



HAL
open science

Motifs transverses et solitons de cavité dans des microrésonateurs à semiconducteurs pompés optiquement

Yves Ménesguen

► **To cite this version:**

Yves Ménesguen. Motifs transverses et solitons de cavité dans des microrésonateurs à semiconducteurs pompés optiquement. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT: . tel-00011569v1

HAL Id: tel-00011569

<https://theses.hal.science/tel-00011569v1>

Submitted on 8 Feb 2006 (v1), last revised 19 Feb 2006 (v2)

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.

UNIVERSITÉ PARIS 6 PIERRE ET MARIE CURIE
Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de
docteur de l'université de Paris 6
en Informatique, Télécommunications et Electronique

Motifs transverses et solitons de cavité dans des microrésonateurs à
semiconducteurs pompés optiquement

soutenue publiquement par
Yves MÉNESGUEN
à Marcoussis, le 26 janvier 2006

Claude FABRE (Président du Jury)
Jorge TREDICCE (Rapporteur)
Alain BARTHÉLÉMY (Rapporteur)
Robert KUSZELEWICZ (Directeur de thèse)
Massimo BRAMBILLA (Examineur)
Sylvain BARBAY (Examineur)

Table des matières

Table des matières	2
1 Introduction	8
1.1 Présentation du sujet	8
1.2 Etat de l'art au laboratoire	12
1.3 Organisation du manuscrit	13
2 Description théorique des structures optiques auto-organisées	15
2.1 Les mécanismes dans les microcavités à semiconducteurs	15
2.1.1 La diffraction	16
2.1.2 La cavité	17
2.1.3 Les non-linéarités dans les semiconducteurs	18
2.1.4 La diffusion	21
2.1.5 Synthèse : les états inhomogènes	21
2.2 Outils analytiques	23
2.2.1 Les approximations et hypothèses du modèle dans les semiconducteurs .	23
2.2.2 Les équations en régime d'amplification	28
2.2.3 Régime actif amplifié sans injection	29
2.2.4 Intensité réfléchie	30
2.2.5 Domaine de bistabilité	31
2.2.6 L'instabilité de modulation	32
2.2.7 De nouveaux états	37

3	Echantillons et dispositifs expérimentaux	39
3.1	Le principe expérimental	39
3.2	L'expérience	40
3.2.1	Les sources	40
3.2.2	Les montages expérimentaux	41
3.2.2.1	Montage de l'expérience de cartographie	42
3.2.2.2	Montage expérimental en régime d'injection	42
3.2.3	Les appareils de détection	44
3.3	Les échantillons génériques	44
3.3.1	Les matériaux semiconducteurs	45
3.3.2	Conception d'un VCSEL type	45
3.3.3	Le pompage optique	46
3.4	Résultats initiaux sur les premiers VCSELs	47
3.4.1	Les résultats expérimentaux initiaux	47
3.4.2	Analyse des résultats	48
4	Modélisation thermique	54
4.1	Equation de la chaleur	54
4.2	Utilisation de transformées intégrales	56
4.3	Cas des miroirs de Bragg	57
4.3.1	Solution générale pour une couche sans source	57
4.3.2	Matrice d'une couche unique	58
4.3.3	Matrice d'un empilement quelconque	59
4.3.4	Cas d'un milieu périodique	59
4.3.5	Matrice d'un empilement symétrique	61
4.4	Résolution en régime stationnaire	62
4.4.1	Miroirs de Bragg	62
4.4.2	Equation de la chaleur avec sources	63

4.4.2.1	Zone active	63
4.4.2.2	Substrat	64
4.4.3	Résultats	64
4.5	Calculs thermiques spatio-temporels	66
4.5.1	miroirs de Bragg	66
4.5.2	Equation de la chaleur avec sources	67
4.5.2.1	Zone active	67
4.5.2.2	Substrat	68
4.5.3	Résultats	69
5	Conception et optimisation des échantillons	72
5.1	Les paramètres à optimiser	72
5.2	L'échantillon MOR5137, un VCSEL avec un miroir arrière supplémentaire	73
5.2.1	Conception de la structure VCSEL : deux miroirs pour deux fonctions distinctes	73
5.2.2	Résultats expérimentaux	74
5.2.2.1	Description de la structure	74
5.2.2.2	Analyse des performances laser	74
5.2.2.3	Analyse des performances d'échauffement	75
5.3	L'échantillon MOR5317, sculpture de la réponse optique	81
5.3.1	Fenêtre de pompage	81
5.3.1.1	Défauts de la structure précédente	81
5.3.1.2	Objectifs de l'optimisation	84
5.3.1.3	Principe de la méthode d'optimisation	84
5.3.2	Résultats expérimentaux	85
5.3.2.1	Premiers résultats expérimentaux	85
5.3.2.2	Polissage mécanique du substrat	87
5.4	L'échantillon MOR5518-19, une sculpture de la réponse optique améliorée	91

5.4.1	Les limites de la méthode d'optimisation globale	91
5.4.2	La méthode d'optimisation par miroir	92
5.4.3	Les observations expérimentales	94
5.5	Conception d'une structure VCSOA optimisée pour l'optique non-linéaire trans- verse	98
5.5.1	Critères théoriques et pratiques	98
5.5.1.1	Critères théoriques	98
5.5.1.2	Etude théorique de la bistabilité et de l'instabilité de modulation	100
5.5.1.3	Critères pratiques	102
5.5.1.4	Evaluation de l'échauffement d'une structure-test	103
5.5.2	Réalisation expérimentale	106
5.5.2.1	Structure de l'empilement de MOR5516-17	106
5.5.2.2	Cartographie de l'échantillon MOR5516-17	107
5.5.2.3	Caractérisation spectrale de l'échantillon MOR5516-17	109
6	Les motifs transverses et les états localisés	112
6.1	Résultats expérimentaux préliminaires	112
6.1.1	Caractéristiques laser	112
6.1.1.1	Les modes laser transverses	112
6.1.1.2	Etude du seuil laser en fonction de la longueur d'onde de la résonance	115
6.1.2	Etude de l'injection optique dans l'échantillon MOR5516-17	116
6.1.2.1	Désaccord du champ injecté à la cavité	117
6.1.2.2	Variation de l'intensité de pompage	122
6.2	Ecriture/effacement de solitons de cavité	124
6.2.1	Bistabilité des solitons de cavité en fonction de la puissance d'injection .	124
6.2.2	Ecriture et effacement cohérents de solitons de cavité	126
6.2.2.1	Le montage expérimental en écriture cohérente	127

6.2.2.2	Écriture et effacement cohérents et périodiques d'un soliton de cavité	128
6.2.3	Bistabilité des solitons de cavité en fonction de la puissance de pompe	130
6.2.4	Écriture et effacement incohérents de solitons de cavité	131
6.2.4.1	Montage expérimental en écriture incohérente	131
6.2.4.2	Démonstration de l'écriture incohérente	131
6.2.4.3	Démonstration d'écriture incohérente en impulsion longue	135
6.2.4.4	Démonstration d'écriture incohérente en impulsion courte	136
6.2.4.5	Démonstration de l'écriture successive de deux solitons	137
6.2.4.6	Démonstration de l'effacement incohérent	139
6.3	Les "clusters" de solitons	140
	Conclusion	144
	Bibliographie	147
	A Notations	156
	B Une nouvelle étape technologique : le report sur SiC	158
	C Calcul de la densité de porteurs intra-cavité	160
	Résumé	163
	Abstract	164

Remerciements

Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin pour ce travail de trois années. En premier lieu, mon directeur de thèse, Robert Kuszelewicz qui m'a fait confiance et m'a apporté tout son concours tout au long de cette thèse. Je veux remercier également Sylvain Barbay de m'avoir aidé au quotidien en particulier dans le travail expérimental. C'était un plaisir de travailler dans cette équipe. Isabelle Sagnes pour son énergie à nous fournir des échantillons et Laëtitia Leroy et Julie Dion pour leur concours à la réalisation de l'unique échantillon qui a donné des résultats attendus depuis longtemps. Le service de mécanique pour toutes les pièces réalisées, tous les petits trous : lisses, filetés, lamellés...encore des petits trous, des petits trous...Je remercie aussi les rapporteurs pour leur travail de révision, dans des conditions parfois épiques : au Brésil, les bandits de grands chemins ne sont pas intéressés par les solitons de cavité et ont rendu le mémoire à son lecteur après l'avoir détroussé du reste.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Présentation du sujet

Bien qu'assez peu perçues dans la vie quotidienne, les non-linéarités sont très courantes et responsables de nombreux phénomènes qui nous entourent. Des comportements non-linéaires ont été mis en évidence dans différents domaines de la physique, de la chimie, de la biologie, de l'économie, des sciences sociales... L'émergence de la physique non-linéaire et les études portant sur les comportements chaotiques depuis ces vingt dernières années prouvent l'intérêt nouveau que l'on porte à cette discipline. En 1952, le mathématicien britannique Alan Turing suggéra que des réactions chimiques ayant une dynamique non-linéaire couplée à la diffusion pouvait conduire à la formation de motifs stationnaires rencontrés dans des organismes vivants [87]; l'instabilité associée à ce comportement porte désormais son nom. Comme résultats possibles de cette instabilité, on peut citer parmi les manifestations les plus frappantes : les rayures du zèbre, les hexagones de la girafe ou les points de la panthère (figure 1.1). Une instabilité similaire a été évoquée pour expliquer la différenciation cellulaire dans les premières étapes du développement embryonnaire [69, 52, 38].

Le premier phénomène non-linéaire débouchant sur la formation de motifs spatiaux à avoir été étudié de manière systématique est la convection thermique dans les fluides par H.Bénard au début du XXe siècle [12, 13]. Les premières explications des observations faites par H.Bénard ont



FIG. 1.1 – Exemples de motifs stationnaires : les hexagones de la girafe, les rayures du zèbre et les tâches de la panthère

été proposées par Lord Rayleigh en 1916 [62]. Il attribuait la formation de ces motifs (1.2) à une instabilité provoquée par la dépendance en température de la densité du liquide, responsable de la convection. Les équations régissant la dynamique de systèmes susceptibles de développer une instabilité de Turing sont génériques et se rencontrent aussi bien en physique qu'en chimie par exemple.

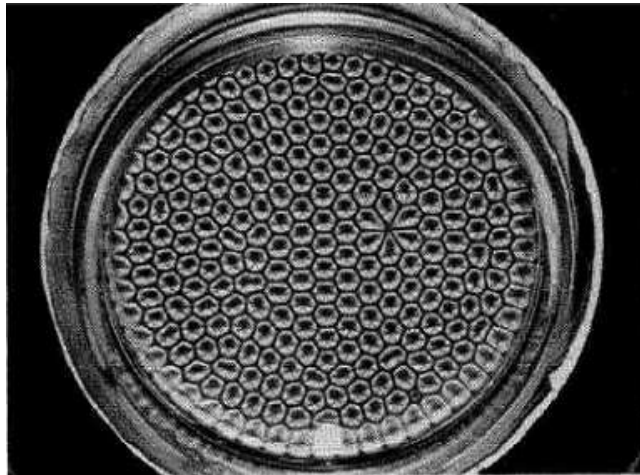


FIG. 1.2 – Rouleaux de Bénard-Marangoni dans un film d'huile chauffé

La formation de motifs spontanés dans des systèmes optiques non-linéaires associés à une instabilité de Turing fait partie de cette physique non-linéaire [63, 85, 46]. Expérimentalement, des structures optiques transverses ont été observées dans des systèmes optiques macroscopiques

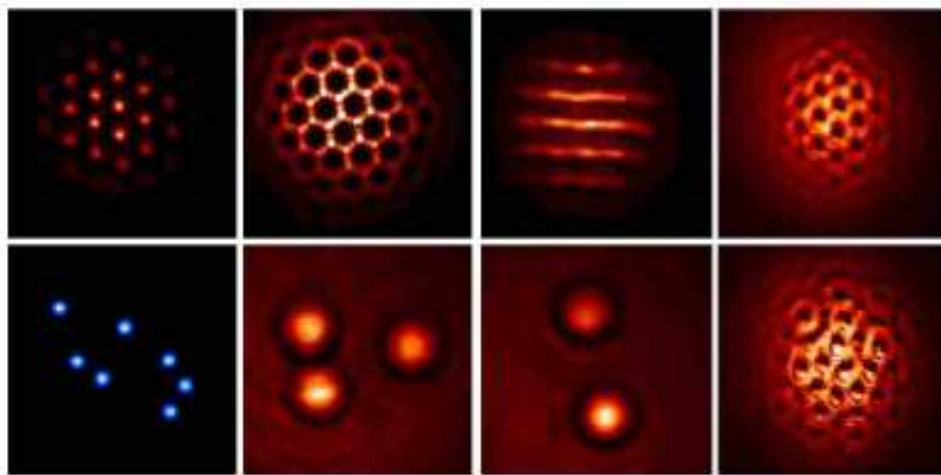


FIG. 1.3 – *Motifs transverses observés dans une vapeur de sodium*

de plusieurs sortes. La formation de motifs a été observée dans des systèmes à vapeur de sodium (Fig.1.3) [41, 6] où la non-linéarité provient de l'interaction entre un laser intense effectuant un simple aller-retour dans le milieu et le système atomique soumis à un champ magnétique externe. Des observations ont été effectuées dans un système laser à absorbant saturable comme la bactériorhodopsine [80], dans des systèmes optiques où le milieu non-linéaire est constitué d'une valve à cristaux liquides [56, 61, 33] de même que des résonateurs en anneau avec un milieu dont la non-linéarité est produite par un cristal photoréfractif [64].

Les motifs périodiques ne sont pas les seules structures non-linéaires rapportées, des structures localisées indépendantes ou solitons de cavité sont également possibles dans les mêmes systèmes optiques. Les solitons de cavité sont des surintensités locales du champ et peuvent être créés par des impulsions d'écriture et rester indéfiniment stables. Ils font partie de la famille des solitons spatiaux car la non-linéarité auto-focalisante équilibre la diffraction, par contre ils sont confinés dans la cavité et ne se propagent pas contrairement aux solitons spatiaux propagatifs. Ceux-ci se propagent dans un milieu Kerr sans diffracter, l'intensité du faisceau crée l'auto-focalisation compensant la diffraction. De plus, les solitons de cavité existent dans des systèmes dissipatifs que sont les résonateurs : les miroirs de la cavité introduisent des pertes au système. Cependant ils restent stables tant que les pertes sont compensées par du gain ou un champ externe. Les ondes solitaires, communément appelées solitons existent dans des systèmes

sans pertes. Par exemple, les solitons temporels sont des ondes qui se déplacent sur de longues distances sans se déformer ni perdre de leur énergie. Le tsunami, vague unique formée à la suite d'un tremblement de terre sous-marin, est un exemple paroxystique d'une telle onde solitaire.

Dans les systèmes à vapeur de sodium, ces structures localisées ont été observées [45] et étudiées, notamment leur propriétés d'allumage et d'extinction [66], leurs interactions mutuelles [68, 67] et leur potentiel applicatif au traitement de l'information grâce à leur propriétés [65]. Les systèmes à vapeur de sodium ou les valves à cristaux liquides sont très souples d'utilisation mais ont l'inconvénient d'être relativement lents et de présenter des solitons de cavité de plusieurs centaines de microns de diamètre. Les lasers à semiconducteur dont les non-linéarités peuvent produire aussi des motifs spatiaux et des structures localisées ont l'avantage d'être compacts, très fiables et d'un faible coût de production. Ils sont largement répandus aujourd'hui et sont devenus indispensables en particulier dans les applications en télécommunications. Portée par l'augmentation des besoins en traitement et transmission de l'information, l'étude de leurs propriétés dynamiques et non-linéaires suscite actuellement, à juste titre, beaucoup de travaux de recherches. Des structures localisées ont été observées dans des systèmes laser [80, 89]. Les études menées à l'INLN (Nice) sur une cavité amplificatrice à semiconducteurs à émission verticale (VCSOA) pompée électriquement ont mis en évidence pour la première fois [11] des solitons de cavité. Ces études expérimentales ont confirmé beaucoup des aspects de la théorie décrivant la dynamique d'un système non-linéaire introduite d'abord sur un système atomique à deux niveaux par L. Lugiato [47] et étendue ensuite aux systèmes à semiconducteurs par M. Brambilla [15] et collaborateurs [75, 83, 76]. La théorie démontre la possibilité d'inscrire les solitons de cavité et de les adresser individuellement [84], ce qui a été confirmé récemment par les travaux menés à Nice [28].

Les solitons de cavité ont des propriétés intéressantes pour des applications dans le traitement de l'information. Ainsi, lorsque le système est uniforme, il est théoriquement possible d'inscrire et d'effacer les solitons de cavité en un point arbitraire du plan et à n'importe quel moment. Les solitons de cavité ont aussi la propriété de se mouvoir dans un gradient de phase ou d'amplitude vers les maxima [25]. Si un gradient dans une direction transverse est présent

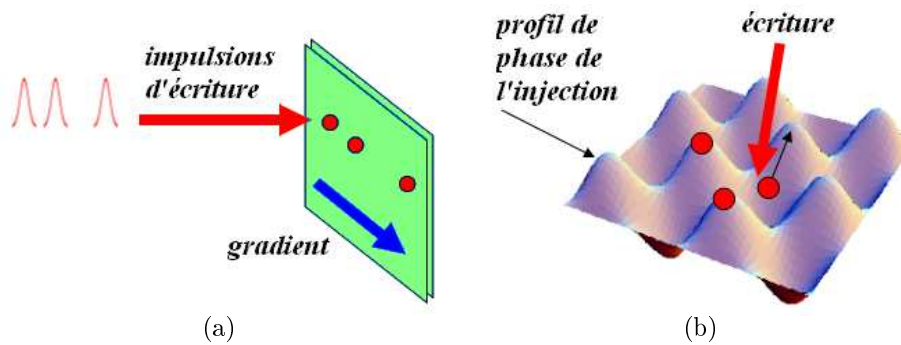


FIG. 1.4 – *Applications des solitons de cavité au traitement de l'information. (a) Registre à décalage, (b) mémoire bidimensionnelle reconfigurable tout-optique.*

dans la phase du faisceau d'injection, le soliton se déplace vers le maximum de la phase, réalisant un registre à décalage (Fig.1.4a). Si on réalise une modulation bidimensionnelle de la phase du faisceau d'injection les solitons de cavité que l'on choisit d'écrire se placent au maxima de la phase, réalisant un prototype de mémoire bidimensionnelle reconfigurable tout optique, l'information est portée par la présence ou l'absence de solitons (Fig.1.4b).

1.2 Etat de l'art au laboratoire

Les premiers travaux sur le sujet ont commencé au CNET-Bagneux par l'étude des propriétés de bistabilité dans les microcavités à semiconducteurs [71, 57] et se sont ensuite naturellement tournées vers la formation de motifs. Le milieu non-linéaire est constitué de plusieurs puits quantiques, ce qui crée une non-linéarité d'indice, initiée par l'absorption du champ dans la queue d'Urbach [70]. Les motifs créés sont étudiés en réflexion car le substrat des échantillons est opaque à ces longueurs d'onde [40, 79, 73]. Ces systèmes passifs ont permis d'observer des ondes de commutation [26], et des précurseurs de solitons de cavité où les aspects thermiques entrent en jeu [27] dans la dynamique et empêchent la formation de structures stationnaires.

Ces premiers travaux ont été réalisés dans le cadre du projet européen ESPRIT LTR PIANOS (Processing of Information by Arrays of Non-Linear Optical Solitons) qui a débuté en novembre 1998. Ce projet avait pour objectifs de concevoir, fabriquer des microcavités à semi-

conducteurs présentant un régime de fonctionnement permettant la formation de solitons de cavité. Le deuxième objectif visait les applications au traitement de l'information des propriétés particulières des solitons de cavité. Ce projet s'inscrivant dans le 4^e programme-cadre européen était une collaboration d'équipes du PTB à Braunschweig, de l'université de Strathclyde à Glasgow, de l'I.N.F.M de Milan, de l'I.N.F.M de Bari, de l'université d'Ulm, de l'I.N.L.N de Nice et du CNET de Bagneux. Ce projet a pris fin en avril 2002 et les travaux présentés dans cette thèse ont débuté en octobre 2002 et s'inscrivent dans la continuité de ce projet. Un nouveau projet (FunFACS : Fundamentals, Functionalities and Applications of Cavity Solitons), inscrit dans le 6^e programme-cadre européen, réunit la plupart des partenaires de PIANOS auxquels s'ajoute le LAAS (Toulouse) et a démarré en avril 2005. Il a pour objectifs de réaliser un laser à soliton de cavité fonctionnant en régime continu, ainsi qu'en régime pulsé afin d'aboutir à une localisation tridimensionnelle du champ [16] (solitons 3D). Il vise également à la réalisation de prototypes de fonctions tout-optiques utilisant les propriétés spécifiques des solitons.

1.3 Organisation du manuscrit

L'organisation générale de ce mémoire suit la progression chronologique des résultats obtenus durant ces trois années de doctorat passées au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. Le chapitre 2 présente les phénomènes physiques mis en jeu dans les microcavités à semiconducteurs ainsi que les équations du modèle de cavité amplificatrice. Le chapitre 3 présente des schémas simplifiés des montages optiques utilisés pour la caractérisation et les expériences non-linéaires. Ce chapitre présente aussi les sources laser, les outils de détection utilisés dans les expériences et montre les résultats obtenus avec les premiers échantillons. Comme on désire travailler dans un régime d'amplification proche du seuil laser, le meilleur moyen de s'assurer qu'il est aussi proche du seuil qu'on le souhaite est de montrer que l'on est capable de le franchir. On caractérise donc systématiquement le seuil laser des cavités amplificatrices. Les résultats sur les premiers échantillons ont rapidement montré qu'un échauffement excessif était responsable des mauvaises performances laser et de l'absence des effets d'auto-organisation re-

cherchés. Au chapitre 4, on analyse les sources de chauffage possibles et on présente les calculs d'échauffement effectués concernant les VCSOAs. Le chapitre 5 présente les voies successivement empruntées pour améliorer les performances des VCSOAs en diminuant l'échauffement dû au pompage optique mais aussi en tentant d'en atténuer les effets. Le chapitre 6 présente les résultats obtenus sur une structure dont les caractéristiques ont d'abord été définies d'un point de vue théorique puis traduites en terme de structure VCSOA réelle. Cette structure conçue et fabriquée au laboratoire présente les effets non-linéaires attendus qui mènent à l'observation des motifs et des solitons de cavité.

Chapitre 2

Description théorique des structures optiques auto-organisées

Ce chapitre décrit la physique mise en jeu dans les microrésonateurs à semiconducteurs dans le but de définir les conditions présidant à la formation de structures optiques auto-organisées : motifs périodiques, structures localisées et solitons de cavité. Tout d'abord une approche phénoménologique explique les différents mécanismes en présence et en fait une synthèse pour présenter les nouveaux états de la lumière créés par leur interaction. La deuxième partie du chapitre présente le modèle théorique qui permet de décrire la formation de motifs et de solitons de cavité.

2.1 Les mécanismes dans les microcavités à semiconducteurs

Les mécanismes importants dans les microcavités laser de large diamètre sont ceux qui couplent l'information portée par un point avec son voisinage et les non-linéarités du semiconducteur. Les différents mécanismes non-locaux sont avant tout la diffraction de la lumière associée à l'effet de rétroaction apporté par la cavité et la diffusion des porteurs. Quant aux non-linéarités électroniques, elles sont portées par la susceptibilité du semiconducteur. La dif-

fraction a pour effet de répartir l'information du champ lumineux porté par un point sur une tâche après propagation, quant aux porteurs créés dans la bande de conduction ils sont libres de circuler et donc de diffuser dans le matériau. Les paragraphes suivants décrivent un à un ces mécanismes et leur synthèse au dernier paragraphe développe les états de la lumière résultant de leur interaction.

2.1.1 La diffraction

La diffraction de la lumière a une longue histoire puisque c'est au père jésuite italien de Bologne Francesco Grimaldi (1618-1663) que l'on attribue généralement la découverte de la diffraction. Enfermé dans une chambre obscure, il perceait de minuscules trous dans un rideau noir exposé au soleil, il interposait sur le chemin du faisceau une fente, un trou, un bord d'écran, des cheveux, des plumes d'oiseaux, de la toile. Chaque fois il observait sur un écran placé derrière des franges irisées en dehors du trajet géométrique normal, il appelle ce nouveau phénomène la diffraction.

Christiaan Huygens (1629-1695) s'est aussi intéressé à l'optique dans son "Traité de la Lumière" publié en 1691. Il proposa un modèle de propagation de la lumière sous forme d'ondes sphériques de la même manière que les ondes à la surface de l'eau ou les ondes acoustiques dans l'air, la théorie ondulatoire de la lumière était née.

Thomas Young (1773-1829) relança la théorie ondulatoire de la lumière vers 1804 avec une expérience similaire à celle de Grimaldi : deux petits trous voisins placés dans le faisceau d'une source ponctuelle agissent comme deux sources ponctuelles cohérentes et permettent d'observer des franges d'interférences. Il put évaluer grâce à un modèle ondulatoire les longueurs d'onde du rouge ($0,7\mu m$) et du violet ($0,42\mu m$).

Augustin Fresnel (1788-1827) fut récompensé pour son travail sur la diffraction en 1819 par l'académie des Sciences. Il inventa des miroirs et un biprisme qui porte son nom. Il s'intéressa ensuite à la polarisation de la lumière et découvrit qu'elle était polarisée transversalement à la propagation et non pas colinéairement comme il le pensait alors.

C'est à James Clerk Maxwell (1831-1879) que revient en 1873 d'avoir abouti à une synthèse

formelle des travaux sur les champs électrique et magnétique. Il aboutit à un ensemble d'équations à partir desquelles on peut décrire l'ensemble des phénomènes électromagnétiques et en particulier la propagation des ondes lumineuses.

On doit à Louis de Broglie (1892-1987) la mécanique ondulatoire qui réconcilie les travaux d'Einstein sur l'aspect corpusculaire de la lumière et les précédents sur la nature ondulatoire de la lumière en instaurant la dualité onde-corpuscule de toute particule. George Paget Thomson et Clinton Joseph Davisson obtinrent le prix Nobel en 1937 pour la découverte de la diffraction des électrons confirmant l'aspect ondulatoire de la matière.

Principe d'Huygens-Fresnel La diffraction est un phénomène d'éparpillement de la lumière. D'après l'énoncé du principe d'Huygens-Fresnel, la lumière se propage de proche en proche et chaque point atteint par elle se comporte comme une source secondaire qui réémet des ondelettes sphériques de même amplitude, même fréquence et même phase. L'amplitude complexe de l'onde lumineuse en un point est la somme de toutes les amplitudes complexes des ondes lumineuses des sources secondaires : les ondes interfèrent au point considéré.

La propagation d'une onde lumineuse est régie par l'équation paraxiale suivante

$$2ik_z \frac{\partial E}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 E$$

Cette équation indique que la propagation de l'onde est régie par sa distribution transverse. L'analyse d'une onde par transformée de Fourier montre que plus la source est ponctuelle, plus large est son spectre angulaire.

