux-ondes

Dans ce paragraphe, nous établissons les équations du couplage d'ondes en géométrie contre-propageante, dans le cas de nos cristaux. Pour cela, nous considérons deux ondes qui se propagent en sens opposés avec des vecteurs d'onde respectifs $\dot{\mathbf{k}}_r$ et $\dot{\mathbf{k}}_s$ tels que $\dot{\mathbf{k}}_s = -\dot{\mathbf{k}}_r$. Le calcul consiste à déterminer l'évolution des amplitudes de ces deux ondes lorsqu'elles se diffractent sur l'hologramme qui est inscrit. L'expression de l'amplitude du champ électrique total de ces deux ondes est donnée par la définition classique :

$$E = \frac{1}{2} [A_R e^{-i(\omega t - kz)} + A_S e^{-i(\omega t + kz)} + c.c.]. \quad (131)$$

où $k = \|\dot{\mathbf{k}}_r\| = \|\dot{\mathbf{k}}_s\|$, et où les deux ondes sont de polarisations identiques. Le champ défini par (131) vérifie les équations de Maxwell, son évolution spatio-temporelle est donc régie par l'équation de propagation suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\mathbf{e}}' [\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{E}_{\text{crist}}^r)] \hat{\mathbf{e}} E), \quad (132)$$

où nous considérons des ondes planes. Sachant que A_S et A_R évoluent lentement sur l'échelle de la longueur d'onde, nous pouvons faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable qui permet de négliger les termes en dérivées secondes dans le membre de gauche de (132). Nous tenons également compte de ce que les évolutions temporelles de $\boldsymbol{\epsilon}$ et de $A_{R,S}$ sont faibles sur une période optique. Dans ces conditions, l'équation de propagation (132) devient :

$$\frac{\partial A_R}{\partial z} e^{ikz} - \frac{\partial A_S}{\partial z} e^{-ikz} = -i \frac{\omega}{2c} \Delta n (A_R e^{ikz} + A_S e^{-ikz}), \quad (133)$$

où nous avons remplacé $\hat{\mathbf{e}}^t [\mathbf{\epsilon}(\mathbf{E}_{\text{crist}})]$ à l'aide de la relation (128). De plus, nous avons considéré le fait que les ondes sont des ondes propres du matériau en absence de réseau et vérifient donc la relation de dispersion classique :

$$k = \frac{n_p \omega}{c}. \quad (134)$$

En regroupant les termes en accord de phase, c'est-à-dire d'une part, ceux se propageant avec un vecteur d'onde voisin de k et d'autre part, ceux ayant un vecteur d'onde voisin de $-k$, nous obtenons les équations couplées suivantes :

$$\frac{\partial A_R}{\partial z} = -\frac{\omega}{4c} \Delta n_p A_S e^{-i\delta kz} e^{i\varphi} - \frac{\alpha_{\text{abs}}}{2} A_R, \quad (135)$$

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = -\frac{\omega}{4c} \Delta n_p A_R e^{i\delta kz} e^{-i\varphi} + \frac{\alpha_{\text{abs}}}{2} A_S, \quad (136)$$

où nous avons substitué Δn par son expression (129) et où nous avons introduit de façon formelle l'absorption en intensité α_{abs} lors de la propagation dans le cristal supposée identique pour les deux faisceaux. Nous avons également introduit le terme de désaccord à la condition de Bragg δk défini par :

$$\delta k = 2k - K. \quad (137)$$

Usuellement, l'efficacité photoréfractive d'un matériau est exprimée *via* le paramètre de gain photoréfractif qui est directement mesurable expérimentalement (voir §Chapitre 3V.B), défini dans le cas de nos cristaux par :

$$\Gamma = \frac{\omega}{c} n_p^3 r_{\text{eff}}^{\text{RS}} E_{\text{sc}}, \quad (138)$$

nous pouvons également le relier directement à l'amplitude de la modulation d'indice dans le matériau :

$$\Delta n_p = p\Gamma \lambda / (2\pi). \quad (139)$$

Les équations de couplage deux ondes (135) et (136) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial A_R}{\partial z} = -\frac{p\Gamma}{4} A_S e^{-i\delta kz} e^{i\varphi} - \frac{\alpha_{\text{abs}}}{2} A_R, \quad (140)$$

$$\frac{dA_S}{dz} = -\frac{p\Gamma}{4} A_R e^{i\delta z} e^{-i\varphi} + \frac{\alpha_{\text{abs}}}{2} A_S. \quad (141)$$

Ces équations seront très utiles dans la suite pour déterminer la réflectivité du filtre photoréfractif intra-cavité.

Mais, avant d'aller plus loin dans l'étude de ce composant, nous présentons, dans ce qui suit, les expériences de caractérisation des matériaux utilisés pour le mettre en œuvre après avoir donné préalablement quelques détails sur la croissance du CdTe.

V. Caractérisation des cristaux photoréfractifs

A. Croissance et caractérisation du CdTe

1. Contexte

La méthode de croissance ainsi que les techniques de caractérisation décrites dans ce paragraphe sont celles qui sont employées à l'ICMCB (Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux). Les notions acquises à leur sujet, l'ont été, au contact de Jean-Claude Launay et David Verstraeten, dans le cadre d'une bourse d'échange du GdR « Matériaux et fonctions de l'optique non linéaires » où j'ai implanté à l'ICMCB une expérience de caractérisation du gain photoréfractif par mélange à deux ondes.

2. Techniques de croissance cristalline, méthode de Bridgman

L'étude du diagramme de phases du composé binaire CdTe, déterminé par Rudolph [71], montre que seul un liquide contenant un excès de cadmium de l'ordre de 5×10^{18} atomes/cm³ peut donner naissance à un cristal stœchiométrique (*cf.* figure 30). Par ailleurs, à ce point de fusion congruente, la pression partielle de Cd en équilibre avec la phase liquide est de l'ordre de deux fois celle de Te et elle vaut environ 2 atm. Par conséquent, des méthodes de croissance rapide à grand espace libre comme la méthode de Czochralsky ne pourrait être réalisée que dans une enceinte sous pression, ce qui se prête mal au cas de CdTe car la très faible dureté de ce matériau fait que celui-ci est alors fortement sujet aux dislocations et aux macles. Ainsi, la méthode de croissance utilisée à l'ICMCB est celle de Bridgman-Stockbarger car elle a lieu dans une ampoule scellée sous vide, laissant un faible espace libre. Elle a également été préférée aux autres techniques de croissance comme les techniques en phase vapeur (*Physical Vapor Deposition* et *Chemical Vapor Deposition*) qui ne permettent

pas d'obtenir de monocristaux de taille suffisante, ou comme la THM (*Travelling Heater Method*) qui est très lente [72],[73].

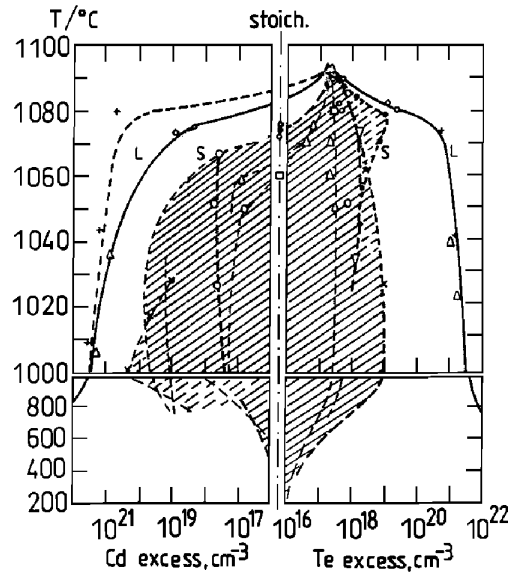


figure 30 : diagramme de phases du composé binaire CdTe selon Rudolph [71]. Les différents solidus sont des résultats provenant d'auteurs différents.

La méthode de Bridgman-Stockbarger se fait dans un four comportant deux zones de température (*cf.* figure 31). La température de zone supérieure du four est plus haute que la température de fusion du composé alors que celle de la zone inférieure est plus basse. L'ampoule de croissance en silice est travaillée de façon que son extrémité présente un profil en pointe afin d'éviter tout phénomène de surfusion lors de la croissance. Elle est très soigneusement nettoyée, puis son interface interne est graphitée par *craking* de méthane que l'on injecte dans l'ampoule sous vide chauffée à environ 1100 °C. Le film de carbone ainsi obtenu permet d'éviter tout risque d'oxydation du tellure par l'oxygène de la silice et de lisser le profil interne de l'ampoule qui peut présenter des rugosités. Puis, les matériaux de départ (CdTe polycristallin, vanadium, zinc sous forme de ZnTe, excès de cadmium) sont placés dans l'ampoule dans des proportions calculées et selon les objectifs scientifiques. Cette opération est réalisée à l'intérieur d'une boîte à gants sous atmosphère d'argon, le CdTe polycristallin se présente sous la forme d'un lingot que l'on sépare en plusieurs morceaux entre lesquels on place les autres composants réduit en poudre de manière que leur répartition ne soit pas trop hétérogène dans l'ampoule. Ainsi, le processus d'homogénéisation du mélange après fusion nécessite moins de temps. Ensuite, l'ampoule est scellée sous vide secondaire et placée dans le four. Enfin, la croissance s'effectue par translation de l'ampoule par rapport au profil de température du four de manière à déplacer le point de solidification d'environ une dizaine

de millimètres par jour. Afin d'homogénéiser le mélange, l'ampoule est animée d'une rotation d'environ dix tours par minute.

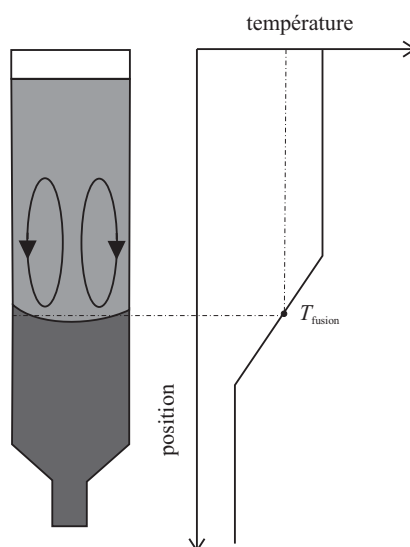


figure 31 : Méthode de Bridgman-Stockbarger

L'introduction de zinc dans le mélange de croissance permet de durcir le matériau car la liaison Zn-Te est plus courte et covalente que celle de Cd-Te. Le dopage au vanadium permet de rendre le matériau sujet à l'effet photoréfractif. L'excès de cadmium permet de compenser sa pression partielle qui est supérieure à celle du tellure. Dans le cas contraire, la stœchiométrie n'est plus respectée dans le mélange à cause de l'évaporation préférentielle du cadmium dans l'espace libre de l'ampoule de silice. Dans ce cas, des inclusions peuvent apparaître. De plus, sachant que la solubilité de Te dans CdTe est rétrograde, il faut bien maîtriser le traitement thermique (refroidissement) qui suit la croissance afin d'éviter la formation de précipités de tellure.

Il est donc primordial de bien maîtriser toutes les étapes de la croissance afin de s'affranchir au maximum de défauts qui représentent autant de centres responsables de la diffusion de la lumière et de son absorption résiduelle, inutiles à l'effet photoréfractif, qui doivent être minimisées.

3. Méthodes de caractérisation utilisées à l'ICMCB

Tout d'abord, le profil transverse du lingot obtenu est étudié à l'œil afin de délimiter les différentes zones monocristallines dont le grain diffère. Puis, on repère l'orientation du plan [011], qui est le seul plan clivable, par une méthode d'orientation directe par rayons X dite de Bragg. Pour cela, on joue sur l'inclinaison de l'échantillon de manière à ce que les rayons X diffractés à l'angle d'accord de Bragg par les plans cristallins parallèles à [011] ail-

lent dans une direction prédéterminée qui correspond à une position connue du plan [001]. Ensuite, on utilise la méthode dite de Laüé en retour qui permet de vérifier que l'orientation recherchée est correcte et que le matériau présente bien un caractère monocristallin. Cette méthode repose sur l'observation de clichés de diffraction de rayons X large spectre en incidence normale sur le plan [001].

À partir des lingots, les monocristaux taillés dans la configuration cristallographique désirée sont obtenus par découpe avec une scie à fil et les faces [001] sont doucies par polissage mécanique.

Le caractère semi-isolant du matériau est déterminé par des mesures électriques. Ainsi, l'évolution de la résistivité en fonction de la température permet de calculer l'énergie d'activation thermique du matériau.

Des mesures de transmission optique au spectrophotomètre permettent d'évaluer le niveau d'absorption résiduelle des échantillons et de mettre en évidence l'absorption active à 1,06 μm et 1,55 μm . Un examen par polarimétrie permet également de déterminer les biréfringences de contraintes induites dans le matériau [74]. La microscopie infrarouge permet l'observation et la détermination de la nature des inclusions au sein même des échantillons.

D'autres caractérisations telles que : XPS, Auger et microsonde de contrainte, peuvent également être effectuées en complément des précédentes.

B. Mesure du gain photoréfractif par mélange deux-ondes

1. Principe

Pour déterminer les performances photoréfractives des différents cristaux dont nous avons disposé au cours de ce travail, nous avons utilisé la technique de mélange deux-ondes. Cette technique, qui permet d'accéder directement au gain photoréfractif, est usuellement utilisée pour caractériser les propriétés photoréfractives des matériaux. Notons également que nous ne nous sommes intéressés qu'au cas de la géométrie contre-propageante qui correspond aux conditions d'utilisation du cristal pour le filtrage dynamique intra-cavité.

Pour effectuer cette mesure directe du gain de couplage photoréfractif, il faut mélanger dans le cristal deux ondes dont les intensités relatives sont très différentes. Le faisceau le plus intense est appelé pompe, l'autre, dont on mesure la variation d'intensité avec et sans présence simultanée de la pompe, est appelé signal. Le couplage d'onde étant un phénomène

d'auto-diffraction, les faisceaux qui se diffractent sont ceux qui créent le réseau d'indice. La condition de Bragg est donc automatiquement vérifiée. Par ailleurs, comme on se place dans le cas de franges d'interférences faiblement modulées, la modulation p du réseau d'indice donnée par la relation (116) est égale à celle de la figure d'illumination m . Les équations de couplage à deux ondes (140) et (141) peuvent alors être écrites en termes de couplage d'énergie :

$$\frac{\partial I_R}{\partial z} = -\Gamma \frac{I_R I_S}{I_R + I_S} - \alpha_{\text{abs}} I_R, \quad (142)$$

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} = -\Gamma \frac{I_R I_S}{I_R + I_S} + \alpha_{\text{abs}} I_S \quad (143)$$

avec I_R et I_S les intensités respectives des ondes référence et signal. Le sens du transfert d'énergie dépend du signe de Γ donc de celui de $r_{\text{eff}}^{\text{RS}}$. Dans le cas de l'expérience de couplage deux-ondes, nous avons $I_R \gg I_S$, l'évolution de I_S devient alors indépendante de I_R et, sachant que, selon nos conventions, l'onde signal se propage dans le sens négatif, l'équation (143) admet la solution triviale suivante, :

$$I_S = I_S(0) e^{(\Gamma - \alpha_{\text{abs}}) l_p}, \quad (144)$$

où l_p est la longueur du cristal photoréfractif. Évidemment, si l'onde pompe est absente, cela revient à poser $\Gamma = 0$. Ainsi, le gain photoréfractif s'obtient directement à partir du rapport de l'intensité signal en sortie de cristal lorsque le faisceau pompe y est simultanément présent, sur l'intensité signal en absence de faisceau pompe :

$$\Gamma = \frac{1}{l_p} \ln \left(\frac{I_S^{\text{avec pompe}}}{I_S^{\text{sans pompe}}} \right). \quad (145)$$

2. Montage

En pratique, cette technique est réalisée en utilisant un montage classique de mélange deux-ondes (cf. figure 32). Au gré des expériences que nous avons réalisées, la source laser a été soit une diode laser DBR émettant 10 mW à 1,55 μm , soit la diode laser accordable à cavité étendue elle-même dans le cas d'études de la dépendance en longueurs d'onde du gain photoréfractif. Nous avons également utilisé un laser Nd:YAG émettant 100 mW à 1,06 μm , permettant une mise en œuvre plus confortable de la mesure, dans le cas d'expériences de

caractérisation préliminaires. Dans tous les cas, il s'agissait de lasers continus monomode transverses et longitudinaux.

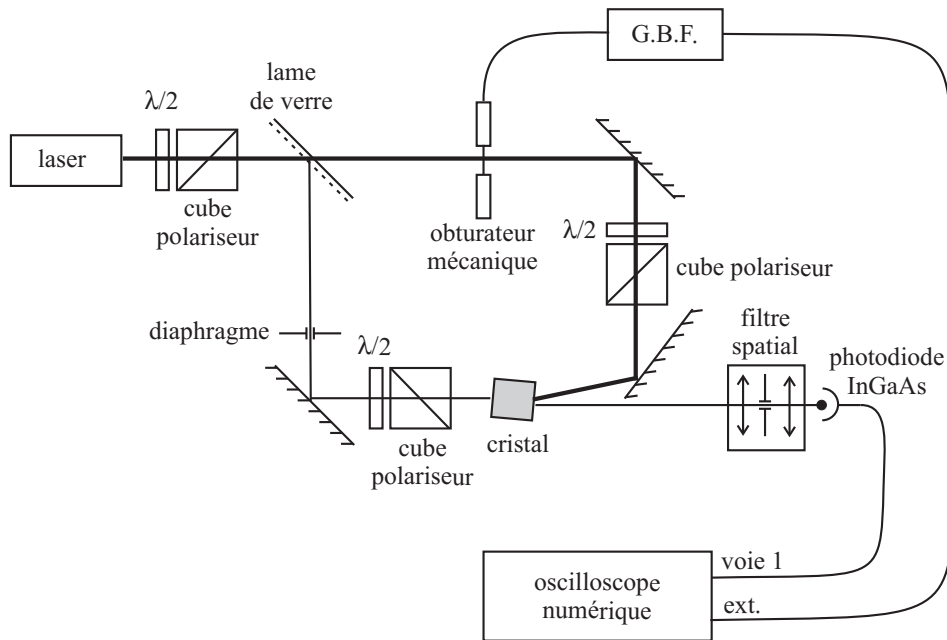


figure 32 : montage de mesure de gain photoréfractif par mélange deux-ondes en configuration contre-propagante.

À la source laser près, le montage reste identique dans tous les cas. Le faisceau laser issu de la source est séparé en deux vers les voies pompe et signal à l'aide d'une lame de verre permettant en principe d'assurer un bon rapport pompe/sonde, éventuellement, si le rapport se révèle être insuffisant, nous ajoutons une densité neutre sur le trajet signal. L'onde signal est diaphragmée par un petit trou de diamètre 1 mm. Un obturateur mécanique placé sur le trajet de l'onde pompe, contrôlé par un générateur basses fréquences, facilite le réglage du recouvrement entre les deux faisceaux. Des polariseurs associés à des lames demi-onde permettent de contrôler la polarisation des ondes à l'entrée dans le cristal. Un filtre spatial placé devant le détecteur garantit une bonne suppression de la pompe qui est éventuellement diffusée en direction du détecteur. La photodiode de détection en InGaAs permet une mesure dans le domaine de longueurs d'onde désiré. Enfin, le signal détecté est envoyé sur un oscilloscope numérique avec 12 bits de dynamique afin d'avoir une précision de mesure satisfaisante.

3. Exploitation des résultats

Lors de ce travail, nous avons eu à notre disposition divers échantillons de CdTe ou de GaAs que nous avons caractérisés en utilisant la technique de couplage deux-ondes. Afin d'éviter des redites inutiles, nous présentons dans ce paragraphe la manière dont les mesures

sont exploitées, ensuite nous donnons les résultats principaux ainsi qu'un récapitulatif permettant de comparer les mérites des différents cristaux.

Suite à l'ouverture de l'obturateur, les deux ondes sont présentes simultanément dans le matériau, la figure d'interférences qu'elles produisent génère par effet photoréfractif le réseau d'indice qui va assurer le couplage deux-ondes. Une mesure typique de la cinétique d'établissement du gain photoréfractif est présentée sur la figure 33.

Dans des conditions de faible gain et de faible modulation de la figure d'interférences, qui correspondent à notre cas, l'établissement de l'effet photoréfractif étant régi par une cinétique du premier ordre [25], un ajustement des courbes expérimentales par une fonction exponentielle permet de déterminer le temps de réponse dans le matériau à puissance donnée et de remonter à la fluence, $F = \tau I$, d'écriture du réseau qui est théoriquement constante. Pour la déterminer plus précisément, il est préférable d'effectuer des mesures à différentes valeurs de la puissance.

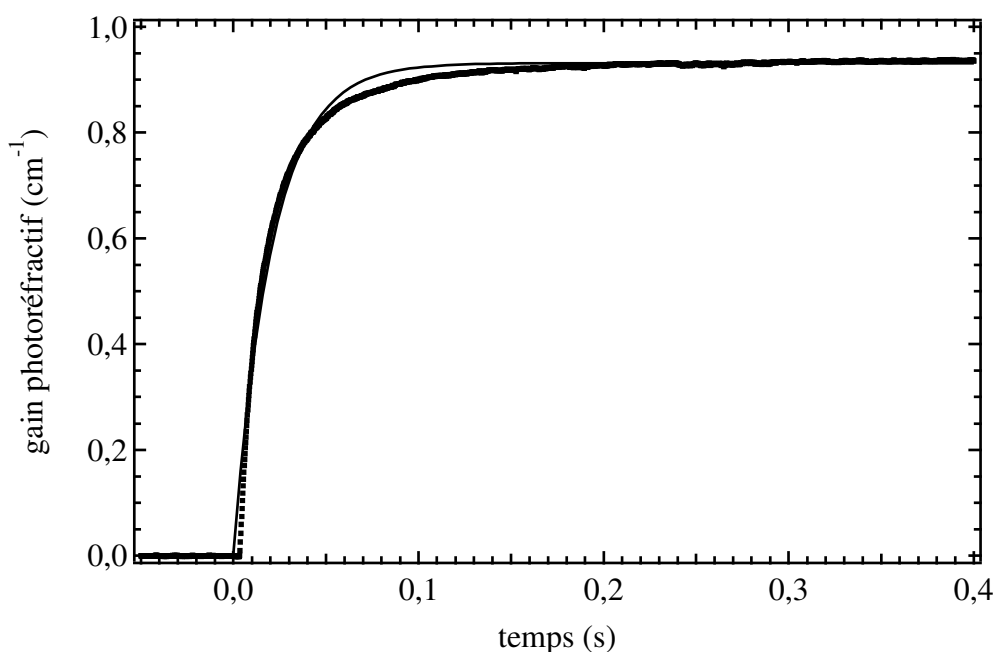


figure 33 : Cinétique typique d'établissement du gain photoréfractif (échantillon D-203-75-A-4-3)

Le rapport entre les niveaux de signal avant l'ouverture de l'obturateur et, une fois l'état stationnaire atteint après son ouverture, permet une détermination directe du gain photoréfractif qui est donné par la relation (145).

4. Présentation des mesures

Le bon fonctionnement du filtre photoréfractif intra-cavité nécessite un cristal ayant la valeur de gain photoréfractif la plus élevée possible, couplée à une très bonne qualité optique notamment concernant les pertes par absorption qui, si elles sont trop élevées, ont des conséquences dramatiques sur les performances du laser (hausse du courant de seuil, baisse du rendement...). Une des grandes difficultés au cours de ce travail a été de disposer d'échantillons *ad hoc*. Notamment, les premiers résultats, qui ont permis de démontrer le principe du filtre photoréfractif appliqué au cas des lasers à semi-conducteur accordables dans le domaine de longueurs d'onde des télécommunications optiques, ont été obtenus avec des cristaux dont les performances n'étaient pas suffisantes pour envisager une éventuelle application commerciale [75]–[77]. Ce besoin d'optimisation des cristaux a motivé la mise en place de la bourse d'échange du GdR « Matériaux et fonctions de l'optique non linéaires » avec ICMCB où la croissance des cristaux avait été effectuée. Parallèlement, nous avons reçu au laboratoire d'autres échantillons réalisés par Imarad Imaging Systems Ltd., Israël, pour tester leurs éventuelles propriétés photoréfractives. Dans les faits, il s'est trouvé que ces échantillons ont montré des performances bien supérieures à ceux dont nous disposions précédemment et ont permis la validation du principe de la prévention des sauts de modes et des fonctionnements multimode grâce à l'holographie dynamique intra-cavité [78].

Dans ce paragraphe, nous résumons les mesures effectuées sur les cristaux qui ont été testés pour le filtrage intra-cavité. Bien évidemment de nombreux autres échantillons ont été caractérisés au cours du travail de thèse. Mais, dans la mesure où leurs performances se sont révélées insuffisantes pour envisager de les utiliser intra-cavité, nous passerons sous silence, dans ce manuscrit, les expériences de couplage deux-ondes qui leur sont relatives.

Le tableau 2 regroupe les principaux résultats obtenus sur les échantillons qui ont été testés pour le filtrage dynamique auto-adaptatif. En plus de la valeur du gain, nous y faisons figurer les valeurs de l'absorption et des pertes fibre à fibre, qui sont des paramètres très importants pour les performances intra-cavité, et que nous détaillerons plus loin.

tableau 2 : propriétés des échantillons à la longueur d'onde de 1,55 μm .

nom de l'échantillon	gain (cm^{-1})	absorption (cm^{-1} ; dB)	pertes fibre à fibre (dB)	épaisseur (mm)	provenance	matériau
BR-06-B321-A	0,5	2,3 ; -4,0	-4,7	4	ICMCB	CdTe
BR-06-B321-B	0,3	2,5 ; -4,3	-4,6	4	ICMCB	CdTe
BR-04-H7-122	0,2	0,9 ; -1,6		4	ICMCB	CdTe
GaAs	0,1	0,04 ; -0,07		4		GaAs
D-203-75-A-4-3	0,9	0,3 ; -0,6	-0,8	4,5	Imarad	CdTe

En analysant le tableau 2, nous pouvons remarquer que l'échantillon D-203-75-A-4-3 se démarque des autres de par ses performances qui sont bien meilleures du point de vue du gain photoréfractif comme de l'absorption. C'est cet échantillon qui nous a permis d'obtenir les résultats les plus probants. Nous nous concentrerons donc davantage sur les caractérisations qui lui sont relatives et, nous ne détaillerons certaines caractéristiques des autres échantillons que dans le cas d'études comparatives.

5. Vérification de la saturation du gain photoréfractif

Préalablement à la mesure, il faut s'assurer que l'éclairement est suffisant de sorte que le gain mesuré est bien le gain saturé. En effet, si l'illumination sur le cristal est insuffisante la conductivité dans le noir l'emporte sur la photo-conductivité ce qui a pour effet de diminuer la valeur du gain de la manière suivante [25] :

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{\infty}}{1 + I_{\text{noir}}/I}, \quad (146)$$

où I est l'éclairement incident et I_{noir} est le seuil d'éclairement pour lequel les mécanismes de photo-excitation et d'excitation thermique ont même amplitude, ce qui correspond à la densité de puissance pour laquelle le gain se trouve divisé par deux par rapport à sa valeur saturée Γ_{∞} .

La mesure consiste à étudier l'évolution du gain en fonction de l'illumination reçue par le cristal. Pour cela, nous faisons varier la puissance du faisceau directement à la sortie du laser de manière à conserver le même rapport pompe/sonde. Le résultat de la mesure, effectuée à la longueur d'onde de 1,55 μm , dans le cas de l'échantillon D-203-75-A-4-3, est présenté en figure 34.

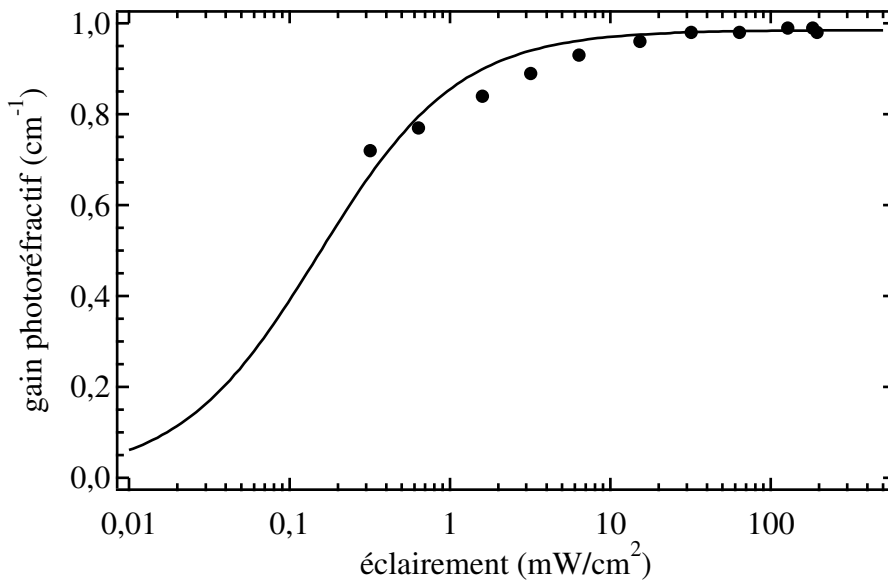


figure 34 : Évolution du gain photoréfractif en fonction de l'éclairement du faisceau pompe émettant à $1,55 \mu\text{m}$ pour l'échantillon de CdTe D-203-75-A-4-3. I_{noir} vaut $0,15 \text{ mW/cm}^2$ dans l'ajustement théorique.

Premièrement, nous pouvons remarquer que le gain est bien saturé pour les valeurs hautes de l'éclairement, ce qui confirme le fait que les sources laser de caractérisations sont idoines pour réaliser la mesure du gain photoréfractif. Cette même vérification s'est également révélée concluante dans le cas des autres échantillons de CdTe ou de GaAs.

Ensuite, grâce à un ajustement théorique par la fonction (146), nous obtenons la valeur de I_{noir} . L'incertitude sur cette valeur est importante dans le cas de la figure 34, compte tenu de la qualité moyenne du meilleur ajustement possible. Cependant, l'ordre de grandeur reste correct. Dans le cas de l'échantillon D-203-75-A-4-3, nous obtenons donc $I_{\text{noir}} \approx 0,15 \text{ mW/cm}^2$. Ramené à un faisceau ayant un diamètre de 1 mm, cela correspond à un flux de $1 \mu\text{W}$. Donc, dans le cas d'une utilisation intra-cavité, hormis au proche voisinage du seuil, nous pouvons toujours considérer que le gain photoréfractif est saturé.