2.1.2 La cavité

Dans une cavité laser le champ intra-cavité peut être vu comme un repliement sur lui-même d'un champ propagatif soumis à la diffraction. A chaque aller-retour du champ dans la cavité, il interfère avec lui-même et interagit de nouveau avec les porteurs. L'étalement du champ par la diffraction au cours de la propagation corrèle un point à son voisinage au cours des nombreux aller-retours donnant ainsi un rayon d'action à la diffraction. Plus la finesse de la cavité est

grande et plus le nombre d'aller-retours est important élargissant ainsi le rayon d'action de la diffraction. Pour donner un ordre de grandeur, la diffraction concerne une région d'un diamètre $\sqrt{a} = \sqrt{\frac{L\lambda}{nT}} = 11,2\mu m$ dans notre cas (la formule sert de coefficient de normalisation plus loin dans ce chapitre), où L représente la longueur de la cavité, n l'indice de réfraction linéaire du milieu, λ la longueur d'onde et T la transmission moyenne des miroirs.

Le nombre de Fresnel est un nombre caractéristique du régime de diffraction et est donné par

$$N_F = \frac{r^2}{\lambda d}$$

où d est le parcours moyen d'un photon dans la cavité, λ la longueur d'onde du faisceau lumineux et r la dimension caractéristique transverse. Dans les VCSEs étudiés, on est toujours dans le cas dans grand nombre de Fresnel, i.e $N_F \gg 1$, c'est-à-dire que le champ émis par la cavité peut être formé d'un grand nombre de modes transverses.

2.1.3 Les non-linéarités dans les semiconducteurs

Les non-linéarités dans les semiconducteurs III-V que nous avons exploitées sont d'origines électronique et thermique. Elles sont dispersives, focalisantes ou défocalisantes, et/ou absorbatives. Les non-linéarités électroniques sont produites par le remplissage des bandes d'énergie des semiconducteurs. La population de porteurs dans la bande de conduction modifie de façon corrélée l'absorption et l'indice de réfraction, ce que traduisent les relations de Kramers-Krönig.

L'absorption du champ d'intensité I à la pulsation ω est à l'origine de la création de porteurs dont la densité N est définie en régime stationnaire par la relation implicite [39].

$$N = \frac{\alpha(N)\tau(N)I}{\hbar\omega}$$

où $\tau(N)$ est le temps de recombinaison des porteurs et $\alpha(N)$ est le coefficient d'absorption dépendant de N . La non-linéarité absorbative est présente pour des énergies d'excitation supérieures à celle de la bande interdite. Dans un modèle phénoménologique stationnaire [49], le

coefficient d'absorption sature avec la densité de porteurs et donc avec l'intensité incidente et obéit à la loi suivante :

$$\alpha(I) = \alpha_0 \frac{I_s}{I + I_s}$$

où I_s est l'intensité de saturation.

En fonction de l'écart à l'énergie de la bande interdite, la non-linéarité de l'indice de réfraction (effet Kerr) est soit focalisante soit défocalisante. Pour des énergies inférieures à la bande interdite, la variation de l'indice de réfraction est négative avec l'augmentation de la densité de porteurs et donc de l'intensité incidente, l'effet est alors défocalisant. Par contre sur le flanc haute énergie, la variation de l'indice de réfraction peut être positive avec l'augmentation de la densité de porteurs et donc de la puissance incidente lorsque la densité de porteurs passe au-dessus de la transparence : l'effet est alors focalisant. De même que l'absorption, l'indice de réfraction est sujet à saturation. On introduit la non-linéarité d'indice du matériau [70] par une loi empirique dépendant de l'intensité du champ :

$$n = n_0 + \frac{\delta n_s I}{I + I_s}$$

soit

$$n \approx n_0 + \frac{\delta n_s}{I_s} I$$

pour $I \ll I_s$

Pour des énergies inférieures à la bande interdite, l'absorption est faible (Fig.2.1) et la non-linéarité est dominée par celle de l'indice. Plus près de l'énergie de la bande interdite, les non-linéarités d'indice et d'absorption sont comparables tandis qu'au-delà de l'énergie de la bande interdite la non-linéarité provenant de la saturation de l'absorption est dominante.

Une augmentation de la température, due aux recombinaisons non-radiatives ou à la cascade en bas de bande de conduction des porteurs créés par la pompe, est responsable d'un décalage vers le rouge des propriétés spectrales de la cavité et donc du *GaAs*. Compte tenu du signe

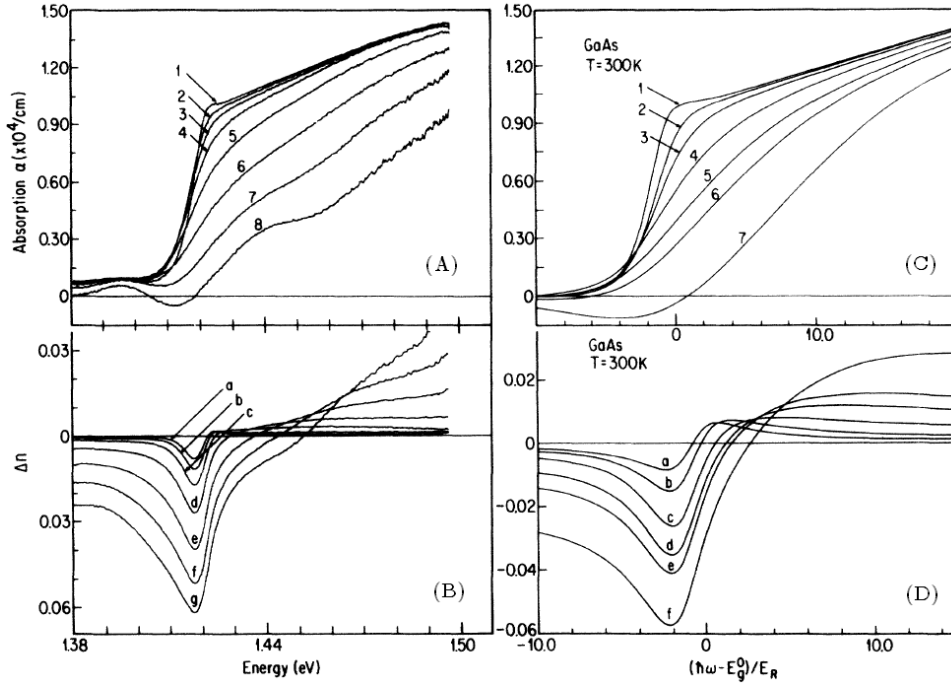


FIG. 2.1 – Spectres expérimentaux et théoriques de l'absorption et de la variation de l'indice de réfraction pour le GaAs à $T = 300K$. (A) Les spectres expérimentaux de l'absorption sont obtenus pour différentes valeurs de la puissance d'excitation en mW : 0 (1) ; 0, 2 (2) ; 0, 5 (3) ; 1, 3 (4) ; 3, 3 (5) ; 8 (6) ; 20 (7) ; 50 (8). (B) Les variations non-linéaires de l'indice sont déduites de celles de l'absorption (A) avec la transformation de Kramers-Krönig. (C) Les spectres d'absorption ont été calculés pour différentes valeurs de la densité de porteurs en cm^{-3} : 10^{15} (1) ; $8 \cdot 10^{16}$ (2) ; $2 \cdot 10^{17}$ (3) ; $5 \cdot 10^{17}$ (4) ; $8 \cdot 10^{17}$ (5) ; 10^{18} (6) ; $1, 5 \cdot 10^{18}$ (7). (D) Les variations non-linéaires théoriques de l'indice sont déduites de celles de l'absorption (C) avec la transformation de Kramers-Krönig. D'après [44]

de la variation de l'indice non-linéaire en-dessous du gap, une augmentation de température se traduit par un accroissement positif de l'indice non-linéaire. L'échauffement des microrésonateurs sera étudié plus en détail au chapitre 4.

2.1.4 La diffusion

Les porteurs subissent des chocs inélastiques incessants quand ils sont excités dans la bande de conduction. Ces chocs aboutissent à l'étalement d'une densité de porteurs ayant un profil spatial non uniforme : c'est le phénomène de diffusion qui suit une loi décrite par un terme

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{diffusion} = D\nabla^2 N$$

Le flux d'étalement est inversement proportionnel au gradient local de la densité de porteurs. La diffusion des porteurs s'effectue sur une longueur caractéristique $l_{diff} = \sqrt{D\tau}$, où τ est le temps de vie global des porteurs dans la bande considérée. l_{diff} correspond à l'étalement moyen pendant une durée de vie. Dans le *GaAs*, $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{nr}} + BN$ où B représente le coefficient de recombinaison bimoléculaire et τ_{nr} le temps de recombinaison non-radiative $D < 200\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$, $B = 1,3 * 10^{-10}\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$, $N > 1,8 * 10^{18}\text{cm}^{-3}$ au-delà de la transparence et $\tau_{nr} = 10\text{ns}$, on aboutit à $l_{diff} < 7,7\mu\text{m}$.

Dans les semiconducteurs III-V la diffusion a un rayon d'action plus faible que la diffraction mais lui reste comparable. Si on augmente la densité de porteurs, la diffusion voit son rayon d'action diminuer du fait de la diminution du temps de vie. Ainsi la diffraction demeure le phénomène d'étalement prépondérant dans tous les cas.

2.1.5 Synthèse : les états inhomogènes

Le système que l'on étudie est une microcavité laser à semiconducteurs III-V de type VCSEL dont le matériau actif est en *GaAs* massif. Les mécanismes physiques les plus significatifs ont été décrits dans les paragraphes précédents, la réponse optique de la cavité va dépendre de leurs interactions. Le contexte de l'étude se limitera au cas d'une cavité laser injectée par un champ

externe en régime actif mais sous le seuil laser, autrement dit au fonctionnement en régime de gain de la cavité laser : la densité de porteurs est supérieure à la densité de transparence du matériau et inférieure à celle atteinte au seuil laser. Au-dessus du seuil laser, on passe en régime d'instabilité temporelle oscillante (instabilité de Hopf). Ce régime d'instabilité n'est pas recherché dans l'étude présente.

La formation d'états inhomogènes dans la réponse optique du système à un champ injecté homogène externe résulte de la compétition entre les effets antagonistes des mécanismes précédemment décrits. Supposons que par injection ou par fluctuations se crée une distribution de champ et de porteurs présentant un maximum local, la diffraction et la diffusion auront pour effets d'étaler le champ et les porteurs dans le plan transverse alors que la non-linéarité positive de l'indice de réfraction aura un effet autofocalisant. Dans certains domaines de paramètres, la structure transverse du champ émis par la cavité est sujette à des instabilités de modulation (instabilités de Turing). La réponse homogène du champ devient instable. Le champ émis développe alors une structuration transverse des motifs spatiaux. Ces motifs spatiaux forment de nouvelles catégories d'états possibles. En terme d'analyse dynamique, de nouvelles branches apparaissent dans l'espace des états par émergence d'une bifurcation sous-critique associée à l'instabilité de Turing. Il y a bistabilité entre l'état homogène de basse réflectivité et un nouvel état présentant une structuration transverse du champ. Les nouveaux états de la lumière émise par la cavité se caractérisent alors par la forme des motifs possibles et leur périodicités spatiales associées. Ces motifs présentent des franges, des hexagones ou des nids d'abeille. Il existe aussi des états localisés qui ne présentent pas de structuration dans tout le plan transverse, ce sont les solitons de cavité. Ils ont la propriété intéressante d'être indépendants entre eux.

2.2 Outils analytiques

2.2.1 Les approximations et hypothèses du modèle dans les semiconducteurs

Le système étudié est une cavité à émission verticale et à grand nombre de Fresnel remplie par un milieu non-linéaire, en l'occurrence du *GaAs* massif. Cette cavité est injectée par un faisceau optique externe qui interagit avec le champ intra-cavité. Les variables d'évolution du système sont le champ électrique intra-cavité, la polarisation macroscopique et la densité de porteurs. La susceptibilité décrit l'interaction lumière-matière dans le matériau. Elle est non-linéaire dans le cas qui nous intéresse.

Un modèle théorique décrivant l'évolution du champ électrique intra-cavité, de la polarisation et de la densité de porteurs a d'abord été introduit pour les systèmes à deux niveaux placé dans une cavité en anneau [47]. Il a ensuite été étendu aux systèmes microrésonateurs à semiconducteurs moyennant de nouvelles hypothèses. Le système semiconducteur d'abord étudié était constitué de puits quantiques [15]. Ce système a fait l'objet d'études dans les régime passif et actif [76]. On s'intéresse ici à la dynamique d'un système où le milieu actif est en *GaAs* massif, dans le régime actif, c'est-à-dire au-dessus de la transparence du matériau.

Les équations de départ décrivant l'évolution du champ et de la polarisation sont les équations de Maxwell-Bloch dans un milieu diélectrique non-linéaire. Les équations de Bloch décrivant l'évolution des densités de porteurs des niveaux d'énergie et de la polarisation microscopique d'un système à deux niveaux sont déduites de la théorie de la matrice densité. Le champ électrique $\vec{\varepsilon}$ dans la cavité est composé de deux ondes contrapropagatives E_F et E_B

$$\vec{\varepsilon} = \frac{1}{2} [E_F(x, y, z, t) \exp(ik_z z) + E_B(x, y, z, t) \exp(-ik_z z)] \exp(-i\omega_0 t) + c.c$$

L'approximation de l'onde tournante permet d'éliminer les termes non résonants dans l'interaction lumière-matière. De plus, le temps de déclin caractéristique de la polarisation est très court (100ps) devant celui du champ ou des porteurs si bien que l'on considère la polarisa-

tion est en équilibre avec le champ excitateur ce qui permet de l'éliminer adiabatiquement, i.e $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$.

Dans la propagation du champ électrique intra-cavité, on utilise l'approximation paraxiale à l'ordre 0 [43],

$$k^2 \approx k_z^2 = \frac{n\omega_0}{c}$$

décrivant le fait que le champ se propage de façon prédominante suivant la direction longitudinale. La deuxième approximation est celle de l'enveloppe lentement variable, les variations de l'enveloppe du champ sont très lentes par rapport aux oscillations qui se produisent à l'échelle de la longueur d'onde,

$$\left| \frac{\partial^2 E_F}{\partial z^2} \right| \equiv \left| \frac{\partial^2 E_B}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial E_F}{\partial z} \right| \equiv k \left| \frac{\partial E_B}{\partial z} \right|$$

et par conséquent nous négligerons les termes de dérivée seconde des champs. Cette approximation est aussi valable dans le temps

$$\left| \frac{\partial^2 E_F}{\partial t^2} \right| \equiv \left| \frac{\partial^2 E_B}{\partial t^2} \right| \ll ck \left| \frac{\partial E_F}{\partial t} \right| \equiv ck \left| \frac{\partial E_B}{\partial t} \right|$$

Les équations pour les enveloppes des champs propagatifs et contrapropagatifs s'écrivent [83] :

$$\frac{1}{2ik_z} \nabla_{\perp}^2 E_F + \frac{\partial E_F}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_F}{\partial t} = \left(i \frac{\omega_0 \Gamma}{2nc} \chi_{nl} \right) E_F \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{2ik_z} \nabla_{\perp}^2 E_B - \frac{\partial E_B}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_B}{\partial t} = \left(i \frac{\omega_0 \Gamma}{2nc} \chi_{nl} \right) E_B \quad (2.2)$$

où $k_z = \omega_0 n/c$, n étant l'indice de réfraction du milieu hôte non excité, $\Gamma = L_A/L$ est le facteur de confinement, L_A est l'épaisseur du milieu actif et L la longueur de la cavité qui tient compte de la pénétration du champ électrique dans les miroirs dans le cas d'un VCSEL, χ_{nl} est la susceptibilité non-linéaire complexe.

Dans l'équation d'évolution de la densité de porteurs, cinq termes sont significatifs dans

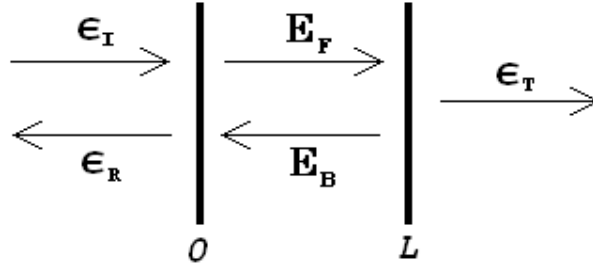


FIG. 2.2 – Schéma de la cavité optique et des champs électriques

le cas d'un milieu massif *GaAs*. Le premier terme modélise le piégeage d'un électron par un niveau d'énergie dans le gap, c'est la recombinaison non-radiative. Le deuxième terme est la recombinaison bimoléculaire : c'est la recombinaison radiative spontanée d'un électron avec un trou. Viennent ensuite, l'interaction avec le champ intra-cavité, le pompage externe et un terme de diffusion ; l'équation des porteurs s'écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau_r} - BN^2 + \frac{\varepsilon_0}{2\hbar} \text{Im}(\chi_{nl}) (|E_F|^2 + |E_B|^2) + \frac{\alpha_p I_p}{\hbar\omega_p} + D \nabla_{\perp}^2 N \quad (2.3)$$

où D est le coefficient de diffusion, B est le coefficient de recombinaison bimoléculaire, τ_r le temps de recombinaison non-radiative, α_p est l'absorption effective à la longueur d'onde de la pompe (on utilise un pompage optique), I_p est l'intensité de la pompe, $\hbar\omega_p$ est l'énergie d'un photon de pompe.

Les équations (2.1) et (2.2) pour le champ couplées à l'équation (2.3) décrivent la dynamique de la cavité et doivent être complétées par les conditions aux limites. Le schéma de la figure 2.2 présente les différents champs pour un modèle de cavité où les miroirs plans sont réduits à de simples interfaces, où ε_I est le champ cohérent incident, ε_R est le champ réfléchi et ε_T est le champ transmis par la cavité de longueur L .

Pour plus de simplicité, on considère que la réflectivité des miroirs avant et arrière est la même, égale à R et la transmission égale à T . Les conditions aux limites de la cavité sont caractérisées par les équations des champs suivantes

$$E_F(x, y, 0, t) = i\sqrt{T}\varepsilon_I + \sqrt{R}E_B(x, y, 0, t)$$

$$E_B(x, y, L, t) = \sqrt{R}\exp\left(-i\frac{\delta_0}{2}\right)E_F(x, y, L, t)$$

avec δ_0 représentant le désaccord à la résonance de cavité du champ exciteur

$$\delta_0 = \frac{2nL(\omega_c - \omega_0)}{c}$$

où ω_c est la pulsation du mode de cavité le plus proche de ω_0 . On introduit le changement de variable suivant dans les équations de champ pour s'affranchir de la variation en z du champ [55, 47] :

$$\tilde{E}_F = \exp\left(\frac{z}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\right)E_F + \frac{\sqrt{T}z}{2L}\varepsilon_I$$

$$\tilde{E}_B = \exp\left(-\frac{z}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\right)E_B - \frac{\sqrt{T}z}{2L}\varepsilon_I$$

ce qui se traduit pour les équations (2.1) et (2.2) par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2ik_z}\nabla_{\perp}^2\tilde{E}_F + \frac{\partial\tilde{E}_F}{\partial z} - \frac{1}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\tilde{E}_F - \frac{\sqrt{T}}{2L}\left(1 - \frac{z}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\right)\varepsilon_I + \frac{n}{c}\frac{\partial\tilde{E}_F}{\partial t} \\ = \left(i\frac{\omega_0\Gamma}{2nc}\chi_{nl}\right)\left(\tilde{E}_F - \frac{\sqrt{T}z}{2L}\varepsilon_I\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2ik_z}\nabla_{\perp}^2\tilde{E}_B - \frac{\partial\tilde{E}_B}{\partial z} - \frac{1}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\tilde{E}_B - \frac{\sqrt{T}}{2L}\left(1 + \frac{z}{2L}(\ln(R) - i\delta_0)\right)\varepsilon_I + \frac{n}{c}\frac{\partial\tilde{E}_B}{\partial t} \\ = \left(i\frac{\omega_0\Gamma}{2nc}\chi_{nl}\right)\left(\tilde{E}_B + \frac{\sqrt{T}z}{2L}\varepsilon_I\right) \end{aligned}$$

Dans l'approximation du champ moyen : $\alpha L \ll 1$, $T \ll 1$, $\delta_0 \ll 2\pi$, les champs propagatif et contrapropagatif sont quasi-constants dans la direction longitudinale z . Les conditions aux limites imposent aussi

$$\begin{aligned}\tilde{E}_F(x, y, 0, t) &= \tilde{E}_B(x, y, 0, t) \\ \tilde{E}_F(x, y, L, t) &= \tilde{E}_B(x, y, L, t)\end{aligned}$$

On peut alors introduire la grandeur moyenne

$$F(x, y, t) = \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{E}_F(x, y, z, t) dz = \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{E}_B(x, y, z, t) dz$$

avec au premier ordre

$$\ln(R) = \ln(1 - T) \approx -T$$

$$\frac{n}{c} \frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{1}{2L} (T + i\delta_0) F + \frac{\sqrt{T}}{2L} \varepsilon_I + i \frac{\omega_0 \Gamma}{2nc} \chi_{nl} F - \frac{1}{2ik_z} \nabla_{\perp}^2 F$$

ce qui donne

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{cT}{2nL} \left(- \left(1 + i \frac{\delta_0}{T} \right) F + \frac{1}{\sqrt{T}} \varepsilon_I + i \frac{\omega_0 \Gamma L}{ncT} \chi_{nl} F + \frac{iL}{Tk_z} \nabla_{\perp}^2 F \right)$$

On introduit $\theta = \frac{\delta_0}{T}$ le désaccord entre le champ incident et la résonance de cavité, $C = \frac{AL_A N_0}{2T}$ le paramètre de bistabilité qui est aussi le rapport entre les pertes par absorption et les pertes par transmission lors d'un aller-retour dans la cavité, A le gain différentiel du matériau actif et N_0 la densité de porteurs à la transparence, et la largeur à mi-hauteur de la résonance de cavité : $\kappa = \frac{cT}{2nL}$ où κ^{-1} est le temps de vie des photons dans la cavité et $a = \frac{c}{2n\kappa k_z}$ le coefficient de diffraction. On effectue les normalisations suivantes : $\tilde{t} = \kappa t$, $x = \sqrt{a}\tilde{x}$, $y = \sqrt{a}\tilde{y}$, $E = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 n c T_r A}{\hbar \omega_0}} F$, $E_I = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 n c T_r A}{T \hbar \omega_0}} \varepsilon_I$.

L'équation du champ normalisée devient :

$$\frac{\partial E}{\partial \tilde{t}} = - (1 + i\theta) E + E_I + 2Ci \frac{\omega_0}{ncAN_0} \chi_{nl} E + i \nabla_{\perp}^2 E \quad (2.4)$$

Pour l'équation d'évolution des porteurs (2.3), on utilise les expressions suivantes : $\tilde{N} = \frac{N}{N_0}$, $\beta = BN_0\tau_r$, $d = \frac{D\tau_r}{a}$, $\gamma = \frac{1}{\kappa\tau_r}$, $\Lambda = \frac{\alpha_p I_p \tau_r}{\hbar\omega_p N_0}$.

L'équation d'évolution des porteurs normalisée devient :

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial \tilde{t}} = -\gamma \left(\tilde{N} + \beta \tilde{N}^2 - \frac{\omega_0}{ncAN_0} \text{Im}(\chi_{nl}) |E|^2 - \Lambda - d \nabla_{\perp}^2 \tilde{N} \right) \quad (2.5)$$

2.2.2 Les équations en régime d'amplification

On s'intéresse au cas actif, c'est-à-dire que le pompage du milieu non-linéaire est tel que la densité de porteurs intra-cavité est supérieure à la valeur à la transparence, i.e $\tilde{N} > 1$.

Les équations du champ (2.4) et des porteurs (2.5) dans la cavité nécessitent un modèle pour l'expression de la susceptibilité non-linéaire décrivant l'interaction lumière-matière. A proximité de la transparence, la susceptibilité peut être linéarisée de la façon suivante [8, 60] :

$$\chi_{nl} = -\frac{nc}{\omega_0} (\alpha + i) A (N - N_0)$$

où α est le facteur de Henry [31, 23] défini comme $\alpha = \frac{\partial \text{Re}(\chi)}{\partial N} / \frac{\partial \text{Im}(\chi)}{\partial N}$. Le temps normalisé \tilde{t} sera noté t de même que \tilde{N} sera noté N pour plus de simplicité dans la suite des expressions. En remplaçant χ_{nl} par son expression dans les équations (2.4) et (2.5), on obtient les expressions suivantes pour les équations d'évolution du champ intra-cavité et des porteurs :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -(1 + i\theta) E + E_I - 2Ci(\alpha + i)(N - 1)E + i \nabla_{\perp}^2 E \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma (N + \beta N^2 + (N - 1) |E|^2 - \Lambda - d \nabla_{\perp}^2 N) \quad (2.7)$$

Dans la suite du chapitre, on négligera le terme de recombinaison bimoléculaire qui ne change pas beaucoup la physique, son influence se faisant sentir essentiellement sur le seuil laser. On néglige aussi la diffusion des porteurs car c'est un phénomène transverse minoritaire devant la diffraction du champ.

2.2.3 Régime actif amplifié sans injection

Dans un premier temps, nous allons décrire le système sans injection extérieure, c'est le cas qui permet de caractériser le laser constitué par le microrésonateur.

L'étude des équations du système s'effectue en régime stationnaire et dans le cas où il n'y a pas d'injection dans le système, i.e $E_I = 0$. Les équations génériques (2.6) et (2.7) s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} 0 &= -(1 + i\theta)E - 2Ci(\alpha + i)(N - 1)E \\ 0 &= -\gamma(N + (N - 1)|E|^2 - \Lambda) \end{aligned}$$

d'où

$$N - 1 = \frac{\Lambda - 1}{1 + |E|^2}$$

Pour déterminer le seuil laser Λ_{seuil} , il faut connecter les deux solutions correspondant aux régimes de fonctionnement en dessous et au-dessus du seuil. En-dessous du seuil laser $E = 0$, et donc

$$N = \Lambda$$

Au-dessus du seuil laser $E \neq 0$ et donc

$$0 = -(1 + i\theta) - 2Ci(\alpha + i)(N - 1)$$

Au seuil laser, on a finalement

$$\begin{aligned} N_{seuil} &= \Lambda_{seuil} \\ 0 &= 2C\alpha N_{seuil} - 2C\alpha + \theta \\ 0 &= 1 + 2C - 2CN_{seuil} \end{aligned}$$

d'où finalement, au seuil laser

$$\begin{aligned}\theta &= -\alpha \\ \Lambda_{seuil} &= 1 + \frac{1}{2C}\end{aligned}$$

Le désaccord du champ laser par rapport à la résonance de cavité est fixée par le facteur de Henry.

De plus, sous le seuil laser, on a toujours $\Lambda = N$ ce qui veut dire qu'à la transparence on a aussi $\Lambda = N = 1$. Le régime actif amplifié est défini en terme de pompage de la manière suivante :

$$1 < \Lambda < 1 + \frac{1}{2C} \quad (2.8)$$

Le domaine d'existence du régime actif est donc d'autant plus étroit que C est grand. Ce paramètre est relié aux grandeurs physiques de la cavité comme on l'a vu au paragraphe 2.2.1.

2.2.4 Intensité réfléchie

On peut aussi calculer l'intensité réfléchie par le système puisque cela correspond à une grandeur mesurable expérimentalement.

$$E_R = E_I - \sigma E$$

avec $\sigma = \frac{T_F}{T}$, $T = \frac{T_F + T_B}{2}$, T_F et T_B les transmissions des miroirs avant et arrière respectivement. On utilisera les expressions suivantes pour les champs intra-cavité et injecté $E = |E| \exp(i\varphi)$ et $E_I = |E_I| \exp(i\varphi_I)$.

$$|E_R|^2 = ||E_I| \exp(i\varphi_I) - \sigma |E| \exp(i\varphi)|^2$$

Les équations pour le champ intra-cavité (2.6) et les porteurs (2.7) développées au paragraphe suivant donnent :

$$|E_R|^2 = |E_I|^2 + |E|^2 \left(\sigma^2 + 2\sigma \left(2C \frac{\Lambda - 1}{1 + |E|^2} - 1 \right) \right)$$

2.2.5 Domaine de bistabilité

On se place dans le régime stationnaire et on étudie la réponse du système décrit par les équations d'évolution (2.6) pour le champ et (2.7) pour les porteurs dans le cas d'un éclairage par un champ externe qui interagit dans la cavité.

avec $E = |E| \exp(i\varphi)$ et $E_I = |E_I| \exp(i\varphi_I)$ on a :

$$\frac{\dot{N}}{\gamma} = -N + \Lambda - (N - 1) |E|^2$$

$$\begin{aligned} \dot{|E|} \exp(i\varphi) + i\dot{\varphi} |E| \exp(i\varphi) &= -(1 + i\theta) |E| \exp(i\varphi) + |E_I| \exp(i\varphi_I) \\ &\quad - 2iC(\alpha + i)(N - 1) |E| \exp(i\varphi) \end{aligned}$$

En régime stationnaire, $\dot{N} = 0$, $\dot{|E|} = 0$, $\dot{\varphi} = 0$ et donc en séparant partie réelle et partie imaginaire et après calculs, on obtient :

$$|E_I|^2 = |E|^2 \left[\left(1 - 2C \frac{\Lambda - 1}{1 + |E|^2} \right)^2 + \left(\theta + 2C\alpha \frac{\Lambda - 1}{1 + |E|^2} \right)^2 \right]$$

Sur la courbe présentée en figure 2.3 on présente l'intensité du champ intra-cavité $|E|^2$ en fonction de l'intensité du champ injecté $|E_I|^2$. Elle présente une réponse bistable pour les valeurs de paramètres $C = 0,45$, $\theta = -1$, $\alpha = 5$, $\Lambda = 1,9$ soit 90% du seuil laser. Les valeurs choisies ici sont arbitraires mais réalistes.

Il y a bistabilité quand pour une même valeur de champ injecté $|E_I|$ on a deux valeurs possibles du champ intra-cavité $|E|$ pour lesquelles la solution est stable. Cette situation s'observe quand la caractéristique $|E|^2 = f(|E_I|^2)$ possède une région de pente négative. La condition de bistabilité s'écrit alors $\frac{\partial |E|^2}{\partial |E_I|^2} < 0$. On peut ainsi trouver les régions de l'espace $(\Lambda, \alpha, C, |E|^2, \theta)$ qui répondent à ce critère. On présente en figure 2.4 deux études de ces domaines dans les espaces $(|E|^2, \theta)$ et (Λ, θ) . La figure (a) montre une réduction de la zone de bistabilité dans

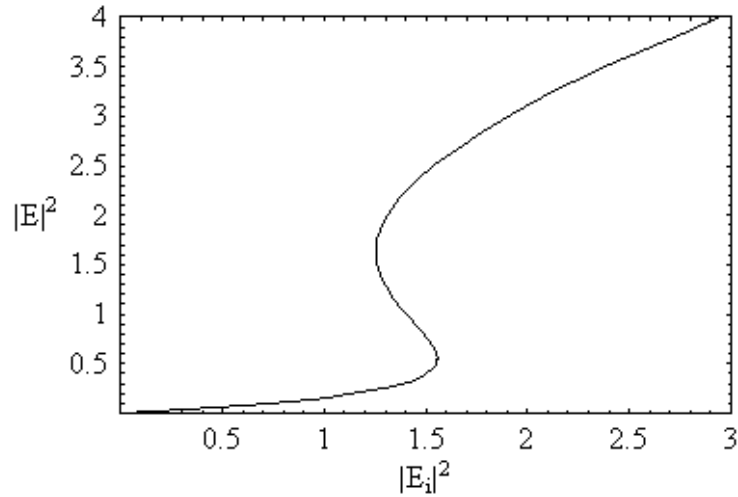


FIG. 2.3 – Intensité du champ intra-cavité $|E|^2$ en régime stationnaire en fonction de l'intensité du champ injecté $|E_I|^2$, la courbe présente une région bistable. $C = 0,45$, $\theta = -1$, $\alpha = 5$, $\Lambda = 1,9$

l'espace $(|E|^2, \theta)$ quand on diminue le pompage de 95% du seuil laser à 83%. En (b), on présente la zone de bistabilité pour différentes valeurs de l'intensité du champ intra-cavité. Cette grandeur apparaît comme abscisse sur la figure de gauche et présente le déplacement de la zone de bistabilité dans l'espace (Λ, θ) . Il apparaît clairement qu'un pompage supérieur à 80% du seuil laser est nécessaire à l'établissement de la bistabilité et plus on se rapproche du seuil laser, plus les conditions sont favorables.

2.2.6 L'instabilité de modulation

Un système physique étant soumis à du bruit, on veut étudier la stabilité des solutions homogènes du système en présence d'une perturbation spatiale du champ et des porteurs. Les équations génériques (2.6) et (2.7) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -(1 + i\theta) E + E_I - 2Ci(\alpha + i)(N - 1)E + i\nabla_{\perp}^2 E \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma(N + (N - 1)|E|^2 - \Lambda) \quad (2.10)$$

l'expression de la densité de porteurs en régime stationnaire est :

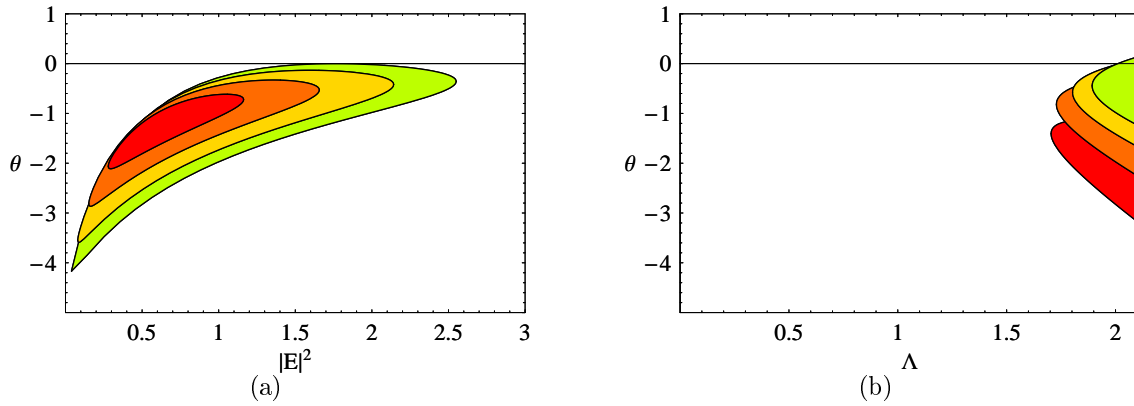


FIG. 2.4 – Domaines de bistabilité pour les paramètres $C = 0,45$ et $\alpha = 5$. (a) Dans l'espace $(|E|^2, \theta)$ pour $\Lambda = 1,75; 1,83; 1,92; 2$ du rouge vers le vert clair respectivement. (b) Dans l'espace (Λ, θ) pour $|E|^2 = 0,5; 1; 1,5; 2$ du rouge vers le vert clair respectivement

$$N_s = \frac{\Lambda + |E|^2}{1 + |E|^2}$$

La solution homogène est décrite par les trois paramètres indépendants E , E^* et N . Pour étudier la stabilité de la solution homogène, il convient de calculer la réponse du système à de faibles perturbations spatiales autour de l'état stationnaire. On fait l'hypothèse que ces perturbations s'ajoutent aux solutions homogènes et s'écrivent sous la forme

$$\begin{aligned} E &= E_s + \delta E_0 \exp(\lambda t + i(k_x x + k_y y)) \\ E^* &= E_s^* + \delta E_0^* \exp(\lambda t + i(k_x x + k_y y)) \\ N &= N_s + \delta N_0 \exp(\lambda t + i(k_x x + k_y y)) \end{aligned}$$

où λ est l'exposant de Lyapounov qui décrit les modalités de retour à l'équilibre de la solution perturbée. Le vecteur $\vec{k}_\perp(k_x, k_y)$ est le vecteur d'onde de la modulation transverse de la perturbation, son spectre définit les fréquences spatiales des solutions susceptibles de se développer.

En remplaçant dans les équations (2.9) et (2.10) le champ et la densité de porteurs par les expressions ci-dessus et en ne gardant que les termes au premier ordre en amplitude de perturbation, le système d'équations dynamiques s'écrit de manière matricielle :

$$AX = \lambda X$$

avec

$$X = \begin{pmatrix} \delta E_0 \\ \delta E_0^* \\ \delta N_0 \end{pmatrix}$$

et

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}$$

où

$$\begin{aligned} a_{11} &= -(1 + i\theta + ik^2 + 2iC(\alpha + i)(N_s - 1)) \\ a_{12} &= 0 \\ a_{13} &= -2iC(\alpha + i)E_s \\ a_{21} &= 0 \\ a_{22} &= -(1 - i\theta - ik^2 - 2iC(\alpha - i)(N_s - 1)) \\ a_{23} &= 2iC(\alpha - i)E_s^* \\ a_{31} &= -\gamma(N_s - 1)E_s^* \\ a_{32} &= -\gamma(N_s - 1)E_s \\ a_{33} &= -\gamma(1 + |E_s|^2) \end{aligned}$$

avec $k^2 = k_x^2 + k_y^2$

Pour trouver la solution $\forall (\delta E_0, \delta E_0^*, \delta N)$, le problème se réduit donc à trouver les valeurs propres de la matrice A . Le polynôme caractéristique de la matrice s'écrit :

$$\det(A - \lambda I) = \lambda^3 + a_2\lambda^2 + a_1\lambda + a_0 = 0 \quad (2.11)$$

Ce polynôme du troisième degré a une racine réelle et deux racines complexes conjuguées ou trois racines réelles. La solution homogène du champ devient instable pour une perturbation spatiale si l'une des racines de l'équation (2.11) a une partie réelle positive pour une valeur positive de k^2 . Dans le cas où deux racines sont complexes, elles peuvent donner naissance à une instabilité temporelle de Hopf, mais des arguments sur le temps de vie des porteurs et le pompage sous le seuil laser montrent que la partie réelle des racines complexes est toujours négative. Quand les valeurs propres, ou racines du polynôme caractéristique, sont réelles et positives, il se développe une instabilité associée de modulation dite de Turing et le système diverge vers un état ne présentant plus d'homogénéité spatiale de la réponse optique. Partant d'une situation où le système présente une réponse stable et homogène du champ, quand on varie les paramètres d'excitation (que ce soit la pompe, le désaccord de l'injection ou l'intensité du champ injecté), cette solution peut devenir instable ($\lambda > 0$) ce qui correspond au passage d'une valeur propre par zéro, i.e $\lambda = 0$. Ceci se traduit dans l'équation (2.11) par $a_0 = 0$. Le critère de Routh-Hurwitz définit le domaine instable quand $a_0 < 0$.

Les paramètres du système donnent à a_0 l'expression :

$$a_0 = \gamma \left[\left[(1 - 2C(N_s - 1))^2 + (\theta + 2C\alpha(N_s - 1) + k^2)^2 \right] (1 + |E_s|^2) - 4C |E_s|^2 (N_s - 1) [(\theta + 2C\alpha(N_s - 1) + k^2)\alpha - (1 - 2C(N_s - 1))] \right]$$

Une manière simple de représenter l'extension du domaine d'instabilité est de représenter la région du plan $(|E_s|, k^2)$ telle que $a_0 < 0$ comme présenté sur la figure 2.5a, région de l'instabilité de Turing. Cette région, quand elle coupe l'axe $k^2 = 0$ correspond à la pente négative dans la courbe de la réponse stationnaire sur la figure 2.5b, qui est donc instable comme attendu face à une perturbation en onde plane. Cependant, des portions de la courbe de la réponse stationnaire de pente positive peuvent aussi être instables s'il existe un vecteur k tel que $a_0 < 0$. C'est ce que montre la région de la figure 2.5b pour $1,6 < |E_s|^2 < 2,1$ où il existe un vecteur k positif tel $a_0 < 0$.

Une manière plus naturelle de représenter le domaine d'instabilité de modulation est de le représenter l'intensité du champ intra-cavité en fonction de la pompe Λ pour se rapprocher de

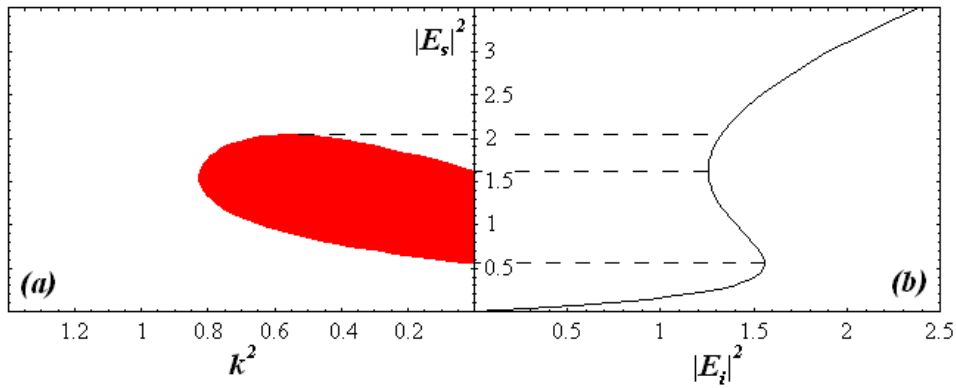


FIG. 2.5 – (a) Extension du domaine de l'instabilité de Turing. (b) Etat stationnaire correspondant. $C = 0,45$, $\theta = -1$, $\alpha = 5$, $\Lambda = 1,9$

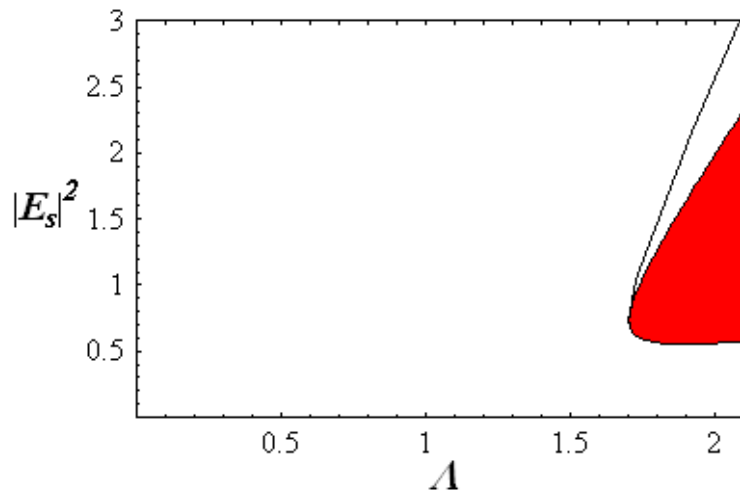


FIG. 2.6 – La région de l'espace où la bistabilité est présente est représentée par la région rouge et la courbe en noire encadre le domaine de Turing, où $a_0 < 0$. $C = 0,45$, $\alpha = 5$, $\theta = -1$

l'expérience, cette représentation est présentée en figure 2.6.

Les études du domaine de bistabilité ou de l'instabilité de modulation sont faites pour un pompage inférieur au seuil laser et dans le régime d'amplification. Le régime passif (régime d'absorption) a été étudié dans des travaux théoriques précédents [83, 84] et expérimentaux [40, 27] tandis qu'au-delà du seuil laser, les microcavités injectées développent une instabilité de Hopf dont l'interaction avec Turing nécessite un développement qui n'en est qu'à ses débuts [82, 81].

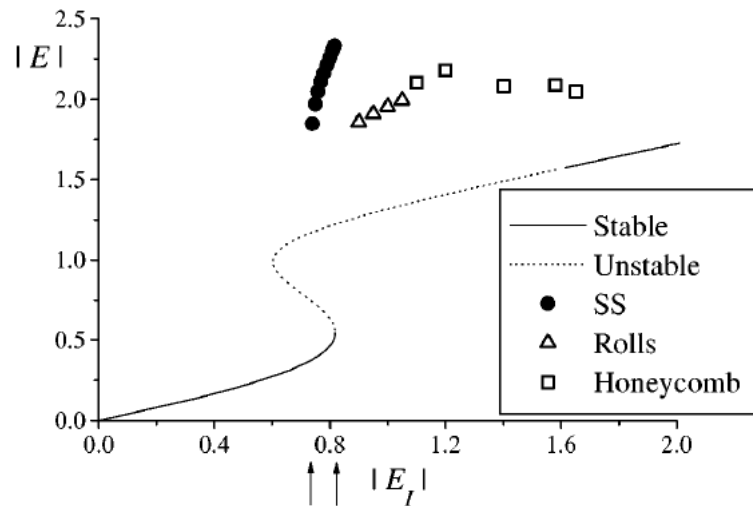


FIG. 2.7 – Réponse du champ intra-cavité en fonction du champ incident. Bistabilité, instabilité de modulation et nouveaux états d'après[15] (SS : solitons de cavité). La région encadrée par des flèches indique la région de coexistence des solitons de cavité avec l'état homogène stable.

2.2.7 De nouveaux états

Quand la réponse homogène est déstabilisée, une bifurcation apparaît donnant naissance à de nouveaux états stationnaires inhomogènes. L'objet ici n'est pas de décrire par les équations ces nouveaux états mais de montrer les solutions trouvées par ailleurs.

Ces états inhomogènes présentent une périodicité dans le cas des bandes, des hexagones ou des motifs en nids d'abeilles mais peuvent être non périodiques comme les solitons de cavité. Ces nouvelles branches d'états sont montrées en figure 2.7. Le système présente alors en sortie les profils d'intensité présentés en figure 2.8 et 2.9.

Les différents motifs peuvent être éventuellement bistables entre eux, ce qui n'est pas représenté sur le schéma et ne fait pas l'objet de l'étude ici. Les solitons de cavité présentés en figure 2.9 sont indépendants les uns des autres et bistables par rapport à une solution homogène de faible intensité, pour des valeurs du champ injecté E_I comprises entre 0,7 et 0,8 comme indiqué sur la figure 2.7 par les flèches.

Les solitons de cavité ont donc comme première propriété intéressante d'être bistables entre un état homogène et l'état localisé. Ils ont aussi la propriété intéressante d'être sensibles au gradient de la phase du champ injecté E_I et de se déplacer vers les maxima de ce gradient [25].



FIG. 2.8 – *Motifs périodiques constitués de bandes, d'hexagones ou de nids d'abeilles*



FIG. 2.9 – *Structures localisées ou solitons de cavité*

Chapitre 3

Echantillons et dispositifs expérimentaux

3.1 Le principe expérimental

Les échantillons utilisés sont des lasers semiconducteurs à émission verticale (VCSEL) que l'on pompe optiquement par l'intermédiaire d'une diode laser fibrée. On attend d'un pompage optique un meilleur rendement qu'avec un pompage électrique ainsi qu'une meilleure homogénéité spatiale.

En effet, en pompage optique il n'y a pas d'effet d'épaulement de la distribution de courant comme pour des dispositifs comportant une couche de confinement. La figure 3.1 montre la distribution de courant en rouge et la densité de porteurs correspondante dans la zone active d'un VCSEL en pompage électrique à émission par le dessous. Cette structure est déjà optimisée par rapport à un VCSEL classique mais il reste une trace dans la densité de porteurs de la

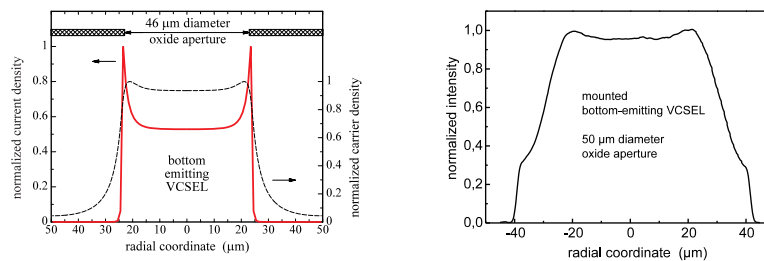


FIG. 3.1 – *A gauche : distribution de courant en rouge et distribution de porteurs correspondante dans un VCSEL à émission par le dessous (“bottom emitter”). A droite : distribution du champ. D’après[34]*

surintensité de courant localisée aux bords. En pompage optique il n'y a pas non plus de fuites de courant dans les miroirs car il n'y a aucune absorption de la pompe optique dans les miroirs de Bragg : seule la zone active du VCSEL absorbe la pompe. On s'attend aussi à un échauffement moindre de la structure car en l'absence de courants électriques on n'a pas non plus d'effet Joule. Le pompage crée des porteurs dans la bande de conduction, cette densité de porteurs égale ou supérieure à la transparence est responsable en retour d'une non-linéarité dispersive focalisante. Le champ optique injecté résonant avec la cavité interagit avec cette non-linéarité et le VCSEL réémet un champ structuré spatialement quand le seuil d'instabilité de modulation est atteint. On observe dans le champ réfléchi ou transmis les motifs ou états localisés créés.

L'expérience comprend trois faisceaux optiques différents, la pompe, le faisceau d'injection et un faisceau d'écriture localisé et temporaire. Ces faisceaux sont incidents perpendiculairement à la structure et l'opacité du substrat implique que l'on étudie le champ émis par la cavité en réflexion. Cette particularité du pompage optique nécessite la maîtrise de la colinéarité des faisceaux optiques. Il faut pouvoir à la fois les faire converger ensemble sur l'échantillon et les discriminer en sortie. De plus, la longueur d'onde du faisceau injecté doit être réglable sur une large bande spectrale.

3.2 L'expérience

3.2.1 Les sources

Les sources laser dont nous disposons sont au nombre de trois et remplissent des fonctions différentes. En effet, l'expérience nécessite au moins deux faisceaux de longueurs d'onde distinctes, celle de la pompe optique et celle du faisceau injecté. La pompe est un faisceau à $800nm$ continu ou découpé temporellement par son électronique de commande fourni par une diode de puissance. Le faisceau d'injection est accordable en longueur d'onde autour de la longueur d'onde de résonance de la cavité, c'est-à-dire $880nm$ et est fourni par un laser titane-saphir (Ti :Sa).

Les diodes laser de puissance fournissent un faisceau transporté par une fibre multimode de

large diamètre qui détruit la cohérence spatiale en mélangeant les ondes. Suivant la tête laser choisie, la longueur d'onde se situe autour de $800nm$ et délivre une puissance maximale de $10W$ ou $35W$. La longueur d'onde est faiblement accordable autour de la longueur d'onde nominale. La diode peut être réglée entre $0^{\circ}C$ et $35^{\circ}C$ par élément Peltier et de ce fait accordée par la température, à raison de $0,3nm.K^{-1}$, ce qui fait $10nm$ maximum de plage d'accordabilité mais avec une efficacité différente selon les températures. Ce faisceau est émis via une fibre d'un diamètre de $800\mu m$ et d'ouverture numérique $0,18$.

Un système laser Ti :Sa est pompé par un laser Nd :YAG doublé, émettant $10W$ à $532nm$, lui-même pompé par des diodes laser de puissance émettant $26W$ à $800nm$. Il produit un faisceau laser gaussien continu et accordable en longueur d'onde de $780nm$ à $930nm$ émis par une cavité en anneau de $1,6m$ de long. Les positions d'un filtre de Lyot et d'un étalon mince règlent la longueur d'onde émise. Les modes longitudinaux de la cavité sont espacés de $180MHz$, le filtre de Lyot possède un intervalle spectral libre de $83THz$ et une largeur à mi-hauteur de $1,7THz$, l'étalon mince fait $0,5mm$ d'épaisseur, possède un intervalle spectral libre de $225GHz$ et une largeur à mi-hauteur de $130GHz$. La combinaison de ces deux étalons réduit le nombre de modes possibles à quelques centaines, des pertes supplémentaires de quelques % inhibent les modes qui ne sont pas au maximum de gain si bien qu'on arrive à n'avoir qu'un seul mode longitudinal en sortie. Pour un pompage nominal de $8,5W$ la puissance délivrée par le Ti :Sa est d'environ $400mW$ à $880nm$.

Un troisième système laser est aussi utilisable dans l'expérience. Il s'agit d'un autre système Ti :Sa qui fonctionne en régime d'impulsion de $60ps$ à $80MHz$. Il est utilisé comme faisceau d'écriture localisé mais peut être aménagé pour émettre en continu. Le système délivre alors jusqu'à $2W$ et est accordable en longueur d'onde entre $780nm$ et $930nm$.

3.2.2 Les montages expérimentaux

Cette partie présente de manière schématique les deux types de montages expérimentaux différents utilisés par la suite. Le montage de cartographie permet de localiser en surface de l'échantillon les positions de la résonance de cavité à une longueur d'onde donnée et de ce

fait indique les endroits intéressants pour les expériences d'injection. Le schéma du montage principal de caractérisation non-linéaire présente de manière simplifiée les différents faisceaux qui entrent en jeu dans les différentes expériences non-linéaires. Les montages utilisés en pratique seront détaillés au chapitre 6.

3.2.2.1 Montage de l'expérience de cartographie

Les échantillons possèdent un gradient d'épaisseur dans la direction radiale dû à l'épitaxie qui se traduit par un gradient de longueur d'onde de résonance de cavité et la cartographie sert à localiser sur la surface de l'échantillon les zones de résonance en fonction de la longueur d'onde. Le principe de la cartographie consiste à éclairer toute la surface de l'échantillon avec un faisceau collimaté cohérent à longueur d'onde donnée pour faire apparaître les positions des minima de réflectivité. La cartographie donne une répartition spatiale de la réponse monochromatique de l'échantillon. Le montage expérimental est présenté en figure 3.2. Le faisceau cohérent issu du laser $Ti : Sa$ est élargi à l'aide d'un objectif de microscope, recollimaté grâce à un condenseur et éclaire ainsi la majeure partie de la surface de l'échantillon. Une lame dépolie rotative est placée dans le faisceau afin de moyenniser les effets de "speckle" du faisceau laser, la cohérence de phase est ici gênante. Le faisceau est réfléchi par la surface de l'échantillon et renvoyé vers une caméra qui donne une image du champ proche à la longueur d'onde considérée.