Par ailleurs, cette mesure permet de déterminer la fluence de saturation du matériau. Dans le cas de l'échantillon D-203-75-A-4-3, elle vaut $F(= \tau I) \approx 8 \text{ mJ/cm}^2$.

6. Mesures en fonction de la longueur d'onde

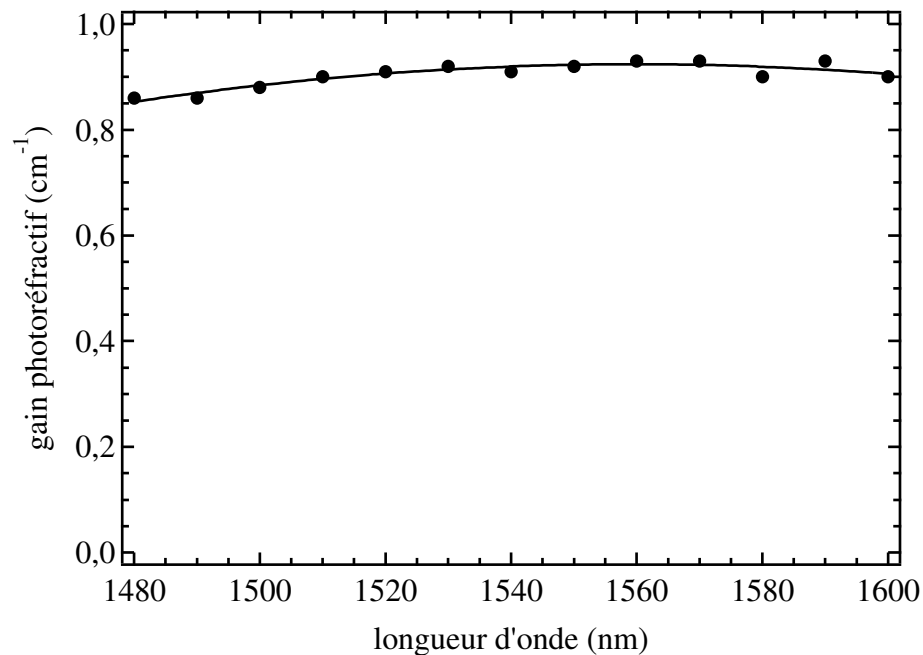


figure 35 : Évolution du gain photoréfractif en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon de CdTe D-203-75-A-4-3. La courbe est uniquement une courbe de tendance et non un ajustement théorique.

En prévision d'une utilisation pour le filtrage intra-cavité dans le cas de la source accordable, nous avons également mesuré la dépendance du gain photoréfractif en fonction de la longueur d'onde sur la plage d'accordabilité de la diode laser à cavité étendue. Comme, nous pouvons l'observer sur la figure 35, les variations du gain photoréfractif sont très faibles malgré la largeur de plus de 100 nm du domaine de mesure. En effet, comme nous le verrons sur les spectres d'absorption, la bosse correspondant à l'absorption qui est utile à l'effet photoréfractif autour de 1,55 μm est plus large que le domaine d'utilisation envisagé.

C. Caractérisation de la qualité optique des échantillons

1. Spectres d'absorption

La mesure du spectre d'absorption des échantillons est réalisée en utilisant un spectrophotomètre prévu à cet effet. Elle permet, d'une part, de vérifier que le matériau présente bien de l'absorption active à 1,06 μm et 1,55 μm , et, d'autre part, d'évaluer le niveau d'absorption résiduelle qui, s'il est trop important, est très préjudiciable à l'éventuelle utilisation du cristal pour notre application.

Les échantillons BR-06-B321-A et BR-06-B321-B qui ont été utilisés pour les expériences de démonstration [75]–[77], présentent bien les bosses d'absorption active comme

nous pouvons le voir en figure 36, mais, ils présentent également un fort fond continu d'absorption à 2 μm , zone spectrale dans laquelle le CdTe n'est, en principe, pas absorbant.

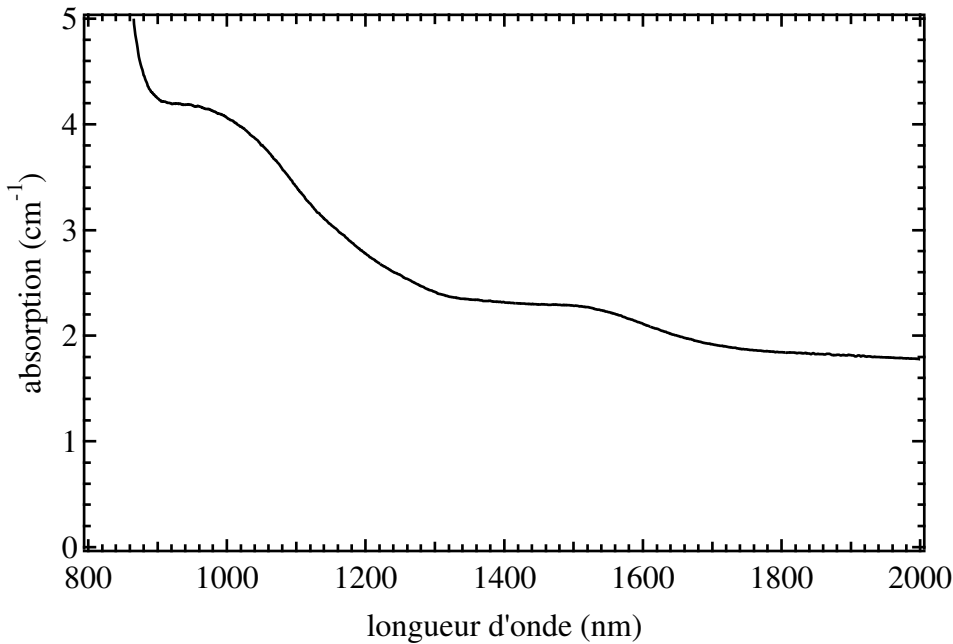


figure 36 : Spectre d'absorption typique des échantillons de CdTe de type BR-06.

Ce niveau d'absorption résiduelle est *a priori* imputable à des inclusions dans le matériau, observable par microscopie infra-rouge, qui sont dues à des défauts dans la croissance du matériau (*cf.* §A.2). Néanmoins, une optimisation des paramètres de croissance utilisés à l'ICMCB devrait permettre de résoudre ce problème puisque, par le passé, des échantillons présentant une faible absorption résiduelle y ont déjà été réalisés.

La figure 37 présente le résultat de cette mesure dans le cas de l'échantillon D-203-75-A-4-3, nous y remarquons que sa qualité optique est bien meilleure puisque l'absorption résiduelle y est quasiment nulle sans affecter l'absorption active. Ainsi les résultats présentés dans le tableau 2, qui annonçaient un niveau d'absorption à 1,55 μm bien plus bas avec simultanément un gain photoréfractif record, n'ont rien de surprenants.

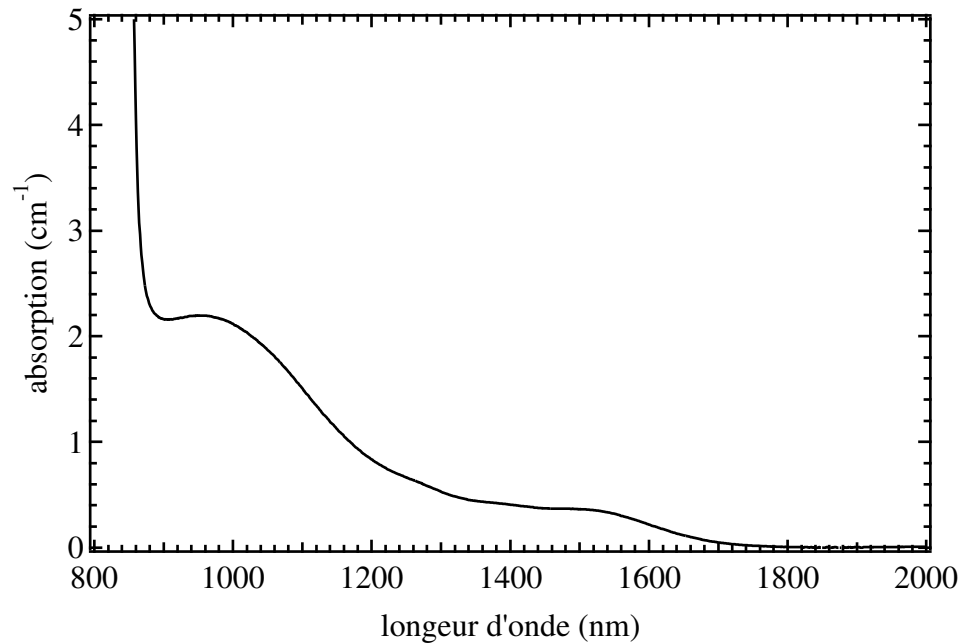


figure 37 : Spectre d'absorption de l'échantillon de CdTe D-203-75-A-4-3.

2. Pertes fibre à fibre

Lors de son insertion dans la cavité laser, le cristal ne va pas uniquement induire les pertes supplémentaires dues à son absorption. En effet, d'autres imperfections de sa qualité optique, comme des défauts de planéités des surfaces polies ou des inhomogénéités d'indice, vont altérer le taux de recouplage dans la puce amplificatrice. Pour avoir une meilleure approximation des pertes d'insertion du cristal, nous avons également mesuré les pertes induites par le cristal lorsqu'il est placé sur le trajet d'une propagation en espace libre entre deux colimateurs couplés à des fibres optiques monomode (*cf.* figure 38). Cette mesure a été effectuée une fois les traitements anti-reflet déposés sur les faces des échantillons afin d'être le plus proche possible des conditions d'utilisation intra-cavité. Les résultats sont consignés dans le tableau 2, ils montrent effectivement une augmentation des pertes par rapport à l'absorption seule, cependant, cette augmentation est relativement restreinte et ne nécessite donc pas d'être améliorée dans l'immédiat.

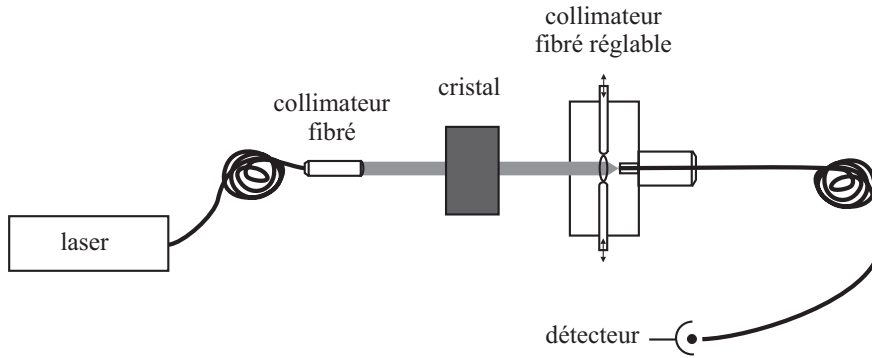


figure 38 : Schéma du montage de mesure des pertes fibre à fibre

3. Observation à l'interféromètre de Mach-Zehnder

Afin, de caractériser davantage la qualité optique des échantillons, nous les avons également observés en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder. Les interférogrammes correspondant aux différents cristaux sont présentés dans les figures : figure 39, figure 40, figure 41, figure 42 et figure 43, ils ont été enregistrés en utilisant un laser Nd:YAG émettant à $1,06 \mu\text{m}$.

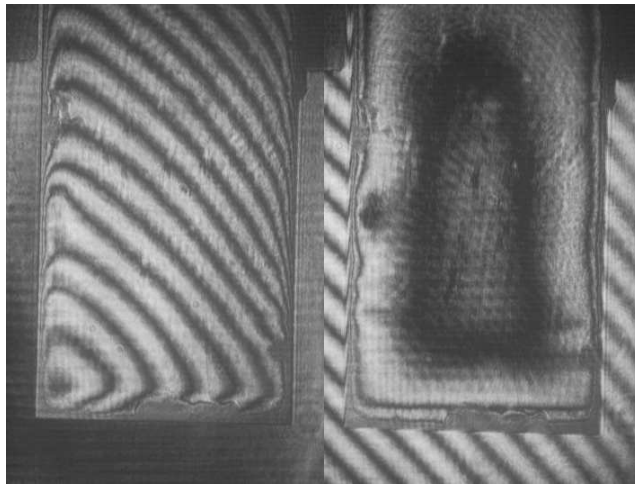


figure 39 : Interférogramme obtenu au Mach-Zehnder avec l'échantillon D-203-75-A-4-3, à gauche avec l'interféromètre en teinte plate, à droite avec compensation du prisme. 1 cm sur l'image correspond à 1,5 mm.

Chacune des figures contient deux images, l'une d'elles correspond au cas où l'interféromètre est en teinte plate, l'autre est obtenue après compensation du prisme au centre du cristal. Tant que la pente du prisme est constante, cela ne pose pas de problème pour la mise en cavité. Un prisme à déviation dans le plan horizontal va juste induire un décalage de la longueur d'onde qui se recoupe de manière optimale dans la puce amplificatrice, une déviation verticale peut nécessiter, quant à elle, un réajustement de la position en hauteur du dièdre. En revanche, un effet de lentille peut se révéler plus problématique compte tenu du fait qu'il va induire une défocalisation lors du recouplage dans la puce est donc augmenter les pertes.

Comme nous pouvons nous y attendre suite aux mesures des pertes fibre à fibre, la qualité optique de l'échantillon D-203-75-A-4-3 est suffisante pour le placé intra-cavité (cf. figure 39).

L'échantillon BR-06-B321-A présente un profil moins uniforme (cf. figure 40). Mais, sachant que le faisceau laser intra-cavité le traverse en son centre où le profil est le plus régulier, il n'est pas étonnant non plus que les pertes fibre à fibre restent voisines de l'absorption résiduelle seule.

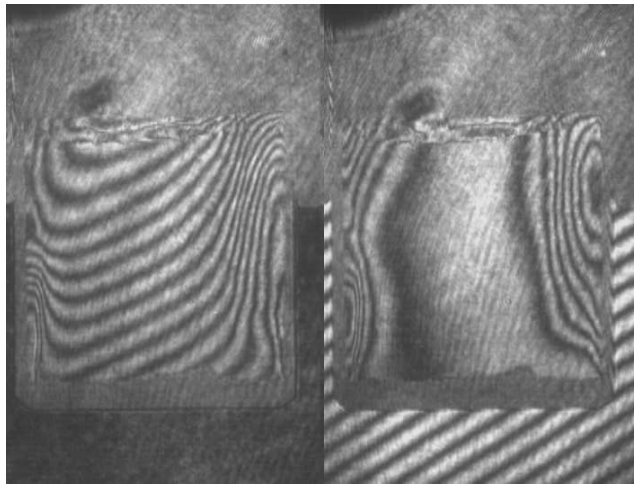


figure 40 : Interférogramme obtenu au Mach-Zehnder avec l'échantillon BR-06-B321-A, à gauche avec l'interféromètre en teinte plate, à droite avec compensation du prisme. 1 cm sur l'image correspond à 1,5 mm.

Comme en témoigne la figure 41, le profil de l'échantillon BR-06-B321-B est de très bonne qualité et les pertes qu'il induit intra-cavité sont donc essentiellement dues à sa trop forte absorption.

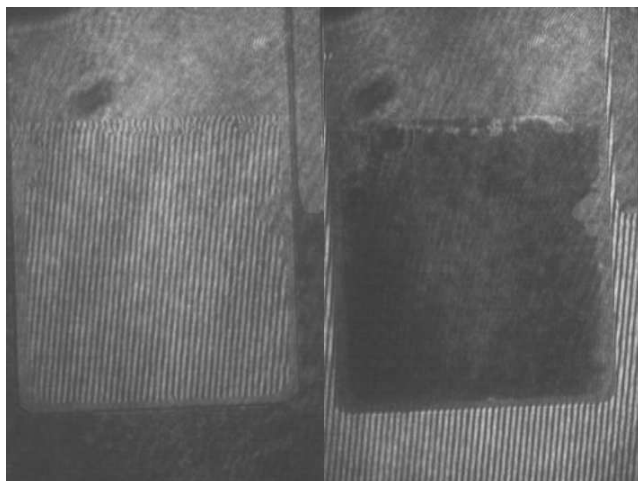


figure 41 : Interférogramme obtenu au Mach-Zehnder avec l'échantillon BR-06-B321-B, à gauche avec l'interféromètre en teinte plate, à droite avec compensation du prisme. 1 cm sur l'image correspond à 1,5 mm.

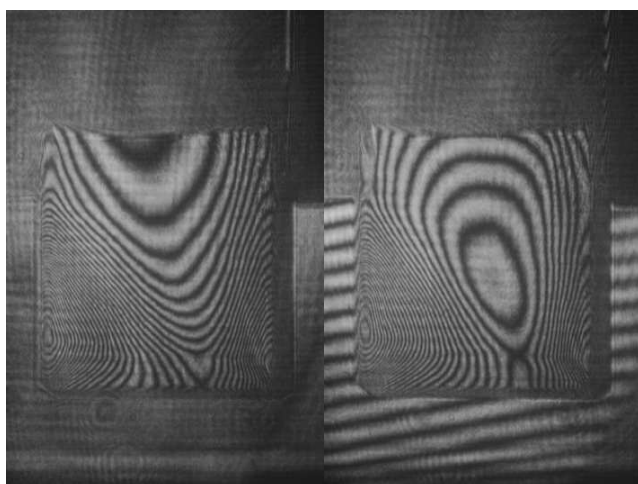


figure 42 : Interférogramme obtenu au Mach-Zehnder avec l'échantillon BR-04-H7-122, à gauche avec l'interféromètre en teinte plate, à droite avec compensation du prisme. 1 cm sur l'image correspond à 1,5 mm.

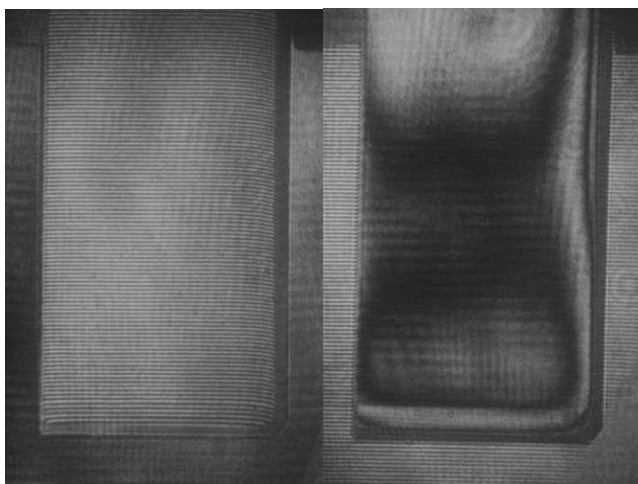


figure 43 : Interférogramme obtenu au Mach-Zehnder avec l'échantillon de GaAs, à gauche avec l'interféromètre en teinte plate, à droite avec compensation du prisme. 1 cm sur l'image correspond à 1,5 mm.

VI. Le filtre Fabry-Perot auto-adapté

A. Historique

Les premiers travaux portant sur la sélection de modes par filtrage holographique auto-organisable ont été menés par J.M Ramsey et W.B. Whitten en 1987 dans le cas d'un laser à colorant R6G à cavité linéaire [16],[17]. Les auteurs ont montré que l'insertion d'un cristal photoréfractif de titanate de baryum (BaTiO_3) à l'intérieur de la cavité laser permettait une réduction importante du nombre de modes actifs et même dans certains cas d'atteindre un régime de fonctionnement monomode. Il s'agissait essentiellement des travaux expérimentaux, mais le principe général du fonctionnement était déjà bien compris. En outre, ils démontrèrent également la nature auto-adaptative dynamique du filtre fréquentiel réalisé en effectuant un balayage continu sans saut de modes sur une plage de longueurs d'onde de 30 nm.

D'autres travaux sur le même principe ont également donné de bons résultats en utilisant des matériaux autres que photoréfractifs pour assurer l'enregistrement holographique. Par exemple, en 1994, un laser à fibre dopée erbium a été rendu monomode par l'introduction d'un absorbant saturable intra-cavité [79],[80]. À la suite de ces travaux, les mêmes auteurs ont publié les premiers travaux de modélisation théorique du filtre fréquentiel réalisé par un milieu non-linéaire couplé au miroir de sortie du laser [81].

Plus récemment, cette thématique a été initiée dans notre groupe en 1998. Ces premiers travaux ont permis de démontrer avec succès l'application de l'holographie dynamique intra-cavité pour le filtrage fréquentiel dans le cas d'un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ en régime pulsé et d'un laser Nd:YVO_4 continu [18],[19]. Puis, les travaux se sont prolongés, aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental, au cas des lasers quatre niveaux continus, pour aboutir à une modélisation permettant de bien comprendre et d'optimiser les conditions nécessaires à une oscillation monomode à l'état stationnaire [20],[21].

Actuellement, les travaux du groupe sur le thème des cavités laser auto-organisables sont orientés sur les lasers à semi-conducteur montés en cavités étendues. Une partie de ces travaux se situe dans le prolongement direct de précédents sur les lasers à quatre niveaux, à savoir l'utilisation du filtrage dynamique intra-cavité pour obtenir une oscillation monomode stable dans le cas de lasers initialement multimode. Ils ont permis de démontrer une oscillation monomode stable dans le cas d'une diode laser limitée par diffraction émettant 100 mW

autour de 810 nm [23], ils sont actuellement orientés vers la réalisation de source laser pour l'interférométrie émettant autour de 650 nm.

Parallèlement, nos travaux portent également sur les lasers à semi-conducteur, mais ils diffèrent, d'une part, par le domaine de longueurs d'onde adressé qui est celui des télécommunication optique, et d'autre part, dans l'objectif même du filtre photoréfractif intra-cavité qui vient ici en complément d'un filtrage statique par un réseau monté en configuration Littman. Ils ont permis de démontrer que l'holographie dynamique intra-cavité appliquée à ce cas de figure conduit à une augmentation du domaine d'utilisation de tels systèmes, en termes de puissance optique maximale, de plage de longueur d'onde accessible et de relâchement de contraintes mécaniques [75]–[78].

B. Principe

L'approche que nous utilisons ici est similaire à celle qui est développée dans [18] où le cristal photoréfractif était situé entre le milieu à gain et le miroir de couplage. Il s'agit de l'approche dite du filtre Fabry-Perot photoréfractif qui consiste à considérer la réflectivité équivalente à l'ensemble formé par le cristal photoréfractif et le miroir de couplage. Elle permet de séparer la cavité en deux parties distinctes : une zone de gain et une zone de pertes. Le calcul est identique à celui présenté dans la référence [18], sauf que nous y incluons l'absorption du cristal et que, dans notre cas, le filtre Fabry-Perot n'est pas formé par le cristal et le miroir de couplage mais par le cristal et le dièdre du réseau monté en Littman [15],[32]. Sa réflectivité équivalente tient donc compte du filtrage par le réseau.

Pour calculer la réflectivité du composant, nous utilisons le formalisme des matrices de transfert. Pour effectuer le calcul nous choisissons l'origine des phases en $z=0$ au niveau de la face du cristal qui est opposée au réseau. Nous modélisons le réseau monté en Littman par un miroir équivalent de réflectivité r_G situé à une distance d du cristal.

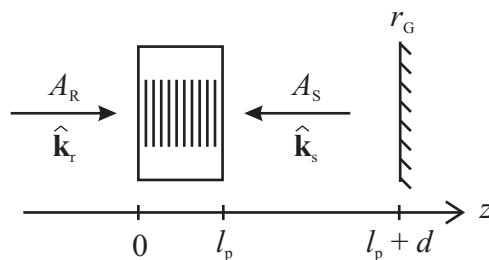


figure 44 : Conventions géométriques pour le calcul de la réflectivité équivalente au composant.

1. Inscription

Le réseau est supposé inscrit par deux ondes monochromatiques contre-propageantes :

$$E_R = \frac{1}{2} (A_R e^{-i(\omega t - k_0 z)} + c.c.) \text{ et } E_S = \frac{1}{2} (A_S e^{-i(\omega t + k_0 z + \varphi)} + c.c.) \quad (147)$$

E_S provient de la réflexion du champ E_R sur le miroir équivalent r_G , nous avons donc $\varphi = -2k_0(n_p l_p + d)$, avec n_p l'indice du matériau, l_p la longueur du cristal et k_0 la norme du vecteur d'onde dans le vide. La figure d'interférence d'onde stationnaire s'écrit donc :

$$I = I_0 \left\{ 1 + m \cos [Kz - 2k_0(n_p l_p + d)] \right\} \quad (148)$$

où $K = 2n_p k_0$ est la norme du vecteur réseau. Nous supposons que le taux de modulation m est constant tout le long du cristal, ce qui est faux en toute rigueur dès que le cristal absorbe. Nous choisissons de prendre sa valeur au milieu du cristal, soit :

$$m = \frac{2r_G e^{-\alpha_p l_p / 2}}{1 + r_G^2 e^{-\alpha_p l_p}} \quad (149)$$

En réalité, sauf si la longueur d'onde correspond à celle qui est rétro-réfléchiée par le réseau monté en configuration Littman, les vecteurs d'onde des deux ondes contre-propageantes ne sont pas exactement colinéaires, cependant cet angle reste très restreint et il est tout à fait légitime de le négliger.

2. Relecture

Pour calculer la réflectivité du composant, il faut relier les champs en entrée et en sortie de cristal, il faut résoudre les équations différentielles couplées (140) et (141) dans le cas où $\varphi = -2k_0(n_p l_p + d)$ avec une onde lecture ayant un désaccord quelconque δk par rapport à la condition de Bragg :

$$E_R = \frac{1}{2} (A_R e^{-i(\omega t - kz)} + c.c.) \text{ et } E_S = \frac{1}{2} (A_S e^{-i(\omega t + kz + \varphi)} + c.c.) \quad (150)$$

où $k = k_0 + \delta k$. Afin d'obtenir des équations différentielles à coefficients constants, nous effectuons le changement de variable suivant :

$$A_{R'} = A_R e^{i\delta k z / 2} \quad (151)$$

$$A_{S'} = A_S e^{-i\delta k z / 2} \quad (152)$$

Les équations (140) et (141) se réécrivent alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A_{R'}}{\partial z} = -\frac{1}{2}(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)A_{R'} - \kappa A_{S'}, \quad (153)$$

$$\frac{\partial A_{S'}}{\partial z} = \frac{1}{2}(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)A_{S'} - \kappa^* A_{R'}. \quad (154)$$

où nous avons posé :

$$\kappa = \frac{p\Gamma}{4} e^{i\varphi}. \quad (155)$$

Il s'agit, aux différences de notations près, des équations de la théorie des ondes couplées de Kogelnik [82]. Tout comme les équations de couplage à trois modes dans le laser à semi-conducteur, nous pouvons les résoudre en utilisant la méthode du déterminant. La solution est donc de la forme :

$$\begin{pmatrix} A_{R'} \\ A_{S'} \end{pmatrix} = c_- \mathbf{V}_- e^{-\gamma z} + c_+ \mathbf{V}_+ e^{\gamma z}, \quad (156)$$

où l'expression de l'incrément complexe γ est :

$$\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)^2 + 4|\kappa|^2}, \quad (157)$$

et celle des vecteurs propres est :

$$\mathbf{V}_{\pm} = \begin{pmatrix} (\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 \mp m\gamma \\ \kappa^* \end{pmatrix}. \quad (158)$$

Pour obtenir la matrice de passage du cristal il faut faire le lien entre les amplitudes en $z=0$ et en $z=l_p$ dont les expressions sont données par :

$$A_R(0) = c_- [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 + \gamma] + c_+ [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 - \gamma], \quad (159)$$

$$A_S(0) = \kappa^* (c_- + c_+), \quad (160)$$

$$A_R(l_p) = \left\{ c_- [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 + \gamma] e^{-\gamma l_p} + c_+ [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 - \gamma] e^{\gamma l_p} \right\} e^{-i\delta k l_p / 2}, \quad (161)$$

$$A_S(l_p) = \kappa^* \left(c_- e^{-\gamma l_p} + c_+ e^{\gamma l_p} \right) e^{i\delta k l_p / 2}. \quad (162)$$

Notons, que nous avons effectué le changement de variable inverse afin de faire intervenir les amplitudes A_R et A_S dans les relations (159), (160), (161) et (162). Les expressions de c_- et c_+ s'obtiennent en combinant les expressions (159) et (160) :

$$2\gamma\kappa^*c_- = \kappa^*A_R(0) - [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 - \gamma]A_S(0), \quad (163)$$

$$2\gamma\kappa^*c_+ = -\kappa^*A_R(0) + [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 + \gamma]A_S(0). \quad (164)$$

Pour obtenir la matrice de transfert, il nous suffit d'insérer les expressions (163), (164) de c_- et c_+ dans les relations (161) et (162) :

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_S \end{pmatrix}_{z=l_p} = \begin{bmatrix} a_{11}e^{i(k_0 + \delta l/2)l_p} & a_{12}e^{i(k_0 + \delta l/2)l_p} \\ a_{21}e^{-i(k_0 + \delta l/2)l_p} & a_{22}e^{-i(k_0 + \delta l/2)l_p} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_R \\ E_S \end{pmatrix}_{z=0}, \quad (165)$$

avec

$$2\gamma a_{11} = \{[(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 + \gamma]e^{-\gamma l_p} - [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 - \gamma]e^{\gamma l_p}\}e^{-i\delta l_p l/2}, \quad (166)$$

$$2\gamma a_{12} = \kappa(e^{-\gamma l_p} - e^{\gamma l_p})e^{-i\delta l_p l/2}, \quad (167)$$

$$2\gamma a_{21} = \kappa^*(e^{-\gamma l_p} - e^{\gamma l_p})e^{i\delta l_p l/2}, \quad (168)$$

$$2\gamma a_{22} = \{[(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 + \gamma]e^{\gamma l_p} - [(\alpha_{\text{abs}} - i\delta k)/2 - \gamma]e^{-\gamma l_p}\}e^{i\delta l_p l/2}. \quad (169)$$

Pour plus de clarté, nous pouvons également donner l'expression du désaccord à la condition en Bragg (137) en termes de désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda$ ou en pulsation $\delta\omega$:

$$\delta k = \frac{2n_p}{c} \delta\omega = -2k_0 \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \quad (170)$$

Dans le cas de la cavité laser, il faut également tenir compte du recouplage dans la puce. Pour l'onde diffractée par l'hologramme inscrit dans le cristal, le coefficient de recouplage dépend de la longueur d'onde du mode oscillant qui a inscrit le réseau d'indice et il est donc indépendant de la longueur d'onde de lecture. Dans le cas de l'onde qui revient du réseau monté en Littman, le coefficient dépend évidemment de la longueur d'onde incidente. Ainsi, il faut considérer deux coefficients de recouplage différents selon que l'on considère la fraction de l'onde qui provient du cristal ou du réseau. Pour effectuer ce calcul, nous considérons les

équations qui relient les ondes entrantes avec les ondes sortantes du cristal, obtenues à partir des coefficients de la matrice de transfert (165) :

$$A_S(0) = -a_{21}A_R(0)/a_{22} + A_S(l_p)/a_{22}, \quad (171)$$

$$A_R(l_p) = (a_{11} - a_{12} a_{21}/a_{22})A_R(0) + a_{12}A_S(l_p)/a_{22}. \quad (172)$$

La prise en compte du recouplage dans la puce n'affecte pas $A_R(l_p)$ qui se propage en direction du réseau, l'équation (172) demeure donc inchangée. En revanche, comme $A_S(0)$ se propage en direction de la puce, il faut multiplier, dans l'équation (171), la fraction de $A_S(0)$ issue de $A_R(0)$ par un coefficient de recouplage, C_p , lié à l'hologramme dans le cristal, et celle issue de $A_S(l_p)$ par un coefficient, C_G , lié au réseau monté en Littman. Les relations (171) et (172) se réécrivent alors :

$$A_S(0) = -C_p a_{21}A_R(0)/a_{22} + C_G A_S(l_p)/a_{22}, \quad (173)$$

$$A_R(l_p) = (a_{11} - a_{12} a_{21}/a_{22})A_R(0) + a_{12}A_S(l_p)/a_{22}, \quad (174)$$

avec :

$$C_p = \exp[-\delta\lambda_p^2/(2\Delta\lambda_G^2)] \text{ et } C_G = \exp[-\delta\lambda_G^2/(2\Delta\lambda_G^2)] \quad (175)$$

Après réarrangements des relations (173) et (174), les coefficients de la matrice de passage (165) deviennent :

$$a'_{11} = a_{11} + \frac{a_{12}a_{21}}{a_{22}} \left(\frac{C_p}{C_G} - 1 \right), \quad (176)$$

$$a'_{12} = \frac{a_{12}}{C_G}, \quad (177)$$

$$a'_{21} = \frac{C_p}{C_G} a_{21}, \quad (178)$$

$$a'_{22} = \frac{a_{22}}{C_G}, \quad (179)$$

Pour calculer la réflectivité du filtre, il faut également inclure le déphasage dû à la propagation jusqu'au miroir équivalent au réseau monté en Littman. Nous obtenons la matrice de transfert suivante :

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_S \end{pmatrix}_{z=l_p+d} = \begin{bmatrix} a'_{11} e^{ik_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} & a'_{12} e^{ik_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} \\ a'_{21} e^{-ik_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} & a'_{22} e^{-ik_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_R \\ E_S \end{pmatrix}_{z=0} \quad (180)$$

Finalement, pour la réflectivité équivalente du Fabry-Perot auto-adapté r_{fpa} se calcule en considérant la condition aux limites en $z = l_p + d$:

$$A_S(l_p + d) = r_G A_R(l_p + d), \quad (181)$$

En combinant (180) et (181), nous obtenons l'expression de r_{fpa} :

$$r_{\text{fpa}} = \frac{a'_{11} e^{i2k_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} r_G - a'_{21}}{a'_{22} - a'_{12} e^{i2k_0(1-\delta\lambda/\lambda)(d+n_p l_p)} r_G} \quad (182)$$

La figure 45 représente les pertes différentielles par rapport au mode oscillant, supposé placé au minimum de pertes, avec et sans cristal intra-cavité, dans le cas où les caractéristiques du cristal sont celles de l'échantillon D-203-75-A-4-3.