3.2.2.2 Montage expérimental en régime d'injection

Le schéma de principe du montage expérimental des études en régime d'injection avec écriture cohérente ou avec écriture incohérente est présenté en figure 3.3. L'écriture cohérente consiste à prélever une partie du faisceau d'injection et de le faire interférer localement avec lui-même pour additionner ou soustraire les amplitudes selon les phases relatives, de manière à écrire ou effacer un soliton de cavité. L'écriture incohérente agit comme une perturbation locale du pompage et y crée une plus forte densité de porteurs pour écrire un soliton.

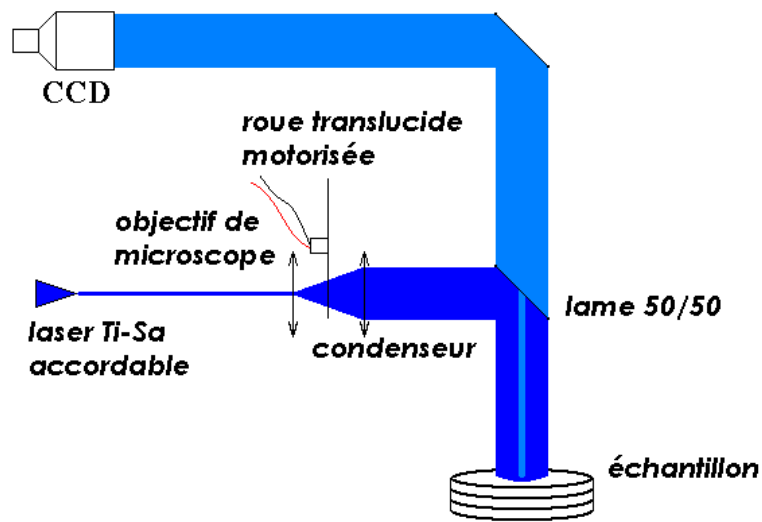


FIG. 3.2 – Schéma expérimental de l'expérience de cartographie

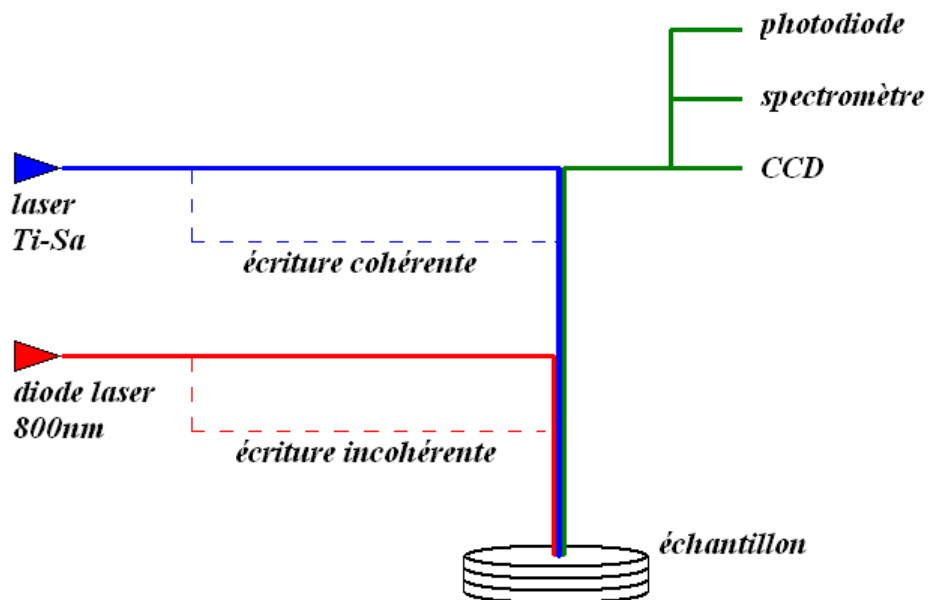


FIG. 3.3 – Schéma de principe expérimental. Les parties communes sont indiquées en trait plein et les parties variables en pointillés

3.2.3 Les appareils de détection

On a besoin d'étudier le champ proche émis par la cavité, son spectre et ses caractéristiques temporelles.

On observe le champ proche émis par l'échantillon grâce à une caméra DALSTAR M30 CMOS dont le capteur a une surface de 1cm^2 et de résolution de 1024×1024 pixels. Chaque pixel est codé en intensité sur 8 bits et sa sensibilité dans l'infrarouge s'étend jusque 950nm . La vitesse d'acquisition des images est réglable jusqu'à 30 images par seconde : on règle par logiciel le temps d'exposition du capteur ainsi que le taux de rafraichissement des images et le contraste.

Le spectre d'émission est analysé grâce à un analyseur numérique HR2000 de la marque AVANTES. Il possède une résolution de $0,13\text{nm}$ au mieux quand il est couplé à une fibre de $9\mu\text{m}$ de coeur. Un capteur CCD lit le spectre et le transmet à l'ordinateur via une connexion USB avec un temps d'acquisition variable entre 3ms et 60s ce qui permet d'acquérir des spectres de signaux très faibles en puissance.

Des détecteurs THORLABS envoient un signal électrique temporel proportionnel à la puissance reçue. La fréquence de coupure est de 125MHz . Un autre détecteur constitué d'une diode à avalanche délivre un signal négatif suivant la tension d'accélération, ce détecteur a une fréquence de coupure de 3GHz ce qui lui permet d'observer des signaux plus rapides mais en revanche il est moins sensible que les détecteurs THORLABS.

3.3 Les échantillons génériques

Les échantillons utilisés dans les expériences sur les non-linéarités sont des cavités laser de type VCSEL. Le milieu actif est en $GaAs$, semiconducteurs III-V à gap direct, et on utilise le système de matériaux $AlGaAs$ pour les miroirs de Bragg. Cette partie présente le système de matériaux $AlGaAs$, ses caractéristiques, la conception d'un VCSEL et les contraintes expérimentales liées au pompage optique.

3.3.1 Les matériaux semiconducteurs

Le système de matériaux semiconducteurs utilisés pour les échantillons est composé d'aluminium, de gallium et d'arsenic. Ces matériaux ont la propriété d'avoir des caractéristiques diélectriques ajustables suivant la proportion d'aluminium remplaçant le gallium dans l'alliage. Le matériau est ainsi noté $Al_xGa_{1-x}As$ où x désigne le pourcentage d'aluminium.

L'énergie de bande interdite est ajustée par le pourcentage d'aluminium avec à $300K$ les expressions empiriques [7].

$$E_g(x) = 1,424 + 1,247x \quad , si \quad x < 0,45$$

$$E_g(x) = 1,9 + 0,125x + 1,43x^2 \quad , si \quad x > 0,45$$

Quant à l'indice du matériau, il peut se déterminer à l'aide des formules empiriques [48].

$$n_{Al_xGa_{1-x}As} = xn_{AlAs} + (1-x)n_{GaAs}$$

$$n_{GaAs} = \sqrt{7,1 + \frac{3,78}{1-1,8*10^{-7}E^2}}$$

$$n_{AlAs} = 2,977 + 1,721 * 10^{-4} (E - 1410) + 0,02 \left(\frac{E-1410}{500} \right)^2$$

E est l'énergie exprimée en meV . En pratique, on utilise des bases de données expérimentales qui sont ensuite interpolées pour une meilleure adaptation aux conditions d'épitaxie. Ces matériaux ont le même réseau cristallin et ont un paramètre de maille très voisin ($\Delta a/a < 1\%$) qui permet une adaptation quasi-parfaite aux interfaces et permet de fabriquer des empilements de nombreuses couches sans risque de dislocations dues aux contraintes.

3.3.2 Conception d'un VCSEL type

Un schéma de VCSEL standard est donné en figure 3.4. Un VCSEL est un résonateur plan comprenant deux miroirs de Bragg. Un miroir de Bragg est un empilement périodique de couches d'indices différents et d'épaisseur optique $\lambda/4$, ce qui réalise une grande réflectivité dans un large domaine spectral centré sur la longueur d'onde λ . Ce domaine spectral est d'autant plus étendu que la différence d'indices est importante entre les deux matériaux. Au centre de la bande spectrale interdite, la réflectivité d'un miroir de Bragg vaut [14] :

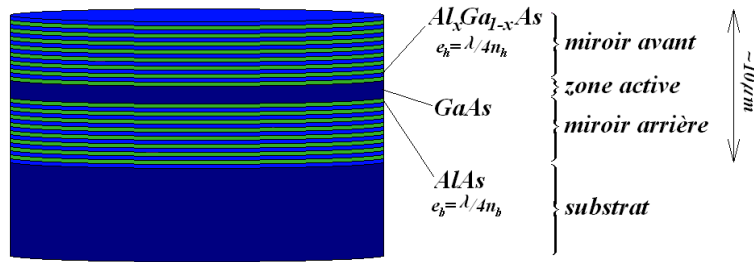


FIG. 3.4 – Schéma d'une structure VCSEL-type

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \approx 1 - 4 \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}$$

n_s et n_0 sont les indices des milieux de sortie et d'entrée du miroir respectivement, N est le nombre de paires de couches d'indices haut n_h et bas n_b .

Dans une structure VCSEL type, on choisit une valeur de réflectivité du miroir de face avant inférieure à celle du miroir arrière pour favoriser l'émission (pertes optiques de la cavité) par la face avant car nos échantillons sont étudiés en réflectivité.

Entre les miroirs avant et arrière, se trouve la zone active composée pour nous de $GaAs$ massif mais elle peut aussi être constituée de puits quantiques $GaAlAs/GaAs$. Cette zone active a pour épaisseur optique un multiple entier de la longueur d'onde. Les miroirs sont réalisés par l'alternance $AlAs/Al_{0,22}Ga_{0,78}As$.

3.3.3 Le pompage optique

Pour créer l'inversion de population au-delà de la transparence et donc le régime d'amplification dans le laser VCSEL, il convient d'apporter de l'énergie au système. La plupart des VCSELs utilisés par ailleurs sont pompés électriquement et nécessitent plusieurs étapes technologiques pour la fabrication. La technologie de fabrication est plus simple dans le cas du pompage optique puisqu'il n'y a qu'une étape d'épitaxie et éventuellement une étape de retrait de substrat.

Le pompage optique (Fig.3.5) crée les porteurs dans la bande de conduction du matériau

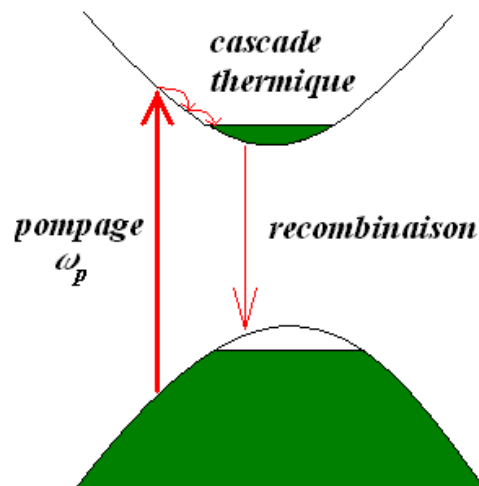


FIG. 3.5 – Schéma de principe du pompage optique

de la zone active du VCSEL. Pour un photon absorbé, un électron est créé dans la bande de conduction. Il y a néanmoins des pertes par recombinaison non radiative ou lors de la cascade thermique. En effet, la pompe optique émet à 800nm et les porteurs recombinent en bas de bande de conduction vers 880nm en cédant le surplus d'énergie au réseau.

Pour absorber la pompe, le miroir avant du VCSEL doit être transparent à la longueur d'onde de la pompe. Il faut s'assurer que la pompe est à une longueur d'onde qui correspond à un minimum de réflectivité de la structure, une caractérisation spectrale est donc nécessaire comme préalable à l'expérience "solitons de cavité" proprement dite.

3.4 Résultats initiaux sur les premiers VCSELs

3.4.1 Les résultats expérimentaux initiaux

Un des premiers échantillons à notre disposition est l'échantillon MOR4748 : cet échantillon est un VCSEL émettant vers 880 nm , constitué de miroirs de Bragg avant et arrière de 17 et 23,5 paires respectivement, épitaxiées sur un substrat de GaAs, la séquence de son empilement est présentée en figure 3.6.

La structure de l'échantillon MOR4748 est la suivante : le substrat de GaAs, le miroir de Bragg arrière composé de 23,5 paires d'alternance $AlAs/Al_{0.225}Ga_{0.775}As$ et centré sur la

longueur d'onde 880 nm, la couche active en GaAs d'épaisseur optique λ et le miroir avant de 17 paires de la même alternance de couches que le miroir arrière.

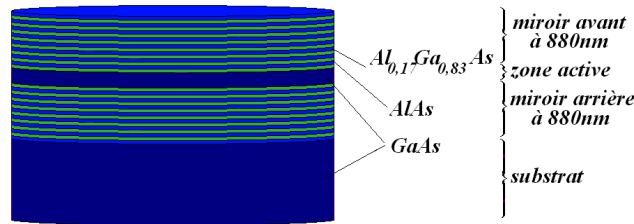


FIG. 3.6 – Schéma de la structure MOR4748

Pour connaître la position des minima de réflectivité sur l'échantillon on effectue une cartographie et pour avoir le spectre de réflectivité on effectue une spectroscopie par transformée de Fourier en infra-rouge (FTIR). Ces deux mesures sont complémentaires. En effet, la cartographie présente la caractérisation spatiale à longueur d'onde donnée alors que spectre FTIR présente la réflectivité locale sur une large plage de longueurs d'ondes.

Les images de cartographie de l'échantillon MOR4748 sont présentées en figure 3.7. La structure a été épitaxiée sur un demi-substrat de deux pouces de diamètre. Cette structure montre que certaines zones de l'échantillon ont une résonance de cavité, matérialisée par une raie noire fine d'absorption sur les photographies, vers 890nm environ au maximum et jusque 860nm au minimum exploitables. En effet, trop près des bords de l'échantillon, les imperfections de l'épitaxie sont trop importantes et ces zones ne peuvent être utilisées : en particulier le gradient d'épaisseur joue un grand rôle. Le spectre FTIR expérimental est présenté en figure 3.8 et montre que la résonance de cavité se trouve vers 879nm pour des minima de réflectivité qui sont aussi des maxima d'absorption dans la zone active qui serviront de fenêtres de pompage vers 793nm et 818nm.

3.4.2 Analyse des résultats

On va tout d'abord chercher à caractériser l'influence de la température sur les caractéristiques de la cavité et des matériaux semiconducteurs : longueur d'onde de résonance et band-gap de la zone à gain.

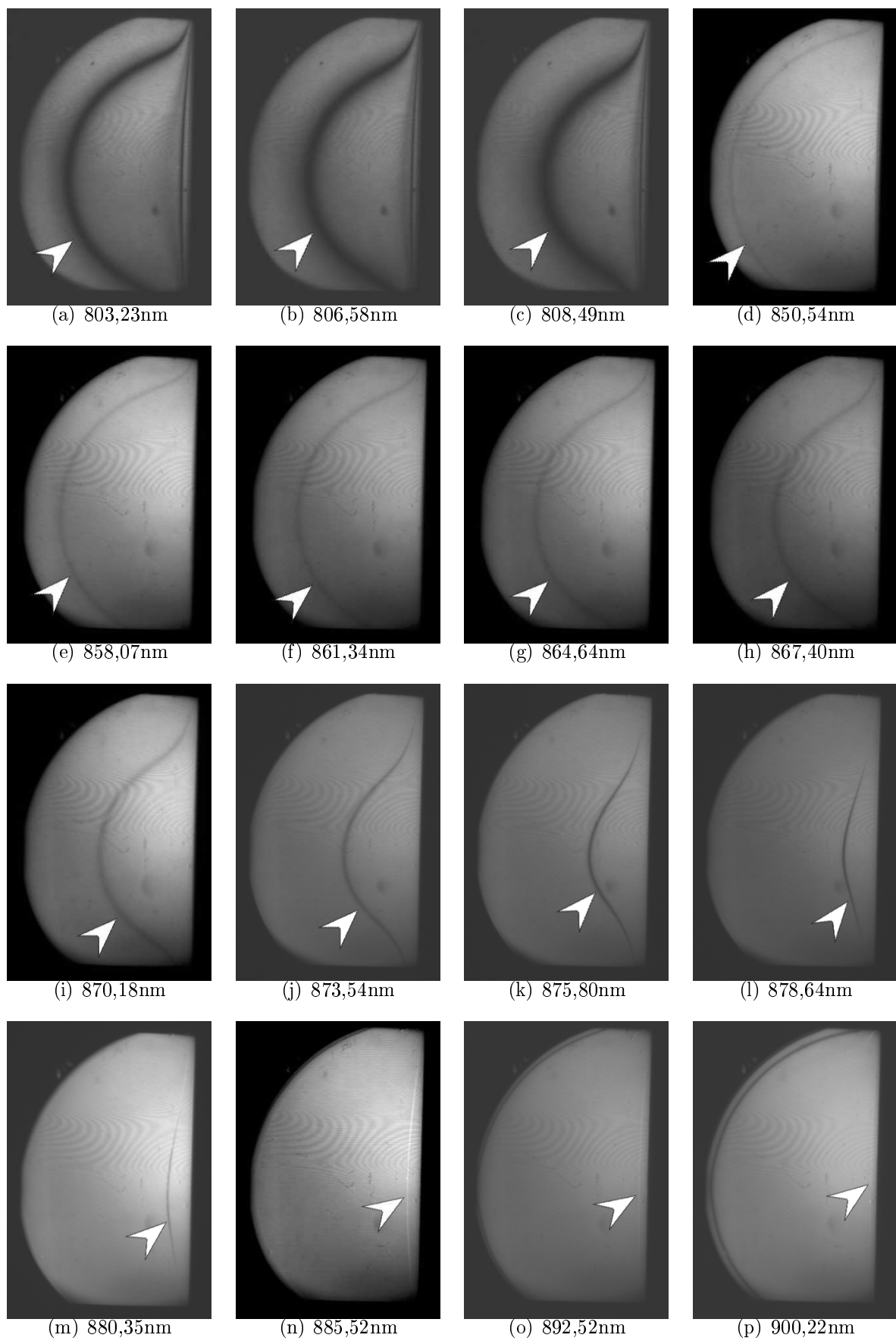


FIG. 3.7 – Images de cartographie de l'échantillon MOR4748.

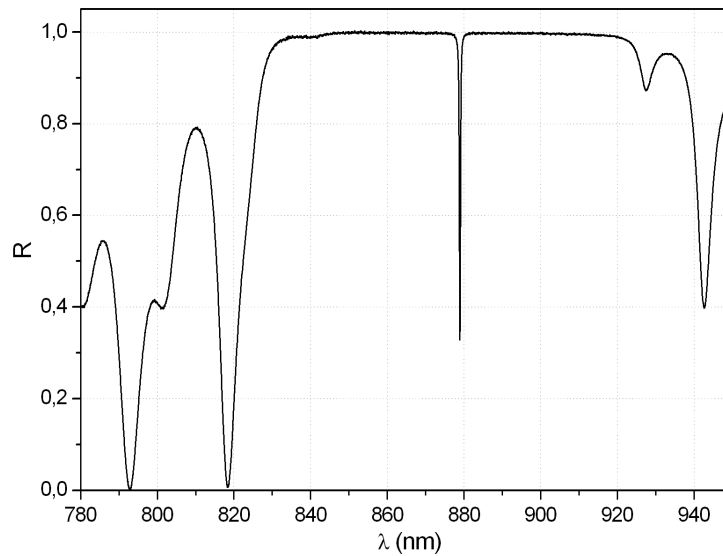


FIG. 3.8 – Spectre de réflectivité de l'échantillon MOR4748.

Pour étudier le déplacement de la longueur d'onde de résonance de cavité en fonction de la température, on pointe la position sur les images de cartographie de la résonance de cavité suivant une ligne de coupe, matérialisée par la raie fine et sombre en fonction de la longueur d'onde d'éclairage. On effectue l'opération pour deux températures de consigne, les valeurs relevées sont présentées à gauche sur la figure 3.9. Cette première mesure permet d'étalonner le décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de la température, on a :

$$\frac{1}{\lambda_c} \times \frac{\Delta\lambda_c}{\Delta T} = 9,1 \times 10^{-5} K^{-1}$$

où λ_c désigne la longueur d'onde de cavité.

Le gap du *GaAs* varie avec la température et on va utiliser l'effet de l'absorption sur le contraste de réflectivité à longueur d'onde donnée afin d'en caractériser sa dépendance. Pour des longueurs d'onde supérieures à celle du gap, le contraste de la résonance de cavité est proche de 1 alors que pour des longueurs d'onde plus faibles, l'absorption atténue le contraste de réflectivité. A température donnée, on prendra le point d'inflexion de la courbe de contraste en fonction de la longueur d'onde comme valeur de gap. Les mesures sont faites à $10,2^\circ C$ et $34,7^\circ C$ et sont présentées à droite sur la figure 3.9, on obtient un facteur de dérive thermique

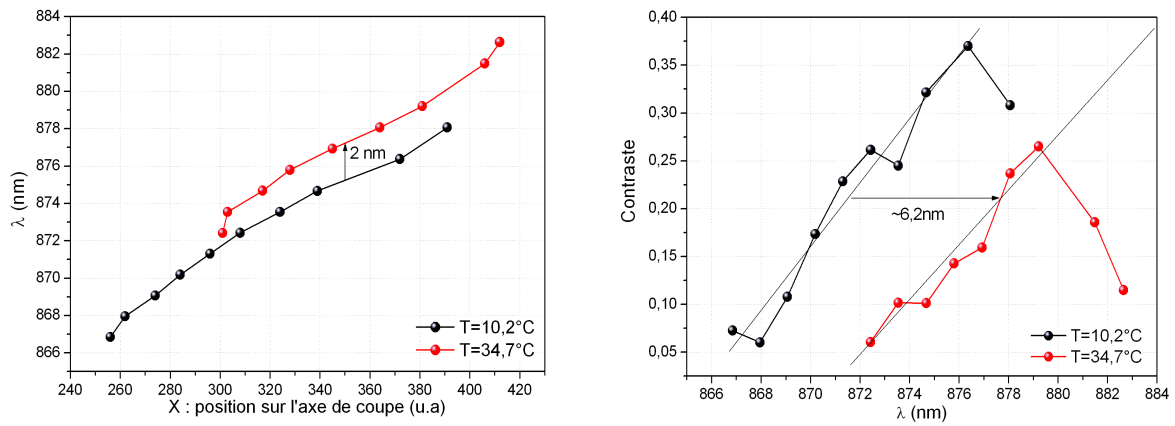


FIG. 3.9 – *A gauche : longueur d’onde de la résonance cavité en fonction de la position relative suivant une coupe pour 2 températures de consigne. A droite : valeur du contraste de la résonance de cavité en fonction de la longueur d’onde pour 2 températures de consigne.*

de la longueur d’onde du gap :

$$\frac{\Delta\lambda_g}{\Delta T} = 0,25\text{nm.K}^{-1}$$

Dans une deuxième étape, on caractérise les performances laser de la structure. La courbe présentée en figure 3.10 présente la caractéristique d’émission obtenue. Le pompage est assuré par le laser $Ti : Sa$ sur un diamètre d’environ $30\mu\text{m}$. L’inflexion de la courbe d’émission laisse à penser que le seuil laser est atteint, ce que confirmerait l’observation faite à la caméra CCD, mais avec un seuil très peu marqué et une puissance émise très faible. Le pompage se fait pour un maximum d’absorption si bien que lorsqu’on suit ce maximum en ajustant la longueur d’onde de la pompe quand on augmente son intensité, on a une mesure du décalage spectral dû à l’échauffement (Les triangles sur la figure 3.11 représentent la longueur d’onde du maximum d’efficacité d’absorption et les ronds noirs représentent l’échauffement calculé). Pour calibrer ce décalage de longueur d’onde en échauffement, on suppose ici que le décalage de la longueur d’onde de résonance est le même que celui du minimum de réflectivité vers 793nm . Un échauffement mesuré de plus de 100K laisse à penser que c’est l’effet majoritaire responsable des mauvaises performances laser observées. Le chauffage de la structure est dû à l’absorption de la pompe dans le substrat en particulier car il est en $GaAs$ comme la zone active.

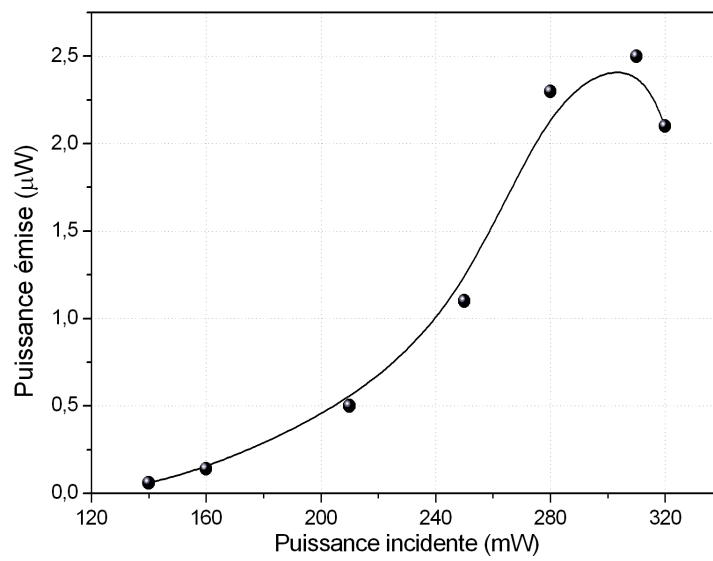


FIG. 3.10 – Caractéristique laser de l'échantillon MOR4748

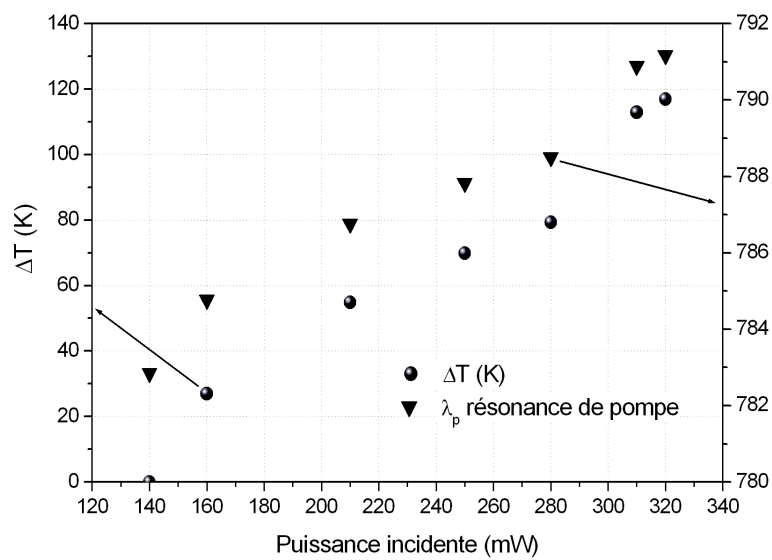


FIG. 3.11 – Echauffement mesuré de l'échantillon MOR4748

L'objectif n'est pas de fabriquer de bons lasers mais de bons amplificateurs. Autrement dit, la structure VCSEL doit avoir une plage d'utilisation du régime d'amplification de l'émission spontanée qui ne soit pas dégradée par un chauffage excessif. On veut aussi pouvoir se placer très près du seuil laser en pompage pour atteindre la bistabilité comme les simulations au paragraphe 2.2.5 l'ont montré. Le meilleur moyen de savoir si on est proche du seuil laser, c'est d'être capable de le franchir.