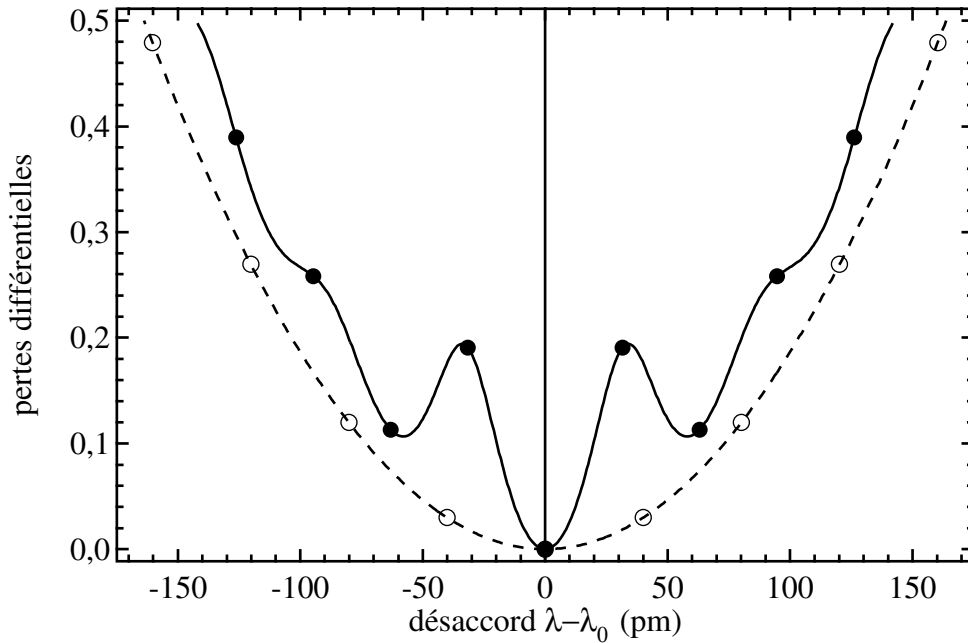


figure 45 : Pertes différentielles entre le mode oscillant ($\delta\lambda = 0$) et les modes voisins. La courbe continue correspond au cas où le cristal est inséré dans la cavité, la courbe pointillée au cas où seul le réseau monté en Littman assure le filtrage spectral. Les points correspondent à la position des modes.

Outre, le rapprochement des modes qui est dû à l'allongement de la longueur optique de la cavité, nous observons une modulation des pertes qui vient s'ajouter aux pertes qui sont dues au réseau monté en configuration Littman lorsqu'il est seul. Elles sont dues au Fabry-Perot formé par l'hologramme inscrit dans le cristal et le réseau monté en Littman. Du fait du caractère automatiquement constructif des interférences entre la portion de l'onde d'écriture qui se diffracte sur l'hologramme et celle qui revient du réseau pour l'onde d'inscription, le mode oscillant est automatiquement placé sur un maximum de réflectivité du Fabry-Perot. En revanche, comme le cristal est situé aux environs du milieu de la cavité laser, les interférences sont destructives pour les modes directement voisins du mode principal puisque l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot se trouve être le double de l'intervalle entre modes. Ceci assure un bien meilleur rejet des modes voisins. Pour les modes distants de deux intervalles entre modes, les interférences sont à nouveau constructives, mais le filtrage assuré par le réseau monté en Littman est déjà efficace en lui-même. Pour les modes d'ordres plus élevés, les modulations sont fortement amorties du fait de la largeur spectrale limitée de la sélectivité de Bragg correspondant à l'hologramme.

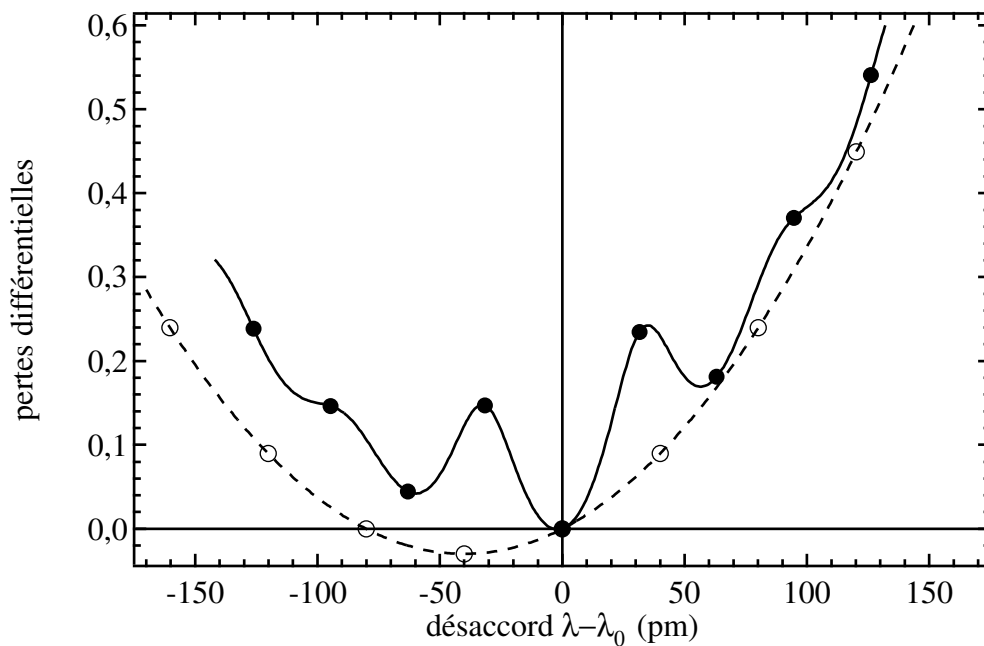


figure 46 : Pertes différentielles entre le mode oscillant ($\delta\lambda = \Delta$) et les modes voisins dans le cas où le mode oscillant est décalé de $\Delta\lambda$ du minimum de pertes de recouplage. La courbe continue correspond au cas où le cristal est inséré dans la cavité, la courbe pointillée au cas où seul le réseau monté en Littman assure le filtrage spectral. Les points correspondent à la position des modes

Un autre intérêt du filtre photoréfractif est qu'il est auto-adapté au mode d'inscription. Ce faisant, si lors de l'accord en longueur d'onde, le mode se décale progressivement par rap-

port au minimum de pertes, le réseau d'indice dans le cristal va continuellement s'adapter. Ainsi, le décalage maximal accessible sans saut de modes devient plus important grâce au cristal placé intra-cavité. Comme en témoigne la figure 46, même si ce désaccord atteint une valeur supérieure à un intervalle entre modes, les pertes du mode voisin, qui se situerait au minimum de pertes en absence de cristal, restent supérieures à celles du mode oscillant.

Jusqu'à présent, nous n'avons calculé que la réflectivité de l'ensemble formé par le cristal et le réseau monté en Littman, or, il faut également tenir compte de la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet qui est déposé sur la face de la puce orientée vers la partie étendue de la cavité. Ce calcul ne pose pas de problème particulier, il suffit de multiplier par la droite la matrice de transfert (180) par la matrice de propagation entre le cristal et la face d'entrée dans la puce et par la matrice de transfert de l'anti-reflet :

$$[\mathbf{M}_{\text{ar}}] = \frac{1}{t_{\text{ar}}} \begin{pmatrix} 1 & -r_{\text{ar}} \\ -r_{\text{ar}} & 1 \end{pmatrix}, \quad (183)$$

où r_{ar} et t_{ar} sont respectivement la réflectivité et la transmission en amplitude du traitement anti-reflet. Nous obtenons alors la matrice de transfert suivante entre l'anti-reflet et le miroir équivalent r_{G} :

$$\begin{pmatrix} A_{\text{R}} \\ A_{\text{S}} \end{pmatrix}_{\text{réseau}} = \begin{bmatrix} a''_{11} e^{ik_0(1-\delta)l_{\text{ext}}} & a''_{12} e^{ik_0(1-\delta)l_{\text{ext}}} \\ a''_{21} e^{-ik_0(1-\delta)l_{\text{ext}}} & a''_{22} e^{-ik_0(1-\delta)l_{\text{ext}}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{\text{R}} \\ A_{\text{S}} \end{pmatrix}_{\text{anti-reflet}}, \quad (184)$$

où

$$a'_{11} = \left(a'_{11} - r_{\text{ar}} a'_{12} e^{-i2k_0(1-\delta)l_{\text{ext}}(l_{\text{ext}} - d - n_{\text{p}} l_{\text{p}})} \right) / t_{\text{ar}}, \quad (185)$$

$$a'_{12} = \left(a'_{12} e^{-i2k_0(1-\delta)l_{\text{ext}}(l_{\text{ext}} - d - n_{\text{p}} l_{\text{p}})} - r_{\text{ar}} a'_{11} \right) / t_{\text{ar}}, \quad (186)$$

$$a'_{21} = \left(a'_{21} e^{i2k_0(1-\delta)l_{\text{ext}}(l_{\text{ext}} - d - n_{\text{p}} l_{\text{p}})} - r_{\text{ar}} a'_{22} \right) / t_{\text{ar}}, \quad (187)$$

$$a'_{22} = \left(a'_{22} - r_{\text{ar}} a'_{21} e^{i2k_0(1-\delta)l_{\text{ext}}(l_{\text{ext}} - d - n_{\text{p}} l_{\text{p}})} \right) / t_{\text{ar}}, \quad (188)$$

avec l_{ext} la longueur totale de la partie externe de la cavité laser. En utilisant la condition aux limites (181), nous obtenons l'expression de la réflectivité équivalente de la partie externe de la cavité étendue r_{ext} :

$$r_{\text{ext}} = \frac{a_{11}'' e^{i2k_0(1-\delta)\mathcal{N}\lambda} r_G - a_{21}''}{a_{22}'' - a_{12}'' e^{i2k_0(1-\delta)\mathcal{N}\lambda} r_G} \quad (189)$$

L'effet de la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet, en absence de cristal inséré intracavité, a déjà été discuté au Chapitre 1 (*cf.* §Chapitre 1III.B, page 23). Nous y avons remarqué que même si les courbes de pertes sont fortement modifiées par la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet et dépendent fortement des conditions de phase, la variation extrême des pertes pour les modes voisins reste limitée du fait de la longueur optique de la puce amplificatrice qui est petite devant la longueur optique totale de la cavité laser (*cf.* figure 7, page 26).

La figure 47 représente le même type de courbes lorsque le cristal est placé intracavité, toujours pour une réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-4}$. Nous pouvons remarquer que du fait de son placement au milieu de la cavité, même si la réflectivité de l'hologramme est faible, le différentiel de pertes introduit par celui-ci est maximal, contrairement à la modulation due à l'anti-reflet.

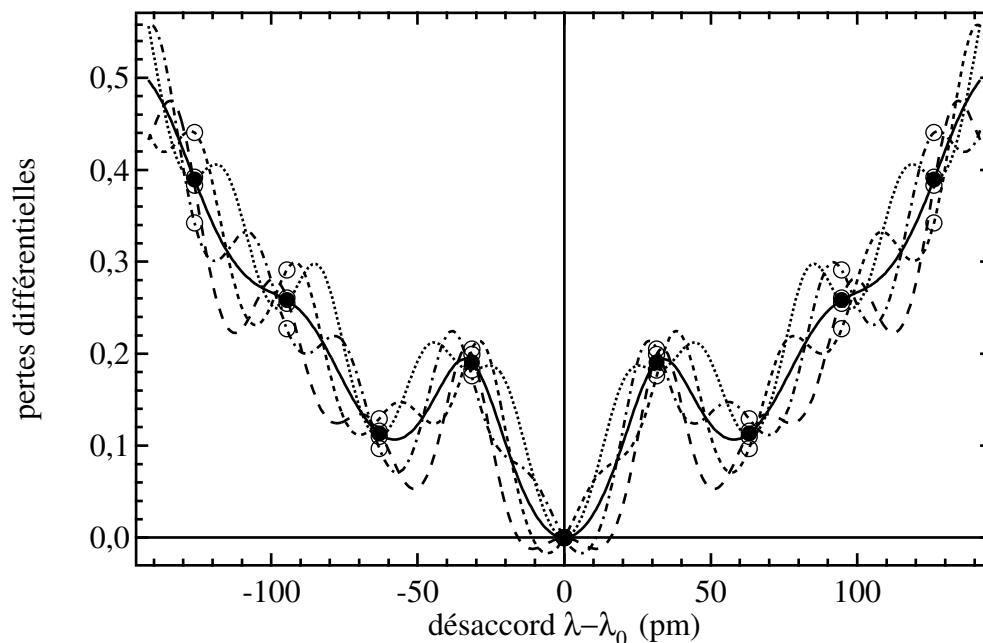


figure 47 : Pertes différentielles entre le mode oscillant ($\delta\mathcal{L} = 0$) et les modes voisins avec cristal intracavité, en tenant compte de l'anti-reflet. La courbe continue correspond au cas d'un traitement anti-reflet parfait, les autres courbes correspondent au cas d'un traitement anti-reflet de réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-4}$ pour différentes conditions de phase pour le mode principal dans le Fabry-Perot parasite.

Il s'agit ici d'un très bon anti-reflet, ce qui est effectivement le cas au milieu de la plage d'accord en longueur d'onde de la source laser. Cependant, en bord de plage, ce traitement est moins bon et il peut induire une réduction bien plus importante du différentiel de

perdes entre le mode oscillant et les autres modes, comme cela est le cas sur la figure 48 qui correspond à une valeur de la réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-3}$.

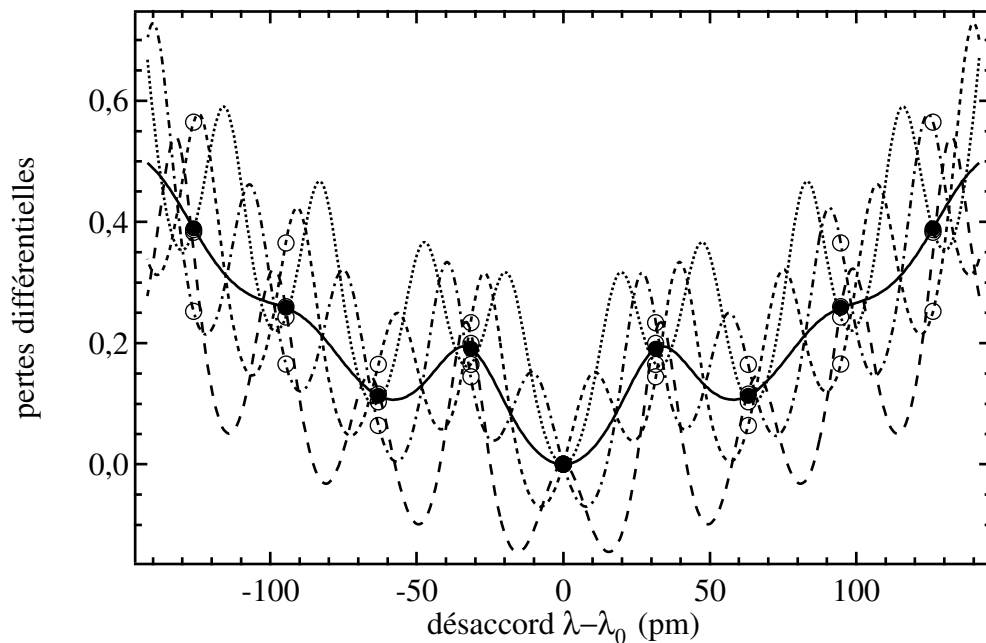


figure 48 : Pertes différentielles entre le mode oscillant ($\delta\lambda = 0$) et les modes voisins avec cristal intra-cavité mais en tenant compte de l'anti-reflet. La courbe continue correspond au cas d'un traitement anti-reflet, les autres courbes correspondent au cas d'un traitement anti-reflet de réflectivité résiduelle en intensité de $5 \cdot 10^{-3}$ pour différentes conditions de phase pour le mode principal dans le Fabry-Perot parasite.

Un tel cas de figure peut se révéler problématique pour le bon fonctionnement du laser et éventuellement donner lieu à des phénomènes de bistabilité dus à l'effet conjugué du Fabry-Perot parasite et du couplage entre le gain et l'indice *via* le coefficient de Henry α_H qui caractérise les lasers à semi-conducteur [5],[11],[13].

VII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons traité des principaux points relatifs au choix et à la caractérisation du cristal du photoréfractif à utiliser pour effectuer le filtrage intra-cavité. Nous avons également modélisé les pertes de la cavité lorsque le cristal est inséré dans la cavité, nous verrons dans la suite quelles sont les conditions d'oscillation monomode stable lorsque nous tenons compte du mélange d'ondes non-linéaire dans le milieu à gain (cf. Chapitre 4II, page 119).

Chapitre 4 : Étude du domaine de fonctionnement monomode stable

I. Mise en œuvre expérimentale

A. Caractéristique lumière-courant

Des caractéristiques typiques de la puissance émise à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ en fonction du courant injecté sont représentées sur la figure 49, nous y relevons un courant de seuil de 22 mA sans cristal, de 27 mA avec le cristal D-203-75-A-4-3 et de 45 mA avec les cristaux BR-06-B321-A et BR-06-B321-B. Il s'agit de la puissance maximale qui peut être obtenue pour chaque valeur du courant injecté lorsque l'on agit sur la cale piézo-électrique du réseau de diffraction. Nous avons également tracé sur le même graphe les courbes obtenues numériquement. Pour le calcul de ces courbes, les paramètres relatifs aux lasers sont identiques, seuls ceux du cristal photoréfractif, lorsqu'il y en a un, diffèrent d'une simulation à l'autre.

Ces paramètres sont ceux qui sont utilisés dans la suite pour simuler le domaine de stabilité sans saut de modes.

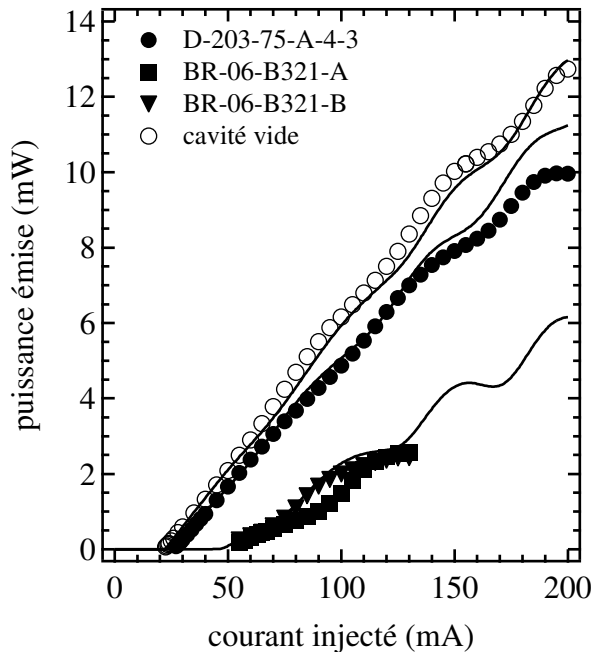


figure 49 : puissance émise en fonction du courant injecté à 1,55 µm

Comme attendu, la mauvaise qualité optique des échantillons BR-06-B321 provoque une nette dégradation des performances du laser aussi bien du point de vue du seuil d'oscillation que de la pente d'efficacité. En revanche, le cristal D-203-75-A-4-3 affecte les performances de manière acceptable au vue des améliorations apportées par ailleurs, améliorations que nous détaillons dans la suite. Nous pouvons également relever un écart relativement important entre la courbe théorique et les mesures expérimentales pour les forts courants dans le cas du cristal D-203-75-A-4-3. En revanche la modulation des courbes qui est due aux effets de Fabry-Perot parasite faisant intervenir la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet est bien restituée par les simulations. En effet, la variation de la longueur optique de la diode à cause des effets thermiques lorsque le pompage augmente, modifie la nature des interférences (constructives ou destructives) dans le Fabry-Perot parasite.

Il est également intéressant d'étudier les caractéristiques lumière-courant en bord de domaine d'accord en longueur d'onde. À cet effet, la figure 50 représente les caractéristiques à $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$ et la figure 51 à $\lambda = 1,48 \mu\text{m}$. Nous pouvons y remarquer que l'effet de la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet déposé sur la face de la diode est bien plus marqué du fait de la moins bonne qualité de celui-ci en bord de bande.

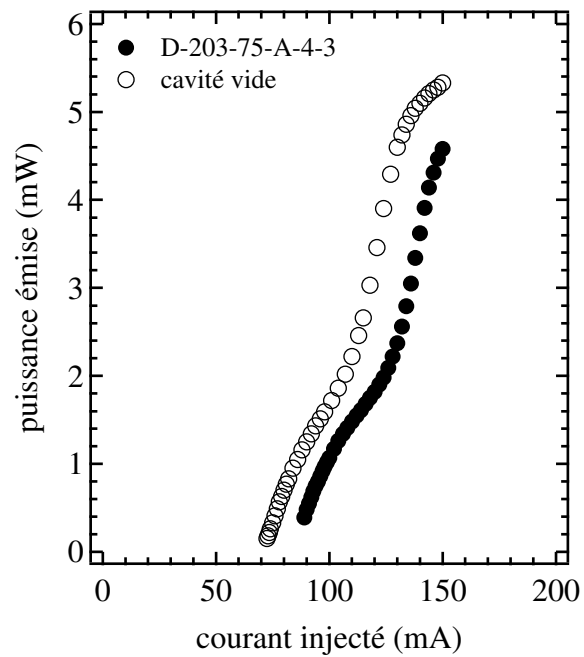


figure 50 : puissance émise en fonction du courant injecté à 1,60 μm

De plus, comme le gain de la zone active est moins important à ces longueurs d'onde, l'élévation du seuil est plus importante qu'à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: il faut injecter davantage de porteurs pour compenser les pertes.

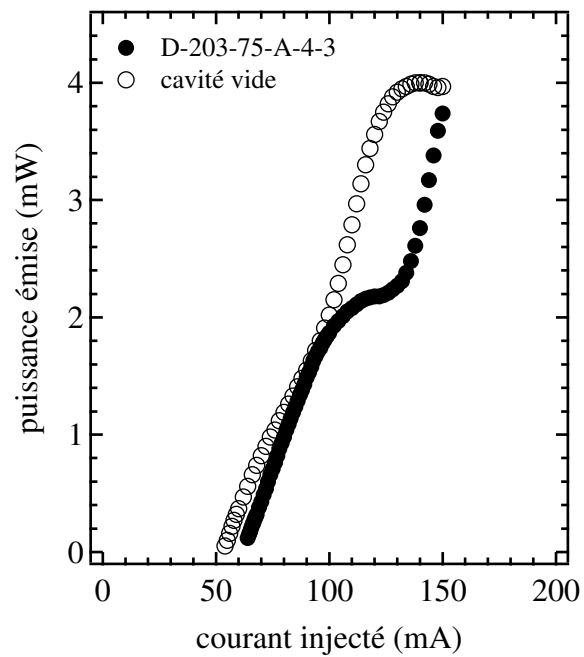


figure 51 : puissance émise en fonction du courant injecté à 1,48 μm

B. Dispositif de mesures du domaine monomode stable

Le principe de la mesure du domaine de fonctionnement sans saut de modes est décrit dans ce qui suit, il est identique avec et sans cristal intra-cavité.

Tout d'abord, nous nous plaçons au voisinage du seuil d'oscillation du laser, et à $\delta\lambda = 0$, le laser oscille alors sur un mode nommé dans la suite mode "0". Puis, la cavité est allongée à l'aide de la cale piézo-électrique. Ainsi, la longueur d'onde du mode "0" augmente par rapport à sa valeur pour $\delta\lambda = 0$ alors que la longueur d'onde de minimum de pertes, rétro-réfléchié par le réseau monté en configuration Littman, reste constante. Ce faisant, au fur et à mesure de l'allongement de la cavité, le désaccord $\delta\lambda$ augmente jusqu'à ce qu'un saut de modes ait lieu vers les courtes longueurs d'onde. La valeur de $\delta\lambda$ qui correspond à ce saut de modes est relevée. Ensuite, la cavité est raccourcie de manière à revenir sur le mode "0". Le raccourcissement est alors poursuivi jusqu'à ce qu'un saut de modes, dont la valeur correspondante de $\delta\lambda$ est également relevée, ait lieu vers les grandes longueurs d'onde. Alors, la cavité est à nouveau rallongée afin de revenir sur le mode "0". Ensuite, la même procédure est exécutée pour chaque valeur croissante de la puissance émise ou du courant injecté dans la jonction, en fonction du type de courbe désirée.

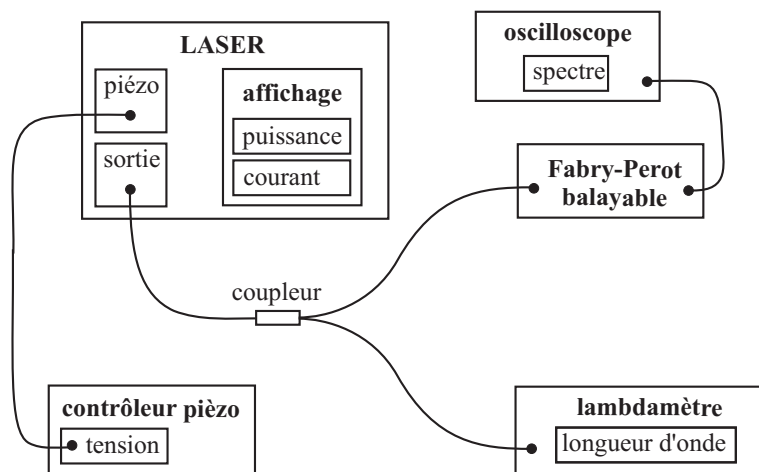


figure 52 : schéma du montage utilisé pour la mesure du domaine monomode stable

Pour effectuer les mesures de $\delta\lambda$, nous utilisons un lambdamètre (Burleigh WA1000) avec une résolution de . Pour s'assurer que le spectre est bien monomode, nous utilisons en parallèle un analyseur de spectre Fabry-Perot balayable (Melles Griot confocal d'ISL 10 GHz ou Fabry-Perot « maison » plan-plan d'ISL réglable) selon le schéma expérimental présenté sur la figure 52. Pour mesurer la puissance ou le courant nous utilisons les afficheurs

intégrés au boîtier du laser qui ont été étalonnés lors de son assemblage (cf. §Chapitre 1I, page 14).