Le chapitre suivant propose un modèle pour l'échauffement de la structure. Ce modèle prend en compte les principales sources de chauffage et exclut toute dépendance envers la température des paramètres physiques des matériaux tels que la conductivité thermique, la densité, la capacité calorifique ou la diffusivité thermique. C'est donc un modèle au premier ordre qui constitue une approche simplifiée de l'échauffement et dont la plage de validité est typiquement de $100K$. Cette approche peut servir de base pour caractériser les performances d'échauffement attendues des VCSELs.

Chapitre 4

Modélisation thermique

4.1 Equation de la chaleur

Une structure VCSEL est épitaxiée sur un substrat de $GaAs$, le même matériau que celui constituant la zone active. Il est constitué de deux miroirs de Bragg enfermant la zone active de $GaAs$. Les alternances de couches $Al_xGa_{1-x}As$ qui constituent les miroirs ont des propriétés thermiques différentes suivant le pourcentage d'aluminium présent. Les paramètres de cette cavité laser, tels que la position de la résonance et la réflectivité des miroirs sont calculés en l'absence d'effets thermiques.

Des dérives importantes de la longueur d'onde d'émission de la cavité en pompage optique témoignent d'un décalage de la résonance et donc d'un échauffement de la structure. Finalement, un chauffage excessif fait dériver la zone de gain et altère également les propriétés non-linéaires recherchées.

Nous chercherons à caractériser l'évolution de la température suite à un éclairage laser de forte intensité, créateur d'une densité de porteurs. On s'intéresse aux phénomènes de transport et de production de chaleur dans une microcavité à semiconducteur III-V [54, 53]. Le phénomène considéré ici est la diffusion de la température. Dans le cas où la source de chaleur est étendue, une approche simple du calcul de l'échauffement consiste à calculer des résistances thermiques équivalentes [35]. En présence d'une stratification de la structure, l'approximation

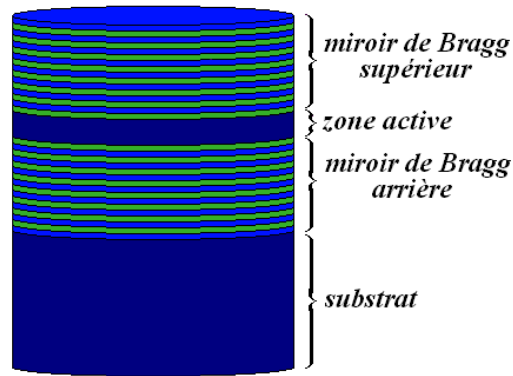


FIG. 4.1 – Structure de l'empilement VCSEL

des résistances thermiques peut encore tenir si l'on introduit les notions de résistances parallèles et perpendiculaires à la direction de stratification [18, 19, 91].

D'autres approches tiennent compte d'une stratification [17] avec une éventuelle périodicité [3]. Ces approches se limitent au cas de sources oscillantes générant des ondes thermiques et débouchent sur une représentation matricielle des propriétés thermiques de l'empilement [74]. Une approche de la stratification a été proposée par J. Albers [9] conduisant à une relation récursive.

On veut résoudre l'équation de la chaleur dans un milieu stratifié avec certaines couches absorbant la puissance incidente et en transformant une partie sous forme de chaleur [50]. L'équation générale est la suivante :

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = S - \nabla \cdot (-\lambda \nabla T)$$

S est un terme général de source de chaleur, λ la conductivité thermique, C_p la capacité calorifique massique et ρ la masse volumique. Nous ne considérerons qu'une conductivité ne dépendant pas de la température. L'équation devient :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{S}{C_p \rho} + D \nabla^2 T$$

où $D = \frac{\lambda}{C_p \rho}$ est la diffusivité thermique.

4.2 Utilisation de transformées intégrales

C'est une approche courante pour résoudre les équations différentielles [2, 42]. La transformation intégrale remplace les termes dérivés par un élément de polynôme, l'équation à résoudre devient la solution d'un polynôme. Cette solution obtenue simplement doit être inversement transformée pour obtenir la solution dans l'espace réel de départ. Les expressions simples sont tabulées pour les fonctions les plus courantes de certains types de problèmes. Il existe beaucoup de transformées intégrales qui sont soit très générales soit particulières à un type d'équation différentielle bien précis. Il convient dans tous les cas de caractériser l'équation du problème à résoudre avant de choisir telle ou telle transformée. Si la variable spatiale est présente, ce sont les conditions géométriques du problème que l'équation différentielle matérialise qui vont déterminer la transformée adéquate. Si le système est causal, la transformée de Laplace est adaptée à la variable temporelle. Les transformées qui ne s'appliquent pas aux mêmes variables sont compatibles entre elles car ce sont des opérations linéaires.

L'équation de la chaleur est un problème causal pour lequel la transformation de Laplace est adaptée. Dans ce formalisme, la dérivation est remplacée par une multiplication par p , variable duale du temps par la transformation de Laplace.

L'équation de la chaleur générale devient alors :

$$p\bar{T}(\vec{r}, p) - \bar{T}(\vec{r}, t = 0) = \frac{\bar{S}(\vec{r}, p)}{C\rho} + D\nabla^2\bar{T}(\vec{r}, p)$$

où

$$\bar{T}(\vec{r}, p) = \int_0^\infty T(\vec{r}, t) e^{-pt} dt$$

et

$$T(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{T}(\vec{r}, p) e^{pt} dp$$

exprime les relations entre paires transformées de Laplace. On considère, sans altérer la

généralité de l'équation que $\bar{T}(\vec{r}, t = 0) = 0$ et donc que \bar{T} est l'écart à la température ambiante, soit :

$$p\bar{T}(\vec{r}, p) = \frac{\bar{S}(\vec{r}, p)}{C\rho} + D\nabla^2\bar{T}(\vec{r}, p)$$

Dans l'espace géométrique, le problème étant à symétrie de révolution, c'est la transformée de Hankel qui est la plus adaptée. Cette transformation utilise les fonctions de Bessel comme base de décomposition. On utilisera la transformée de Hankel d'ordre 0, celle-ci transforme la coordonnée radiale en une pulsation spatiale. On utilisera un algorithme de transformée de Hankel rapide calqué sur la transformée de Fourier rapide pour trouver les valeurs des températures dans l'espace réel [72].

$$\hat{T}(m, z, t) = \int_0^\infty 2\pi r T(r, z, t) J_0(2\pi mr) dr$$

$$T(r, z, t) = \int_0^\infty 2\pi m \hat{T}(m, z, t) J_0(2\pi mr) dm$$

Les transformées de Laplace et Hankel sont des opérations linéaires, par conséquent, l'ordre dans lequel elles sont appliquées n'a pas d'importance. En appliquant les deux transformations successivement à l'équation de la chaleur, on a :

$$p\hat{T}(m, z, p) = \frac{\hat{S}(m, z, p)}{C\rho} + D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right)$$

4.3 Cas des miroirs de Bragg

Dans les miroirs de Bragg, les couches n'absorbent pas le rayonnement, par conséquent elles ne contiennent pas de sources de chaleur et seule la propagation doit être prise en compte.

4.3.1 Solution générale pour une couche sans source

Dans le cas de couches sans source, i.e $\hat{S}(m, z, p) = 0$, l'équation générale est la suivante :

$$p\hat{T}(m, z, p) = D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right) \quad (4.1)$$

soit :

$$\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - \left(m^2 + \frac{p}{D} \right) \hat{T}(m, z, p) = 0$$

On a ainsi pour chaque couche une solution générale de la température sous la forme.

$$\hat{T}(m, z, p) = A \exp(-kz) + B \exp(kz)$$

avec $k = \sqrt{\frac{p}{D} + m^2}$

4.3.2 Matrice d'une couche unique

On s'inspirera de la méthode de Chebychev pour calculer la réflectivité d'un empilement périodique. La solution générale pour la température est similaire à celle du cas d'une onde électromagnétique se propageant dans le vide. On définit le flux de chaleur φ :

$$\varphi(z) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}(z)$$

La solution à l'équation de la chaleur sans sources (4.1) lie le flux de chaleur et la température à une distance L au flux et à la température à l'origine des ordonnées de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \hat{T}_i(L_i) &= A_i \exp(-k_i L_i) + B_i \exp(k_i L_i) \\ &= \cosh(k_i L_i) \hat{T}_i(0) - \frac{\sinh(k_i L_i)}{k_i \lambda_i} \hat{\varphi}_i(0) \\ \hat{\varphi}_i(L_i) &= -\lambda_i (k_i B_i \exp(k_i L_i) - k_i A_i \exp(-k_i L_i)) \\ &= -k_i \lambda_i \sinh(k_i L_i) \hat{T}_i(0) + \cosh(k_i L_i) \hat{\varphi}_i(0) \end{aligned}$$

où L_i est l'épaisseur de la couche i , k_i le vecteur d'onde de la propagation de la chaleur, \hat{T}_i et $\hat{\varphi}_i$ sont les expressions de la température et du flux de chaleur respectivement après transformations de Laplace et de Hankel.

La couche i peut être décrite par la matrice unitaire caractéristique :

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_i(L_i) \\ \hat{\varphi}_i(L_i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(k_i L_i) & -\frac{\sinh(k_i L_i)}{k_i \lambda_i} \\ -k_i \lambda_i \sinh(k_i L_i) & \cosh(k_i L_i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T}_i(0) \\ \hat{\varphi}_i(0) \end{pmatrix}$$

soit

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_i(L_i) \\ \hat{\varphi}_i(L_i) \end{pmatrix} = M_i(k_i, \lambda_i) \begin{pmatrix} \hat{T}_i(0) \\ \hat{\varphi}_i(0) \end{pmatrix}$$

avec

$$M_i(k_i, \lambda_i) = \begin{pmatrix} \cosh(k_i L_i) & -\frac{\sinh(k_i L_i)}{k_i \lambda_i} \\ -k_i \lambda_i \sinh(k_i L_i) & \cosh(k_i L_i) \end{pmatrix}$$

4.3.3 Matrice d'un empilement quelconque

Pour un empilement quelconque de couches d'épaisseurs, de conductivité thermique et de diffusivité thermique différentes, les conditions aux limites de chaque couche traduisent l'égalité des températures (il n'y a pas de résistance thermique de contact) et des flux de chaleur, soit :

$$\begin{cases} \hat{T}_i(L_i) = \hat{T}_{i+1}(0) \\ \hat{\varphi}_i(L_i) = \hat{\varphi}_{i+1}(0) \end{cases}$$

A l'instant initial, on a égalité des températures de part et d'autre d'une interface, soit $T_i(L_i, 0) = T_{i+1}(0, 0)$. La matrice caractéristique d'un empilement résulte de la multiplication de matrices de la forme précédente.

$$M = \Pi_i M_i$$

4.3.4 Cas d'un milieu périodique

Pour un milieu périodique avec deux couches par période, l'expression de la matrice de l'empilement se simplifie. La méthode présentée ici est inspirée de la méthode de la matrice caractéristique pour la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux stratifiés en

couches minces [1]. On numérotera les couches dans l'ordre de traversée par la chaleur.

$$M = M_2 M_1 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} m_{11} &= ch(k_2 L_2) ch(k_1 L_1) + sh(k_2 L_2) sh(k_1 L_1) \frac{k_1 \lambda_1}{k_2 \lambda_2} \\ m_{12} &= -\frac{sh(k_1 L_1) ch(k_2 L_2)}{k_1 \lambda_1} - \frac{sh(k_2 L_2) ch(k_1 L_1)}{k_2 \lambda_2} \\ m_{21} &= -k_2 \lambda_2 sh(k_2 L_2) ch(k_1 L_1) - k_1 \lambda_1 sh(k_1 L_1) ch(k_2 L_2) \\ m_{22} &= ch(k_2 L_2) ch(k_1 L_1) + sh(k_2 L_2) sh(k_1 L_1) \frac{k_2 \lambda_2}{k_1 \lambda_1} \end{aligned}$$

Pour calculer la matrice totale d'un empilement périodique à N périodes, on doit donc calculer la puissance Nième de cette matrice M. Ce calcul se fait par une diagonalisation, il faut donc en trouver les valeurs propres et vecteurs propres.

On peut vérifier que cette matrice est bien unitaire i.e de déterminant 1 . Ses valeurs propres sont solution de l'équation $det(M - \lambda I) = 0$. On trouve donc :

$$\lambda_1 = a + \sqrt{a^2 - 1} = \cosh(X) + \sinh(X) = \exp(X) \quad \lambda_2 = a - \sqrt{a^2 - 1} = \cosh(X) - \sinh(X) = \exp(-X)$$

$$\text{avec } a = \frac{m_{11} + m_{22}}{2} \text{ et } X = \text{Argch}(a) .$$

Les vecteurs propres que l'on choisit ne sont pas normés pour éviter les expressions trop lourdes. Les deux vecteurs propres correspondant a λ_1 et λ_2 respectivement forment la matrice P de changement de base.

$$P = \begin{pmatrix} -m_{12} & \lambda_2 - m_{22} \\ m_{11} - \lambda_1 & m_{21} \end{pmatrix}$$

et

$$D = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} = P^{-1} M P$$

d'où :

$$\Gamma = M^N = (PDP^{-1})^N = PD^N P^{-1} = P \begin{pmatrix} \lambda_1^N & 0 \\ 0 & \lambda_2^N \end{pmatrix} P^{-1}$$

Finalement, on trouve :

$$\Gamma = \begin{pmatrix} m_{11} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} & m_{12} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} \\ m_{21} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} & m_{22} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} \end{pmatrix}$$

4.3.5 Matrice d'un empilement symétrique

Un empilement symétrique possède en fait une demi-période de plus qu'un empilement périodique, l'expression de sa matrice caractéristique s'en trouve encore plus simplifiée.

Il faut maintenant rajouter la dernière couche numérotée 1 pour symétriser la structure, la matrice obtenue Ψ possède ses deux coefficients diagonaux égaux. Pour s'en rendre compte, il est nécessaire de tracer et d'évaluer numériquement ces paramètres.

Une telle matrice résultant d'un nombre demi-entier de périodes possède ses coefficients diagonaux égaux. On peut alors considérer que l'empilement se comporte comme une seule couche : on réduit sa matrice à la matrice d'une couche unique avec des paramètres de longueur L_{eq} , conductivité thermique λ_{eq} et diffusivité D_{eq} équivalents.

$$\begin{aligned} \Psi &= M_1 M^N = \begin{pmatrix} \Psi_{11} & \Psi_{12} \\ \Psi_{21} & \Psi_{22} \end{pmatrix} \\ \Psi_{11} &= \cosh(k_1 L_1) \left(m_{11} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} \right) - m_{21} \frac{\sinh(NX) \sinh(k_1 L_1)}{k_1 \lambda_1 \sinh(X)} \\ \Psi_{12} &= m_{12} \frac{\sinh(NX) \cosh(k_1 L_1)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh(k_1 L_1)}{k_1 \lambda_1} \left(m_{22} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} \right) \\ \Psi_{21} &= m_{21} \frac{\sinh(NX) \cosh(k_1 L_1)}{\sinh(X)} - k_1 \lambda_1 \sinh(k_1 L_1) \left(m_{11} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} \right) \\ \Psi_{22} &= \cosh(k_1 L_1) \left(m_{22} \frac{\sinh(NX)}{\sinh(X)} - \frac{\sinh((N-1)X)}{\sinh(X)} \right) - m_{12} k_1 \lambda_1 \frac{\sinh(NX) \sinh(k_1 L_1)}{\sinh(X)} \end{aligned}$$

Finalement :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \cosh(k_{eq} L_{eq}) & -\frac{\sinh(k_{eq} L_{eq})}{k_{eq} \lambda_{eq}} \\ -k_{eq} \lambda_{eq} \sinh(k_{eq} L_{eq}) & \cosh(k_{eq} L_{eq}) \end{pmatrix}$$

$$\text{avec } k_{eq} = \sqrt{\frac{p}{D_{eq}} + m^2}$$

L'empilement se comporte comme une couche unique dont les paramètres de conductivité thermique, épaisseur et diffusivité thermique équivalents sont λ_{eq} , L_{eq} et D_{eq} calculés à partir des paramètres des couches initiales par une méthode d'ajustement sur les éléments de la matrice équivalente. Ces paramètres équivalents ne sont pas des combinaisons de type barycentrique des paramètres des couches réelles.

4.4 Résolution en régime stationnaire

On va d'abord s'intéresser au cas stationnaire et résoudre les équations de la chaleur sans dimension temporelle dans les cas où la couche ne produit pas de chaleur et quand des termes sources viennent s'ajouter. Les couches qui ne produisent pas de chaleur sont celles des miroirs de Bragg car elles n'absorbent pas la pompe et celles qui en produisent sont la zone active et le substrat. Les équations sont traitées en transformée de Hankel seulement car la transformée de Laplace sur la dimension temporelle n'est plus nécessaire. On étudiera la diffusion de la chaleur pour une structure stratifiée complète de type VCSEL en pompage optique.

4.4.1 Miroirs de Bragg

L'équation de la chaleur dans les couches sans sources est la suivante :

$$0 = D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z) \right)$$

D'après les mêmes calculs que précédemment, on peut utiliser le formalisme matriciel pour décrire la propagation de la chaleur en régime stationnaire dans les miroirs. La matrice utilisée pour les miroirs de Bragg dans le modèle stationnaire a l'expression suivante :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \cosh(k_{eq} L_{eq}) & -\frac{\sinh(k_{eq} L_{eq})}{k_{eq} \lambda_{eq}} \\ -k_{eq} \lambda_{eq} \sinh(k_{eq} L_{eq}) & \cosh(k_{eq} L_{eq}) \end{pmatrix}$$

avec $k_{eq} = m$

Les paramètres L_{eq} et λ_{eq} sont trouvés par une méthode d'ajustement sur les expressions exactes des coefficients de la matrice.

4.4.2 Equation de la chaleur avec sources

L'équation de la chaleur avec sources dans le cas stationnaire est la suivante :

$$0 = \frac{\hat{S}(m, z)}{C\rho} + D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z) \right) \quad (4.2)$$

La solution ne peut être générale car on doit considérer le cas où la source de chaleur n'a pas de dépendance en z et le cas où la source a une dépendance longitudinale.

Pour le cas où il n'y a pas de dépendance en z , la solution s'écrit :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{\hat{S}(m)}{C\rho D m^2}$$

4.4.2.1 Zone active

On considère que le terme source est proportionnel à la puissance incidente. Γ_p/L_{za} tient compte d'une production de chaleur constante répartie sur l'épaisseur de la couche, ce terme recouvre la constitution de la cascade thermique et celle de la recombinaison non-radiative mais ces questions sont traitées plus en détail au chapitre (5.2.2.3) dans un cas concret.

$$S_{za}(r) = \frac{\Gamma_p P}{\pi \omega^2 L_{za}} \times \Pi\left(\frac{r}{\omega}\right)$$

soit, après transformation de Hankel

$$\hat{S}_{za}(m) = \frac{\Gamma_p P}{\pi \omega m L_{za}} \times J_1(2\pi m \omega)$$

$\Pi(r/\omega) = 1$ si $r \leq \omega$ et 0 sinon. On suppose ici que la pompe a un profil transverse plat. Après avoir remplacé dans (4.2) le terme source, nous obtenons la solution de l'équation différentielle sous la forme :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{\Gamma_p P J_1(2\pi m\omega)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} D_{GaAs} \pi \omega m^3 L_{za}}$$

4.4.2.2 Substrat

On ne distingue pas les phénomènes qui transforment l'énergie absorbée en chaleur, on considère que toute l'énergie transmise dans le substrat y est transformée en chaleur. L'intensité absorbée est ainsi déplétée au cours de la propagation dans le substrat, le terme source de chaleur s'écrit :

$$S(r, z) = \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega^2} \times \Pi\left(\frac{r}{\omega}\right)$$

Après transformation de Hankel

$$\hat{S}(m, z) = \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega m} \times J_1(2\pi m\omega)$$

α est le coefficient d'absorption linéaire, T_p est le coefficient de transmission de la structure dans le substrat. Après avoir remplacé dans (4.2) le terme source et résolu l'équation différentielle, nous obtenons la solution sous la forme :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{T_p \alpha P J_1(2\pi m\omega) \exp(-\alpha z)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} D_{GaAs} \pi \omega m (m^2 - \alpha^2)}$$

4.4.3 Résultats

Pour quantifier l'influence des différentes sources de chaleur du modèle, on effectue des calculs sur une structure type qui présente des caractéristiques courantes des VCSELs utilisés. Le miroir avant compte 17 paires d' $AlAs/Al_{22.5}Ga_{77.5}As$, le miroir arrière compte 23 paires, la zone active est constituée d'une épaisseur λ de $GaAs$. Le VCSEL est épitaxié sur un substrat de $GaAs$ d'épaisseur $300\mu m$.

La structure se présente ainsi sous forme de 4 couches distinctes d'un point de vue thermique puisque les miroirs avant et arrière sont modélisés par une matrice équivalente, le système

L_{za}	L_{sub}	L_{av}	L_{ar}	λ_{av}	λ_{ar}
nm	μm	μm	μm	$W/cm/K$	$W/cm/K$
244	300	3, 11	4, 18	0, 480	0, 482

TAB. 4.1 – Paramètres thermiques du VCSEL générique

d'équations se présente sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} \hat{T}_s(m) \\ \hat{\varphi}_s(m) \end{pmatrix} &= \Psi \times \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, 0) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, 0) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cosh(mL_{av}) & -\frac{\sinh(mL_{av})}{m\lambda_{av}} \\ -m\lambda_{av} \sinh(mL_{av}) & \cosh(mL_{av}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, 0) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, 0) \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, L_{za}) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, L_{za}) \end{pmatrix} &= \Phi \times \begin{pmatrix} \hat{T}_{sub}(m, 0) \\ \hat{\varphi}_{sub}(m, 0) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cosh(mL_{ar}) & -\frac{\sinh(mL_{ar})}{m\lambda_{ar}} \\ -m\lambda_{ar} \sinh(mL_{ar}) & \cosh(mL_{ar}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T}_{sub}(m, 0) \\ \hat{\varphi}_{sub}(m, 0) \end{pmatrix} \\
 \hat{\varphi}_s(m) &= 0 \\
 \hat{T}_{sub}(m, L_{sub}) &= 0
 \end{aligned}$$

On utilisera les valeurs données dans le tableau 4.1.

Afin de comprendre la contribution de chaque terme source on effectuera des calculs d'échauffement pour des diamètres de pompage différents et des transmissions dans le substrat différentes.

Les résultats de calcul sont présentés en figure 4.2. Il apparaît dans les premiers calculs que le substrat joue un rôle assez important puisque lorsque la transmission est égale à la proportion de chaleur créée dans la zone active i.e $T_p = \Gamma_p = 0, 1$ alors les contributions au chauffage sont aussi égales, le substrat semble donc jouer un grand rôle dans l'échauffement général de la structure (en (a) sur la figure). Par contre l'échauffement maximal de la structure au centre semble saturer quand à intensité égale, le diamètre de la zone pompée augmente (en (b) sur la figure). Cette hypothèse est vérifiée par des calculs systématiques pour de nombreuses tailles

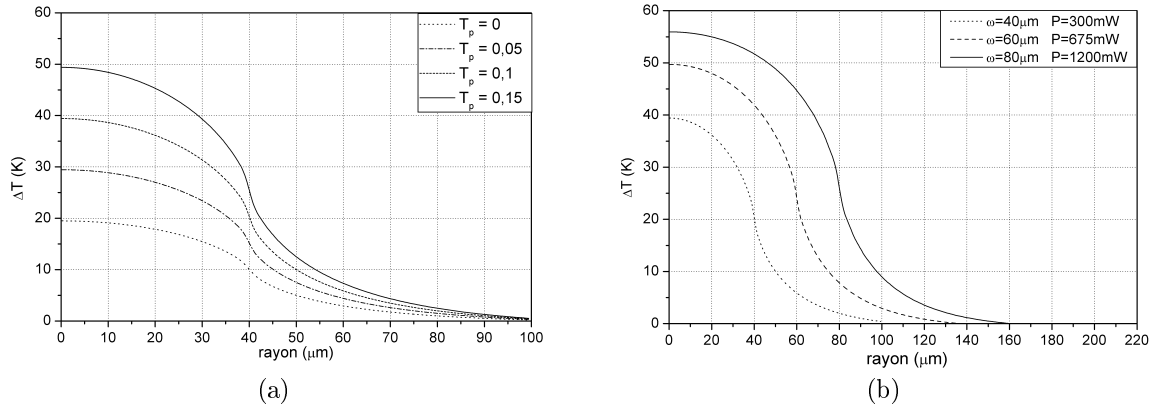


FIG. 4.2 – (a) Distribution de température pour un pompage plat, $P = 300\text{mW}$, rayon de pompage $40\mu\text{m}$, $\Gamma_p = 0, 10$. (b) Distribution de température pour un pompage plat à intensité constante pour différents rayons de pompage, coefficient de transmission dans le substrat $T_p = 0, 10$, $\Gamma_p = 0, 10$.

de diamètres différents (Fig.4.3).

4.5 Calculs thermiques spatio-temporels

On s'intéresse ici au cas général de l'équation de la chaleur dans une structure type VCSEL où certaines couches absorbent la pompe optique et produisent de la chaleur et d'autres couches non. On étudiera les phénomènes transitoires dans une structure VCSEL-type en pompage optique.

4.5.1 miroirs de Bragg

L'équation de la chaleur dans les couches sans sources est la suivante :

$$p\hat{T}(m, z, p) = D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right)$$

D'après les mêmes calculs que précédemment, on peut utiliser le formalisme matriciel pour décrire la propagation de la chaleur en régime transitoire dans les miroirs. La matrice utilisée pour les miroirs de Bragg dans le modèle transitoire a l'expression suivante :

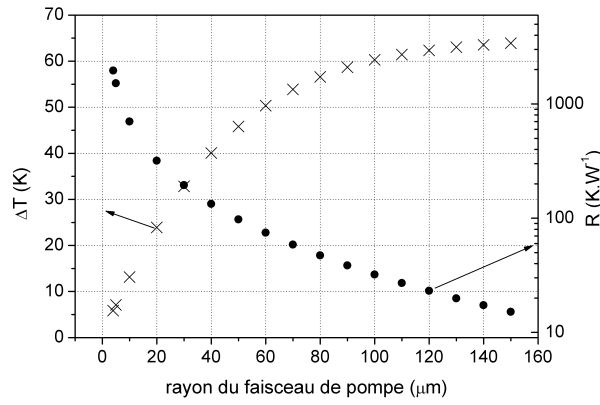


FIG. 4.3 – *Echauffement maximal ΔT et résistance thermique R associée pour une intensité de pompe constante.*

$$\Psi = \begin{pmatrix} \cosh(k_{eq}L_{eq}) & -\frac{\sinh(k_{eq}L_{eq})}{k_{eq}\lambda_{eq}} \\ -k_{eq}\lambda_{eq}\sinh(k_{eq}L_{eq}) & \cosh(k_{eq}L_{eq}) \end{pmatrix}$$

avec $k_{eq} = \sqrt{\frac{p}{D_{eq}} + m^2}$

Les paramètres L_{eq} , D_{eq} et λ_{eq} sont trouvés par une méthode d'ajustement sur les expressions exactes des coefficients de la matrice.