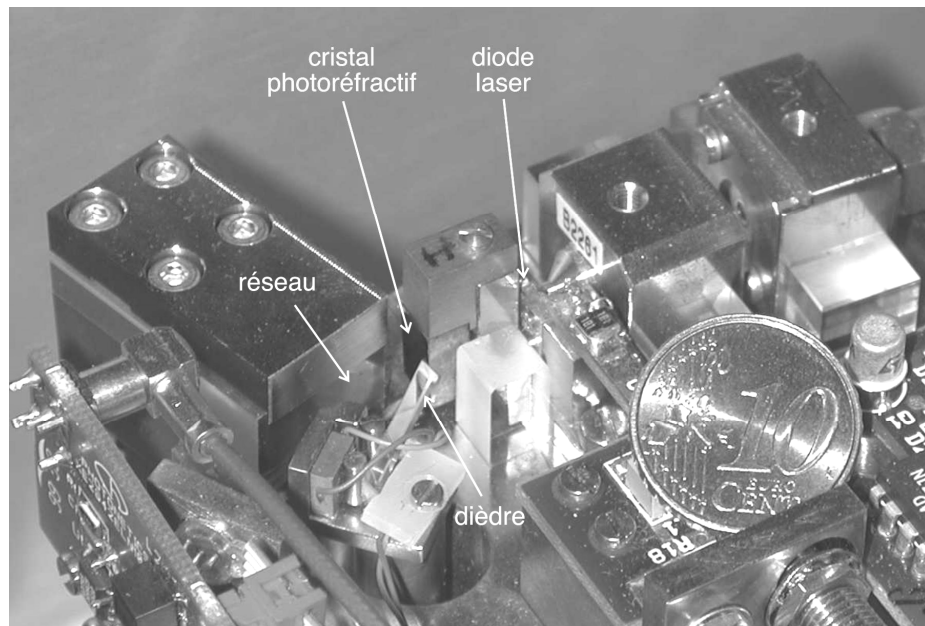


figure 53 : photographie de la cavité laser avec le cristal placé intra-cavité.

Les cristaux sont collés sur un support qui vient se visser sur le support de l'objectif de collimation de la cavité étendue (cf. figure 53). Il est ainsi très facile de l'insérer ou de l'ôter de la cavité.

Ces mesures ont été effectuées à différentes longueurs d'onde et pour deux types de fonctionnement du laser : en fonctionnement « classique » en faisant varier le courant injecté et en fonctionnement asservi en puissance (*Auto Power Control, APC*) où le courant est automatiquement ajusté de manière à conserver la puissance émise constante lorsque $\delta\lambda$ varie.

Ce sont les mesures relatives à ce deuxième mode de fonctionnement que nous détaillons en premier car ce sont celles qui correspondent le plus aux conditions d'utilisation standard de ce type de laser accordable lors des tests de composants. Dans ce qui suit, nous nous contentons de donner les résultats de mesures bruts et d'en tirer des conclusions en termes de gain de performances pour le système. L'analyse physique, plus approfondie, de l'allure des domaines de fonctionnement monomode stable sera abordée dans la seconde partie de ce chapitre (cf. §Chapitre 4II, page 119) où il sera également effectué une comparaison avec les modélisations.

C. Mesures en fonction de la puissance émise

1. Mesures à 1,60 μm

La figure 54 présente la synthèse des mesures du domaine de stabilité avec et sans cristal à la longueur d'onde de 1,60 μm . Afin de ne pas trop alourdir la figure, seules les mesures effectuées avec le cristal D-203-75-A-4-3 sont présentées, puisqu'il s'agit de celles qui donnent les meilleurs résultats. En revanche, deux ou trois séries de mesures sont présentées dans chaque cas. Les différentes séries de mesures correspondent toutes à la mesure du domaine de fonctionnement monomode stable, effectuées de la même façon dans tous les cas, mais sur plusieurs mois d'intervalle et autour d'une longueur d'onde centrale qui peut différer légèrement. Cela explique la dispersion des résultats, cependant les mesures présentent, malgré tout, une bonne reproductibilité.

Dans tous les cas, le milieu du domaine de stabilité se décale vers les valeurs positives de $\delta\lambda$ lorsque la puissance augmente. Dans un premier temps, le domaine s'élargit, ici jusqu'à une puissance inférieure à 2 mW, puis, dans la configuration sans cristal, une zone de fonctionnement multimode apparaît avant que le saut de modes n'ait lieu vers une valeur de $\delta\lambda$ située dans le domaine monomode stable. De plus, nous observons une modulation des frontières du domaine de stabilité monomode en fonction de la puissance. Comme nous le verrons plus loin, cette modulation est due à la réflectivité résiduelle de l'anti-reflet.

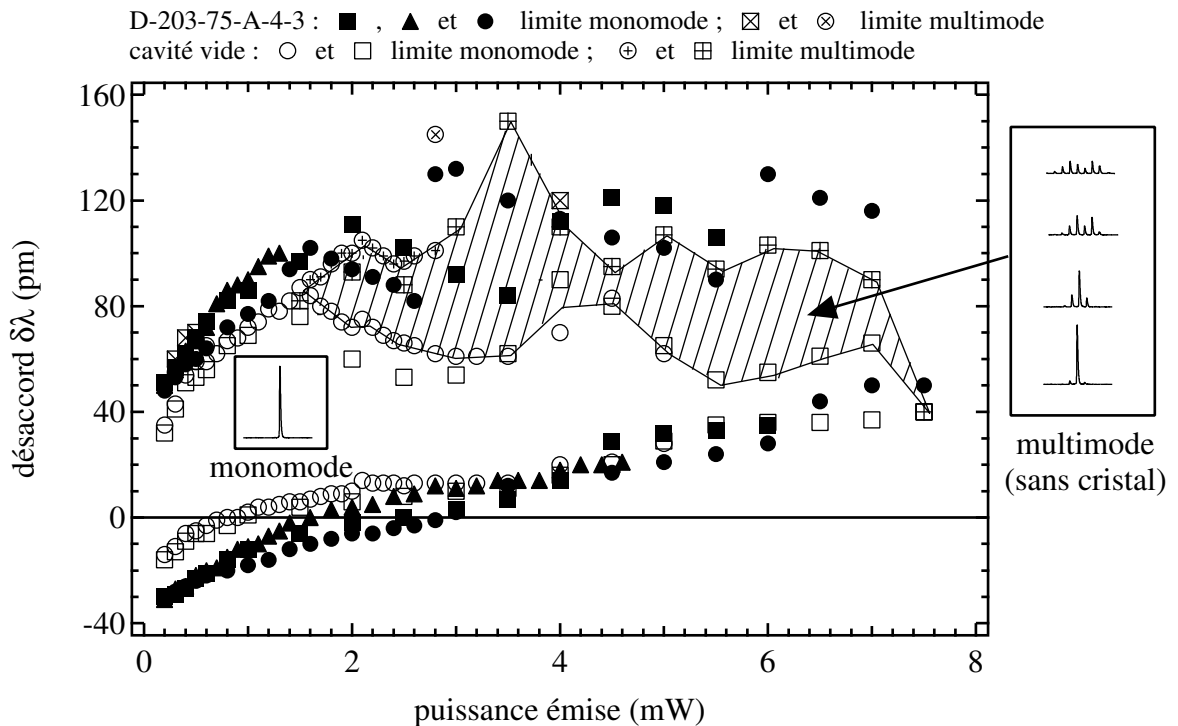


figure 54 : domaine de stabilité sans saut de modes à $1,60\ \mu\text{m}$ en fonction de la puissance émise, celle-ci étant conservée constante lorsque $\delta\lambda$ varie (mode de fonctionnement APC).

Les mesures sont effectuées en se déplaçant sur des verticales correspondant à une valeur donnée de la puissance émise. La figure 55 illustre le cas d'une mesure effectuée sans cristal intra-cavité pour une valeur de la puissance d'environ 2 mW sur la figure 54.

La longueur d'onde du mode, repéré par une flèche, est toujours comprise dans l'union du domaine en gras et du domaine hachuré représentés sur la figure 55. À l'intérieur du domaine en gras, le fonctionnement est monomode, lorsque la valeur limite inférieure de $\delta\lambda$, représentée par un rond vide, est atteinte (correspondant sur la figure 54 au rond ou au carré vide—selon la série de mesures considérée—situé vers le bas de la figure) un saut de modes se produit vers un nouvel état monomode situé à l'intérieur du domaine en gras, lorsque la limite supérieure de $\delta\lambda$, également représentée par un rond vide, est atteinte (correspondant sur la figure 54 au rond vide ou au carré vide situé vers le haut de la figure, sous la zone hachurée) le fonctionnement devient multimode, ce qui coïncide avec le début du domaine hachuré. Lorsque la limite supérieure du domaine hachuré est atteinte, représentée par un rond avec une croix à l'intérieur (correspondant sur la figure 54 au rond ou au carré avec une croix à l'intérieur), un saut de modes se produit vers l'intérieur du domaine accessible à $\delta\lambda$.

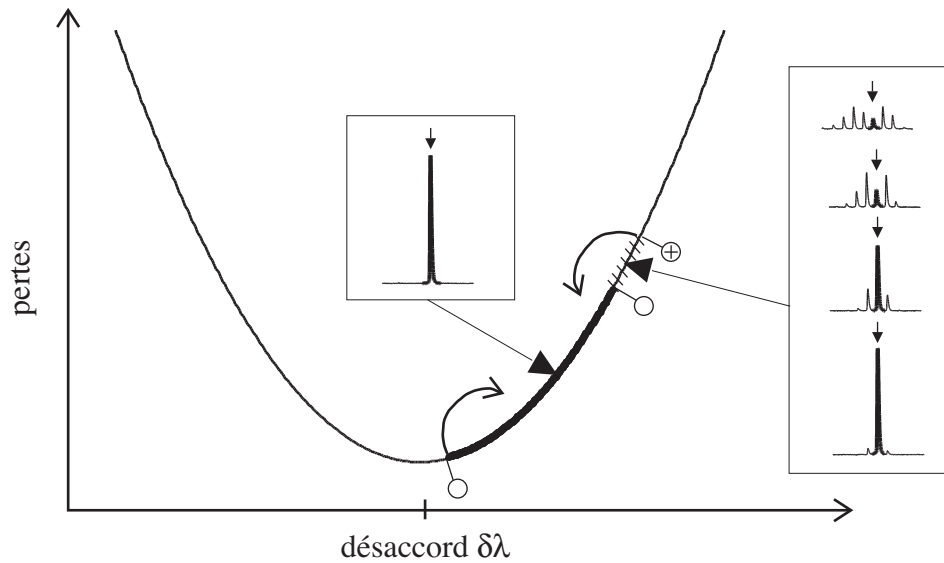


figure 55 : pertes du mode lors d'une mesure du domaine de fonctionnement monomode stable correspondant à une puissance émise d'environ 2 mW sur la figure 54, lors d'une mesure effectuée sans cristal intra-cavité. Le domaine en gras correspond à un fonctionnement monomode et le domaine hachuré à un fonctionnement multimode. Les ronds vides et avec une croix à l'intérieur correspondent aux points de mesures représentés sur la figure 54 par des ronds (ou des carrés, selon la série de mesures considérée) vides et avec une croix à l'intérieur.

L'apparition, sur la figure 54, de la zone de fonctionnement multimode sans cristal est très dommageable du point de vue des performances du laser d'autant qu'elle s'accompagne pour les valeurs hautes de la puissance émise d'un rétrécissement du domaine de fonctionnement monomode stable et même de la fermeture de celui-ci (cf. figure 56).

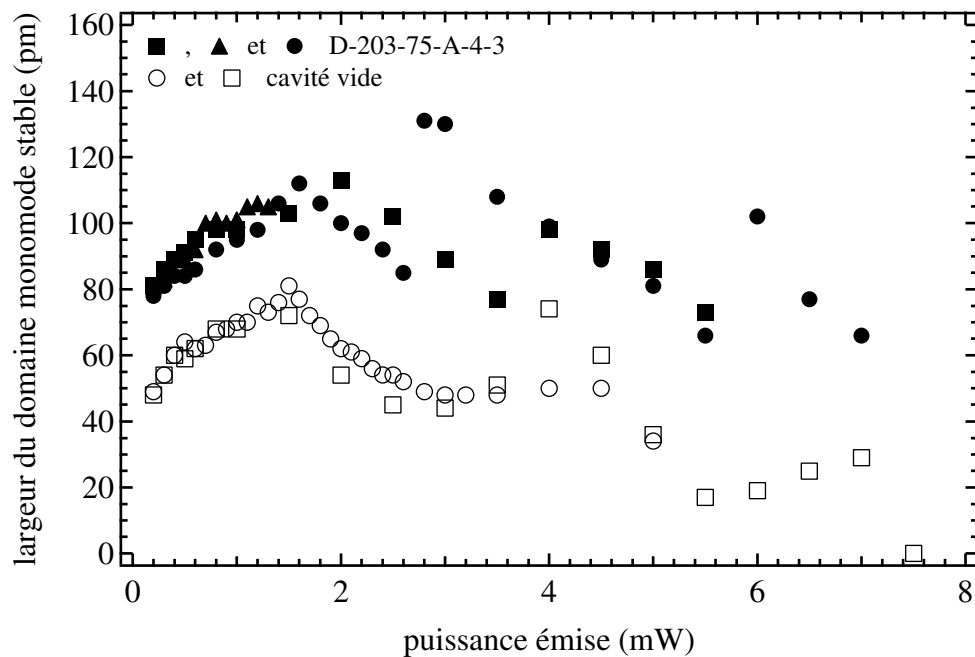


figure 56 : largeur du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la puissance émise en mode de fonctionnement APC à $1,60 \mu\text{m}$.

Hormis très ponctuellement, le fonctionnement multimode est supprimé par l'insertion du cristal dans la cavité laser, de plus, le domaine de stabilité reste bien ouvert, même pour les valeurs hautes de la puissance comme cela est également illustré sur la figure 56.

2. Mesures à $1,55 \mu\text{m}$

Les mêmes mesures ont été effectuées à $1,55 \mu\text{m}$ (*cf.* figure 57 et figure 58), compte tenu du gain plus important du milieu actif, la puissance maximale qui peut être atteinte est plus élevée. Les mêmes commentaires qu'à $1,60 \mu\text{m}$ peuvent être effectués. La prévention du fonctionnement multimode est assurée, même si elle est moins « spectaculaire » qu'à $1,60 \mu\text{m}$ car le système sans cristal présente une zone multimode plus réduite.

De manière générale, le domaine de stabilité est plus large lorsque le cristal est inséré. À ce propos, il est important de remarquer que les valeurs pour lesquelles ce n'est pas le cas ne correspondent pas aux mêmes conditions d'interférences dans le Fabry-Perot parasite dû à l'anti-reflet : il s'agit de valeurs hautes de la modulation pour la configuration sans cristal alors que, pour la configuration avec cristal, ce sont des valeurs basses de la modulation (*cf.* figure 58 autour de 9 mW).

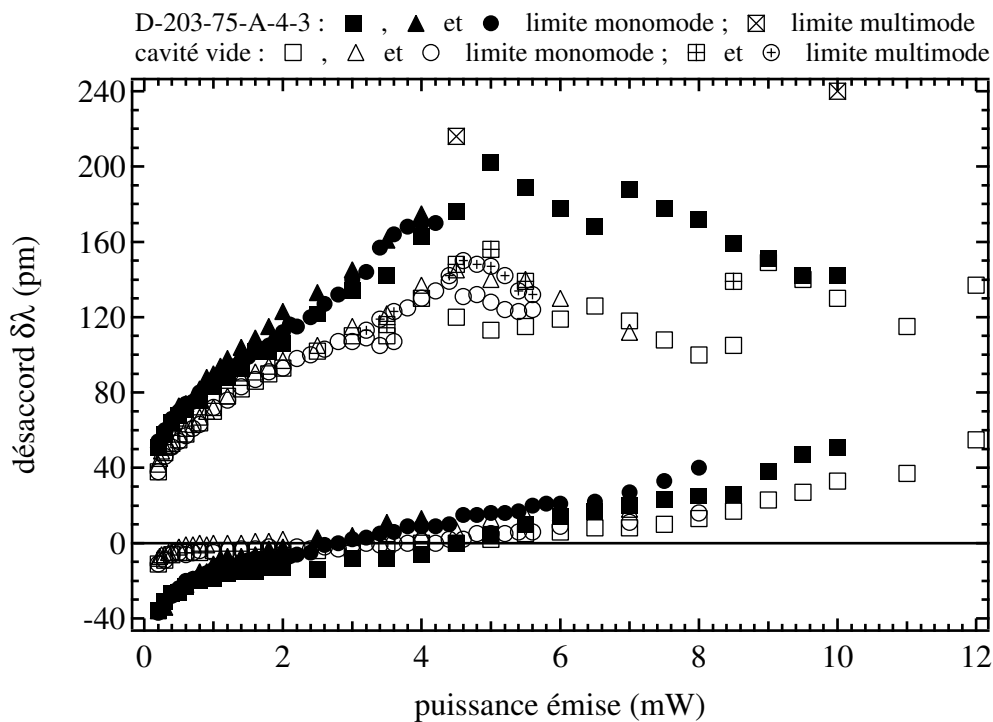


figure 57 : domaine de stabilité sans saut de modes à 1,55 μm en mode de fonctionnement APC.

Nous verrons plus loin qu'une étude à puissance constante mais en faisant varier la longueur d'onde du recouplage optimal montre que, pour une condition d'interférence équivalente, l'insertion du cristal intra-cavité conduit toujours à une augmentation de la largeur du domaine de fonctionnement monomode stable.

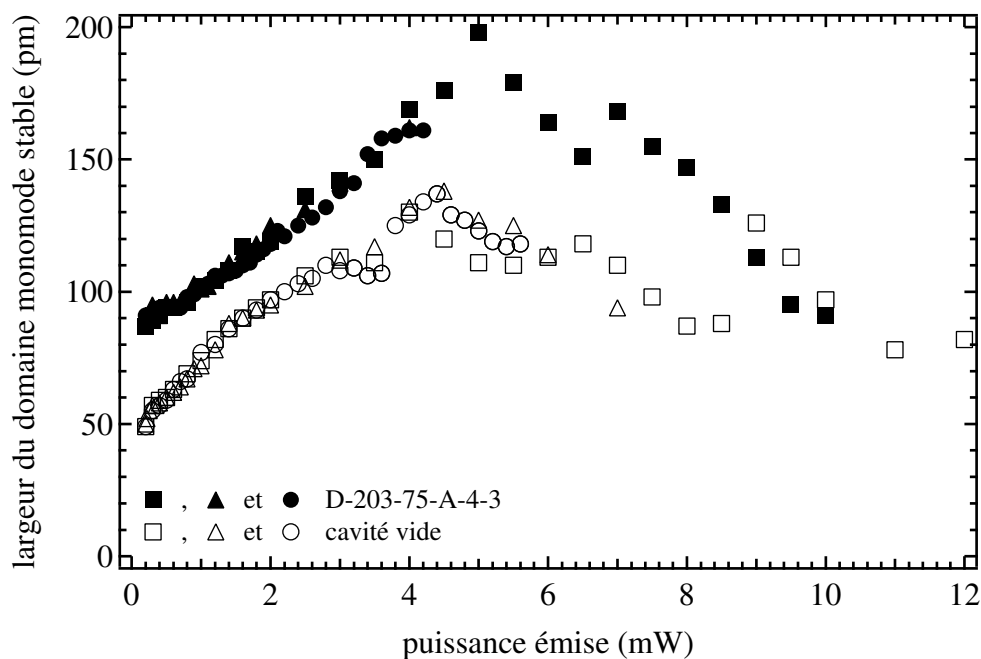


figure 58 : largeur du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la puissance émise en mode de fonctionnement APC à 1,55 μm .

3. Mesures à 1,48 μm

Les mesures effectuées à 1,48 μm montrent également une amélioration des performances lorsque le cristal est inséré dans la cavité (*cf.* figure 59 et figure 60).

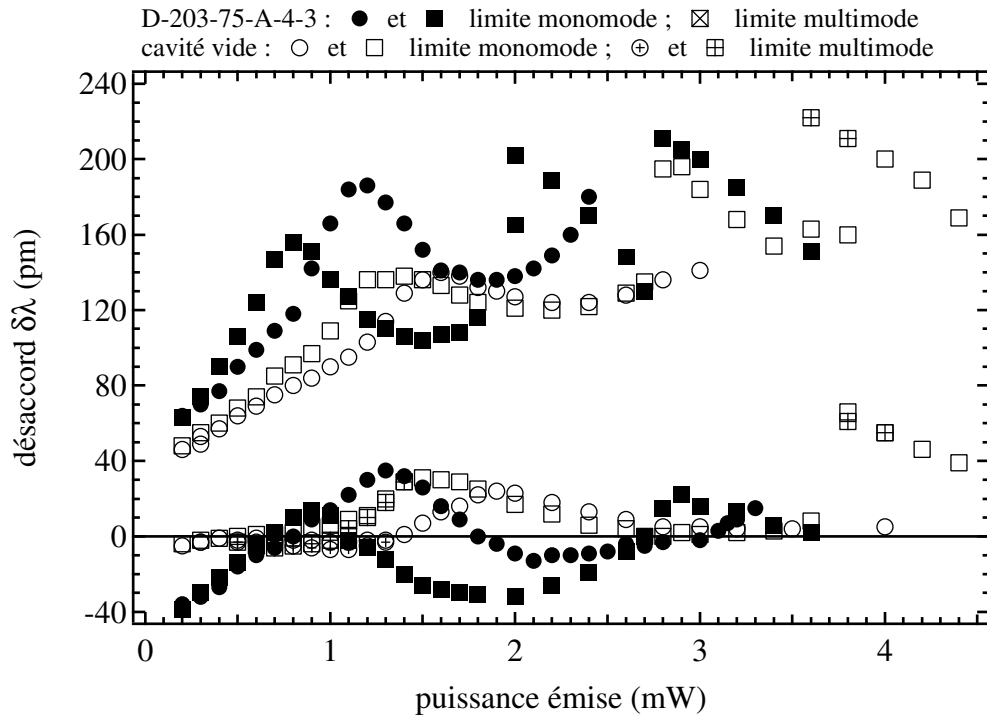


figure 59 : domaine de stabilité sans saut de modes à 1,48 μm en mode de fonctionnement APC.

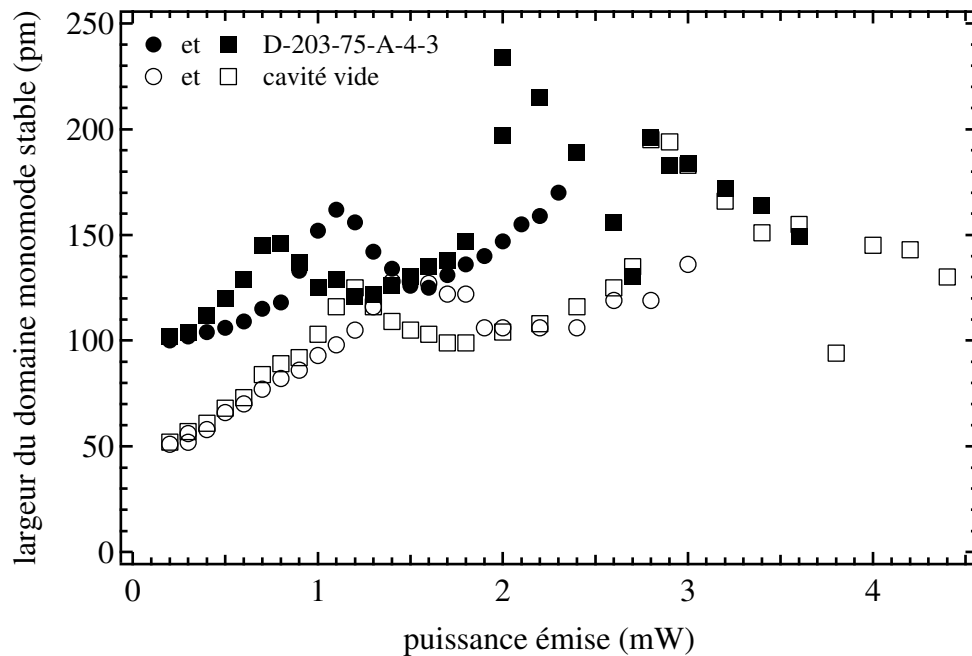


figure 60 : largeur du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la puissance émise en mode de fonctionnement APC à 1,48 μm .

Ainsi, nous avons démontré le bon fonctionnement du filtrage photoréfractif sur tout le domaine d'accord en longueur d'onde du laser.

Par ailleurs, concernant les mesures à $1,48 \mu\text{m}$, nous pouvons remarquer que les modulations dues aux effets de Fabry-Perot parasite sont plus importantes qu'aux autres longueurs, ceci est dû à la moins bonne qualité du traitement anti-reflet à cette longueur d'onde.

D. Effet de la réflectivité parasite de l'anti-reflet

Comme nous l'avons déjà énoncé précédemment, la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet déposé sur la face de la diode induit une modification des pertes des différents modes qui dépend de la condition de phase aller-retour dans la diode seule. Notamment, le différentiel de pertes entre les modes voisins et le mode oscillant dépend de cette condition de phase. En conséquence, la condition de saut de modes diffère, ce qui induit une modification du domaine de fonctionnement monomode stable (*cf.* figure 54 à figure 60). Afin de quantifier cet effet, nous avons fait varier la longueur d'onde sélectionnée par le réseau de diffraction par pas de 100 pm alors que la puissance émise était maintenue constante. Pour chaque valeur de la longueur d'onde, nous avons mesuré la largeur du domaine de fonctionnement monomode stable ainsi que le courant minimal nécessaire pour obtenir la puissance requise.

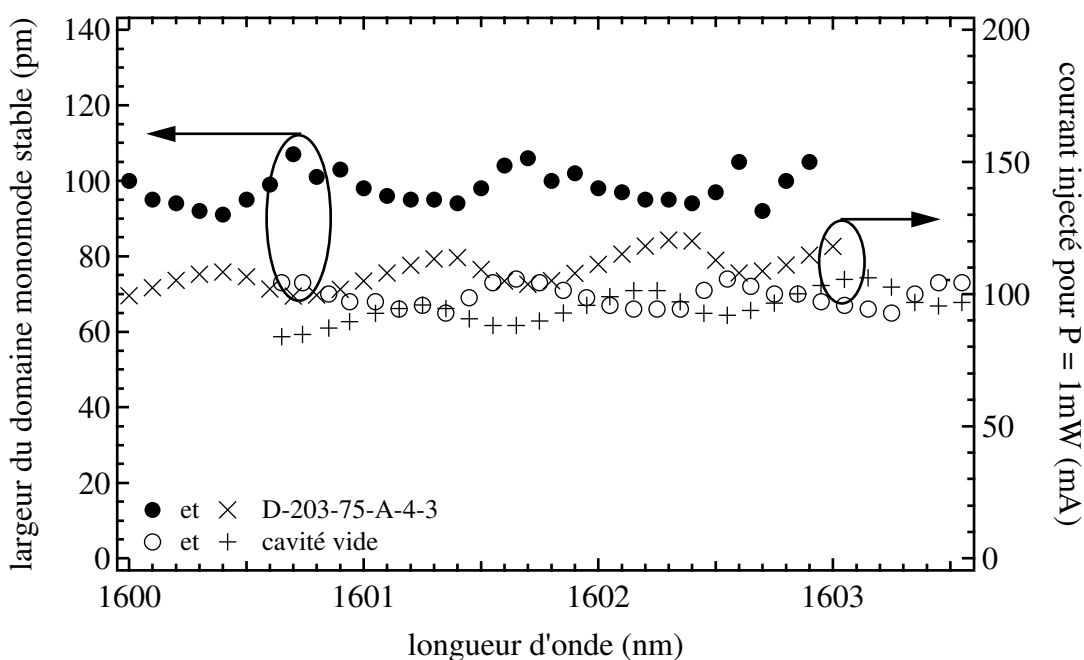


figure 61 : largeur du domaine de fonctionnement monomode stable et courant nécessaire au fonctionnement à la puissance constante de 1 mW (mode APC) en fonction de la longueur d'onde émise, autour de $1,60 \mu\text{m}$.

La figure 61 présente le résultat de cette mesure effectuée autour de $1,60 \mu\text{m}$ pour une puissance émise de 1 mW . Nous observons bien une ondulation périodique de la largeur du domaine de stabilité et du courant injecté qui sont corrélées. La période de ces modulations

est d'environ 1 nm, ce qui correspond à un Fabry-Perot d'épaisseur 1,28 mm qui est bien une valeur similaire à la longueur optique de la diode.

La même mesure a été effectuée pour une puissance émise de 5 mW, nous y observons des modulations plus prononcées pour les deux grandeurs. De plus, l'aspect quasi-sinusoïdal n'est plus du tout observé, notamment avec le cristal intra-cavité. Ce type de comportement est dû à l'effet conjugué du Fabry-Perot parasite et du couplage entre le gain et l'indice *via* le coefficient de Henry α_H qui caractérise les lasers à semi-conducteur [5],[11],[13].

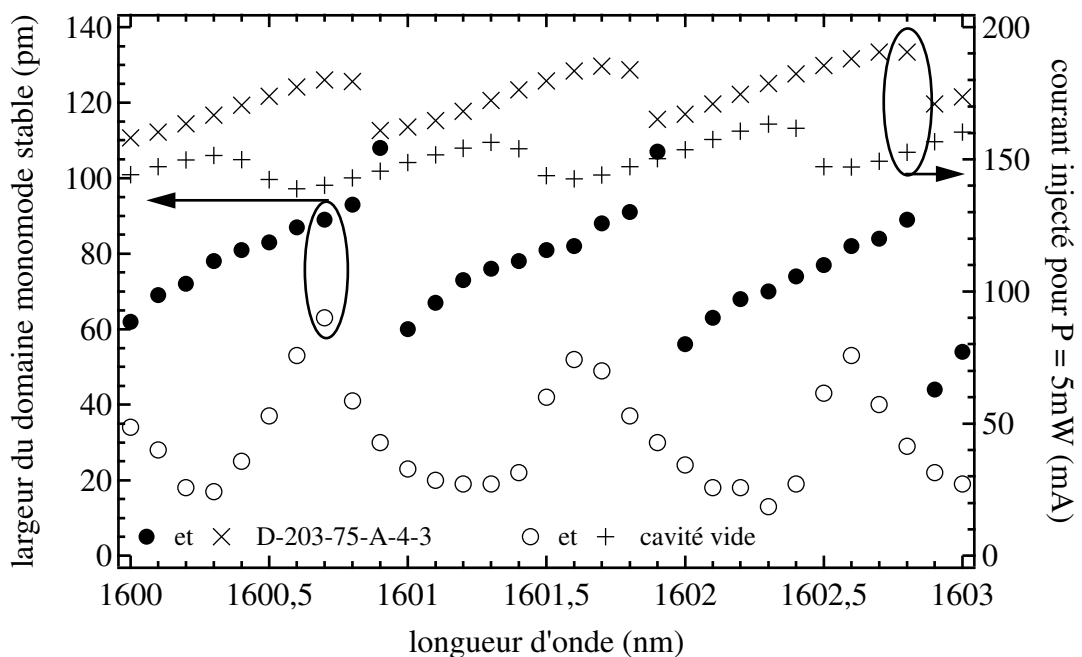


figure 62 : largeur du domaine de fonctionnement monomode stable et courant nécessaire au fonctionnement à la puissance constante de 5 mW (mode APC) en fonction de la longueur d'onde émise, autour de 1,60 μm .

Ce phénomène, lorsque la réflectivité de l'anti-reflet devient trop importante peut donner lieu à des zones de seuils d'oscillation multiples et conduire à un fonctionnement bistable. Lorsque le cristal est inséré intra-cavité, comme celui-ci introduit des pertes supplémentaires, la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet devient en valeur relative plus importante vis-à-vis de celle du réseau monté en configuration Littman, ce qui accentue ce phénomène. La variation brusque de la largeur du domaine monomode stable nous indique d'ailleurs que, bien que l'observation de bistabilité n'ait pas été faite lors de ces mesures, ce phénomène pourrait avoir lieu pour des valeurs plus élevées de la puissance émise qui ne sont pas atteignables avec l'alimentation limitée à 200 mA dont nous disposons. En revanche, lors des mesures du domaine monomode stable à 1,48 μm avec cristal intra-cavité (*cf.* figure 59) l'apparition de bistabilité a été observée pour des puissances émises à partir 3,8 mW. Par exemple, deux valeurs possibles du courant injecté, 170,1 mA ou 214,2 mA, pouvaient être

requis pour émettre 3,8 mW selon l'histoire du système (après ou avant un saut de modes par exemple). Ce phénomène a rendu la mesure du domaine monomode stable avec cristal intra-cavité impossible pour des valeurs de puissance émise supérieures à 3,6 mW alors que les pertes introduites par le cristal ne justifient pas un tel différentiel de puissance maximale par rapport à la configuration sans cristal. Cependant, ce type de problème reste très marginal et n'a lieu que pour les longueurs d'onde où la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet est la plus importante.

E. Mesures en fonction du courant injecté

1. Domaine de fonctionnement monomode stable

Nous avons également effectué des mesures du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction du courant. L'allure des courbes obtenues est analogue au cas précédent des mesures en fonction de la puissance. Nous y observons un élargissement du domaine de stabilité ainsi qu'une quasi-suppression des zones de fonctionnement multimode. À titre d'exemple nous présentons le résultat de mesures obtenu à 1,55 μm sur la figure 63, ce résultat sera réutilisé par la suite pour valider la résolution numérique des équations à N modes.

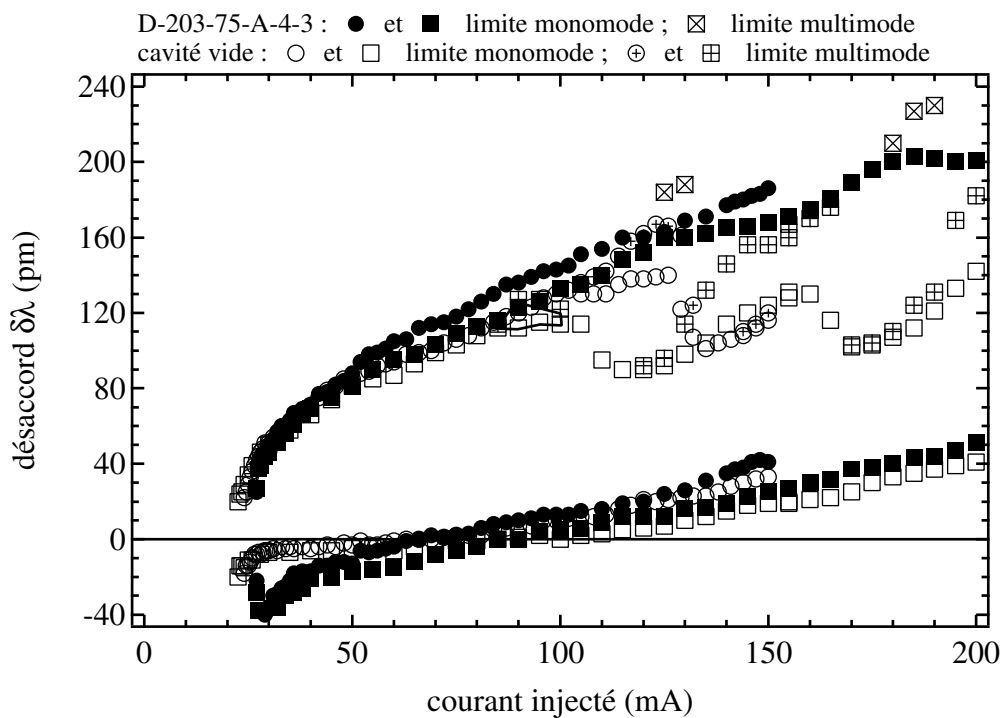


figure 63 : domaine de fonctionnement monomode stable à 1550 nm en fonction du courant injecté.

2. Variation de puissance lors du saut de modes

Lorsque le décalage $\delta\lambda$ est augmenté, dans un sens ou dans l'autre, les pertes du mode oscillant augmentent et la puissance émise diminue en conséquence. Ainsi, la puissance émise avant le saut de modes est toujours inférieure à la puissance à $\delta\lambda = 0$. En revanche, la variation de puissance suite au saut de modes dépend du sens du saut de modes (cf. figure 64).

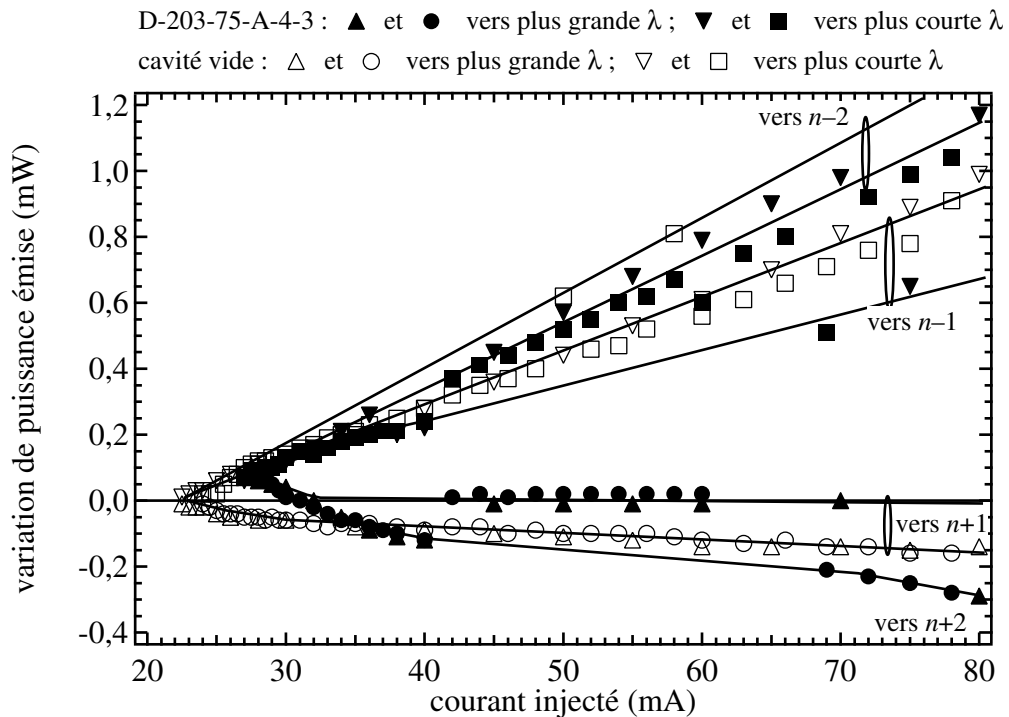


figure 64 : variation de la puissance émise lors des sauts de modes en fonction du courant injecté, à 1550 nm. Les courbes ne sont pas des résultats de simulation, leur rôle est d'aider à la compréhension de la figure.

Lorsqu'un saut de modes a lieu vers une plus courte longueur d'onde, l'efficacité du nouveau mode est toujours meilleure que celle du précédent. Ici, une meilleure efficacité signifie une augmentation de la puissance émise, mais pour des mesures en mode APC où la puissance est conservée constante, cela signifie une baisse du courant de pompage nécessaire à l'obtention de la valeur consigne de puissance émise. À l'opposé, dans la configuration sans cristal, il y a toujours une diminution de l'efficacité lorsqu'un saut de modes a lieu vers une plus grande longueur d'onde. Lorsque le cristal est inséré intra-cavité, il y a d'abord une augmentation de l'efficacité pour les courants injectés inférieurs à 30 mA. Ensuite, il y a une diminution de la puissance ou un saut vers un mode d'efficacité similaire. En fait, les sauts avec la plus forte variation de puissance correspondent à des sauts vers un mode distant de deux intervalles entre modes alors que ceux correspondant à une puissance quasi-constante correspondent à des sauts vers un mode voisin direct. En effet, une analyse de la figure 63 nous permet de remarquer que la frontière inférieure du domaine de stabilité pour des courants

compris entre 40 mA et 60 mA est environ située à un demi-intervalle entre modes, $\delta\lambda \approx -\Delta\lambda/2$, ce qui signifie que les pertes du mode vers lequel le saut a lieu (donc situé à $\delta\lambda \approx \Delta\lambda/2$) sont similaires à celles du mode oscillant avant le saut. De même, dans le cas sans cristal, les frontières du domaine de stabilité proche du seuil d'oscillation étant situées à $\pm\Delta\lambda/2$, la variation de puissance est quasi-nulle.

La dépendance en fonction du courant injecté de la variation de puissance lors du saut de modes et des limites du domaine monomode stable s'explique en considérant le mélange d'ondes entre les modes. Cela fait l'objet de la seconde partie de ce chapitre où une confrontation entre l'expérience et la théorie qui a été exposée dans le Chapitre 2 est présentée.

F. Dérive thermique

Afin d'estimer, la variation de longueur optique due aux effets thermiques lorsque le courant injecté dans la jonction augmente, nous avons mesuré la dérive en longueur d'onde en fonction du courant avec tous les éléments de la cavité fixes. Il est alors aisé de remonter à la variation de longueur optique équivalente en appliquant la relation : $\delta_{\text{opt}} = l_{\text{opt}} \delta\lambda / \lambda$. Les différents résultats de mesures sont consignés sur la figure 65.

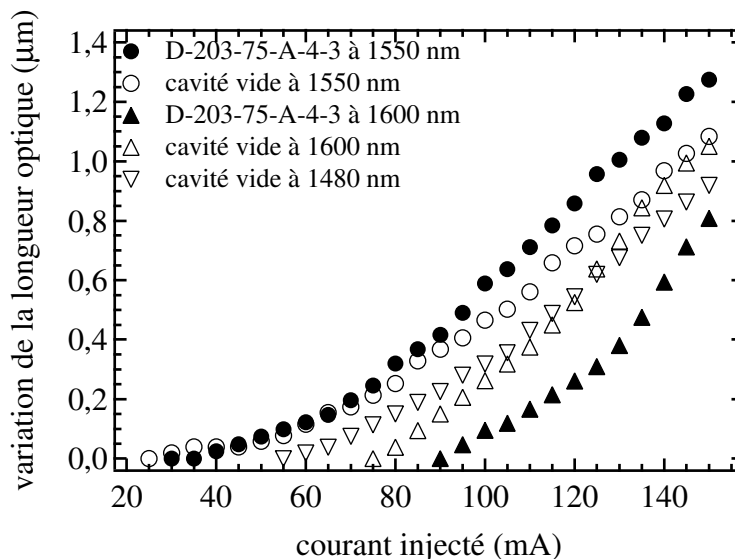


figure 65 : mesures de la variation de longueur optique de la cavité en fonction du courant injecté.

Nous avons déduit une loi empirique de ces mesures en approximant la variation de longueur optique par deux segments de droite tels que : $\delta_{\text{opt}} / \delta I = 4,5 \pm 0,7$ nm/mA, pour $I < 70$ mA ; $\delta_{\text{opt}} / \delta I = 12,8 \pm 1,6$ nm/mA, pour $I > 70$ mA. Cette loi de variation est utilisée dans les simulations pour la prise en compte de l'effet de la réflectivité résiduelle du traitement anti-reflet.

En pratique cette dérive en fréquence de la position du mode conserve le mode dans la zone sans saut de modes lorsque la puissance augmente malgré le décalage de la limite inférieure du domaine de stabilité vers les $\delta\lambda$ positifs.

II. Comparaison au modèle

A. Modèle numérique à N modes et mesures en fonction du courant

Sur la figure 66, nous donnons un exemple d'utilisation du modèle numérique à N modes. Nous y comparons les mesures du domaine de fonctionnement monomode stable effectuées à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ avec et sans cristal photoréfractif intra-cavité et un calcul pour lequel nous avons choisi des paramètres *ad hoc* pour obtenir un bon ajustement. Notons tout de même que les paramètres du laser sont identiques avec et sans cristal, excepté $\delta_{\Delta\lambda}$ et bien évidemment les paramètres propres au cristal photoréfractif. Pour cette figure et toutes celles qui suivent dans ce chapitre, le cristal lorsqu'il est inséré intra-cavité correspond toujours à l'échantillon D-203-75-A-4-3.

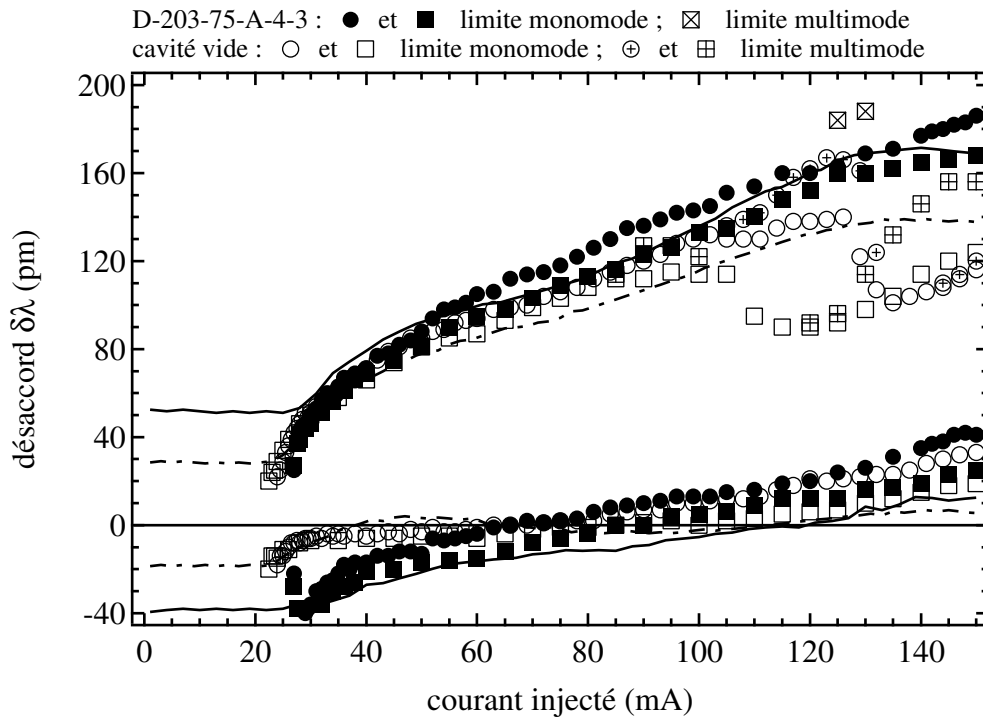


figure 66 : mesures et calculs du domaine de fonctionnement monomode stable à $1,55 \mu\text{m}$ avec et sans cristal intra-cavité. Le calcul est effectué en utilisant le modèle numérique à N modes avec $N = 9$, $\alpha_H = 3$, $\alpha_T = 1$,

$$R_{\text{sr}} = 5 \times 10^{-4}, \quad \delta_{\Delta\lambda} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_{\text{m}}} = 0,21 \text{ pm sans cristal et } \delta_{\Delta\lambda} = 1,4\delta_{\Delta\lambda_{\text{m}}} = 0,25 \text{ pm avec cristal.}$$

La prise en compte du cristal pour le calcul du domaine de fonctionnement monomode stable s'effectue en substituant la fonction de filtrage de la cavité externe sans cristal, qui est donnée par le produit des expressions (18) et (20) (*cf.* p. 24), par la fonction de filtrage incluant l'effet du cristal photoréfractif, donnée par la relation (189) (*cf.* p. 100), qui a été calculée en utilisant le formalisme des matrices de transfert. Cette substitution est effectuée dans les expressions des pertes de chacun des modes : g_n^{th} défini par la relation (21) (*cf.* p. 24), dans les équations des champs (104) (*cf.* p. 55), pour $-(N-1)/2 < n < (N-1)/2$.

Les limites du domaine de fonctionnement monomode stable sont déterminées par dichotomie en calculant la cinétique à N modes pour différentes valeurs du désaccord $\delta\lambda$. À l'instant $t=0$, pour chacune des valeurs de $\delta\lambda$, nous considérons que le filtre auto-organisable est toujours adapté au mode qui oscille initialement. Ensuite, puisque l'échelle de temps des phénomènes de mélange d'ondes dans le milieu semi-conducteur est très rapide vis-à-vis de la constante de temps de l'effet photoréfractif, le filtre est considéré comme statique durant la cinétique de compétition de modes. En effet, pour qu'un saut de modes puisse se produire, il faut que le nouveau mode soit stable alors que le filtre est toujours adapté sur le mode précédent. L'inscription d'un nouvel hologramme dans le cristal photoréfractif, qui va stabiliser davantage le nouveau mode, n'aura lieu qu'ensuite et n'a donc pas besoin d'être pris en compte pour calculer le domaine de fonctionnement monomode stable.

Nous remarquons sur la figure 66 que, tant qu'aucun fonctionnement multimode n'est observé, l'accord avec les données expérimentales est satisfaisant. En revanche, il apparaît clairement que la simulation ne prédit pas les zones de fonctionnement multimode. Une possibilité d'explication est que, même dans le cadre du modèle à N modes où aucun mode en particulier n'est présupposé être prépondérant sur les autres, nous présumons malgré tout qu'un des modes, indéterminé, est très grand devant tous les autres car, dans l'expression des coefficients X_n (*cf.* (75), page 45), les termes de couplage d'ondes sont calculés par traitement perturbatif au premier ordre.

En outre, pour décrire correctement l'allure du domaine de stabilité, même en dehors des zones multimode, il a fallu considérer, dans les calculs, une dispersion non nulle de l'intervalle entre modes $\delta_{\Delta\lambda}$. Afin d'en illustrer l'importance, nous traçons sur la figure 67, les courbes de simulation obtenues pour des paramètres identiques excepté que nous y avons posé $\delta_{\Delta\lambda} = 0$. Comme cela a déjà été discuté dans le Chapitre 2 (*cf.* §Chapitre 2IV.B, page 50), nous pouvons remarquer que la prise en compte de la dispersion de l'espacement entre modes

$\delta_{\Delta\lambda}$ modifie peu la limite supérieure du domaine de fonctionnement monomode stable du fait de la différence de pertes entre les modes opposés qui est importante. En revanche, il est impossible de retrouver le résultat fourni par nos mesures de la limite inférieure du domaine si nous posons $\delta_{\Delta\lambda} = 0$.

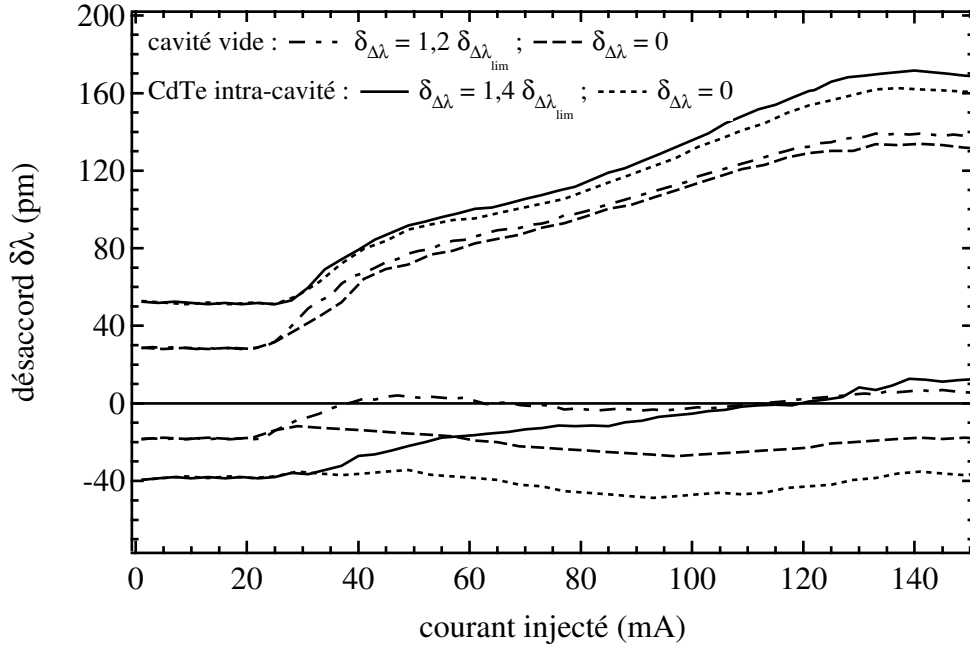


figure 67 : comparaisons entre les domaines de fonctionnement monomode stable, avec et sans cristal intra-cavité, obtenus en utilisant le modèle numérique à N modes, pour $N = 9$, $\alpha_H = 3$, $\alpha_T = 1$, $R_{ar} = 5 \times 10^{-4}$,

$$\delta_{\Delta\lambda} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_{lim}} = 0,21 \text{ pm sans cristal et } \delta_{\Delta\lambda} = 1,4\delta_{\Delta\lambda_{lim}} = 0,25 \text{ pm avec cristal.}$$

Les calculs effectués au Chapitre 1 ne permettent malheureusement pas de justifier d'une valeur de $\delta_{\Delta\lambda}$ qui soit suffisamment importante pour être celle qui est nécessaire pour obtenir un bon accord avec l'expérience (*cf.* §Chapitre III.C, page 27). Un désaccord de phase entre les ondes lorsqu'elles se propagent dans le milieu amplificateur pourrait également être un phénomène qui altérerait le FWM au profit du TWM. Cependant, compte tenu de l'intervalle entre modes qui est inférieur à 5 GHz, le terme de désaccord de phase est négligeable à l'échelle de la longueur du milieu amplificateur. De même une description plus fine du profil longitudinal des modes, où le taux de modulation de l'onde stationnaire dépend de la position dans le milieu semi-conducteur, n'apporte que des modifications négligeables aux termes de couplage d'ondes. C'est d'ailleurs pourquoi, par soucis de simplicité, nous nous sommes contentés de décrire l'onde stationnaire par un terme de modulation constante, en « $\text{sink}z$ ».

Malgré ce problème, encore sans solution satisfaisante, nous pouvons tout de même remarquer que l'aspect général du domaine de fonctionnement monomode stable est bien re-

trouvé grâce à la prise en compte des processus de couplage d'ondes. De toute manière, seuls des phénomènes de couplage entre les modes permettent d'expliquer le pourquoi de la dépendance en fonction de la puissance émise (ou ici du courant injecté qui y est directement relié). Dans l'état actuel des connaissances sur les processus de mélange d'ondes dans les milieux amplificateurs à semi-conducteur, il ne nous semble pas qu'un phénomène, qui permettrait d'obtenir un bon accord avec l'expérience de manière plus satisfaisante, ait été oublié dans cette étude.

B. Modèle à trois modes et mesures APC

Le modèle numérique à N modes présente l'avantage de donner accès à la cinétique des sauts de modes, mais, le temps nécessaire pour calculer un domaine complet de fonctionnement monomode stable, avec un ordinateur de bureau actuel, est encore trop long pour envisager une étude paramétrique détaillée (environ 24h si neuf modes sont pris en compte simultanément, avec un pas de calcul en courant de 2 mA et une précision exigée de 1 pm, sur un iMac doté d'un microprocesseur PowerPC G3 400 MHz et de 128 Mo de mémoire vive PC100). De plus, le modèle numérique à N modes, dont le paramètre d'entrée est la valeur du courant injecté dans la jonction, ne se prête pas à l'étude du domaine de fonctionnement monomode stable dans le cas du mode de fonctionnement APC où la puissance est maintenue constante.

En revanche, le modèle analytique à trois modes se prête bien à ce type d'étude en fonction de la puissance optique du mode principal. En outre, comme il ne nécessite pas de résolutions numériques lourdes, le temps de calcul nécessaire à la détermination d'un domaine complet de fonctionnement monomode stable reste très raisonnable. En effet, alors que le modèle numérique à N modes requiert de résoudre simultanément $N + 1$ équations différentielles de multiples fois pour calculer chacun des points, le modèle analytique ne nécessite que la recherche des zéros d'une fonction analytique connue, pour chaque couple de modes voisins qui est pris en compte.

Les limites du domaine de fonctionnement monomode stable sont données par les zéros de la partie réelle des incréments exponentiels $b_{\pm n}$, dont l'expression est fournie par la relation (102) (*cf.* page 54). Ces zéros correspondent aux valeurs du désaccord $\delta\lambda$ à partir desquelles la partie réelle de $b_{\pm n}$ devient positive et donc les modes voisins, distants de n intervalles entre modes, vont cesser d'avoir des pertes supérieures à leur gain. Afin d'illustrer ceci, nous traçons sur la figure 68, les valeurs de b_{-1} , b_1 , b_{-2} et b_2 en fonction de $\delta\lambda$, pour

différentes valeur de la puissance normalisée \bar{S}_0 dans le cas simplifié où l'anti-reflet est supposé parfait et où aucun cristal n'est inséré intra-cavité. Le domaine de stabilité coïncide alors avec l'intersection des domaines calculés pour les différentes valeurs de n .

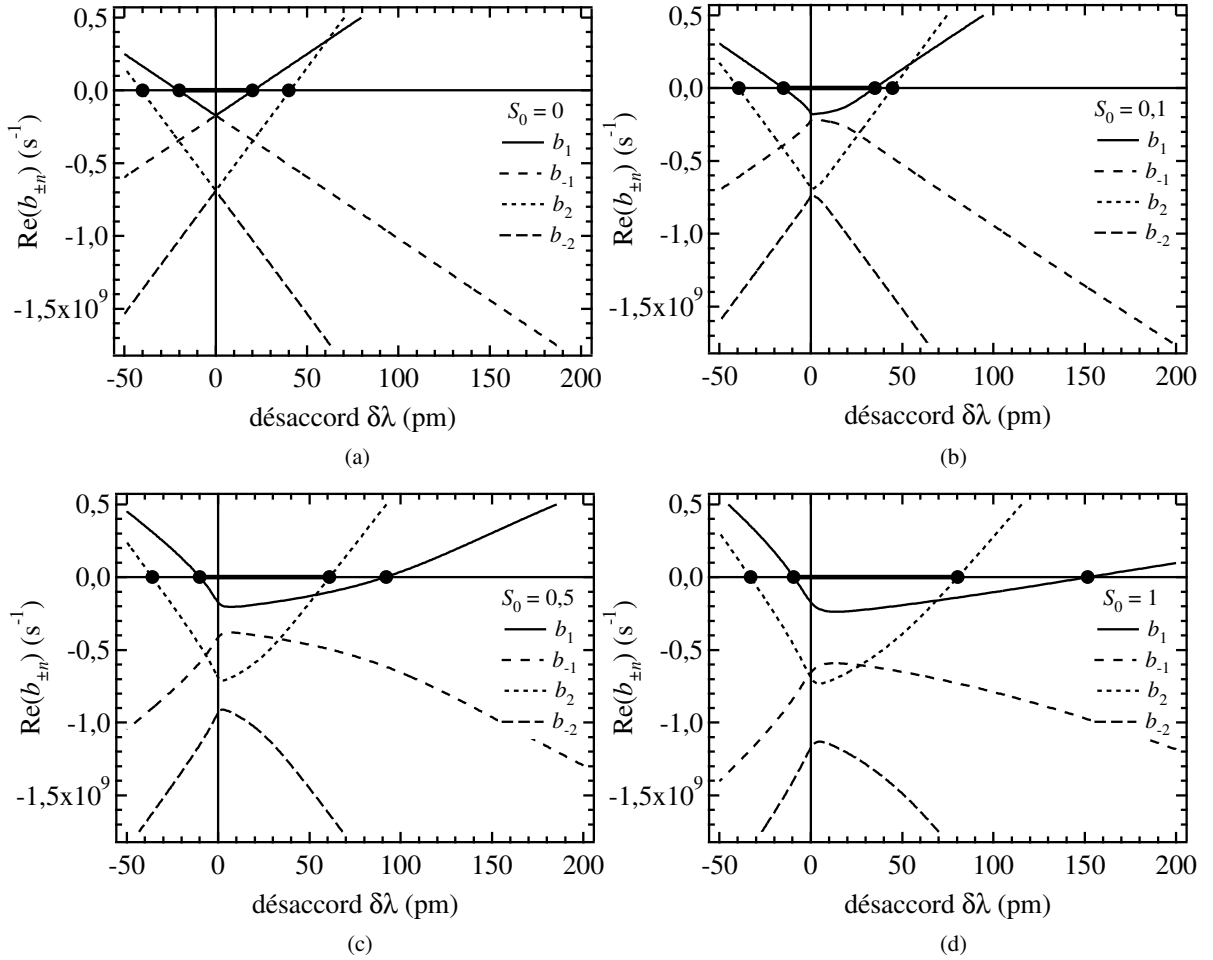


figure 68 : incréments exponentiels b_1 , b_{-1} , b_2 et b_{-2} en fonction de la puissance normalisée dans le cas simplifié sans cristal intra-cavité et avec un anti-reflet parfait. (a) puissance normalisée de 0. (b) puissance normalisée de 0,1. (c) puissance normalisée de 0,5. (d) puissance normalisée de 1.