4.5.2 Equation de la chaleur avec sources

L'équation de la chaleur avec source dans le cas général s'écrit après transformations de Laplace et de Hankel :

$$p\hat{T}(m, z, p) = \frac{\hat{S}(m, z, p)}{C\rho} + D \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right) \quad (4.3)$$

4.5.2.1 Zone active

Comme mentionné au paragraphe 4.4.2.1, la source de chaleur est traitée par un terme Γ_p/L_{za} qui tient compte d'une production de chaleur constante répartie sur l'épaisseur de la couche.

Le terme source permanent correspondant s'écrit :

$$S_{za}(r, z, t) = \frac{\Gamma_p P}{\pi \omega^2 L_{za}} \times \Pi\left(\frac{r}{\omega}\right)$$

$\Pi(r/\omega) = 1$ si $r \leq \omega$ et 0 sinon. On suppose ici que la pompe a un profil transverse plat, L_{za} est l'épaisseur de la zone active.

Après avoir effectué les transformations de Laplace et Hankel sur le terme source, on a :

$$\hat{S}_{za}(m, z, p) = \frac{\Gamma_p P}{\pi \omega L_{za} p m} \times J_1(2\pi m \omega)$$

En remplaçant dans l'équation (4.3)

$$p \hat{T}(m, z, p) = \frac{\Gamma_p P}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} \pi \omega L_{za} p m} \times J_1(2\pi m \omega) + D_{GaAs} \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right)$$

La solution générale est de la forme :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{\Gamma_p P J_1(2\pi m \omega)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} \pi \omega L_{za} p m (p + D_{GaAs} m^2)}$$

$$\text{avec } k^2 = m^2 + \frac{p}{D_{GaAs}} .$$

4.5.2.2 Substrat

Comme précédemment, on ne distingue pas les phénomènes qui transforment l'énergie absorbée en chaleur, l'intensité absorbée est déplétée au cours de la propagation dans le substrat, le terme source de chaleur s'écrit :

$$S(r, z, t) = \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega^2} \times \Pi\left(\frac{r}{\omega}\right)$$

Après transformation de Hankel

$$\hat{S}(m, z, p) = \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega p m} \times J_1(2\pi m \omega)$$

$\Pi(r/\omega) = 1$ si $r \leq \omega$ et 0 sinon, α est le coefficient d'absorption linéaire, T_p est le coefficient de transmission de la structure dans le substrat. Après avoir remplacé dans l'équation (4.3), on a :

$$p\hat{T}(m, z, p) = \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} \pi \omega p m} \times J_1(2\pi m \omega) + D_{GaAs} \left(\frac{\partial^2 \hat{T}(m, z, p)}{\partial z^2} - m^2 \hat{T}(m, z, p) \right)$$

La solution générale est de la forme :

$$\hat{T}(m, z, p) = A \exp(-kz) + B \exp(kz) + \frac{T_p P \alpha \exp(-\alpha z) J_1(2\pi m \omega)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} p m ((m^2 - \alpha^2) D_{GaAs} + p)}$$

$$\text{avec } k^2 = m^2 + \frac{p}{D_{GaAs}} .$$

4.5.3 Résultats

On choisit la même structure VCSEL de test qu'au paragraphe précédent. Le miroir avant présente 17 paires d' $AlAs/Al_{22.5}Ga_{77.5}As$, le miroir arrière présente 23 paires, la zone active est constituée d'une épaisseur λ de $GaAs$. Le VCSEL est épitaxié sur un substrat de $300\mu m$ en $GaAs$.

La structure se présente ainsi sous la forme de 4 couches distinctes d'un point de vue thermique puisque les miroirs avant et arrière sont modélisés par une matrice équivalente, le système d'équations se présente sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} \hat{T}_s(m, p) \\ \hat{\varphi}_s(m, p) \end{pmatrix} &= \Psi \times \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, 0, p) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, 0, p) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cosh(k_{av}L_{av}) & -\frac{\sinh(k_{av}L_{av})}{k_{av}\lambda_{av}} \\ -k_{av}\lambda_{av}\sinh(k_{av}L_{av}) & \cosh(k_{av}L_{av}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, 0, p) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, 0, p) \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \hat{T}_{za}(m, L_{za}, p) \\ \hat{\varphi}_{za}(m, L_{za}, p) \end{pmatrix} &= \Phi \times \begin{pmatrix} \hat{T}_{sub}(m, 0, p) \\ \hat{\varphi}_{sub}(m, 0, p) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cosh(k_{ar}L_{ar}) & -\frac{\sinh(k_{ar}L_{ar})}{k_{ar}\lambda_{ar}} \\ -k_{ar}\lambda_{ar}\sinh(k_{ar}L_{ar}) & \cosh(k_{ar}L_{ar}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{T}_{sub}(m, 0, p) \\ \hat{\varphi}_{sub}(m, 0, p) \end{pmatrix} \\
 \hat{\varphi}_s(m, p) &= 0 \\
 \hat{T}_{sub}(m, L_{sub}, p) &= 0
 \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
 k_{av}^2 &= m^2 + \frac{p}{D_{av}} \\
 k_{ar}^2 &= m^2 + \frac{p}{D_{ar}}
 \end{aligned}$$

On utilisera les valeurs données dans le tableau 4.2.

L_{za}	L_{sub}	L_{av}	L_{ar}	λ_{av}	λ_{ar}	D_{av}	D_{ar}
nm	μm	μm	μm	$W/cm/K$	$W/cm/K$	cm^2/s	cm^2/s
244	300	2,69	3,59	0,290	0,263	0,162	0,160

TAB. 4.2 – Paramètres thermiques du VCSEL générique

Les épaisseurs et conductivités thermiques équivalentes des miroirs sont différentes du cas stationnaire parce que l'ajustement effectué pour les trouver permet une multitude de combinaisons et tous les paramètres sont libres.

Les résultats du calcul sont présentés en figure 4.4. Le calcul donne l'évolution temporelle de l'échauffement au centre de la source de chaleur de la zone active en (a) sur la figure et l'évolution temporelle de la distribution spatiale de température dans la tranche centrale de la zone active en (b) sur la figure. Cette figure montre comment un profil de pompage plat génère

une distribution lissée dans la dimension radiale. Dans les conditions du calcul qui correspondent à un cas proche de l'expérience, on voit qu'il faut plus d'une milliseconde pour voir le profil de température s'arrondir.

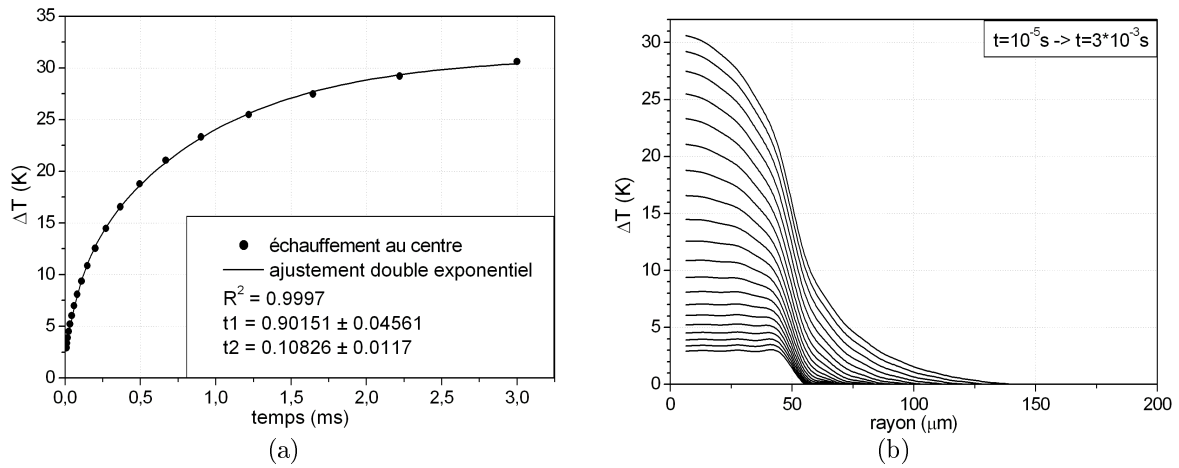


FIG. 4.4 – (a) Evolution transitoire de l'échauffement au centre de la distribution de sources, pour un pompage plat, $P = 300mW$, rayon de pompage $50\mu m$, $\Gamma_p = 0,10$, transmission dans le substrat $T_p = 0,10$. (b) Evolution de la distribution de température pour un pompage plat à intensité constante à différents temps

Chapitre 5

Conception et optimisation des échantillons

5.1 Les paramètres à optimiser

Les études expérimentales menées au paragraphe 3.4 ont montré que l'échantillon MOR4748, un VCSEL avec des miroirs de Bragg avant et arrière de 17 et 23,5 paires respectivement, chauffe de manière excessive (plus de 100K d'échauffement, cf Fig.3.11) et que sa caractéristique de puissance émise ne permet pas de conclure à l'émission laser (Fig.3.10). Optimiser les performances d'émission laser du VCSEL correspond à la même démarche qu'optimiser les performances d'amplification d'un VCSEA. En effet, on s'intéresse au régime d'amplification mais on veut pouvoir s'approcher aussi près que possible du seuil laser, et le meilleur moyen de savoir si on peut l'atteindre, c'est de pouvoir le franchir.

Les origines du chauffage sont de plusieurs natures dans ce genre de structure. Premièrement, la puissance absorbée dans la zone active du VCSEL se fait à la longueur d'onde de 800nm et l'émission se fait à la longueur d'onde de la cavité soit 880nm, l'énergie supplémentaire ainsi apportée aux porteurs créés dans la bande est perdue dans la cascade thermique vers le bas de bande et est une source de chauffage pour la zone active. Il se perd à peu près 10% de la puissance absorbée par ce canal. La deuxième cause de chauffage dans la zone

active est due à la recombinaison non-radiative des porteurs avec un taux qui dépend de la qualité cristallographique de la couche épitaxiée. Le temps caractéristique de recombinaison non-radiative est de quelques dizaines de ns. La troisième cause de chauffage identifiée est due à l'absorption de la pompe dans le substrat. En effet, le substrat est en *GaAs*, matériau identique à celui de la couche active et absorbe toute la puissance qui est transmise par la structure à la longueur d'onde de pompe. Cette absorption crée des porteurs qui se recombinent et cèdent leur énergie en chaleur quel que soit le mécanisme. Le substrat est ainsi une source majeure d'échauffement pour la structure.

On a donc cherché ici à réduire les causes de chauffage par minimisation de la transmission globale de la structure à la longueur d'onde de pompe. Corollairement, on s'est attaché à minimiser les effets de l'échauffement sur la structure VCSEL, par augmentation de l'efficacité de pompage, c'est-à-dire maximiser l'absorption dans le milieu actif.

5.2 L'échantillon MOR5137, un VCSEL avec un miroir arrière supplémentaire

5.2.1 Conception de la structure VCSEL : deux miroirs pour deux fonctions distinctes

On conçoit un nouveau type de structures où l'on s'efforce de minimiser la transmission du faisceau de pompe dans le substrat et l'on réduit d'autant le chauffage du VCSEL. L'idée la plus simple consiste à rajouter un miroir de Bragg centré sur la longueur d'onde de pompe et placé entre le substrat et le VCSEL proprement dit. Ce deuxième miroir a pour fonction de réfléchir la pompe transmise par le VCSEL et ainsi de couper la transmission dans le substrat. Ce principe améliore par la même occasion l'absorption dans la zone active en instaurant un double passage du faisceau de pompe.

5.2.2 Résultats expérimentaux

5.2.2.1 Description de la structure

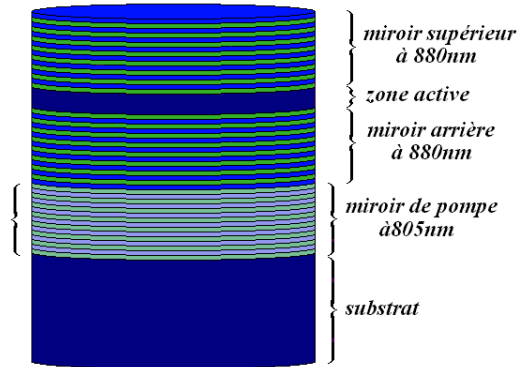


FIG. 5.1 – Structure de l'échantillon MOR5137

La structure de l'échantillon MOR5137 est donc la suivante : le substrat de $GaAs$, un miroir de Bragg composé de vingt paires d'alternance $AlAs/Al_{0.225}Ga_{0.775}As$ et centré sur la longueur d'onde $805nm$, le miroir arrière de vingt paires de la même alternance de couche et centré à $880nm$, la couche active en $GaAs$ d'épaisseur optique λ et le miroir avant identique au miroir arrière. Le schéma de la structure est présenté à la figure 5.1. Le substrat fait deux pouces de diamètre pour $400\mu m$ d'épaisseur et la structure épitaxiée fait environ $12\mu m$ d'épaisseur totale.

Sur le spectre de réflectivité présenté sur la figure 5.2, l'accord entre la courbe théorique et la caractérisation expérimentale est excellent. Il y a néanmoins un décalage dans la longueur d'onde de résonance qui n'est pas centrée sur le centre de la bande interdite du miroir, ceci est dû à une petite dérive des paramètres de croissance lors du processus d'épitaxie. Ce décalage de la résonance de cavité devrait diminuer légèrement les réflectivités des miroirs avant et arrière à la résonance de cavité par rapport à celles de la structure attendue.

5.2.2.2 Analyse des performances laser

La première satisfaction qu'apporte cet échantillon résulte de la constatation qu'il émet de la lumière laser (à gauche Fig.5.3) en pompage optique gaussien de diamètre $56\mu m$ au waist. Néanmoins il n'est pas possible d'obtenir l'effet laser en pompage plat et plus large par la

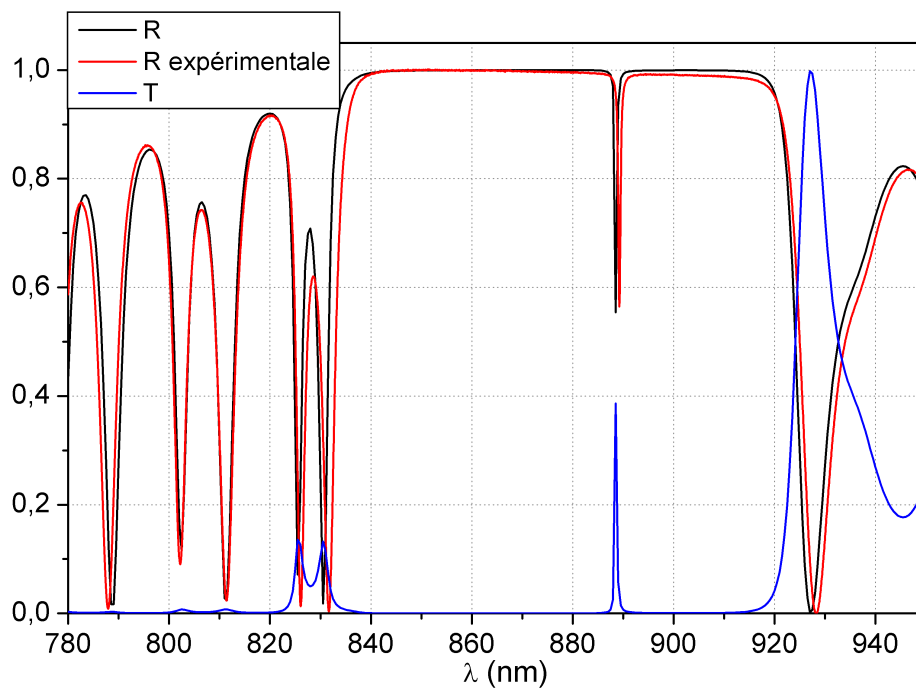


FIG. 5.2 – Spectre de réflectivité expérimental de MOR5137

diode de puissance fibrée. De plus, la puissance laser émise est d'autant plus importante que la température de consigne du substrat est basse, à 28°C le seuil est plus bas et la pente laser plus forte qu'à $5,5^{\circ}\text{C}$. Cet échantillon chauffe moins que le précédent (à droite figure 5.3 et figure 3.11), ce qui valide l'absorption par le substrat comme l'un des mécanismes prépondérants de chauffage de la structure.

La différence intéressante avec l'échantillon MOR4748, c'est l'apparition d'un seuil laser marqué dans la courbe laser et l'observation de puissances émises plus significatives. Ce sont là des performances plus conformes à celles que l'on attend d'un laser. Néanmoins, le fait que l'on ne puisse pas atteindre le seuil laser en pompage large limite l'étude de la formation de motifs.

5.2.2.3 Analyse des performances d'échauffement

On peut confronter le modèle mathématique de l'échauffement à l'expérience, les paramètres de la structure VCSEL et de l'expérience étant connus. La structure MOR5137 est un VCSEL avec un milieu actif d'épaisseur optique λ , deux miroirs de Bragg de 20 paires chacun représentés par la matrice Ψ , un miroir de pompe représenté par la matrice Φ , inséré entre le miroir arrière

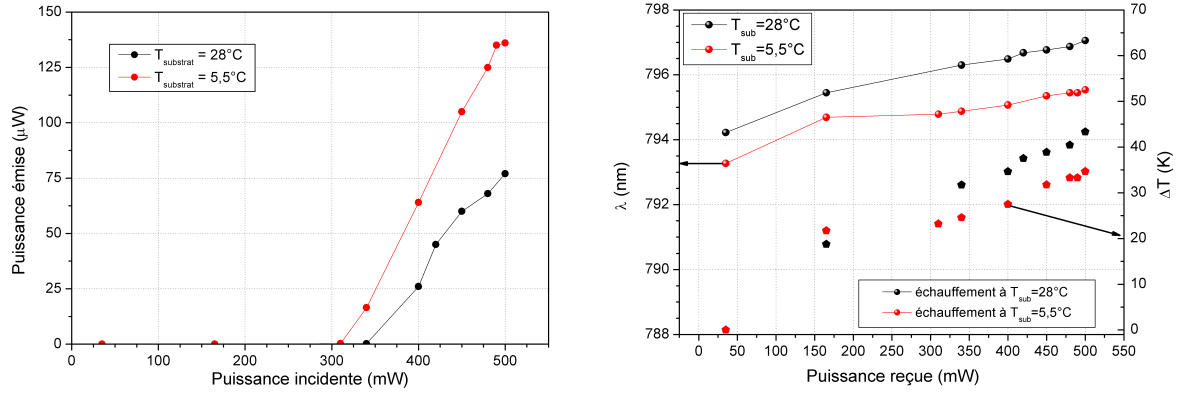


FIG. 5.3 – Courbes laser de MOR5137 pour un pompage gaussien et échauffement/décalage de la longueur d'onde de résonance de pompe, diamètre au waist : $56\mu\text{m}$

de la cavité et le substrat.

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_s(m) \\ \hat{\varphi}_s(m) \end{pmatrix} = \Psi \begin{pmatrix} \hat{T}_{al}(0, m) \\ \hat{\varphi}_{al}(0, m) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_{al}(L_{al}, m) \\ \hat{\varphi}_{al}(L_{al}, m) \end{pmatrix} = \Psi\Phi \begin{pmatrix} \hat{T}_{sub}(0, m) \\ \hat{\varphi}_{sub}(0, m) \end{pmatrix}$$

Les conditions aux limites sont les mêmes que dans la structure-test, à savoir

$$\begin{aligned} \hat{\varphi}_s(m) &= 0 \\ \hat{T}_{sub}(L_{sub}, m) &= 0 \end{aligned}$$

L'intensité I_p de la pompe est gaussienne, P est la puissance incidente totale

$$I_p(r) = \frac{P}{2\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\omega^2}\right)$$

ce qui donne après transformation de Hankel

$$\hat{I}_p(m) = P \exp(-2m^2\pi^2\omega^2)$$

Il faut différencier les expressions des sources d'échauffement dans le cas de la zone active de celles du substrat où il faut tenir compte de la dépendance longitudinale de cette source du

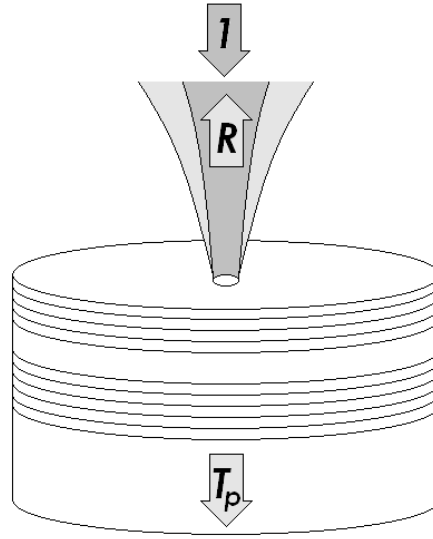


FIG. 5.4 – Schéma du VCSEL en pompage optique

fait de la déplétion du faisceau de pompe. On étudiera la structure dans le cas d'un pompage stationnaire.

Zone active Le schéma de la figure 5.4 présente la cavité en pompage optique.

La zone active, constituée par le matériau $GaAs$, absorbe l'onde incidente à la fréquence ω_p et transforme une partie de l'énergie absorbée en chaleur suivant principalement deux processus : la cascade thermique qui dégrade l'excès d'énergie $\hbar(\omega_p - \omega_0)$ du photon de pompe par rapport à l'énergie des photons émis $\hbar\omega_0$ et la recombinaison non-radiative de bas de bande qui dégrade cette même énergie $\hbar\omega_0$. Le schéma en figure 5.5 présente ces différents processus.

Le terme source correspondant à la cascade thermique est proportionnel à l'intensité de la pompe incidente :

$$S(r, z) = \frac{\hbar\omega_p - \hbar\omega_0}{\hbar\omega_p} \frac{A_{za}}{L_{za}} I_p(r)$$

$$A_{za} = 1 - R - T_p$$

où A_{za} est le coefficient d'absorption dans la zone active, R la réflectivité et T_p la transmission dans le substrat à la longueur d'onde de la pompe, L_{za} est l'épaisseur de la zone active et $\frac{A_{za}}{L_{za}}$

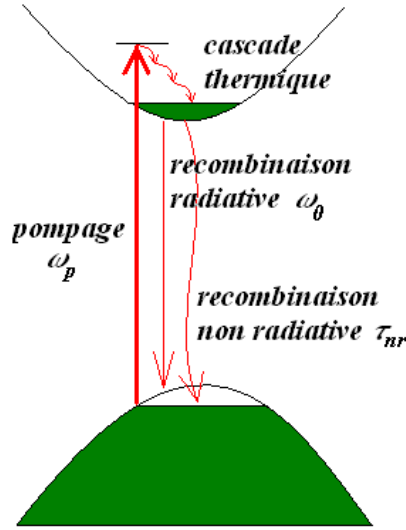


FIG. 5.5 – *Canaux de recombinaison des porteurs et processus de production de chaleur dans la zone active*

représente une absorption par unité de longueur moyenne dans la zone active.

Le terme source correspondant à la recombinaison non-radiative est :

$$S^m(r, z) = \frac{N(P) \hbar \omega_0}{\tau_{nr}}$$

$N(P)$ est la densité de porteurs intra-cavité, son calcul est détaillé en annexe C.

La solution générale de l'équation de la chaleur, après transformation de Hankel, s'écrit :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{A_{za} \frac{\hbar \omega_p - \hbar \omega_0}{\hbar \omega_p} \hat{I}_p(m)}{L_{za} C_{GaAs} \rho_{GaAs} D_{GaAs} m^2} + \frac{\hat{N}_{GaAs}(m) \hbar \omega_0}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} \tau_{nr} D_{GaAs} m^2}$$

Substrat On n'y distingue pas les différents phénomènes qui transforment l'énergie absorbée en chaleur, on considère que toute l'énergie transmise dans le substrat y est transformée en chaleur. L'intensité absorbée est ainsi déplétée au cours de la propagation dans le substrat, le terme source de chaleur s'écrit :

$$S(r, z) = T_p \alpha I_p(r) \exp(-\alpha z)$$

α est le facteur d'absorption linéique, T_p est le coefficient de transmission de la structure dans le substrat. Après avoir effectué la transformation de Hankel sur le terme source, la solution générale est de la forme :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{T_p \alpha \hat{I}_p(m) \exp(-\alpha z)}{C_{GaAs} \rho_{GaAs} D_{GaAs} (m^2 - \alpha^2)}$$

Mesure de la température in-situ On sait qu'une augmentation de température de la zone active se traduit par un décalage vers le rouge des propriétés spectrales de la structure. Ceci résulte de la réduction du gap avec la température, responsable du changement d'indice, ce qui se traduit finalement par un décalage vers le rouge de la résonance de cavité.

Nous avons mesuré le coefficient de proportionnalité au paragraphe 3.4.2 qui lie le décalage thermique et le décalage spectral de la résonance en modifiant les températures de consigne du substrat. Dans le cas du *GaAs* massif, on trouve

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} = 9,1 * 10^{-5} K^{-1}$$

Quand l'échantillon est placé sur son support, la configuration permet de choisir la région à exciter pour choisir la longueur d'onde de résonance de cavité en déplaçant l'échantillon dans le plan. L'inconvénient, c'est qu'il n'est pas possible de connaître la résonance de cavité ou d'absorption au point de l'expérience a priori. Pour mesurer l'échauffement de l'échantillon, il faut suivre le décalage spectral de la résonance en fonction de la puissance de la pompe. Pourtant lorsque la puissance émise est trop faible, typiquement sous le seuil laser, on ne peut plus détecter la longueur d'onde de la résonance de cavité. En revanche on peut toujours maximiser la puissance émise en réglant la longueur d'onde de pompe de façon à avoir la meilleure efficacité d'absorption. Il est donc plus facile de suivre le décalage spectral de la pompe que celui de la cavité. En procédant ainsi, on suppose que le coefficient de proportionnalité du décalage thermique est le même à la résonance de cavité et à la résonance d'absorption. La première mesure de longueur d'onde de pompe effectuée sous le seuil laser sert de référence au calcul de l'évolution de la température.