Nous pouvons remarquer sur la figure 68 qu'il est nécessaire de prendre en compte les modes distants de plus d'un intervalle entre modes pour décrire correctement l'élargissement du domaine de fonctionnement monomode la condition de stabilité du coté des valeurs positives de $\delta\lambda$. Ainsi, dans le cas présenté sur la figure 68, du fait des pertes qui sont plus importantes pour $n = 2$ que pour $n = 1$ c'est la condition imposée par $n = 1$ qui limite le domaine de stabilité à faible puissance. En revanche, comme le terme de couplage d'ondes qui est proportionnel à α_H est plus faible pour $n = 2$, l'élargissement du domaine se fait plus lentement lorsque la puissance augmente et c'est finalement la condition imposée par $n = 2$ qui délimite le domaine pour les valeurs positives de $\delta\lambda$. Évidemment, pour des valeurs encore plus éle-

vées de la puissance, il faudrait prendre en compte également les conditions qui correspondent à $n > 2$.

Sur la figure 69, nous avons rapporté les valeurs expérimentales du domaine monomode stable, dans le cas où le cristal n'est pas placé intra-cavité, à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, en mode APC. Nous y avons également tracé les conditions de stabilité pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 . Pour obtenir un ajustement correct avec l'expérience, nous avons également posé $\delta_{\Delta\lambda} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,21 \text{ pm}$. Comme dans le cas présenté sur la figure 68, nous pouvons remarquer qu'il est indispensable de prendre en compte plusieurs valeurs de n pour obtenir la limite supérieure du domaine. En outre, comme dans le cas du modèle numérique à N modes, les simulations ne permettent pas de décrire l'expérience dès lors que le fonctionnement n'est plus monomode.

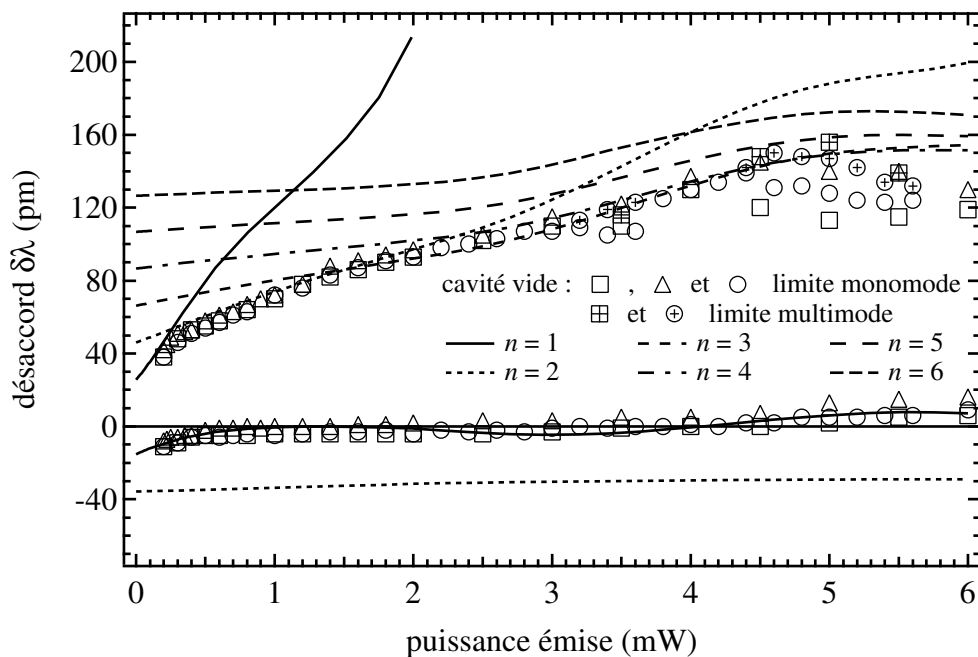


figure 69 : mesures et calculs du domaine de fonctionnement monomode stable à $1,55 \mu\text{m}$, en mode APC (puissance constante lorsque $\delta\lambda$ varie), sans cristal intra-cavité. Le calcul est effectué en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , avec $\alpha_H = 3$, $\alpha_T = 1$, $R_w = 5 \times 10^{-4}$, et $\delta_{\Delta\lambda} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,21 \text{ pm}$.

Sur la figure 70, nous présentons cette fois-ci les résultats dans le cas où l'échantillon D-203-75-A-4-3 est inséré intra-cavité.

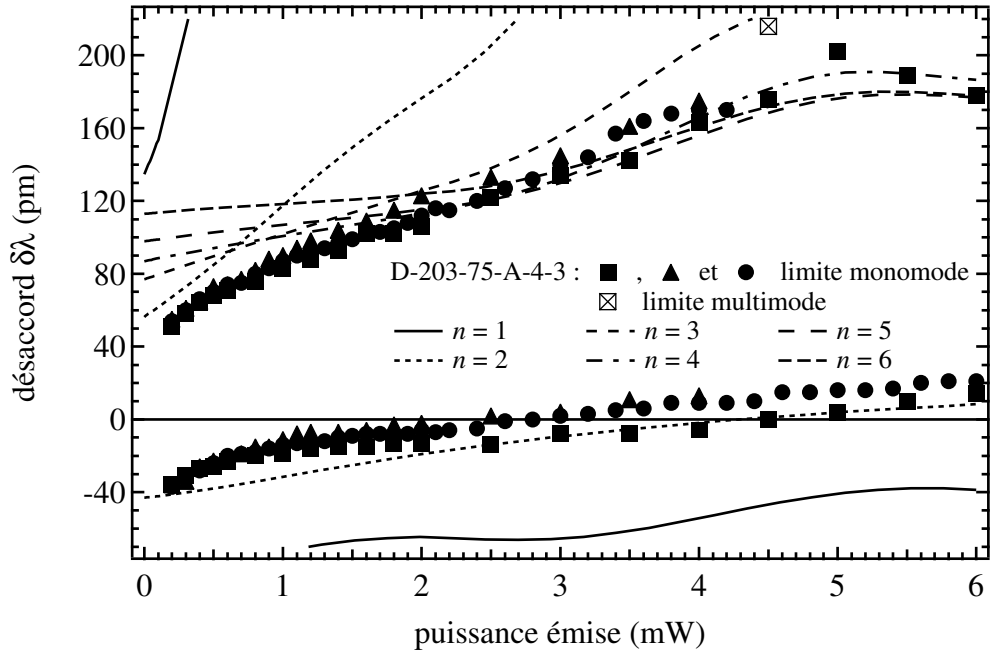


figure 70 : mesures et calculs du domaine de fonctionnement monomode stable à $1,55 \mu\text{m}$, en mode APC (puissance constante lorsque $\delta\lambda$ varie), avec cristal intra-cavité. Le calcul est effectué en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , avec $\alpha_H = 3$, $\alpha_T = 1$, $R_{ar} = 5 \times 10^{-4}$, et $\delta_{\Delta\lambda} = 1,4\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,25 \text{ pm}$.

Comme dans le cas de la figure 69, la prise en compte de plusieurs valeurs de n est nécessaire pour obtenir un ajustement correct avec les données expérimentales, de même il a fallu poser $\delta_{\Delta\lambda} = 1,4\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,25 \text{ pm}$ pour que la limite inférieure du domaine corresponde avec les mesures. Nous pouvons par ailleurs noter que, grâce à l'effet de filtrage du cristal qui rejette efficacement les modes voisins correspondant à $n=1$, ceux-ci n'interviennent pas dans la délimitation du domaine de fonctionnement monomode stable.

La prise en compte du cristal photoréfractif dans les calculs se fait de la même manière que dans le cas du modèle numérique à N modes : l'expression des pertes des différents modes est modifiée en remplaçant le filtrage dû seulement au réseau monté en configuration Littman par le filtrage auto-organisable dû à la combinaison du réseau et du cristal photoréfractif. De manière similaire, l'étude de stabilité est effectuée en considérant que le filtre est toujours adapté au mode "0" qui oscille.

Comme dans le cas de l'étude en fonction du courant injecté (*cf.* §Chapitre 4II.A), nous traçons les courbes obtenues pour des paramètres identiques excepté que nous y avons posé $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ (*cf.* figure 71 et figure 72). Les conclusions sont les mêmes : la limite supérieure du domaine de fonctionnement monomode stable est peu modifiée, la limite inférieure du

domaine est sensiblement différente lorsque nous posons $\delta_{\Delta\lambda} = 0$ ce qui ne permet pas d'ajustement satisfaisant avec les mesures.

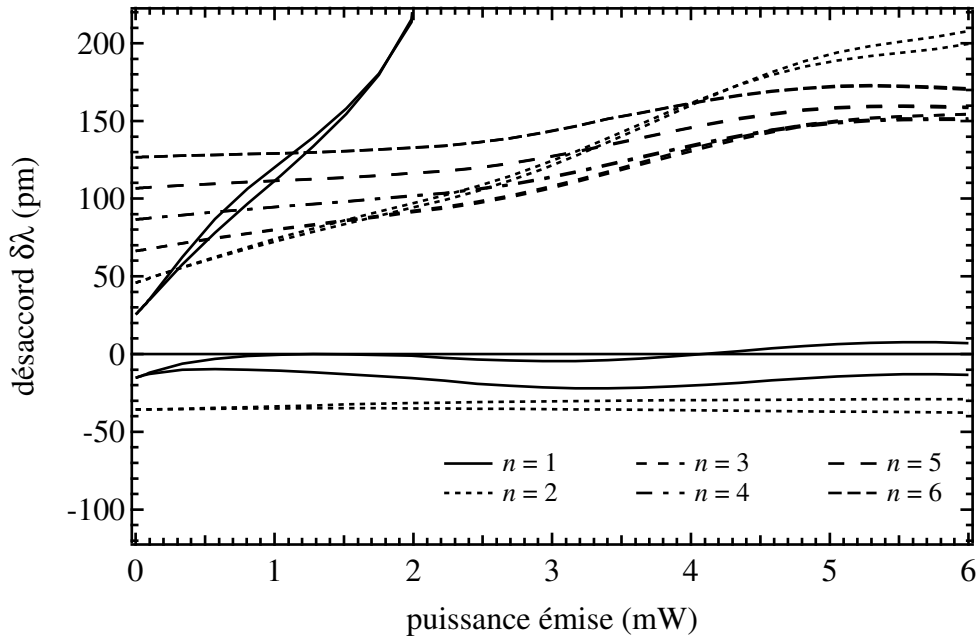


figure 71 : comparaisons entre les domaines de fonctionnement monomode stable, sans cristal intra-cavité, obtenus en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , dans le cas de la figure 69 où $\delta_{\Delta\lambda_i} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_m} = 0,21$ pm, et pour $\delta_{\Delta\lambda_i} = 0$. Les courbes correspondants à $\delta_{\Delta\lambda_i} = 0$ sont toujours celles qui sont situées en-dessous.

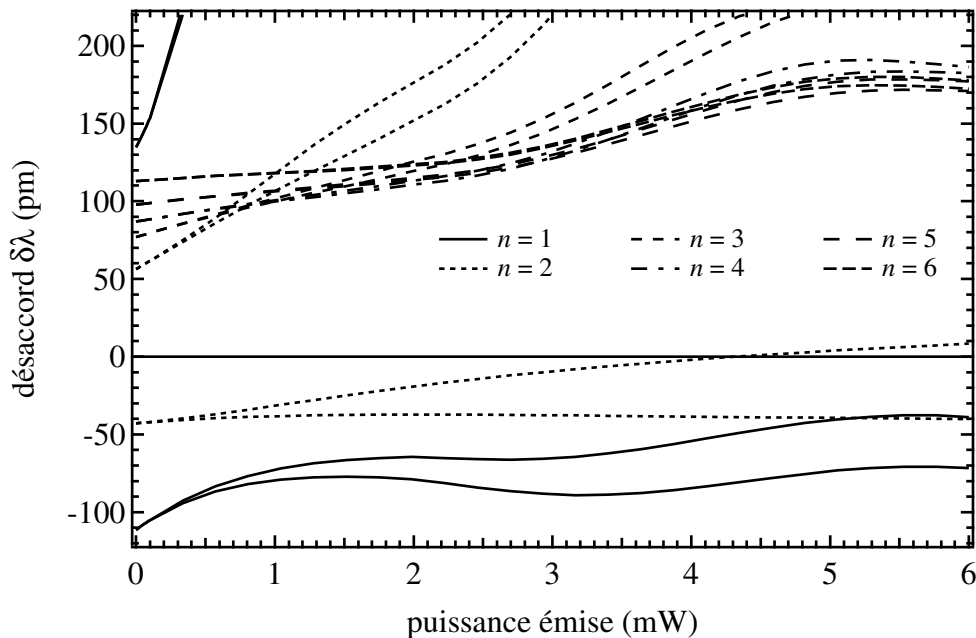


figure 72 : comparaisons entre les domaines de fonctionnement monomode stable, avec cristal intra-cavité, obtenus en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 , dans le cas de la figure 69 où $\delta_{\Delta\lambda_i} = 1,4\delta_{\Delta\lambda_m} = 0,25$ pm, et pour $\delta_{\Delta\lambda_i} = 0$. Les courbes correspondants à $\delta_{\Delta\lambda_i} = 0$ sont toujours celles qui sont situées en-dessous.

Lors de l'étude numérique de la cinétique des sauts de modes (*cf.* §Chapitre 2V.C, page 56), nous avons souligné le fait que le mode qui est responsable de la déstabilisation du mode oscillant n'est pas nécessairement le mode vers lequel le saut de modes a finalement lieu. Afin d'illustrer ceci, nous avons reporté sur la figure 73 les limites du domaine de fonctionnement monomode stable correspondant au calcul par le modèle à trois modes, à l'une des séries de mesures déjà présentées sur la figure 69, ainsi que les valeurs de $\delta\lambda$ mesurées suite à chacun des sauts de modes. Nous pouvons remarquer que dans la plupart des cas, la longueur des sauts de modes est d'environ 40 pm, soit d'un intervalle entre mode, même lorsque c'est un mode différent de $n = 1$ qui est responsable, selon le modèle à trois modes, de ces sauts de modes. Il s'agit bien de ce qui est prévu par le modèle numérique à N modes.

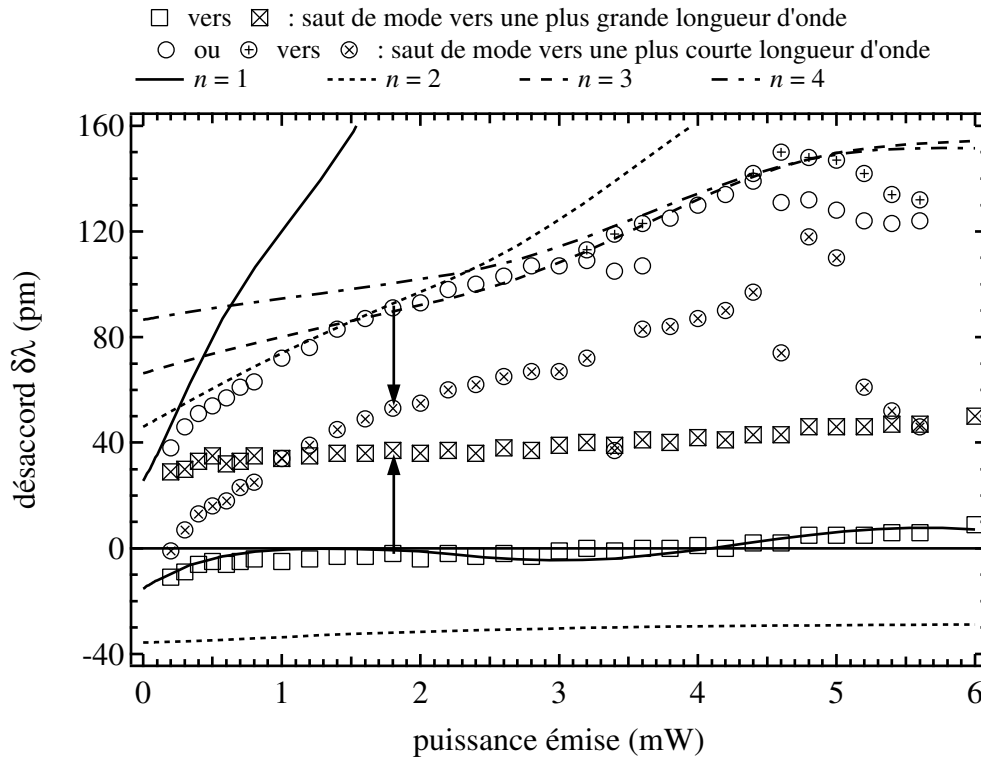


figure 73 : mesures et calculs du domaine de fonctionnement monomode stable à $1,55 \mu\text{m}$, en mode APC (puissance constante lorsque $\delta\lambda$ varie), sans cristal intra-cavité. Le calcul est effectué en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3$ et 4 , avec $\alpha_H = 3$, $\alpha_T = 1$, $R_{\text{ar}} = 5 \times 10^{-4}$, et $\delta_{\Delta\lambda} = 1,2\delta_{\Delta\lambda_{\text{m}}} = 0,21 \text{ pm}$.

C. Largeur du domaine de stabilité en fonction de la longueur d'onde

Nous pouvons également utiliser le modèle à trois modes pour calculer la variation de la largeur du domaine de stabilité, à puissance émise constante, en fonction de la longueur d'onde. Tout d'abord, nous optimisons les paramètres pour obtenir un ajustement satisfaisant sur tout le domaine de fonctionnement monomode stable à $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$. C'est le cas corres-

pendant à la figure 74, où nous avons adapté les paramètres du calcul de manière à ce que le résultat concorde avec les mesures effectuées à $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$, sans cristal. Pour ce calcul, nous avons considéré que $\alpha_H = 5$ qui correspond à la valeur mesurée autour de cette longueur d'onde, et, pour avoir un ajustement satisfaisant, nous avons posé $\delta_{\Delta\lambda} = 1,8\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,4 \text{ pm}$. Afin de ne pas surcharger la figure 74, nous n'avons pas tracé l'intégralité des courbes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 mais seulement la partie de chacune des courbes qui intervient dans la limitation du domaine de fonctionnement monomode stable.

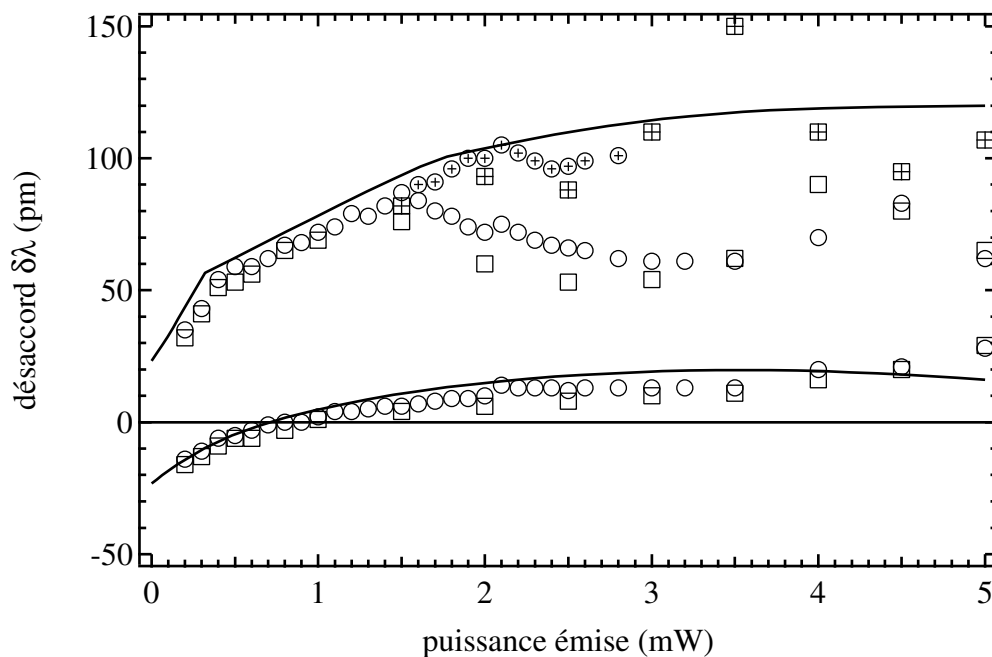


figure 74 : mesures et calculs du domaine de fonctionnement monomode stable à $1,60 \mu\text{m}$, en mode APC (puissance constante lorsque $\delta\lambda$ varie), sans cristal intra-cavité. Le calcul est effectué en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6, avec $\alpha_H = 5$, $\alpha_T = 1,5$, $R_{\text{ar}} = 2,5 \times 10^{-3}$, et $\delta_{\Delta\lambda} = 1,8\delta_{\Delta\lambda_{\text{lim}}} = 0,4 \text{ pm}$.

Sur la figure 75, nous traçons la largeur du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau en configuration Littman.

Les paramètres sont identiques à ceux qui sont utilisés pour la figure 74, nous avons considéré que la réflectivité résiduelle de l'anti-reflet à $\lambda = 1,60 \mu\text{m}$ est $R_{\text{ar}} = 2,5 \times 10^{-3}$ (en intensité). Les points expérimentaux sont les mêmes que ceux qui sont présentés sur la figure 61, nous remarquons qu'un accord satisfaisant avec l'expérience est obtenu.

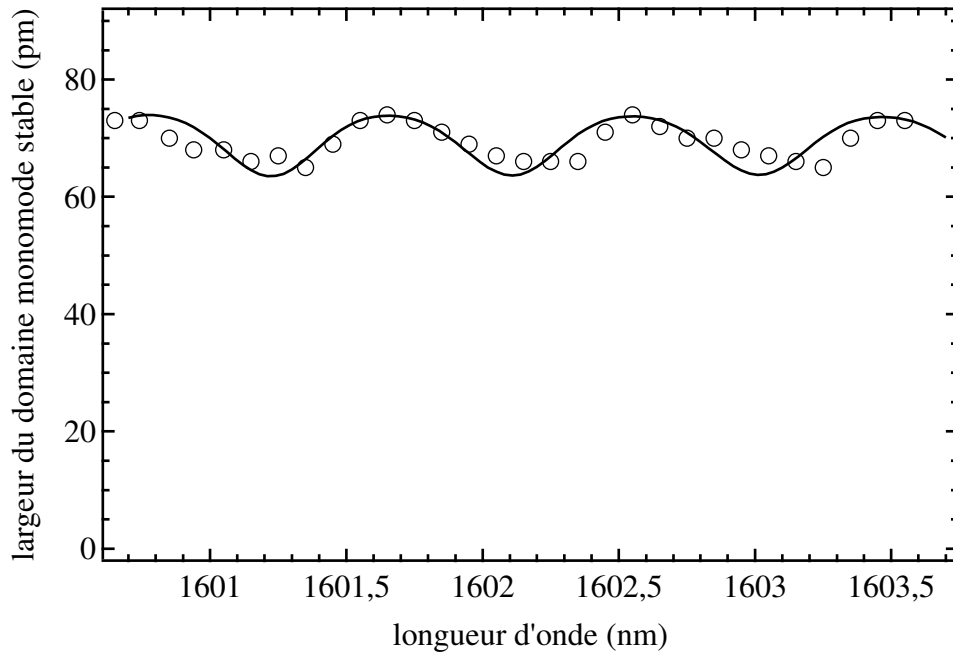


figure 75 : largeur mesurée et calculée du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la longueur d'onde, lorsque la puissance émise est maintenue constante à 1 mW (fonctionnement APC), autour de 1,60 μm . Le calcul est effectué en utilisant le modèle simplifié à trois modes pour $n=1, 2, 3, 4, 5$ et 6, où nous avons posé $\alpha_H = 5$, $\alpha_T = 1,5$, $R_{ar} = 2,5 \times 10^{-3}$, et $\delta_{\Delta\lambda} = 1,8\delta_{\Delta\lambda_m} = 0,4$ pm.

D. Influence des facteurs d'élargissement de raie α_H et α_T

Pour l'ensemble des simulations, à $\lambda = 1,55$ μm , présentées dans ce travail, nous avons posé $\alpha_H = 3$ et $\alpha_T = 1$. La valeur de α_H correspond à celle qui a été mesurée à $\lambda = 1,55$ μm , par l'équipe R&D de NetTest, sur des diodes similaires à celle que nous utilisons dans notre système. Cependant, sachant qu'en fonction de la longueur d'onde, ce paramètre varie typiquement entre 3 et 5, il est intéressant d'avoir un ordre d'idée de l'influence d'une telle variation sur l'aspect du domaine de fonctionnement monomode stable. Ainsi, sur la figure 76, nous traçons les bornes du domaine pour différentes valeurs de α_H obtenues avec le modèle à trois modes, dans le cas simplifié : sans cristal intra-cavité et avec un traitement anti-reflet parfait.

L'incidence de la valeur de α_H sur le domaine de fonctionnement monomode stable est limitée, l'allure générale reste identique hormis un décalage léger du domaine vers les valeurs positives de $\delta\lambda$ et un élargissement plus important du domaine, essentiellement *via* sa limite supérieure, lorsque la valeur du paramètre α_H augmente.

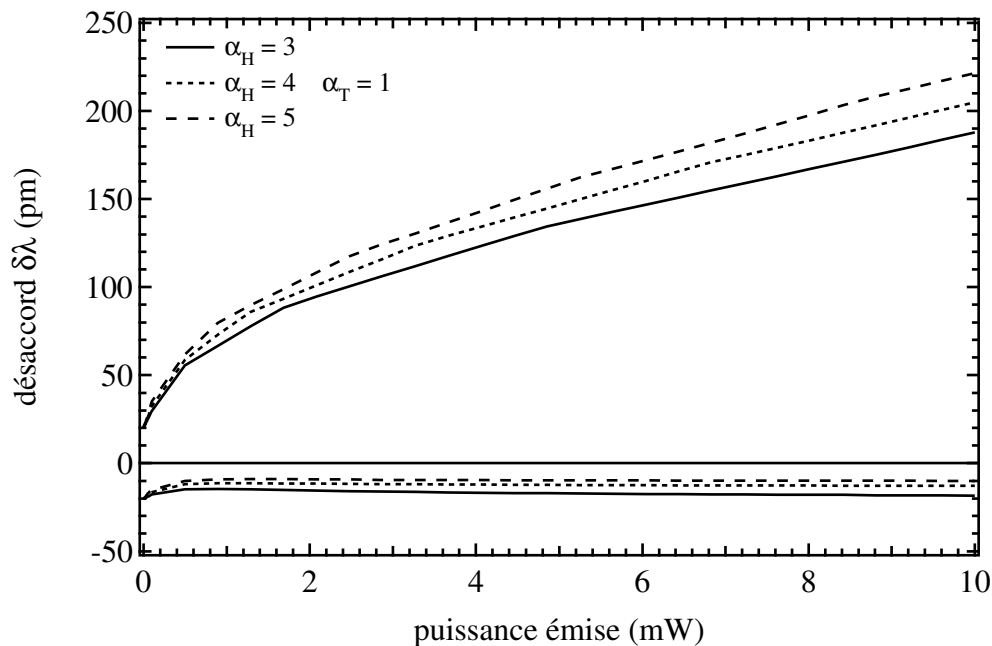


figure 76 : évolution du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la valeur du paramètre α_H , calculée dans le cadre du modèle simplifié à trois modes, pour un traitement anti-reflet parfait et sans cristal intra-cavité.

Il est également intéressant d'évaluer l'influence de la valeur du paramètre α_T , d'autant plus que nous ne disposons d'aucune mesure de ce paramètre pour notre laser et que comme nous l'avons déjà stipulé dans le Chapitre 2, très peu de travaux portant sur la mesure de ce paramètre ont été publiés dans la littérature (cf. §Chapitre 2III.C, page 40). Le résultat principal de ces différents travaux est que la valeur de α_T est inférieure ou du même ordre de grandeur que celle de α_H . Pour les simulations à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ nous avons choisi $\alpha_T = 1$, car c'est une valeur donnant un bon accord avec nos mesures une fois la valeur de α_H posée à $\alpha_H = 3$, cependant compte de tenu de l'incertitude sur ce paramètre, c'est volontairement que nous n'avons pas cherché à affiner davantage cette valeur en jouant sur la décimale. Sur la figure 77, nous traçons l'évolution de l'aspect du domaine de fonctionnement monomode stable lorsque α_T varie entre 0 et 6.

Nous remarquons immédiatement que l'influence de ce paramètre est loin d'être négligeable. Pour $\alpha_T = 0$, le domaine est le plus large, ensuite lorsque la valeur de α_T augmente, le domaine se rétrécit sensiblement. De plus, pour $\alpha_T = 6$, nous observons une limite supérieure qui tend vers une valeur constante située en dessous de la valeur à puissance nulle.

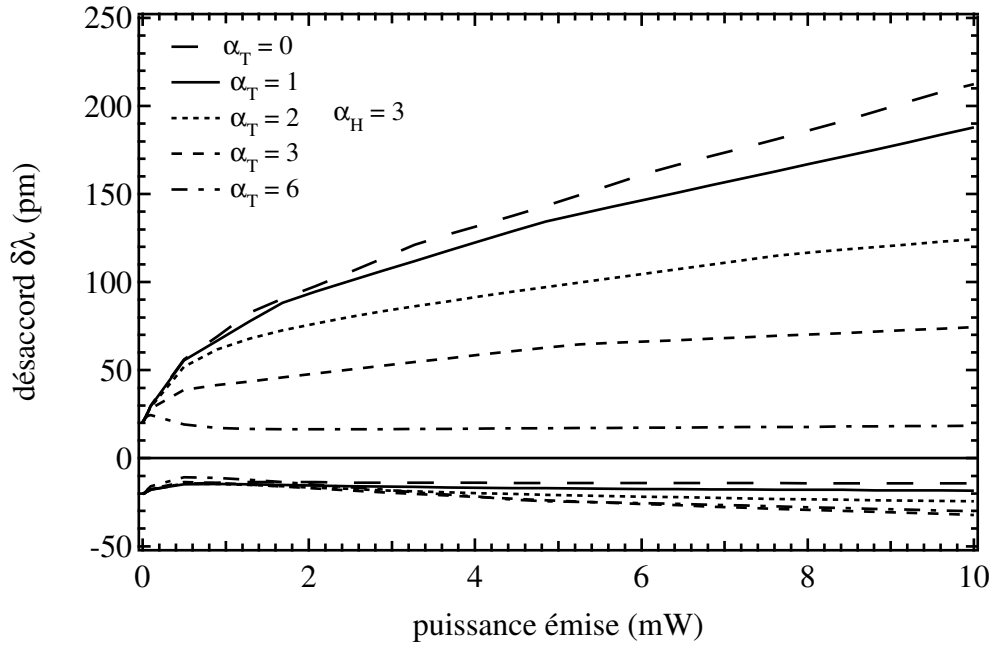


figure 77 : évolution du domaine de fonctionnement monomode stable en fonction de la valeur du paramètre α_T , calculée dans le cadre du modèle simplifié à trois modes, pour un traitement anti-reflet parfait et sans cristal intra-cavité.

Afin de mieux comprendre l'origine de l'influence des paramètres α_H et α_T sur l'aspect du domaine monomode stable, référons-nous d'abord à l'étude du cas du couplage fort dans le cadre du modèle à trois modes (*cf.* §Chapitre 2IV.B, page 50) qui est valable pour les valeurs élevées de la puissance optique et lorsque le différentiel de pertes ($\gamma_{-n} - \gamma_n$) n'est pas trop important. La condition de stabilité est alors fournie par (99) où les limites du domaine de fonctionnement monomode stable sont proportionnelles à $1/\eta'$. Or, en se référant à (95), nous remarquons que $\eta' \propto 1 - (\alpha_T/\alpha_H)(\varepsilon_{ch}/\varepsilon)$, ainsi, dans le cas où $\alpha_T = 6$, puisque $\alpha_H = 3$ et $\varepsilon_{ch} \approx \varepsilon$, le paramètre η' devient négatif. En conséquence, les limites inférieures et supérieures du domaine de stabilité données par (99) s'inversent, ce qui explique pourquoi c'est la limite supérieure qui tend vers une valeur asymptotique constante.

En revanche, pour les cas où α_T varie entre 0 et 3, le terme en \bar{S}_0^2 n'est pas prépondérant sous la racine dans l'expression (102) de l'incrément exponentiel $b_{\pm n}$ car la valeur du différentiel de pertes ($\gamma_{-n} - \gamma_n$) est trop importante. Ces cas ne peuvent donc pas être discutés dans le cadre du couplage fort. Pour pousser plus loin l'analyse, récrivons l'expression (102) de $b_{\pm n}$ de la manière suivante :

$$b_{\pm n} = \frac{1}{4\tau_{\text{cav}_0}} \left\{ 2 - (\gamma_{-n} + \gamma_n) - 2[\kappa - i\beta/(n\alpha_H)]\bar{S}_0 \right. \\ \left. \pm \sqrt{(\gamma_{-n} - \gamma_n + i\vartheta)^2 - 4(\gamma_{-n} - \gamma_n + i\vartheta)(\beta/n + i\alpha_T\kappa_{\text{ch}})\bar{S}_0 + 4[\kappa - i\beta/(n\alpha_H)]^2\bar{S}_0^2} \right\}. \quad (190)$$

Le régime qui nous intéresse ici n'est ni le couplage faible qui est indépendant de la valeur α_T , ni le couplage fort qui n'est pas encore atteint dans les cas où $\alpha_T = 0-3$ pour le calcul de la limite supérieure du domaine de fonctionnement monomode stable. Pour avancer dans la discussion, nous supposons que c'est le terme en \bar{S}_0 qui est prépondérant sous la racine carrée dans (190), de plus, nous posons $\vartheta = 0$ pour simplifier les calculs. De toute façon, nous avons déjà vu qu'une valeur non nulle de ϑ influe peu sur la limite supérieure du domaine de stabilité. La partie réelle de (190) à l'ordre zéro s'écrit alors :

$$\text{Re}(b_{\pm n}) = \frac{1}{4\tau_{\text{cav}_0}} \left[2 - (\gamma_{-n} + \gamma_n) - 2\kappa\bar{S}_0 \pm 2\sqrt{(\gamma_{-n} - \gamma_n)\bar{S}_0}\sqrt{\xi_n} \right], \quad (191)$$

avec

$$\xi_n = \sqrt{\alpha_T^2\kappa_{\text{ch}}^2 + \beta^2/n^2} - \beta/n, \quad (192)$$

car $(\gamma_{-n} - \gamma_n)$ est positif pour le calcul de la limite supérieure du domaine de fonctionnement monomode stable étant donné que $\delta\lambda > 0$ ($\delta\omega < 0$).

Le paramètre ξ_n joue ici un rôle très similaire à celui du paramètre η' dans le cas du couplage fort car il est situé en facteur du terme en $(\gamma_{-n} - \gamma_n)$. La pente de la limite supérieure du domaine de stabilité est donc proportionnelle à $1/\xi_n$, ainsi cette pente est plus élevée lorsque α_T est faible ce qui permet de comprendre l'allure des courbes présentées sur la figure 77.

E. Conclusion

Le modèle de couplage d'ondes permet de retrouver qualitativement l'aspect du domaine de fonctionnement monomode stable hors zones multimode. Il est également possible de retrouver quantitativement les mesures, mais pour cela il est tout d'abord nécessaire de poser une valeur *ad hoc* de la dispersion de l'intervalle entre modes $\delta_{\Delta\lambda}$. De même le choix de la valeur du paramètre α_T se révèle relativement critique alors que nous ne disposons pas de valeur mesurée de ce paramètre et que très peu de travaux portant sur son étude existent dans la littérature.

Cependant, hormis ces points nécessitant encore une réponse plus appropriée, les caractéristiques générales du domaine de fonctionnement monomode stable sont retrouvées par le modèle. À savoir, l'élargissement du domaine en fonction de la puissance optique et son décalage vers les valeurs positives de $\delta\lambda$. De même, nous arrivons correctement à décrire les ruptures de pentes qui sont caractéristiques de la limite supérieure du domaine et sont dues au fait que, lorsque la puissance augmente, la déstabilisation du mode oscillant se fait à cause de l'interaction avec des modes voisins de plus en plus distants, dont les termes de couplage d'ondes avec celui-ci sont de plus en plus faibles.

Conclusion

Nous avons montré que l'insertion d'un cristal photoréfractif dans le résonateur d'un laser semi-conducteur à cavité étendue permet une bonne prévention des sauts de modes et des fonctionnements multimode, grâce à une augmentation de la sélectivité modale. Le filtre stabilisateur s'ajuste automatiquement au mode qui oscille et fonctionne dans toute la plage d'accord en longueur d'onde de la source. Nous avons démontré que, sans ajouter de pertes additionnelles excessives, il était possible de maintenir une oscillation monomode stable à des puissances supérieures à celles qui peuvent être atteintes en absence de cristal.

Le filtre photoréfractif est constitué d'un cristal de tellurure de cadmium et du réseau monté en configuration Littman qui fait office d'élément sélectif dans la cavité Tunics commerciale. Une modélisation du filtre basée sur le formalisme des matrices de transfert a montré que la sélectivité du dispositif est due à la sélectivité du réseau combinée à un effet Fabry-

Perot entre le réseau de Bragg inscrit dans le cristal et le réseau monté en configuration Littman.

Parallèlement, nous avons développé un modèle de la compétition de modes dans les lasers à semi-conducteur adapté au cas particulier des lasers à cavité étendue. Nous avons notamment développé un modèle analytique simplifié à trois modes qui tient compte des mélanges d'ondes entre le mode oscillant et deux modes voisins symétriquement situés de part et d'autre.

Dans notre approche, nous avons découplé la prise en compte du filtre photoréfractif et celle du couplage entre modes car à l'échelle de temps des phénomènes de mélange d'ondes dans le milieu semi-conducteur nous pouvons considérer le filtre comme statique.

Ce modèle nous a permis de définir les conditions de sauts de modes et de retrouver l'allure du domaine de fonctionnement monomode stable expérimental. Il pourra se révéler utile pour développer un laser spécialement optimisé pour fonctionner à un filtre photoréfractif intra-cavité, ou également pour le développement d'autres types de lasers à semi-conducteur monomode puisqu'il est très aisé d'y inclure un autre type de filtrage.

D'un point de vue expérimental, la prochaine étape sera d'adapter la géométrie de la cavité de manière à permettre un accord continu en longueur d'onde lorsque le cristal est inséré. Pour cela, il faut concevoir une nouvelle cavité où la position du point de pivot du dièdre sera modifiée de manière à compenser l'augmentation de la longueur optique de la cavité par le cristal. En outre, compte tenu de la constante de temps de l'effet photoréfractif dans nos cristaux qui est d'environ 2 ms pour une puissance émise de 1 mW, nous pouvons nous attendre à une vitesse d'accord en longueur d'onde maximale de l'ordre de 10 nm/s.

Annexe 1 : Calcul détaillé du coefficient de recouplage

Nous calculons ici le coefficient de recouplage et le déphasage que subit le mode suite à un aller-retour dans la cavité externe pour un désaccord quelconque en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde rétro-réfléchi par le réseau monté en configuration de type Littman. Les différentes notations relatives aux dimensions de la cavité sont consignées sur la figure 78. Pour effectuer le calcul, nous choisissons de nous placer dans le repère $[O, z, x]$ dont l'origine se situe à l'intersection de l'axe optique avec le réseau. Ainsi, lors de son trajet aller entre l'objectif et le réseau, le mode s'écrit :

$$E(x, z) = e^{-ik(d+z)} e^{-\frac{x^2}{w^2}}. \quad (193)$$

Compte tenu du fait que la distance de Rayleigh est très grande devant la longueur de la cavité, nous considérons que le front d'onde est plan et que l'élargissement du faisceau dû à sa

propagation en espace libre est négligeable. De plus, compte tenu du fait que le profil du champ dans la troisième dimension y n'est pas affecté lors de la diffraction par le réseau, on ne s'intéresse au profil transverse que dans la direction x . Nous effectuons le calcul du recouplage entre les faisceaux aller et retour au niveau de la lentille de collimation afin de simplifier le calcul, mais cela est équivalent à un calcul au niveau du mode guidé dans la puce. En outre, connaissant la distance focale f de la lentille de collimation, nous pouvons relier le rayon w du faisceau au niveau de la lentille à son *waist* au niveau de la puce en utilisant la formule classique :

$$w = \frac{\lambda f}{\pi w_0}, \quad (194)$$

où w_0 est le *waist* au niveau de la puce, sachant que $w_0 \ll f$.

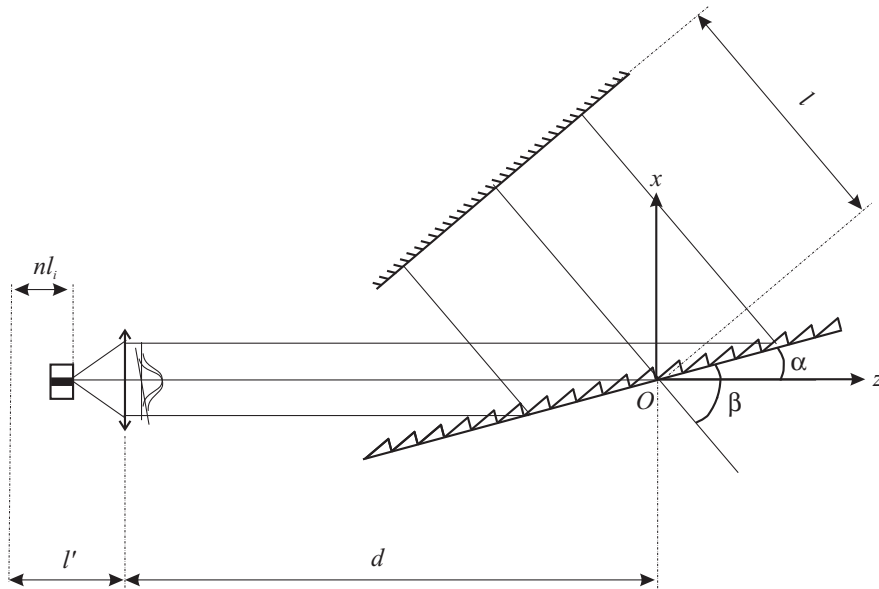


figure 78 : Schéma de la cavité

Nous ne nous intéressons qu'à la fraction de l'onde diffractée vers l'ordre un du réseau. Avec K la norme du vecteur réseau, cela revient à multiplier l'onde incidente par le terme de phase suivant :

$$E(x, z) \rightarrow E(x, z) \times e^{iK(\cos \alpha z + \sin \alpha x)}, \quad (195)$$

l'onde diffractée doit conserver un profil transverse gaussien :

$$E(x, z) = e^{-i\varphi_1} e^{-\frac{[\cos(\beta-\alpha)x + \sin(\beta-\alpha)z]^2}{w_1^2}} e^{-ik[-\cos(\beta-\alpha)z + \sin(\beta-\alpha)x]}. \quad (196)$$

Les deux expressions doivent être identiques au niveau du réseau qui est défini par la droite d'équation :

$$x = \tan \alpha z. \quad (197)$$

Ainsi, en insérant (197) dans (195) et (196) et en identifiant les parties réelles et imaginaires des incréments, nous retrouvons la loi des réseaux, le terme de phase φ_1 et l'élargissement du rayon :

$$k(\cos \alpha + \cos \beta) = K, \quad (198)$$

$$\varphi_1 = kd, \quad (199)$$

$$w_1 = \left| \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} \right| w. \quad (200)$$

Le mode diffracté se propage ensuite jusqu'au dièdre, assimilé ici à un miroir, sur lequel il se réfléchit. L'onde réfléchie doit être de la forme suivante :

$$E(x, z) = e^{-i\varphi_2} e^{\frac{[-\cos(\beta' - \alpha)x - \sin(\beta' - \alpha)z - r_2]^2}{w_1^2}} e^{-ik[\cos(\beta' - \alpha)z - \sin(\beta' - \alpha)x]}, \quad (201)$$

et le miroir qui est défini par la droite suivante :

$$z = \tan(\beta_0 - \alpha)x - l/\cos(\beta_0 - \alpha), \quad (202)$$

où β_0 correspond à l'angle de diffraction par le réseau pour la longueur d'onde rétro-réfléchi par le réseau monté en Littman. En insérant (202) dans (196) et (201) et en identifiant les différents termes, nous obtenons les expressions de β' , φ_2 et r_2 :

$$\beta' = 2\beta_0 - \beta, \quad (203)$$

$$\varphi_2 = k[d + 2l\cos(\beta' - \beta_0)], \quad (204)$$

$$r_2 = 2l\sin(\beta' - \beta_0). \quad (205)$$

Ce faisant, l'onde au niveau du réseau, après multiplication par le terme de phase, s'écrit :

$$E(x, z) \rightarrow e^{-i\varphi_2} e^{\frac{[\cos(\beta' - \alpha)x + \sin(\beta' - \alpha)z + r_2]^2}{w_1^2}} e^{-ik[\cos(\beta' - \alpha)z - \sin(\beta' - \alpha)x]} e^{iK(\cos \alpha z + \sin \alpha x)}. \quad (206)$$

L'onde diffractée doit s'écrire sous la forme suivante :

$$E(x, z) = e^{-i\varphi'} e^{\frac{[\cos(\alpha' - \alpha)x + \sin(\alpha' - \alpha)z - r']^2}{w'^2}} e^{-ik[-\cos(\alpha' - \alpha)z + \sin(\alpha' - \alpha)x]}. \quad (207)$$

Pour déterminer les expressions de α' , φ' , w' et r' , nous insérons (197) dans (206) et (207) et nous identifions les différents termes :

$$k(\cos \alpha' + \cos \beta') = K, \quad (208)$$

$$\varphi' = k[d + 2l \cos(\beta' - \beta_0)], \quad (209)$$

$$w' = \left| \frac{\sin \alpha'}{\sin \alpha} \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \right| w, \quad (210)$$

$$r' = -2l \frac{\sin \alpha'}{\sin \beta'} \sin(\beta' - \beta_0). \quad (211)$$

Pour déterminer le déphasage et le décalage du mode retour au niveau de la lentille de collimation, il faut comparer les profils du mode $U(x)$ et $U'(x)$, respectivement à l'aller et au retour, en $z = -d$:

$$U(x) = e^{-\frac{x^2}{w^2}}, \quad (212)$$

$$U'(x) = e^{-i2kL_{\text{ext}}} e^{-\left(\frac{x-x'}{\gamma w}\right)^2} e^{-ik \sin \delta \alpha x}, \quad (213)$$

où

$$2L_{\text{ext}} = d(1 + \cos \delta \alpha) + 2l \cos \delta \beta, \quad (214)$$

$$x' = d \tan \delta \alpha + 2l \sin \delta \beta \sin \alpha' / (\cos \delta \alpha \sin \beta'), \quad (215)$$

$$\gamma = \sin \alpha' \sin \beta / (\sin \alpha \sin \beta' \cos \delta \alpha), \quad (216)$$

et avec les désaccords angulaires $\delta \alpha$ et $\delta \beta$ définis par :

$$\delta \alpha = \alpha' - \alpha, \quad (217)$$

$$\delta \beta = \beta - \beta_0 = -(\beta' - \beta_0). \quad (218)$$

Sachant que le mode retour est ensuite recouplé dans la puce, le déphasage φ_{ext} et le coefficient de recouplage C suite à un aller-retour dans la cavité externe sont donnés par l'intégrale de recouvrement suivante :

$$\sqrt{C} e^{-i\varphi_{\text{ext}}} = \frac{\int U' U^* dx}{\int U U^* dx}. \quad (219)$$

Ainsi, après calcul de l'intégrale (219), nous obtenons :

$$C = \frac{2\gamma^2}{1+\gamma^2} e^{-\frac{2\gamma^2}{1+\gamma^2} \left[\left(\frac{k w \sin \delta \alpha}{2} \right)^2 + \left(\frac{x'}{\gamma w} \right)^2 \right]}, \quad (220)$$

$$\varphi_{\text{ext}} = k \left(2L_{\text{ext}} + \frac{x' \sin \delta \alpha}{1+\gamma^2} \right). \quad (221)$$

Si nous négligeons la dispersion dans la puce, le déphasage lors d'un aller-retour dans la cavité totale vaut :

$$\varphi_{\text{tot}} = k \left(2l' + 2L_{\text{ext}} + \frac{x' \sin \delta \alpha}{1+\gamma^2} \right). \quad (222)$$

Au deuxième ordre en $\delta\alpha$ et $\delta\beta$, l'expression du déphasage devient :

$$\varphi_{\text{tot}} = k \left[2L + l \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_0} \delta\beta \delta\alpha - \delta\beta^2 \right) \right], \quad (223)$$

où L correspond à la longueur optique de la cavité pour le mode rétro-réfléchi :

$$L = l' + d + l \quad (224)$$

En utilisant les relations (198) et (208), nous pouvons montrer qu'au second ordre :

$$\delta\beta = \frac{\sin \alpha}{2 \sin \beta_0} \delta\alpha + \frac{\cos \alpha}{4 \sin \beta_0} \delta\alpha^2. \quad (225)$$

L'expression (223) peut alors se réécrire sous la forme suivante :

$$\varphi_{\text{tot}} = k [2L + l \delta\beta^2] \quad (226)$$

En utilisant la relation (198), nous pouvons relier le désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda$ à $\delta\beta$ à l'ordre un :

$$\delta\beta = -\frac{\delta\lambda}{p \sin \beta_0}, \quad (227)$$

d'où :

$$\varphi_{\text{tot}} = \frac{4\pi L}{\lambda} \left[1 + \frac{l}{2L} \frac{\delta\lambda^2}{p^2 \sin^2 \beta_0} \right]. \quad (228)$$

Il est également utile d'exprimer le coefficient de recouplage C en fonction du désaccord en longueur d'onde $\delta\lambda$, dans ces conditions, la relation (220) devient :

$$C = e^{-\left(\frac{2f\delta\lambda}{w_0 p \sin \alpha}\right)^2}, \quad (229)$$

où nous n'avons conservé que le terme prépondérant de l'exponentielle, où nous avons posé $\gamma = 1$ et où nous avons remplacé w par son expression (194) en fonction de la dimension du mode guidé dans la puce. Il s'agit tout simplement de l'intégrale de recouvrement entre deux modes gaussiens de même largeur w_0 décalés spatialement l'un par rapport à l'autre de $\delta x = f \delta \alpha$.

Annexe 2 : Étude approfondie des non-linéarités

I. Modélisation du milieu semi-conducteur

Dans cette annexe, nous utilisons le formalisme de la matrice densité, qui se prête bien à l'étude des phénomènes de mélange d'ondes dans les milieux semi-conducteur [26],[28],[29],[63], pour expliquer plus en détail les effets non-linéaires à l'origine des couplages entre modes et justifier les différentes approximations du modèle de mélange d'ondes. Le formalisme usuellement utilisé est basé sur la résolution des équations d'évolution des éléments de la matrice densité (population et cohérence) dans l'hypothèse où l'échelle temporelle des phénomènes considérés est bien plus longue que les temps de relaxation intra-bande [64].

En supposant que les transitions optiques se font strictement entre états de la bande de conduction et de la bande de valence de même moment k pour les électrons et sachant que

l'échelle de temps des phénomènes que nous considérons ici (période des battements 0,2–0,3 ns) est bien plus grande que les temps caractéristiques de relaxation intra-bande (50–100 fs pour le *hole burning* spectral et 0,5–1 ps pour l'échauffement des porteurs), le système complet décrivant la structure de bandes se réduit à un ensemble de systèmes à deux niveaux avec chacun une énergie de transition différente. Pour chacun de ces systèmes à deux niveaux, les différents phénomènes de diffusion, comme la diffusion électron-électron ou électron-phonon, sont pris en compte *via* des temps de relaxation introduits phénoménologiquement. En négligeant l'émission spontanée, les équations de la matrice densité peuvent alors s'écrire :

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \Lambda_e - \frac{\rho_{11} - \bar{\rho}_{11}}{\tau_{1c}} - \frac{\rho_{11} - \bar{\rho}_{11}^L}{\tau_{hc}} - \frac{\rho_{11} - \bar{\rho}_{11}^{\text{th}}}{\tau_e} + \frac{\mu}{i\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) \mathbf{E}(t) \quad (230)$$

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = -\Lambda_h - \frac{\rho_{22} - \bar{\rho}_{22}}{\tau_{1v}} - \frac{\rho_{22} - \bar{\rho}_{22}^L}{\tau_{hv}} - \frac{\rho_{22} - \bar{\rho}_{22}^{\text{th}}}{\tau_e} - \frac{\mu}{i\hbar} (\rho_{12} - \rho_{21}) \mathbf{E}(t) \quad (231)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = -\left(i\omega + \frac{1}{\tau_{in}}\right) \rho_{12} + \frac{\mu}{i\hbar} (\rho_{11} - \rho_{22}) \mathbf{E}(t) \quad (232)$$

où μ correspond au moment dipolaire de la transition, ω à la pulsation de la transition. τ_e est le temps de vie des porteurs ($\tau_e \approx 1$ ns), τ_{1c} et τ_{1v} sont les temps caractéristiques de diffusion intra-bande porteur-porteur (50–100 fs), τ_{hc} et τ_{hv} sont les temps caractéristiques de relaxation de la température de porteur vers la température du réseau cristallin par diffusion intra-bande porteur-phonon (0,5–1 ps), et, τ_{in} est le temps de relaxation du dipôle ($< 0,1$ ps) par diffusion intra-bande. $\bar{\rho}^{\text{th}}$, $\bar{\rho}^L$ et $\bar{\rho}$ sont les valeurs des termes de population de la matrice densité, respectivement à l'équilibre thermodynamique global du système en absence de courant d'injection de porteurs (un seul niveau de Fermi), au quasi-équilibre thermique intra-bande (deux quasi-niveaux de Fermi) tel qu'il y ait égalité entre les taux de génération et de recombinaison de porteurs mais en absence d'échauffement des porteurs et de *hole burning* spectral, et au quasi-équilibre intra-bande avec une température des porteurs différente de celle du réseau mais en absence de *hole burning* spectral. Les taux de pompage Λ_e et Λ_h représentent l'injection d'électrons et de trous, ils sont reliés au courant d'injection I selon :

$$I = q \sum_k \Lambda_{e,h} \quad (233)$$

où q représente la charge de l'électron.

Pour plus de clarté, nous avons omis la dépendance spatiale du champ et de la matrice densité, nous réintroduirons cette dépendance plus tard.

Comme il est fait usuellement dans le cas de l'étude d'un système d'atomes à deux niveaux, nous pouvons effectuer l'approximation de l'onde tournante qui consiste à ne conserver que les termes résonants dans (230)–(232) prépondérants après intégration devant les termes anti-résonants à oscillations rapides. Cela est valide dans notre cas car nous nous intéressons à des phénomènes dont l'échelle de temps est très supérieure à la durée d'un cycle optique. Ainsi, en introduisant l'amplitude complexe E du champ électromagnétique tel que

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left(E(x, y, z, t) e^{-i\omega_0 t} + c.c. \right), \quad (234)$$

et en effectuant le changement de variable suivant concernant le terme de cohérence :

$$\rho_{12} = \rho e^{-i\omega_0 t}, \quad (235)$$

les équations de la matrice densité s'écrivent :

$$\frac{dn_e}{dt} = \Lambda_e - \frac{n_e - \bar{n}_e}{\tau_{1c}} - \frac{n_e - \bar{n}_e^L}{\tau_{hc}} - \frac{n_e - \bar{n}_e^{\text{th}}}{\tau_e} + \frac{\mu}{2i\hbar} (E^* \rho - E \rho^*), \quad (236)$$

$$\frac{dn_h}{dt} = \Lambda_h - \frac{n_h - \bar{n}_h}{\tau_{1v}} - \frac{n_h - \bar{n}_h^L}{\tau_{hv}} - \frac{n_h - \bar{n}_h^{\text{th}}}{\tau_e} + \frac{\mu}{2i\hbar} (E^* \rho - E \rho^*), \quad (237)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1+i\delta}{\tau_{in}} \rho + \frac{\mu E}{2i\hbar} (n_e + n_h - 1). \quad (238)$$

où nous avons introduit $n_e = \rho_{11}$ et $n_h = 1 - \rho_{22}$ qui correspondent respectivement aux probabilités d'occupation pour les électrons et les trous. Le paramètre δ de désaccord par rapport à la transition à deux niveaux est défini par :

$$\delta = (\omega - \omega_0) \tau_{in}. \quad (239)$$

Notons que le fait d'intégrer sur tous les états de la structure de bandes est équivalent à intégrer selon δ . Il est également important pour la compréhension de noter que le champ complexe $E(x, y, z, t)$, introduit dans la relation (234), introduit ici contient plusieurs modes centrés autour du mode principal oscillant à la pulsation ω_0 .

La densité de porteurs injectés N est reliée à n_e et n_h en effectuant la sommation suivante sur la structure de bandes :

$$N = \frac{1}{V} \sum_k n_e = \frac{1}{V} \sum_k n_h, \quad (240)$$

de même, l'amplitude complexe de la polarisation induite est reliée à ρ par :

$$P = 2\mu \frac{1}{V} \sum_k \rho, \quad (241)$$

nous introduisons également la densité d'énergie dans chaque bande :

$$U_{e,h} = \frac{1}{V} \sum_k E_{e,h} n_{e,h}, \quad (242)$$

où V correspond au volume de la couche active, où nous supposons le moment dipolaire μ constant sur le domaine d'intégration et où E_e et E_h correspondent respectivement à l'énergie des porteurs dans la bande de conduction et la bande de valence.

En pratique, la somme discrète selon k est remplacée par une intégration en introduisant la densité d'états joints $D(\delta)$, ainsi les expressions (240) et (241) deviennent :

$$N = \int_{-\delta_g}^{\infty} n_e(\delta) D(\delta) d\delta = \langle n_e \rangle, \quad (243)$$

$$P = 2\mu \int_{-\delta_g}^{\infty} \rho(\delta) D(\delta) d\delta = 2\mu \langle \rho \rangle, \quad (244)$$

$$U_{e,h} = \int_{-\delta_g}^{\infty} E_{e,h}(\delta) n_{e,h}(\delta) D(\delta) d\delta = \langle E_{e,h} n_{e,h} \rangle, \quad (245)$$

où la limite inférieure d'intégration δ_g est donnée par :

$$\delta_g = \left(\omega_0 - \frac{E_g}{\hbar} \right) \tau_{in}, \quad (246)$$

avec E_g l'énergie correspondant à la bande interdite.

Nous obtenons l'équation des populations régissant l'évolution de N en multipliant (236) ou (237) par $D(\delta)$ et en intégrant :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} + \frac{1}{2\hbar} \text{Im}(E^* P) \quad (247)$$

Aucun terme contenant τ_c ou τ_v n'apparaît dans l'équation (247) car la densité totale de porteurs n'est pas affectée par les phénomènes de relaxation intra-bande. Néanmoins les phénomènes de relaxation intra-bande liés à l'échauffement de la distribution de porteurs et au *hole burning* spectral sont bien pris en compte ici *via* la polarisation induite. En outre, nous supposons ici que la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique est négligeable (milieu actif peu dopé...). En exprimant la polarisation en fonction du champ et de la susceptibilité dont la partie imaginaire est directement reliée au gain optique, nous obtenons l'équation des populations usuelle :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - g(N) \frac{n_0 \epsilon_0 c |E|^2}{2\hbar\omega}. \quad (248)$$

Nous obtenons les équations des densités d'énergie de la même façon mais en multipliant au préalable (236) et (237), respectivement, par E_e et E_h :

$$\frac{\partial U_{e,h}}{\partial t} = E_{e,h}^p \frac{I}{qV} - \frac{U_{e,h}}{\tau_c} - \frac{U_{e,h} - U_{e,h}^L}{\tau_c} + K_{e,h} |E|^2 + \frac{\mu}{\hbar} \text{Im}(E^* \langle E_{e,h} \rho \rangle). \quad (249)$$

Considérons tout d'abord l'équation (238), le temps de relaxation du dipôle τ_{in} étant très court devant l'échelle de temps des phénomènes nous concernant, nous pouvons supposer que ρ va suivre adiabatiquement le terme source où le champ est en facteur de l'inversion de population. Cela revient à négliger la dérivée temporelle de ρ , l'expression (238) devient alors :

$$\rho = \frac{\mu \tau_{in} E}{2i\hbar(1+i\delta)} (n_e + n_h - 1). \quad (250)$$

Ainsi, à partir de (250), nous obtenons la relation suivante :

$$E^* \rho - E \rho^* = \frac{\mu \tau_{in} |E|^2}{i\hbar(1+\delta^2)} (n_e + n_h - 1) \quad (251)$$

Nous supposons dans la suite que chacun des effets non-linéaires n'induit que de faibles variations du gain par rapport au gain saturé "linéaire", nous limiterons à une étude au premier ordre. Ainsi, le gain peut être développé de la manière suivante :

$$g = g_L + \frac{\partial g}{\partial N} (N - N_L) + \frac{\partial g}{\partial T_c} (T_c - T_L) + \frac{\partial g}{\partial T_v} (T_v - T_L) + \frac{\partial g}{\partial S} S \quad (252)$$

En conséquence, nous découplons les différents phénomènes par une analyse au premier ordre. Cependant, dans le cas où ces phénomènes ne pourraient plus être considérés en termes

de perturbation, il faut les considérer simultanément car ils agissent évidemment les un sur les autres. Par exemple, la compression de gain due au *hole burning* spectral doit être compensée par une augmentation de la densité de porteurs moyenne afin de conserver un gain égal aux pertes pour le mode qui oscille.