$L_{AlAs}(\text{pompe})$	$67.1nm$
$L_{AlAs}(\text{cavité})$	$75.2nm$
$L_{Al_{0.22}Ga_{0.78}As}(\text{pompe})$	$56.2nm$
$L_{Al_{0.22}Ga_{0.78}As}(\text{cavité})$	$64.2nm$
L_1	$3.71\mu m$
L_{sub}	$450\mu m$
L_2	$3.27\mu m$
L_{al}	$249.4nm$
T_p	0.007
A_{al}	0.88
λ_{AlAs}	$0.91W/cm/K$
$\lambda_{Al_{0.22}Ga_{0.78}As}$	$0.2W/cm/K$
λ_1	$0.477W/cm/K$
λ_2	$0.480W/cm/K$
ω	$28\mu m$

Table 5.1: Paramètres physiques de MOR5137 et conditions expérimentales

Résultats théoriques et expérimentaux sur MOR5137 Les paramètres de la structure utilisés pour le calcul sont donnés dans le tableau Tab.5.1. Les épaisseurs L_1 , L_2 et les conductivités thermiques λ_1 , λ_2 sont calculés par la méthode présentée au paragraphe 4.3.5.

Grâce à une très faible transmission résiduelle de la pompe dans le substrat, le chauffage dû à celui-ci ne domine pas l'échauffement global et les prévisions théoriques sont en très bon accord avec l'expérience. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les calculs en figure 5.6. Le calcul ne prend pas en compte la dépendance des propriétés thermiques des matériaux avec la température ni de phénomène de saturation ou autres phénomènes non-linéaires tels que la diminution de l'absorption avec la puissance ou le décalage du gap avec la température. Ceci prouve que l'approximation linéaire du calcul est acceptable dans cette gamme de température (pour des échauffements inférieurs à $100K$), ce qui n'était pas le cas avec l'échantillon MOR4748. Dans la partie linéaire de l'accroissement de température, on relève une sensibilité de l'échauffement de $\frac{d\Delta T}{dT} = 0,94K.cm^2.kW^{-1}$.

La figure 5.7 présente le profil transverse de température pour différentes valeurs de pompage. La mesure de température utilise le décalage de la longueur d'onde de la résonance de la cavité en différents points de la zone pompée. Les prévisions théoriques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. On note cependant que la théorie est en meilleur accord avec

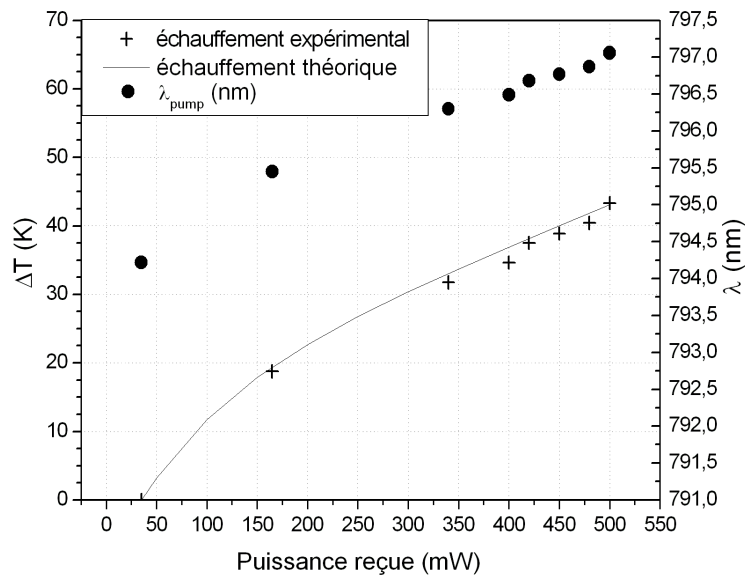


FIG. 5.6 – *Echauffement de la structure MOR5137 et comparaison avec la théorie*

l'expérience pour les puissances plus élevées. C'est probablement dû à un écart du diamètre de pompage entre la valeur utilisée et la valeur réelle, ceci influence la densité de porteurs et donc l'échauffement dû à la recombinaison non radiative. Elle est sans doute surestimée pour des puissances faibles.

5.3 L'échantillon MOR5317, sculpture de la réponse optique

5.3.1 Fenêtre de pompage

5.3.1.1 Défauts de la structure précédente

L'échantillon MOR5137 n'émet pas de lumière laser en pompage large par la diode fibrée, le chauffage dégradant trop les propriétés de la cavité, ce qui a empêché l'étude des effets non-linéaires transverses. Cette structure présente principalement deux inconvénients qui limitent son étude en injection cohérente.

Premièrement, La configuration de l'expérience présentée en figure 5.8 est telle que le fais-

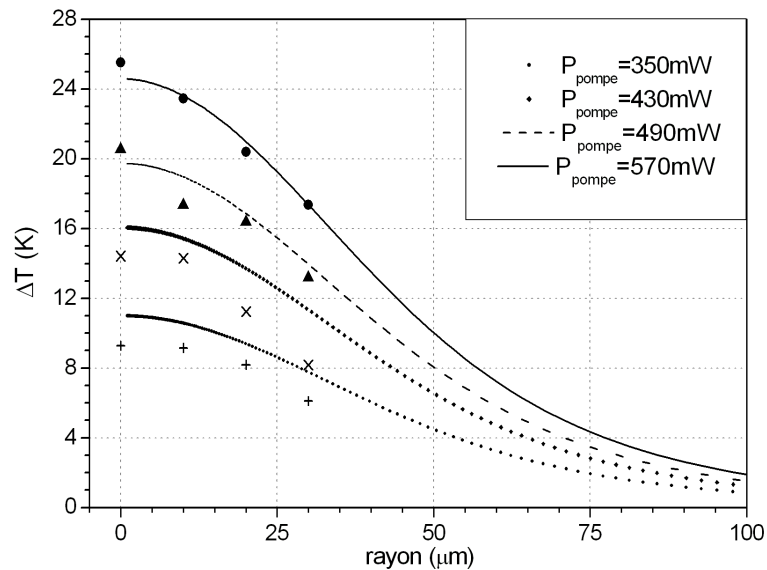


FIG. 5.7 – *Distribution transverse de l'échauffement : comparaison entre la théorie et l'expérience pour l'échantillon MOR5137*

ceau de pompe est concentré sur une tâche de diamètre 120 microns ou moins à l'aide d'un objectif de microscope. Cette configuration oblige à prendre en compte les effets d'ouverture numérique résultant de la focalisation. Comme le spectre de la structure est sensible à l'angle du faisceau entrant, et que la résonance d'absorption est étroite, elle limite d'autant l'ouverture numérique utile de la pompe.

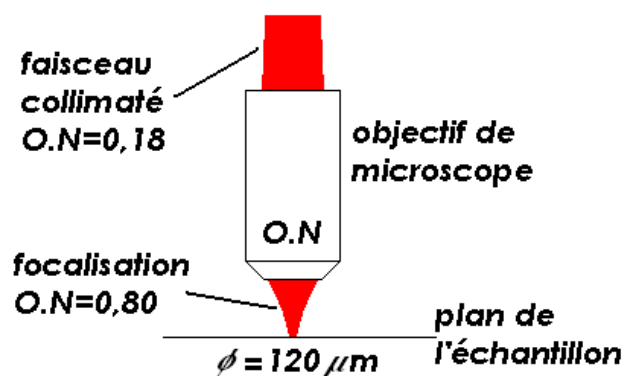


FIG. 5.8 – *Schéma de l'effet de l'ouverture numérique de l'objectif sur le pompage de l'échantillon.*

Deuxièmement, cette structure n'est pas exempte de chauffage résiduel comme l'ont prouvé la mesure et corroboré le calcul. Cette structure possédant deux miroirs a des résonances d'ab-

sorption assez étroites du fait du grand nombre de paires dans les miroirs de Bragg. Le pompage doit donc s'effectuer à une longueur d'onde compatible avec l'un des minima de réflectivité. Pour garder la même efficacité d'absorption, la résonance d'absorption n'autorise de décalage spectral de la pompe par rapport à ce maximum que d'un ou deux nanomètres, ce qui rend l'efficacité de pompage sensible au chauffage. La séquence d'allumage/extinction du laser présentée à la figure 5.9 présente des oscillations à des fréquences de l'ordre de quelques kHz. Nous l'attribuons à des fluctuations d'absorption dûs à l'échauffement et au refroidissement successifs qui décalent les propriétés spectrales de la cavité et par conséquent changent la valeur du pompage en permanence et de manière chaotique. A pompe constante, comme la structure chauffe malgré tout, ses caractéristiques spectrales se déplacent vers le rouge rendant moins efficace l'absorption, refroidissant alors le milieu qui voit ses caractéristiques spectrales revenir vers le bleu. La pompe à longueur d'onde fixe, est successivement bien et mal absorbée, il se crée alors une émission instable en puissance. L'étroitesse spectrale de la résonance d'absorption empêche d'utiliser une source large spectralement comme la diode de puissance car la largeur spectrale de celle-ci ($3nm$) dépasse la largeur spectrale du pic d'absorption.

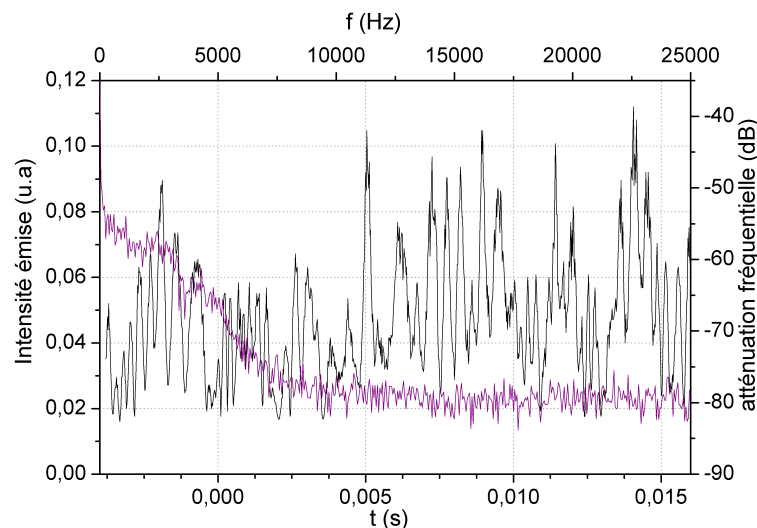


FIG. 5.9 – séquence d'allumage/extinction laser de l'échantillon MOR5137 en pompage constant, le décalage vers le rouge dû au chauffage diminue l'absorption et crée ainsi des fluctuations de puissance émise

5.3.1.2 Objectifs de l'optimisation

L'optimisation de la structure répond à deux nécessités : augmenter l'efficacité d'absorption de la pompe et rendre la cavité insensible au décalage spectral de la pompe.

Pour augmenter l'efficacité d'absorption de la pompe, la structure doit avoir une fenêtre spectrale de pompage où l'absorption reste constante [36, 37], autorisant des largeurs spectrales de pompe de 1 ou 2nm et rendant la structure insensible aux grandes ouvertures numériques de la pompe. Une telle structure possède une fenêtre de pompage caractérisée par un minimum de réflectivité et de transmission correspondant à un maximum d'absorption, constant sur toute la largeur spectrale de la fenêtre. Une telle structure devient insensible au décalage spectral ainsi qu'aux effets d'ouverture numérique de l'expérience.

Pour que le système soit moins sujet à l'échauffement, il faut minimiser la transmission de la pompe dans le substrat pour diminuer le plus possible le chauffage par celui-ci.

C'est la périodicité des miroirs de Bragg qui crée les oscillations de réflectivité de bord de stop-band. Afin d'avoir une réflectivité exempte d'oscillations sur une certaine plage de longueurs d'ondes, il faut donc relâcher la contrainte de périodicité des épaisseurs de couches dans les miroirs de Bragg.

5.3.1.3 Principe de la méthode d'optimisation

On parlera désormais de VCSEA ("Vertical Cavity Semiconductor Optical Amplifier") et non plus de VCSEL car les performances laser des structures optimisées sont annexes pour caractériser le régime d'amplification.

On introduit une structure VCSEA idéale qui comporte une fenêtre de pompage et une résonance à une longueur d'onde déterminée [10]. On introduit une fonction d'erreur qui mesure l'écart entre les caractéristiques idéales et les caractéristiques calculées. La fonction d'erreur choisie est l'écart quadratique entre les réflectivités, transmissions et/ou absorption visées et celles calculées sur la structure-test.

$$\xi(\vec{l}) = \sum_{\lambda_c} \alpha_c \left[R(\vec{l}, \lambda) - R_c(\vec{l}, \lambda) \right]^2 + \beta_c \left[T(\vec{l}, \lambda) - T_c(\vec{l}, \lambda) \right]^2 + \gamma_c \left[A(\vec{l}, \lambda) - A_c(\vec{l}, \lambda) \right]^2 \quad (5.1)$$

avec \vec{l} le vecteur contenant les épaisseurs de toutes les couches, R_c , T_c et A_c les réflectivités, transmissions et absorption visées, α_c , β_c et γ_c sont des poids ajustables pour favoriser l'une ou l'autre des composantes. La méthode d'optimisation consiste à faire varier les épaisseurs des couches qui composent les miroirs avant et arrière. Le programme développé au laboratoire teste la fonction d'erreur pour différentes épaisseurs des couches. Le programme choisit de nouvelles épaisseurs par la méthode du Simplex. La structure retenue est celle qui minimise la fonction $\xi(\vec{l})$. Il est ainsi possible de choisir des poids différents suivant les longueurs d'onde. L'intérêt de différencier les poids est de pouvoir donner plus d'importance à la valeur de la réflectivité à la longueur d'onde de résonance qu'à une autre par exemple. On choisit les poids associés aux valeurs de réflectivité, transmission et absorption visées afin que le programme converge vers une solution la plus proche de la structure visée.

5.3.2 Résultats expérimentaux

5.3.2.1 Premiers résultats expérimentaux

Le VCSCOA visé comporte une fenêtre de pompage large de $30nm$ où la réflectivité est constante et la résonance de cavité est autour de $880nm$.

La structure calculée par la méthode du Simplex est constituée d'une cavité avec une épaisseur optique λ de $GaAs$ et des espaceurs de chaque côté de la zone active d'épaisseur totale λ en $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ qui absorbent la pompe et augmentent ainsi l'absorption totale de la structure. Les porteurs créés dans les espaceurs recombinent rapidement dans la zone active et augmentent la densité de porteurs utile. Les miroirs aperiodiques sont constitués d'un empilement de couches d'alternance $AlAs/Al_{0.225}Ga_{0.775}As$ et d'épaisseurs variables qui font 59 et 34 couches pour les miroirs arrière et avant respectivement. L'empilement des couches est présenté en figure 5.10.

Les réflectivités simulées et expérimentales de la structure épitaxiée sont présentées à gauche

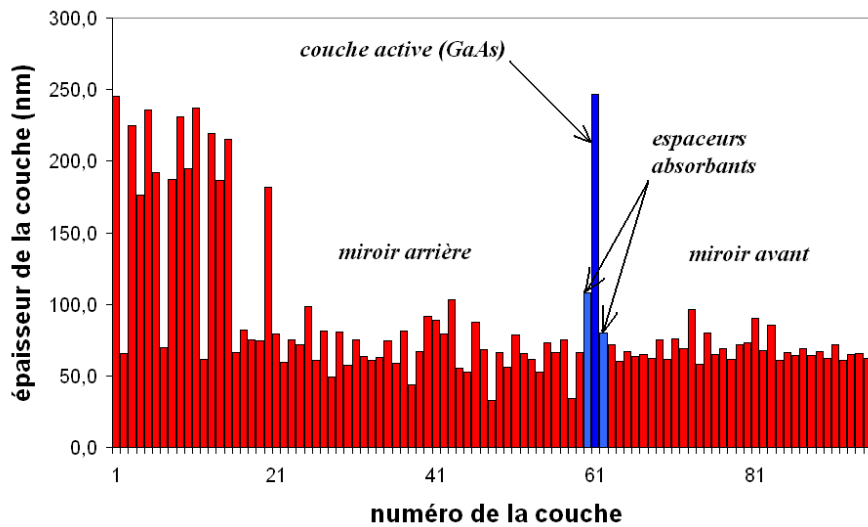


FIG. 5.10 – Structure de l'empilement MOR5317 : épaisseurs des couches.

sur la figure 5.11 et attestent d'un très bon accord de la théorie avec l'expérience, ceci valide l'approche d'optimisation des épaisseurs des couches des miroirs.

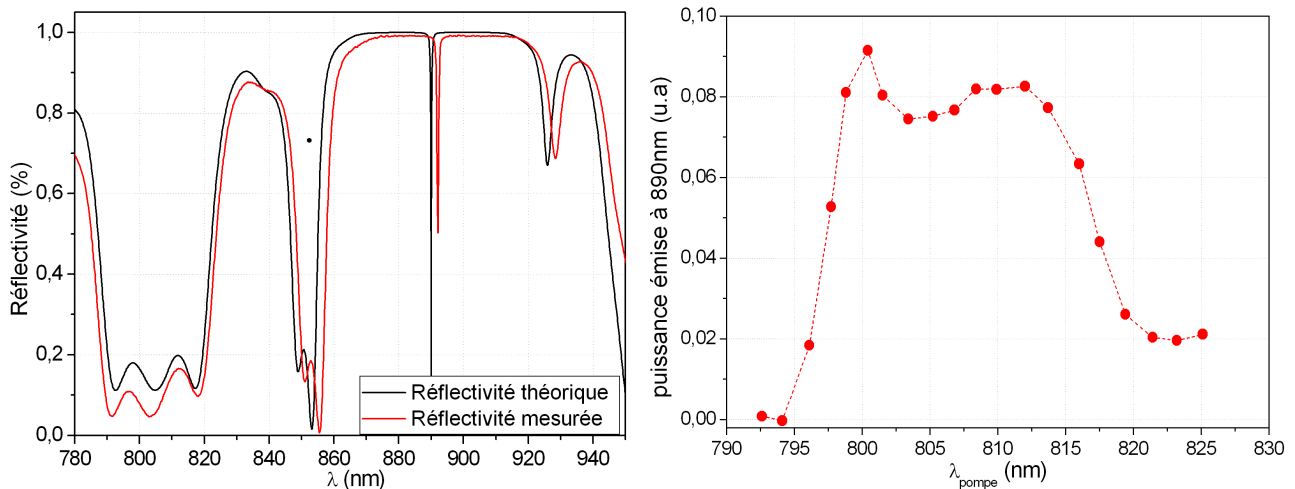


FIG. 5.11 – A gauche : spectres de réflectivité calculé et expérimental de l'échantillon MOR5317-18. A droite : émission laser pour différentes longueurs d'onde de pompe.

Pour caractériser la fenêtre de pompage, on pompe grâce à un laser Ti :Sa sur un diamètre de $30\mu m$, l'émission laser est quasi-constante en puissance quand on varie la longueur d'onde de pompe dans la fenêtre de pompage (Fig.5.11 à droite). Cette mesure atteste d'une absorption quasi-constante sur la plage de longueurs d'ondes de la fenêtre de pompage ce qui valide la méthode d'optimisation.

Les cartographies (Fig.5.12) montrent que la longueur d'onde de résonance au centre est trop haute, elle est autour de $906nm$, la flèche blanche indique la position de la résonance sur l'échantillon. Il faudra travailler avec des parties périphériques où la résonance est plus basse et les gradients d'épaisseurs sont plus importants.

On utilise la diode fibrée pour pomper l'échantillon sur un diamètre de $80\mu m$. La pompe fonctionne en pulsé, les impulsions sont longues de $100\mu s$ et la période est de $500\mu s$, ce qui permet un refroidissement de la structure entre les impulsions de pompe. La courbe d'émission laser est la courbe en noir présentée en figure 5.13. Elle présente un seuil relativement mou et assez élevé, vers $1,03W$ de puissance de pompe ce qui correspond à une densité de puissance de $10,5kW.cm^{-2}$.

5.3.2.2 Polissage mécanique du substrat

La caractéristique laser présentée en figure 5.13 montre qu'un échauffement non négligeable a tout de même lieu dans le milieu actif de la structure. Dans le but d'évacuer mieux la chaleur, on se propose d'amincir le substrat pour diminuer la résistance thermique d'accès à la zone active. La méthode utilisée pour amincir est un polissage mécanique aidé par de la silice colloïdale en poudre de $3\mu m$. Le polissage permet de réduire l'épaisseur du substrat de $350\mu m$ jusque $100\mu m$. L'échantillon est ensuite collé à l'aide de laque à l'argent sur une plaque de cuivre. Dans l'idéal, il faudrait enlever tout le substrat mais l'échantillon ne ferait plus que $10\mu m$ d'épaisseur et serait alors impossible à manipuler avec des pinces, le *GaAs* étant cassant. En effet, l'absorption résiduelle dans le substrat de la pompe transmise par la structure responsable en partie du chauffage ne se fait que sur les 10 ou 20 premiers microns derrière la structure. La méthode d'amincissement ne permet pas de s'affranchir de la source de chauffage du substrat, mais le thermostat est rapproché de la zone active.

La caractéristique d'émission laser en bleu sur la figure 5.13 montre que l'amincissement améliore les performances d'émission laser de la structure. Le seuil est beaucoup plus bas, vers $550mW$ de pompe sur un diamètre de $80\mu m$ et dans les mêmes conditions pulsées que précédemment, soit une densité de puissance de $5,5kW.cm^{-2}$. L'amincissement du substrat a

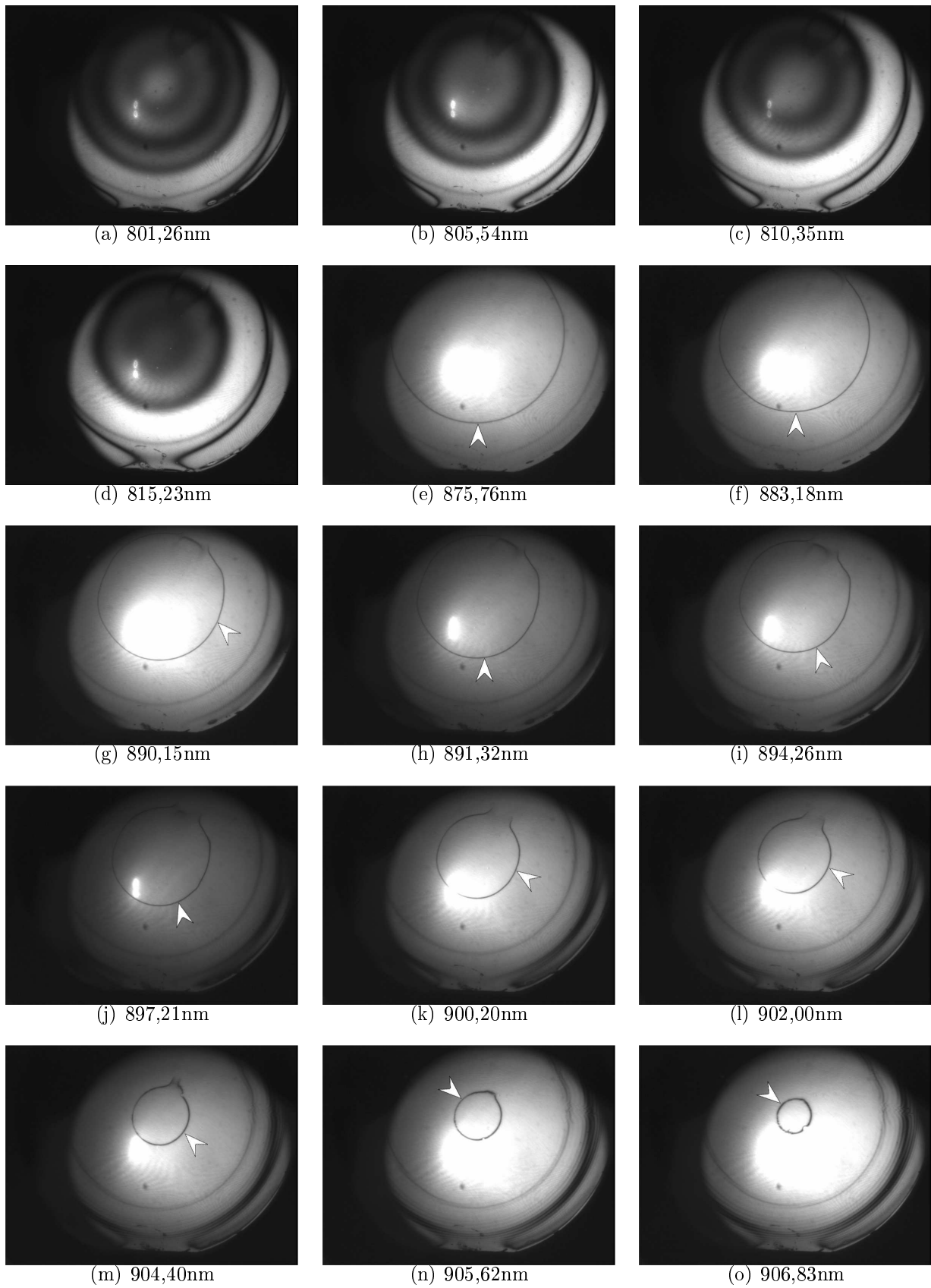


FIG. 5.12 – Images de cartographie de la structure MOR5317-18.

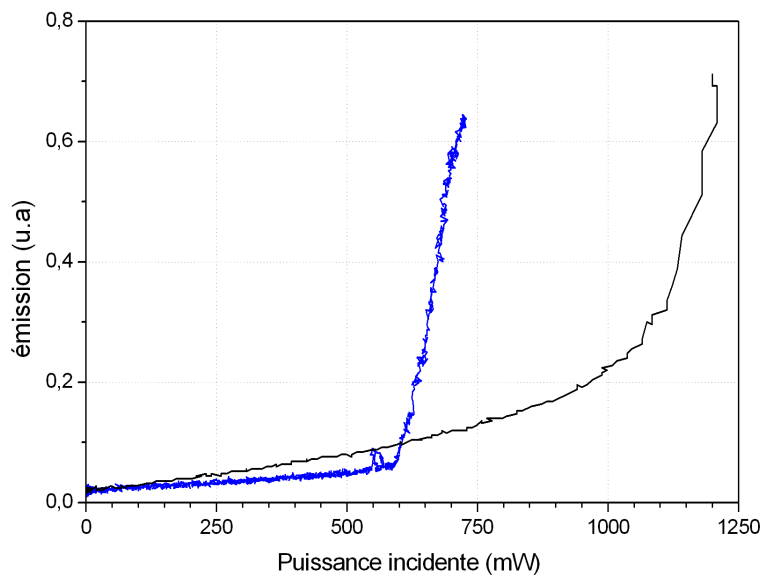


FIG. 5.13 – Comparaison des seuils de pompage avec ou sans amincissement du substrat.

amélioré le seuil laser d'un facteur deux, et la rupture de pente au seuil est beaucoup plus nette.

La séquence des modes transverses observés en champ proche (Fig.5.14) montre que dans le cas d'un pompage large de $80\mu m$ le champ laser se construit progressivement et les modes transverses mis en jeu finissent par occuper toute la surface pompée jusqu'à ce que le profil transverse ressemble à une fleur [29, 59, 21, 90] témoignant de la présence de modes transverses d'ordre azimuthal élevé. Toutefois, la puissance émise est faible puisqu'elle ne dépasse pas quelques centaines de μW .