II. Effet du *hole-burning* spectral.

En présence de *hole burning* spectral, les populations ne sont pas au quasi-équilibre intra-bande, mais nous pouvons obtenir leur expression en fonction de \bar{n}_e et \bar{n}_h grâce aux relations (236) et (237). Compte tenu des temps de relaxation intra-bande très rapides, nous pouvons supposer que, comme cela a été fait pour ρ dans la relation (250), les populations suivent adiabatiquement le terme lié au champ électromagnétique qui est à l'origine du *hole burning* spectral, les autres termes étant négligés. Nous obtenons ainsi les relations suivantes :

$$n_e = \bar{n}_e + \frac{\mu\tau_c}{2i\hbar} (E^* \rho - E \rho^*) \quad (253)$$

$$n_h = \bar{n}_h + \frac{\mu\tau_v}{2i\hbar} (E^* \rho - E \rho^*) \quad (254)$$

Comme le champ complexe E contient plusieurs modes, cela revient à considérer que le quasi-équilibre intra-bande est perturbé d'une part par un terme constant qui conduit à une saturation de l'inversion de population et donc du gain, et, d'autre part *via* un terme oscillant à la fréquence de battement entre les deux modes qui module temporellement cette saturation du gain. Notons, qu'il s'agit ici d'une saturation du gain commune à tous les modes considérés. En effet, bien que cette saturation ait essentiellement lieu pour les états dont la fréquence de résonance est la plus proche de la fréquence laser, d'où le nom de *hole burning* spectral, sa largeur spectrale est comparable à l'inverse du temps d'amortissement intra-bande, elle est donc très grande devant l'intervalle entre modes. C'est d'ailleurs pour cette raison que l'approximation de la réponse adiabatique a pu être faite et que nous avons obtenu une saturation du gain qui, certes oscille dans le temps, mais est la même pour tous les modes.

Ce faisant en combinant (251) et les relations (253), (254), nous avons :

$$n_e + n_h - 1 = \frac{1 + \delta^2}{1 + \delta^2 + 2 \frac{S}{\bar{S}_{\text{sat}}}} (\bar{n}_e + \bar{n}_h - 1) \quad (255)$$

où S correspond à l'intensité (W/m^2) de l'onde électromagnétique et \bar{S}_{sat} à l'intensité de saturation intra-bande définies par :

$$S = \frac{n_0 \epsilon_0 c}{2} |E|^2, \quad (256)$$

$$\bar{S}_{\text{sat}} = \frac{2\hbar^2 n_0 \epsilon_0 c}{\mu^2 \tau_{\text{in}} (\tau_c + \tau_v)}. \quad (257)$$

L'expression de $\text{Im}(E^* P)$ devient alors :

$$\text{Im}(E^* P) = -\frac{\mu^2 \tau_{\text{in}} |E|^2}{\hbar} \int_{-\delta_g}^{\infty} \frac{\Delta n(\delta)}{1 + \delta^2 + 2S/\bar{S}_{\text{sat}}} d\delta, \quad (258)$$

où

$$\Delta n(\delta) = (\bar{n}_e(\delta) + \bar{n}_h(\delta) - 1) D(\delta). \quad (259)$$

Une intégration analytique de (258) est possible en supposant que la contribution essentielle à l'intégrale se situe dans un domaine de δ suffisamment restreint où $\Delta n(\delta)$ varie lentement et peut être remplacé par une valeur moyenne [41],[57] (par exemple, le domaine $|\delta| < 1$ correspond à environ la moitié de la valeur totale, le domaine $|\delta| < 2$ à 70%). Par ailleurs, sachant que $\delta_g \approx 5$, cette même hypothèse nous permet de remplacer la borne inférieure de l'intégrale par $-\infty$. L'intégration devient alors possible analytiquement et nous obtenons la contribution du *hole burning* spectral au gain non-linéaire, qui, au premier ordre en S/\bar{S}_{sat} , prend la forme suivante que nous utilisons pour modéliser le mélange d'ondes (*cf.* §Chapitre 2III.B, page 36) :

$$\frac{\partial g}{\partial S} S = -g_L \epsilon_{\text{shb}} S, \quad (260)$$

avec $\epsilon_{\text{shb}} = 1/\bar{S}_{\text{sat}}$ et g_L le gain saturé en absence de compression et de couplage entre modes. La relation (260) qui peut paraître comme obtenue au prix d'une approximation assez grossière au niveau du calcul des intégrales se révèle en pratique très correcte. En effet, dans [58]

les auteurs l'ont comparé avec succès à des résultats obtenus numériquement tenant compte de la structure de bandes de manière simplifiée.

III. Échauffement des porteurs

Sachant que la contribution principale de $\langle E_{e,h} \rho \rangle$ provient des termes résonants, nous remplaçons $E_{e,h}$ par $E_{e,h}^0$ dans l'intégrale, où $E_{e,h}^0$ correspond à l'énergie des porteurs en ω_0 . L'équation différentielle régissant l'énergie moyenne, se réécrit alors sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta T_{e,v}}{\partial t} = & -\frac{\Delta T_{e,v}}{\tau_{he,v}} + \frac{1}{h_{e,v}} (E_{e,h}^p - \mu_{e,v}) \frac{I}{qV} - \frac{1}{h_{e,v}} \frac{U_{e,h} - \mu_{e,v} N}{\tau_e} + \frac{1}{h_{e,v}} \left[\sigma_{e,v} N - \frac{g}{\hbar \omega} (E_{e,h}^0 - \mu_{e,v}) \right] S, \end{aligned} \quad (261)$$

avec

$$\frac{\partial U_{e,v}}{\partial t} = \mu_{e,v} \frac{\partial N}{\partial t} + h_{e,v} \frac{\partial \Delta T_{e,v}}{\partial t}, \quad (262)$$

$$U_{e,v} - U_{e,v}^L = h_{e,v} \Delta T_{e,v}, \quad (263)$$

où $\mu_{e,v} = \partial U_{e,v} / \partial N$, $h_{e,v} = \partial U_{e,v} / \partial T_{e,v}$ et $\Delta T_{e,v} = T_{e,v} - T_L$.

De plus, nous supposons que [26] :

$$E_{e,h}^p \approx \frac{\partial U_{e,v}}{\partial N} \approx \frac{U_{e,v}}{N}, \quad (264)$$

et nous remplaçons N par \bar{N} afin de se limiter à l'ordre 1, l'équation se simplifie alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \Delta T_{e,v}}{\partial t} = -\frac{\Delta T_{e,v}}{\tau_{he,v}} + \frac{1}{h_{e,v}} \left[\sigma_{e,v} \bar{N} + \frac{g}{\hbar \omega} (\mu_{e,v} - E_{e,h}^0) \right] S. \quad (265)$$

Comme dans le cas du *hole burning* spectral, le temps de réponse du milieu (0,5–1 ps) est très rapide devant la période des battements. Ce faisant, nous pouvons éliminer adiabatiquement la dérivée temporelle dans (265) et obtenir l'expression de la température des électrons et des trous qui est utilisée dans l'analyse du mélange d'ondes du §Chapitre 2III.C (page 38) :

$$\Delta T_{e,v} = \frac{\tau_{he,v}}{h_{e,v}} \left[\sigma_{e,v} \bar{N} + \frac{g}{\hbar \omega} (\mu_{e,v} - E_{e,h}^0) \right] S. \quad (266)$$

IV. Pulsation de la densité de porteurs

Pour déterminer la dynamique de N , nous devons résoudre l'équation (248). Mais, cette fois, nous ne pouvons supposer un comportement adiabatique car la période du battement entre les deux modes considérés ici vaut typiquement 0,2–0,3 ns et le temps de vie des porteurs 1–1,5 ns. En outre, aucun terme de diffusion, ni aucune dépendance spatiale n'est considéré car, compte tenu de la longueur de diffusion 2–3 μm , la dimension transverse de la couche active est généralement plus petite que celle-ci, le phénomène de *hole burning* spatial est ainsi brouillé et le terme de modulation spatiale résonant de vecteur d'onde $|k_1 - k_0|$ est suffisamment lent pour négliger le gradient de densité de porteurs lui correspondant. Nous pouvons donc supposer que N est homogène dans la direction transverse et sur une distance selon z supérieure à λ/n . En toute rigueur, la densité de porteurs solution de cet équation contient des harmoniques et s'écrit sous la forme suivante :

$$N(t, z) = \sum_j (N^{(j)}(t) e^{-i j \Delta \omega t} + c.c.), \quad (267)$$

avec les $N^{(j)}(t)$ à variations lentes telles que leur bande spectrale soit suffisamment fine pour que les différentes fréquences principales soient bien séparées.

L'amplitude des harmoniques décroissant fortement lorsque leur ordre augmente à cause du temps de réponse τ_e ($\Delta \omega \tau_e \gg 1$), et ils peuvent donc être traités en terme de perturbation. Nous pouvons ainsi résoudre (248) par la méthode petit signal utilisée au §Chapitre 2III.D (page 41) en supposant une solution approchée de la forme suivante :

$$N = \bar{N} + [\Delta N e^{-i \Delta \omega t} + c.c.], \quad (268)$$

avec ΔN petit devant $\bar{N} - N_L$.

Table des Matières

Introduction.....	9
I. Contexte	9
II. Plan	11
Chapitre 1 : Caractéristiques du laser	13
I. Introduction.....	13
II. Cavity laser et domaine de fonctionnement monomode stable.....	14
A. Description de la cavity laser	14
B. Assemblage de la cavity.....	16
C. Le domaine de fonctionnement monomode stable	18
III. Condition d'oscillation	20
A. Coefficient de recouplage	20
B. Condition d'oscillation	23
Chapitre 2 : Couplage entre modes.....	29

I.	Introduction : présentation générale des phénomènes non-linéaires	29
II.	Équation de couplage à trois modes	32
III.	Mélange d'ondes non linéaire.....	35
A.	Mélanges à « deux ondes » et à « quatre ondes ».....	35
B.	<i>Hole burning</i> spectral	36
C.	Échauffement de la distribution de porteurs	38
D.	Pulsations de la densité de porteurs	41
E.	Cumul des trois effets	43
IV.	Analyse de stabilité en fonctionnement monomode.....	47
A.	Cas du couplage faible.....	47
B.	Cas du couplage fort	50
C.	Prise en compte de plusieurs paires de modes voisins	54
V.	Modèle numérique à N modes	54
A.	Introduction.....	54
B.	Équations à N modes	55
C.	Cinétiques à N modes	56
D.	Analyse des solutions oscillantes par le modèle à trois modes	62
Chapitre 3 : Le filtre photoréfractif.....		65
I.	Introduction.....	65
II.	L'effet photoréfractif	65
III.	Choix et orientation des cristaux photoréfractifs.....	69
A.	Les matériaux disponibles	69
1.	Le tellure de cadmium : CdTe.....	69
2.	L'arséniure de gallium : GaAs.....	70
B.	Configuration géométrique d'utilisation.....	70
IV.	Couplage deux-ondes.....	73
V.	Caractérisation des cristaux photoréfractifs.....	75
A.	Croissance et caractérisation du CdTe.....	75
1.	Contexte.....	75
2.	Techniques de croissance cristalline, méthode de Bridgman	75
3.	Méthodes de caractérisation utilisées à l'ICMCB	77
B.	Mesure du gain photoréfractif par mélange deux-ondes	78
1.	Principe.....	78

2.	Montage	79
3.	Exploitation des résultats	80
4.	Présentation des mesures	82
5.	Vérification de la saturation du gain photoréfractif.....	83
6.	Mesures en fonction de la longueur d'onde.....	85
C.	Caractérisation de la qualité optique des échantillons	85
1.	Spectres d'absorption.....	85
2.	Pertes fibre à fibre.....	87
3.	Observation à l'interféromètre de Mach-Zehnder	88
VI.	Le filtre Fabry-Perot auto-adapté.....	91
A.	Historique.....	91
B.	Principe	92
1.	Inscription	93
2.	Relecture	93
VII.	Conclusion	101
Chapitre 4 : Étude du domaine de fonctionnement monomode stable.....		103
I.	Mise en œuvre expérimentale	103
A.	Caractéristique lumière-courant.....	103
B.	Dispositif de mesures du domaine monomode stable.....	106
C.	Mesures en fonction de la puissance émise	108
1.	Mesures à 1,60 μm	108
2.	Mesures à 1,55 μm	111
3.	Mesures à 1,48 μm	113
D.	Effet de la réflectivité parasite de l'anti-reflet	114
E.	Mesures en fonction du courant injecté	116
1.	Domaine de fonctionnement monomode stable.....	116
2.	Variation de puissance lors du saut de modes	117
F.	Dérive thermique	118
II.	Comparaison au modèle.....	119
A.	Modèle numérique à N modes et mesures en fonction du courant	119
B.	Modèle à trois modes et mesures APC	122
C.	Largeur du domaine de stabilité en fonction de la longueur d'onde	127
D.	Influence des facteurs d'élargissement de raie α_H et α_T	129

E. Conclusion	132
Conclusion	135
Annexe 1 : Calcul détaillé du coefficient de recouplage	137
Annexe 2 : Étude approfondie des non-linéarités	143
I. Modélisation du milieu semi-conducteur	143
II. Effet du <i>hole-burning</i> spectral	148
III. Échauffement des porteurs	150
IV. Pulsation de la densité de porteurs.....	151
Table des Matières	153
Références.....	157

Références

- [1] R. Ludeke and E.P. Harris, "Tunable GaAs laser in an external dispersive cavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 20, pp. 499–500, 1972.
- [2] R. Wyatt and W.J. Devlin, "10 kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 110–112, 1983.
- [3] A.M. Akul'shin, V. Yu. Bazhenov, V.L. Velichanskii, M.V. Zverkov, A.S. Zibrov, V.V. Nikitin, O.G. Okhotnikov, V.A. Sautenkov, N.V. Senkov, and E.K. Yurkin, "Anomalously wide continuous tuning range of the emission frequency of an injection laser with an external selective resonator," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 912–918, 1986.
- [4] N.A. Olsson and J.P. van der Ziel, "Performance characteristics of 1.5- μm external cavity semiconductor lasers for coherent optical communication," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, pp. 510–515, 1987.
- [5] P. Zorabedian, W.R. Trutna Jr., and L.S. Cutler, "Bistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 1855–1860, 1987.
- [6] J. O. Binder, G. D. Cormak and A. Somani, "Intermodal tuning characteristics of an InGaAsP laser with optical feedback from an external-grating reflector," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1191–1199, 1990.

-
- [7] F. Favre and D. Le Guen, "82 nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor laser," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 183–184, 1991.
- [8] W. R. Trutna, Jr. and L. F. Stokes, "Continuously tuned external cavity semiconductor laser," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1279–1286, 1993.
- [9] M. de Labacherie and G. Passadat, "Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers," *Appl. Opt.*, vol. 32, pp. 269–274, 1993.
- [10] M. de Labacherie, H. Sasada, and G. Passadat, "Erratum: Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers," *Appl. Opt.*, vol. 33, pp. 3817–3819, 1994.
- [11] P. Zorabedian, "Axial-mode instability in tunable external-cavity semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 1542–1552, 1994.
- [12] A.V. Yarovitskii and V.L. Velichanskii, "Limits of continuous frequency tuning of injection lasers with selective external cavities," *Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 765–769, 1995.
- [13] Y. Li, Y. Lu, J. Chen, D. Li, and X. Zhou, "Specifying power-frequency bistability of external cavity semiconductor lasers," *J. Opt. A*, vol. 1, pp. 466–470, 1999.
- [14] T.W. Hänsch, "Repetitively pulsed tunable dye laser for high resolution spectroscopy," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 895–898, 1972.
- [15] M.G. Littman and H.J. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander," *Appl. Opt.*, vol. 17, pp. 2224–2227, 1978.
- [16] W.B. Whitten and J.M. Ramsay, "Mode selection in a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 117–119, 1987.
- [17] J.M. Ramsay and W.B. Whitten, "Controlled scanning of a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 915–917, 1987.
- [18] N. Huot, *Étude de BaTiO₃:Rh photoréfractif à 1,06 μm et application à la correction dynamique de front d'onde par conjugaison de phase*, Chapitre 4, Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay, 1999.
- [19] N. Huot, J.M. Jonathan, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, and G. Roosen, "Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography: Application to mode selection," *Appl. Phys. B*, vol. 69, pp. 155–157, 1999.
- [20] L. Meilhac, *Cavités laser auto-organisables: réduction du nombre de modes longitudinaux par un filtre photoréfractif dynamique*, Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay, 2001.
- [21] L. Meilhac, N. Dubreuil, G. Pauliat, and G. Roosen, "Modelization of a photorefractive Fabry-Perot interferometer for self adapted laser mode filtering," *Opt. Mat.*, vol. 18, pp. 37–40, 2001.
- [22] S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, J.-M. Jonathan, G. Roosen, D. Rytz, "Laser diode made single-mode by an intracavity photorefractive crystal," *8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices* (Lake Lawn Lodge, Wisconsin, Etats Unis, 8-12 Juillet 2001), in: OSA Trends in Optics and Photonics, Advances in photorefractive Materials, Effects, and Devices, Series 63, pp. 42–47, 2001.
- [23] S. Maerten, N. Dubreuil, G. Pauliat, G. Roosen, D. Rytz, and T. Salva, "Laser diode made single-mode by a self-adaptive photorefractive filter," *Opt. Commun.*, vol. 208, pp. 183–189, 2002.

-
- [24] L. Solymar, D.J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen, "The physics and applications of photorefractive materials," *Oxford Series in Optical and Imaging Sciences*, 11, Clarendon Press, Oxford 1996.
- [25] G. Pauliat et G. Roosen, chapitre "l'effet photoréfractif" dans *L'optique non linéaire et ses matériaux*, collection SFO vol. 6 EDP Sciences, 2000.
- [26] A. Uskov, J. Mørk, and J. Mark, "Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral-hole burning," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 1769–1781, 1994.
- [27] N. Ogasawara and R. Ito, "Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers—I. Experiment," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 607–614, 1988.
- [28] N. Ogasawara and R. Ito, "Longitudinal mode competition and asymmetric gain saturation in semiconductor injection lasers—II. Theory," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 615–626, 1988.
- [29] M. Yamada, "Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 66, pp. 81–89, 1989.
- [30] A.P. Bogatov, P.G. Eliseev, O.G. Okhotnikov, M.P. Rakhval'skii, and K.A. Khairtdinov, "Interaction of modes and self-stabilization of single-frequency emission from injection lasers," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 1221–1229, 1983.
- [31] U. Herzog, "Longitudinal mode interaction in semiconductor lasers due to nonlinear gain suppression and four-wave mixing," *Opt. Commun.*, vol. 82, pp. 390–405, 1991.
- [32] K. Liu and M.G. Littman, "Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers," *Opt. Lett.*, vol. 6, pp. 117–118, 1981.
- [33] M. Yamada and Y. Suematsu, "A condition of single longitudinal mode operation in injection lasers with index-guiding structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-15, pp. 743–749, 1979.
- [34] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, and P. Martin, "Side-mode gain in grating-tuned extended-cavity semiconductor lasers: investigation of stable single-mode operation conditions," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 4, pp. 390–401, 2002.
- [35] C.H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 259–264, 1982.
- [36] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—An overview," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 9–29, 1987.
- [37] K. Kikuchi, M. Amano, C.E. Zah, and T.P. Lee, "Analysis of origin of nonlinear gain in 1.5 μm semiconductor active layers by highly nondegenerate four-wave mixing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 548–550, 1994.
- [38] T.B. Simpson, F. Doft, E. Strzelecka, J.J. Liu, W. Chang, and G.J. Simonis, "Gain saturation and the linewidth enhancement factor in semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 776–778, 2001.

-
- [39] A.P. Bogatov, P.G. Eliseev, and B.N. Sverlov, "Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, pp. 510–515, 1975.
- [40] R.F. Kazarinov, C.H. Henry, and R.A. Logan, "Longitudinal mode self-stabilization in semiconductor lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp. 4631–4644, 1982.
- [41] G. P. Agrawal, "Populations pulsations and nondegenerative four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 5, pp. 147–158, 1988.
- [42] C.R. Doerr, M. Zirngibl, and C.H. Joyner, "Single longitudinal-mode stability via wave-mixing in long-cavity semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 962–964, 1995.
- [43] M. P. Kesler and E. P. Ippen, "Subpicosecond gain dynamics in GaAlAs laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, pp. 1765–1767, 1987.
- [44] K. L. Hall, J. Mark, E. P. Ippen, and G. Eisenstein, "Femtosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1740–1742, 1990.
- [45] J. Mark and J. Mørk, "Subpicosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers: Experiment and theory," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 2281–2283, 1992.
- [46] A. D'Ottavi, E. Lannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, J. Landreau, A. Ougazzaden, and J. C. Bouley, "Investigation of carrier heating and spectral hole burning in semiconductor amplifiers by highly nondegenerate four-wave mixing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 2492–2494, 1994.
- [47] F. Girardin, G.-H. Duan, P. Gallion, A. Talneau, and A. Ougazzaden, "Experimental investigation of the relative importance of carrier heating and spectral-hole-burning on nonlinear gain in bulk and strained multi-quantum-well 1.55 μm lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 771–773, 1995.
- [48] C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, R. M. Spencer, Y.-H. Lo, and L. F. Eastman, "Nonlinear gain coefficients in semiconductor lasers: effects of carrier heating," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 201–212, 1996.
- [49] J. Wang and H. Schweizer, "A quantitative comparison of the classical rate-equation model with the carrier heating model on dynamics of the quantum-well lasers: the role of the carrier energy relaxation, electron-hole interaction, and Auger effect," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1350–1359, 1997.
- [50] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—an overview," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 9–29, 1987.
- [51] T. Mukai and T. Saitoh, "Detuning characteristics and conversion efficiency of nearly degenerate four-wave mixing in a 1.5- μm traveling-wave semiconductor laser amplifier," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 865–875, 1990.
- [52] R. Frey and J.G. Provost, "Propagation equation based theory of intermodal injection locking in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1705–1712, 1990.
- [53] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd. Ed., chapitre 6, Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [54] J. Huang and L. W. Casperson, "Gain and saturation in semiconductor lasers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 369–390, 1993.

-
- [55] R.W. Boyd, M.G. Raymer, P. Narum, and D.J. Harter, "Four-wave parametric interactions in a strongly driven two-level system," *Phys. Rev. A*, vol. 24, pp. 411–423, 1981.
- [56] G. P. Agrawal, "Effect of gain and index nonlinearities on single-mode dynamics in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1901–1909, 1990.
- [57] G. P. Agrawal, "Spectral hole-burning and gain saturation in semiconductor lasers: strong signal theory," *J. Appl. Phys.*, vol. 63, pp. 1232–1235, 1988.
- [58] J. Yao, G. P. Agrawal, P. Gallion, and C. M. Bowden, "Semiconductor laser dynamics beyond the rate-equation approximation," *Opt. Commun.*, vol. 119, pp. 246–255, 1995.
- [59] B. N. Gomatam and A. P. DeFonzo, "Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs-GaAlAs lasers and amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1689–1704, 1990.
- [60] H. Kuwatsuka, T. Simoyama, and H. Ishikawa, "Enhancement of third-order nonlinear optical susceptibilities in compressively strained quantum wells under the population inversion condition," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 1817–1825, 1999.
- [61] F. Girardin, G.H. Duan, and P. Gallion, "Linewidth rebroadening due to nonlinear gain and index induced by carrier heating in strained quantum-well lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 334–336, 1996.
- [62] A. Mecozzi, "Cavity standing-wave and gain compression coefficient in semiconductor lasers," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 640–642, 1994.
- [63] M. Sargent III, S. Koch, and W. Chow, "Side-mode gain in semiconductor lasers," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 9, pp. 1288–1298, 1992.
- [64] A. Tomita and A. Suzuki, "A new density matrix theory for semiconductor lasers, including nonmarkovian intraband relaxation and its application to nonlinear gain," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1630–1641, 1991.
- [65] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state," *Ferroelectrics*, vol. 22, p. 949, 1979.
- [66] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification," *Ferroelectrics*, vol. 22, p. 961, 1979.
- [67] P. Delaye, *Étude des non-linéarités photoréfractives dans les composés semi-isolants III-V et II-VI: influence d'une irradiation électronique*, Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay, 1993.
- [68] A. Partovi, J. Millerd, E.M. Garmire, M. Ziari, W.H. Steier, S.B. Trivedi, and M.B. Klein, "Photorefractivity at 1.5 μm in CdTe:V," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 846–848, 1990.
- [69] P. Delaye, L.A. de Montmorillon, I. Biaggio, J.C. Launay, and G. Roosen, "Wavelength dependent effective trap density in CdTe: evidence of the presence of two photorefractive species," *Opt. Commun.*, vol. 134, pp. 580–590, 1997.

-
- [70] P. Delaye, L.A. de Montmorillon, H.J. von Bardeleben, and G. Roosen, "Photorefractive wave mixing in undoped liquid encapsulated Czochralski GaAs at 1.5 μm : validation of photorefractive modeling," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 2640–2642, 1994.
- [71] P. Rudolph, "Fundamentals studies on Bridgman growth of CdTe," *Prog. Cryst. Growth and Charact.*, vol. 29, pp. 275–381, 1994.
- [72] W. Bardsley, D.T.J. Hurle and J.B. Mullin, "Crystal growth: a tutorial approach," *North-Holland series in crystal growth*, 1979.
- [73] P. Rudolph, "Melt growth of II-VI compound single crystals," in *Recent development of bulk crystal growth*, 1998.
- [74] D. Verstraeten, P.C. Lemaire, J.C. Launay, "Bridgman growth and electric breakdown behavior of Vanadium-Zinc codoped Cadmium Telluride." *8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices* (Lake Lawn Lodge, Wisconsin, Etats Unis, 8-12 Juillet 2001), in: OSA Trends in Optics and Photonics, Advances in photorefractive Materials, Effects, and Devices, Series 63, pp. 558–567.
- [75] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, P. Martin, "Relaxation of the alignment tolerances of a 1.55- μm extended-cavity semiconductor laser by use of an intracavity photorefractive filter," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1955–1957, 2001.
- [76] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, P. Martin, "Stabilization of a 1.55 μm extended cavity semiconductor laser by intracavity dynamic holography (Conférence invitée)." *8th Topical meeting on photorefractive materials, effects and devices* (Lake Lawn Lodge, Wisconsin, Etats Unis, 8-12 Juillet 2001), in: OSA Trends in Optics and Photonics, Advances in photorefractive Materials, Effects, and Devices, Series 63, pp. 48-56, 2001.
- [77] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, P. Martin, "Stabilization of a 1.55 μm extended-cavity semiconductor laser by intracavity dynamic holography," *Eur. Phys. J. AP*, vol. 20., pp. 191–196, 2002.
- [78] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge, "Improvement of single-mode operating range in tunable extended-cavity lasers with intracavity dynamic holography," *28th European Conference on Optical Communication (ECOC)* (Copenhagen, Danemark, 8–12 Septembre 2002), Papier p2.12.
- [79] M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer, and J.L Zyskind, "Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1406–1408, 1994.
- [80] M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer, and J.L Zyskind, "Narrow-linewidth, singlemode erbium-doped fibre laser with intracavity wave mixing in saturable absorber," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 648–649, 1994.
- [81] M. Horowitz, R. Daisy, and B. Fischer, "Filtering behaviour of a self-induced three-mirror formed by intracavity wave mixing in a saturable absorber," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 299–301, 1996.
- [82] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2909–2947, 1979.

Nom : GODARD

Prénom : Antoine

Sujet : STABILISATION D'UNE DIODE LASER ACCORDABLE PAR FILTRAGE AUTO-ORGANISABLE

Les diodes laser à cavité étendue commerciales offrent une émission monomode continûment accordable autour de 1550 nm sur une plage allant jusqu'à 150 nm. De telles performances nécessitent une excellente stabilité mécanique et des ajustements très délicats. De plus, pour éviter tout fonctionnement multimode, la puissance maximale doit être limitée. L'insertion d'un cristal photoréfractif dans le résonateur crée un filtre spectral adaptatif qui permet de relâcher ces contraintes. Dans ce manuscrit, nous démontrons et modélisons le fonctionnement d'un tel système.

Tout d'abord, nous étudions les conditions requises pour garantir une oscillation monomode stable en absence de cristal. Les processus non-linéaires induisant des mélanges d'ondes (*hole burning* spectral, échauffement des porteurs et pulsations de la densité de porteurs) et donc des couplages entre modes sont étudiés et pris en compte pour modéliser les conditions de sauts de modes.

Ensuite, nous modélisons le filtre photoréfractif. Son principe de fonctionnement est le suivant : la figure d'onde stationnaire du mode est reproduite dans le volume du cristal sous la forme d'une modulation d'indice qui correspond donc à un réseau de Bragg et agit comme un filtre spectral. Une stabilisation du mode oscillant est obtenue grâce à l'effet combiné de ce filtre adaptatif et du filtrage passif de la cavité étendue (réseau monté en configuration Littman).

Puis, nous présentons les améliorations apportées par cette technique de filtrage auto-organisable. Expérimentalement, nous démontrons que, grâce à une prévention efficace des sauts de modes et des fonctionnements multimodes, une oscillation monomode stable peut être maintenue pour des puissances supérieures à celles atteignables en absence de cristal. Enfin, nous confrontons les mesures aux modélisations de la cavité auto-organisable où les phénomènes de couplage de modes et le filtre photoréfractif sont pris en compte simultanément.

Mots clés : diode laser, matériau photoréfractif, filtrage spectral, laser monomode, laser accordable, optique non-linéaire des matériaux semi-conducteurs, compétition de modes, mélange d'ondes.