Pour caractériser l'effet de la température sur l'émission laser, on pompe l'échantillon à l'aide du Ti :Sa sur un diamètre d'environ $30\mu m$. Le chauffage de la structure est responsable de la saturation de la puissance optique émise comme présenté à la figure 5.15. C'est le "rollover" qui apparaît au-delà du seuil laser quand la puissance optique émise diminue alors que le pompage augmente [77, 78]. Le seuil laser est différent d'une température de consigne imposée au substrat à l'autre car la longueur d'onde de pompe n'a pas été ajustée pour maximiser la puissance émise pour les différentes courbes de la figure et donc l'absorption est un peu différente à chaque fois : en conséquence les puissances de seuil laser ne sont pas vraiment comparables. Néanmoins le phénomène de "rollover" est beaucoup plus visible à $33^{\circ}C$ qu'à $2^{\circ}C$.

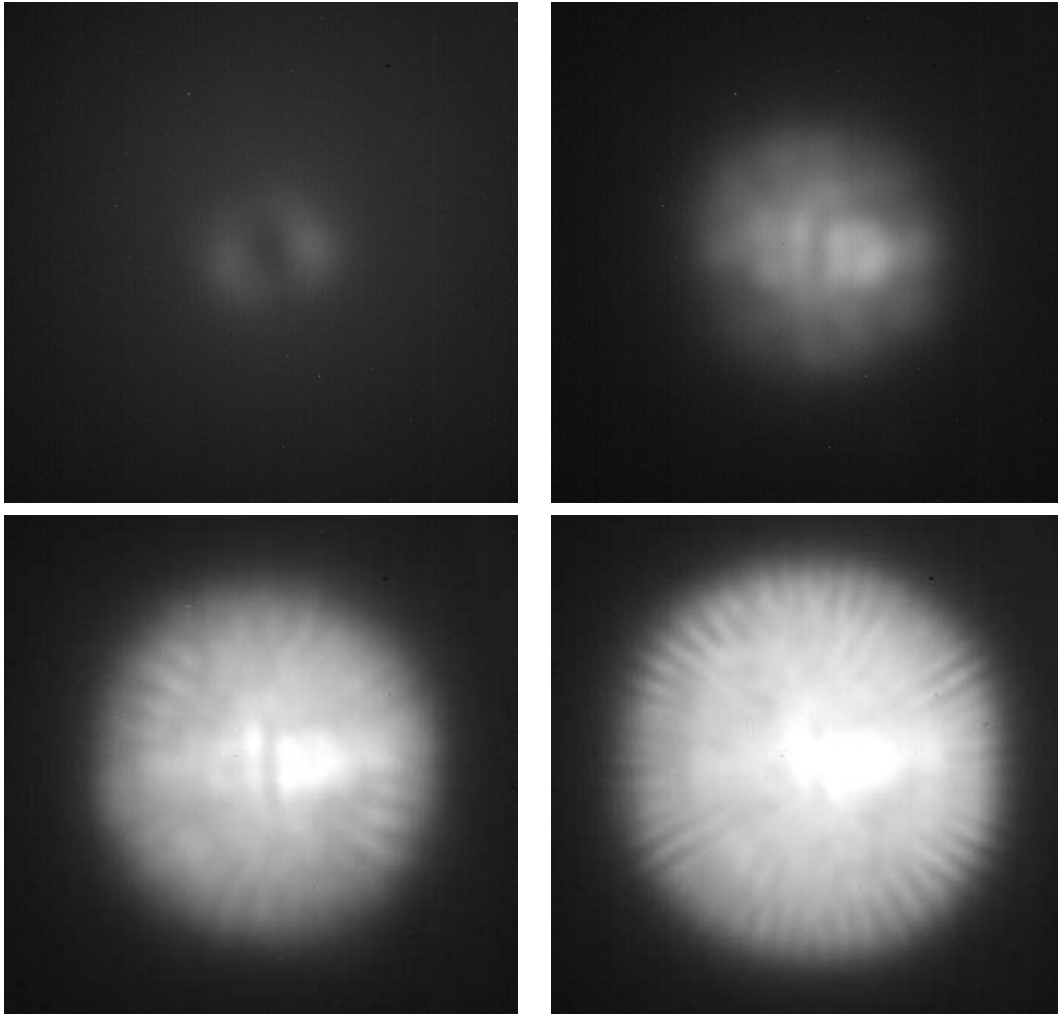


FIG. 5.14 – Séquence des modes laser transverses pour un pompage de 80 microns.

Pour mieux comprendre l'effet du chauffage sur l'émission laser, on impose une température de consigne au substrat en pompage pulsé ($100\mu s/500\mu s$) et on mesure le temps de l'émission laser avant l'extinction, c'est en quelque sorte une mesure dynamique du "rollover". Les résultats sont présentés en figure 5.16. La puissance de pompe a une valeur supérieure aux seuils laser pour les différentes températures de consigne du substrat ce qui permet de négliger la moindre absorption pour différentes températures de consigne. Les résultats montrent une décroissance exponentielle du temps d'émission laser avec l'augmentation de la température de consigne appliquée au VCSCOA aminci et collé. Il est a priori possible d'obtenir l'effet laser en continu avec une température de consigne faiblement négative impossible à atteindre dans la configuration présente de l'expérience.

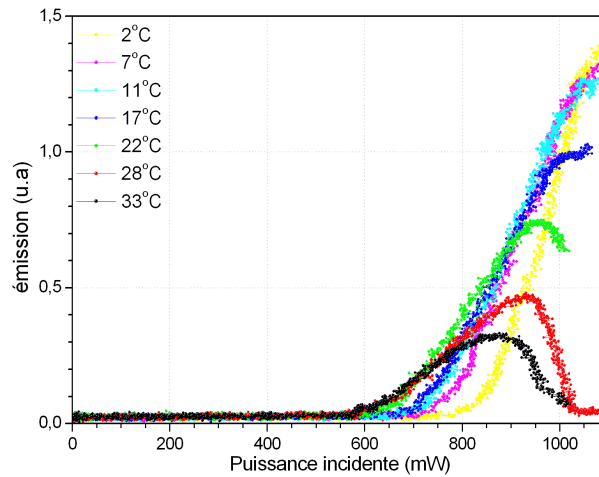


FIG. 5.15 – Puissance laser émise pour différentes températures de consigne du substrat

La technique de polissage a permis d'améliorer les performances d'émission de l'échantillon MOR5317 mais l'expérience non-linéaire en injection optique n'a rien donné. Il faut sans doute aller plus loin dans la limitation de l'échauffement de la structure.

5.4 L'échantillon MOR5518-19, une sculpture de la réponse optique améliorée

5.4.1 Les limites de la méthode d'optimisation globale

La structure MOR5518-19 est un VCSCOA comme l'échantillon MOR5317, il possède une longueur d'onde de résonance vers $880nm$ et une fenêtre de pompage pour maximiser l'absorption et minimiser la transmission dans le substrat. La méthode d'optimisation des coefficients optiques de la cavité utilisée jusque là ne permet pas de différencier dans la fonction d'erreur les caractéristiques de la face avant de celles de la face arrière. Pourtant, la lumière émise par la cavité sort préférentiellement par la face qui a la moins grande réflectivité, soit la face avant dans un rapport

$$\sigma = \frac{T_F}{T_{moyen}}$$

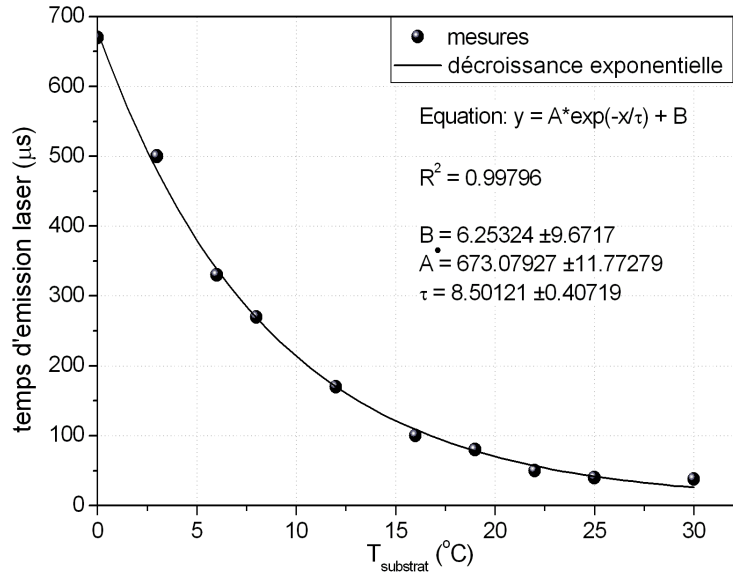


FIG. 5.16 – Temps d'émission laser pour un rapport cyclique de pompe donné en fonction de la température imposée au substrat. et ajustement exponentiel décroissant

σ est le rapport de dissymétrie avant/arrière avec $T_{moyen} = \frac{T_F + T_B}{2}$ défini au paragraphe 2.2.4.

Pour améliorer le critère d'optimisation, on caractérisera indépendamment les performances idéales souhaitées pour les miroirs avant et arrière de manière à mieux contrôler les paramètres de la microcavité.

5.4.2 La méthode d'optimisation par miroir

La fonction d'erreur ξ recombine les fonctions ξ_{av} et ξ_{ar} pour les miroirs avant et arrière ainsi que ξ_{tot} pour la cavité entière qui utilisent la formule 5.1. La reconstruction de la cavité à partir des miroirs calculés est rendue nécessaire par le calcul de son absorption totale. On affecte à ces fonctions des poids η_{av} , η_{ar} et η_{tot} adaptables.

$$\xi(\vec{l}) = \eta_{av}\xi_{av}(\vec{l}_{av}) + \eta_{ar}\xi_{ar}(\vec{l}_{ar}) + \eta_{tot}\xi_{tot}(\vec{l}_{tot})$$

L'utilisateur affecte un poids à l'erreur globale de chaque miroir et la somme de ces fonctions d'erreur construit une valeur globale à minimiser. L'avantage de cette méthode est de pouvoir

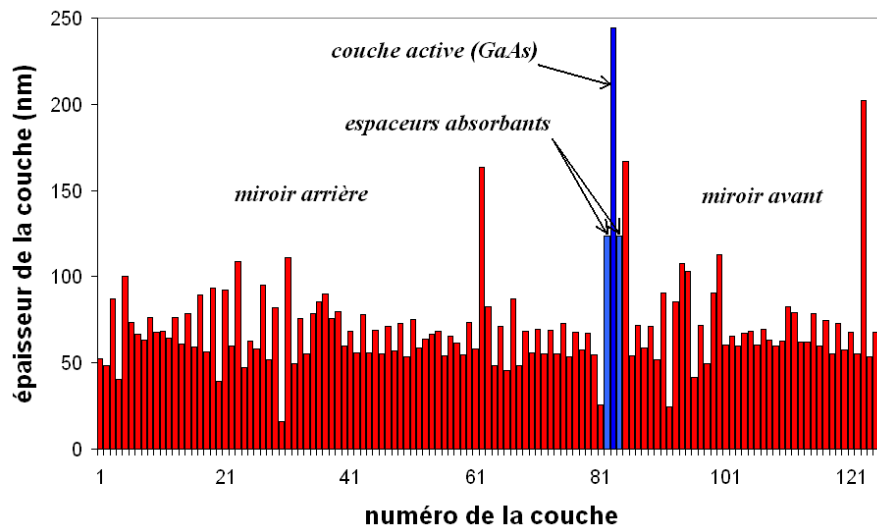


FIG. 5.17 – Structure de l'empilement de l'échantillon MOR5518-19

distinguer miroir avant et arrière dans le cas de la réflectivité à la longueur d'onde de résonance. On peut donc choisir la réflectivité des miroirs individuellement pour avoir à la fois un seuil laser assez bas et une dissymétrie marquée entre l'avant et l'arrière. Il faut affecter un poids assez élevé aux valeurs cibles de ces réflectivités pour être sûr de l'atteindre dans les simulations.

De plus, dans la fenêtre de pompage, le miroir avant doit avoir une transmission maximale et le miroir arrière une réflectivité maximale pour assurer une meilleure absorption sans les effets néfastes éventuels de la méthode d'optimisation globale.

La structure calculée est présentée sur le schéma 5.17. Le miroir arrière est composé de 81 couches et le miroir avant de 42 couches. La zone active est de longueur 2λ , une couche d'épaisseur λ de *GaAs* est entourée de 2 couches absorbantes $\lambda/2$ en $Al_{0,07}Ga_{0,93}As$. Ces couches absorbent la pompe, sont transparentes à la longueur d'onde de cavité et recombinent les porteurs dans la couche active de *GaAs*, ceci a pour but d'améliorer l'efficacité de pompage par accroissement de la densité de porteurs.

Les résultats de la procédure d'optimisation sont présentés sur la figure 5.18. La réflectivité du miroir avant à la longueur d'onde de cavité de 880nm est de 0,96 et celle du miroir arrière de 0,99. On calcule ainsi

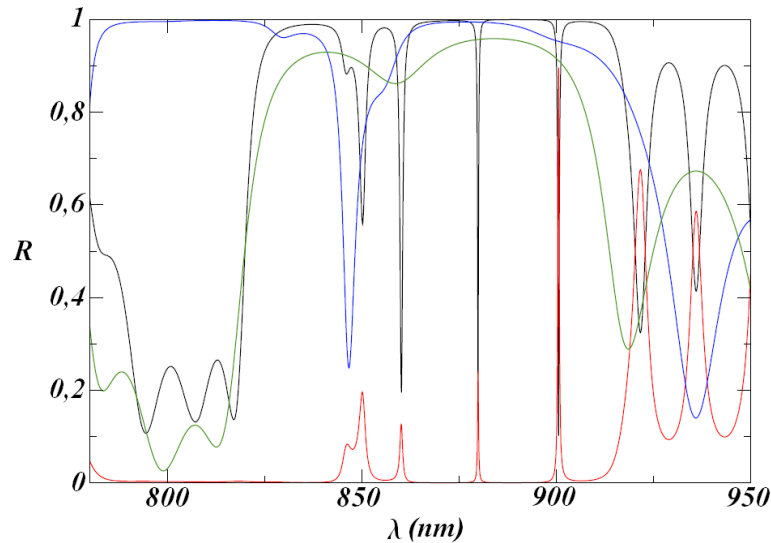


FIG. 5.18 – Réflectivité théorique des miroirs avant et arrière de la structure MOR5518-19 en vert et bleu respectivement, réflectivité de la structure complète en noir et transmission globale en rouge.

$$\sigma = \frac{2 * 0,04}{0,01 + 0,04} = 1,6$$

Par conception, la dissymétrie entre la face avant et la face arrière favorise l'émission par l'avant. La fenêtre de pompage optique est une échancrure dans la réflectivité du miroir avant d'à peu près 30nm de large. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec le calcul comme le montre la figure 5.19. Il y a un petit décalage spectral dû à la marge d'erreur sur les épaisseurs des couches lors de l'épitaxie. On note la présence d'oscillations de réflectivité qui proviennent d'une couche de *GaAs* de 10nm rajoutée à la fin de l'épitaxie pour stopper l'oxydation des couches des miroirs par l'air, cette couche n'ayant pas été simulée lors du processus d'optimisation.

5.4.3 Les observations expérimentales

Le spectre FTIR de l'échantillon MOR5518-19 obtenu et présenté sur la figure 5.19 est la première caractérisation expérimentale que l'on effectue car elle sert à comparer le spectre expérimental en sortie d'épitaxie avec le spectre théorique de la cavité optimisée. La seconde

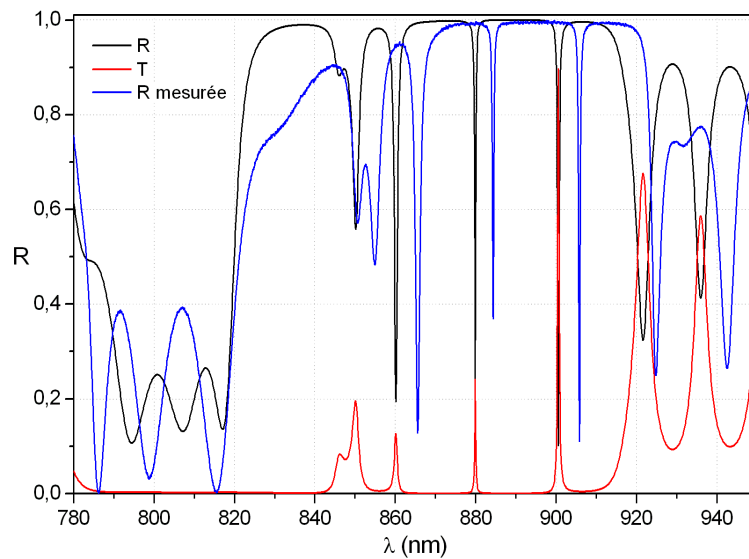


FIG. 5.19 – *Réflectivité théorique comparée à la réflectivité expérimentale de la structure en bleu.*

caractérisation, complémentaire de la précédente, consiste à cartographier l'échantillon pour reconnaître les zones utiles de l'échantillon. Sur les figures 5.20, en noir apparaissent les zones d'absorption. Elle donne une caractérisation spatiale à longueur d'onde fixe permettant de caractériser l'homogénéité spatiale de l'épitaxie alors que le spectre FTIR donne une caractérisation locale du spectre de réflectivité. Les deux mesures se recoupent si l'on choisit plusieurs longueurs d'onde pour la cartographie ou plusieurs endroits pour le spectre FTIR.

Les photos de cartographie (Fig.5.20) montrent que l'épitaxie est parfaitement homogène car les anneaux sont bien concentriques sur toute la surface même si on ne présente ici que la moitié de l'échantillon, de plus elle est légèrement bombée vers le centre. La longueur d'onde de la cavité, repérée par une flèche blanche sur les photos, est à peu près 885nm au centre de l'échantillon. Lorsqu'on augmente la longueur d'onde de $860,48\text{nm}$ à $884,62\text{nm}$ le cercle noir rétrécit progressivement témoignant du gradient causé par l'épitaxie. Les figures aux longueurs d'onde $813,96\text{nm}$, $798,59\text{nm}$ et $786,15\text{nm}$ permettent de repérer les minima de la fenêtre de pompage.

Jusqu'à présent, pour s'assurer que l'échantillon est capable d'atteindre en pompage une valeur de 95% du seuil d'émission laser, on tente de le dépasser et ceci pour le diamètre de

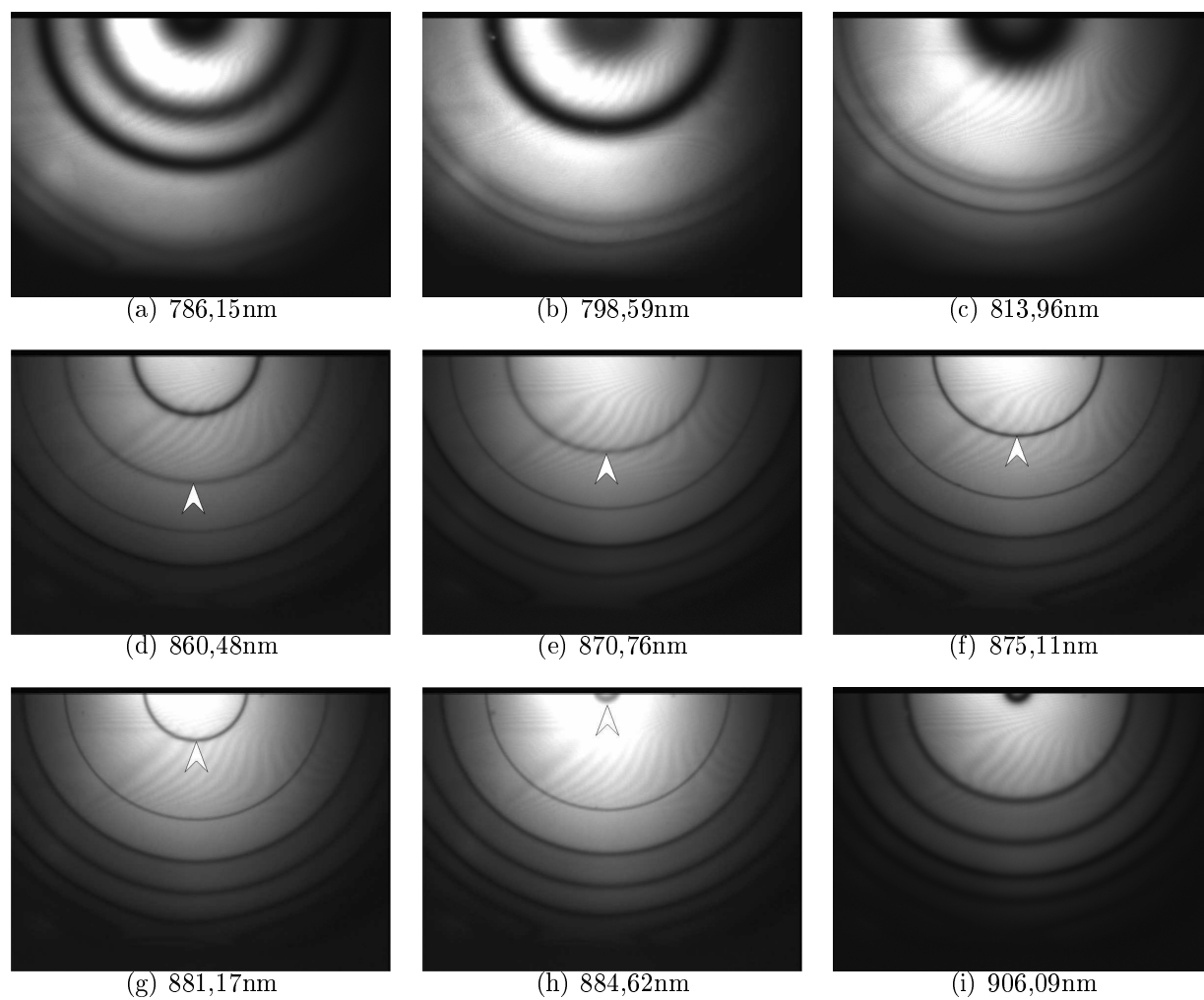


FIG. 5.20 – Images de cartographie de la structure MOR5518-19.

pompage le plus large possible. Ceci est rendu possible par la diode laser fibrée qui permet un pompage relativement plat sur des diamètres de $80\mu m$, de $150\mu m$ et de $300\mu m$ suivant l'objectif de microscope utilisé pour la focalisation sur l'échantillon. Sur la figure 5.21a, on peut observer à la caméra CCD infrarouge le champ proche de l'émission laser de la structure MOR5518-19 en pompage large ($80\mu m$).

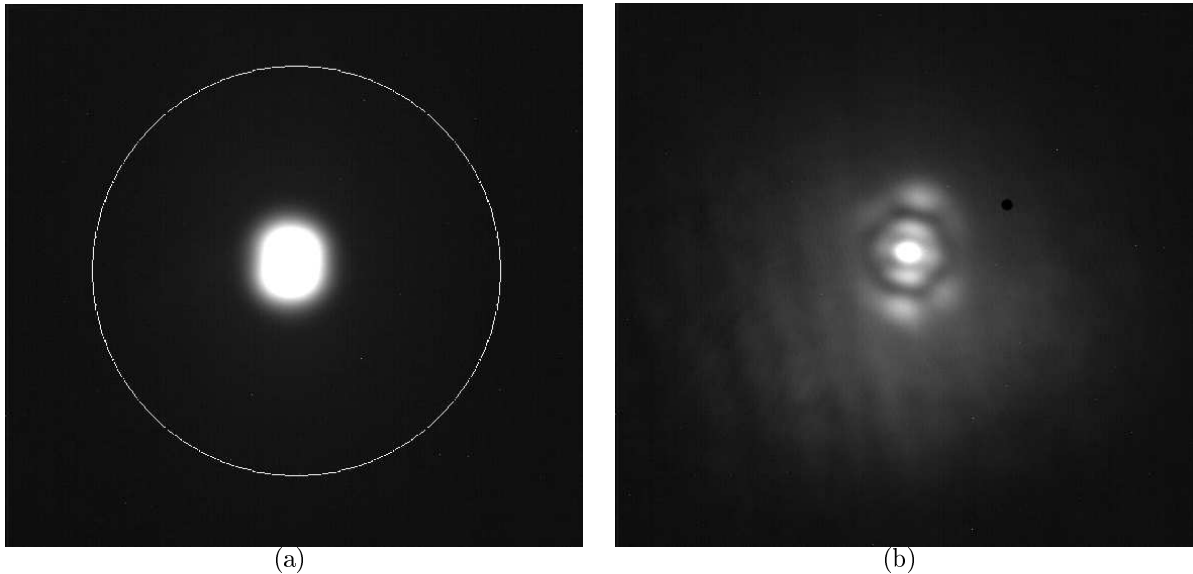


FIG. 5.21 – (a) : émission laser en champ proche, le cercle indique la zone de pompage qui fait $80\mu m$, (b) : motif hexagonal obtenu avec l'échantillon MOR5518-19

On se place en pompage large ($80\mu m$) sous le seuil laser et en injection cohérente encore plus large ($> 200\mu m$) et on observe l'émission en champ proche. Sur la figure 5.21b, on observe le premier motif transverse. Le faisceau d'injection est très proche de la résonance de cavité en longueur d'onde et de très faible intensité si bien qu'il n'est pas visible sur la photo tandis que la pompe excite le VCISOA au-delà de la transparence et sous le seuil laser. Le motif a une forme hexagonale mais son extension est limitée à la zone centrale et il est centré sur l'axe de symétrie de la pompe. En effet plus le diamètre de pompage est petit et plus le gradient de température dû à la diffusion se fait ressentir au centre de la zone d'expérience (cf Fig.4.2). Dans le cas de l'échantillon MOR5518-19, seule la zone centrale peut atteindre les conditions d'obtention de structures transverses. Avec un pompage plus intense, on chauffe trop, et quand la pompe est moins forte, on n'atteint plus les conditions requises.

Les efforts effectués en matière de réduction du chauffage et de limitation de ses effets néfastes commencent à porter leurs fruits puisque l'échantillon MOR5518-19 permet d'observer la formation de motifs en condition d'injection. Il n'a malheureusement pas été possible d'observer des structures localisées. Le chauffage causé par le substrat est encore l'effet prédominant, la structure suivante utilise un report sur un substrat de plus grande conductivité thermique et transparent à la longueur d'onde de la pompe pour éliminer cette source de chauffage.

5.5 Conception d'une structure VCSEA optimisée pour l'optique non-linéaire transverse

Dans le but d'obtenir des motifs transverses et des solitons de cavité en pompage optique, la structure VCSEA doit remplir certaines conditions. La conception doit tenir compte des conditions de paramètres issus des équations et des avancées effectuées concernant l'évacuation et la limitation de la chaleur produite. La mise au point d'un procédé de collage effectuée au laboratoire et présentée en annexe B a rendu possible le report d'une structure épitaxiée de quelques dizaines de microns sur un substrat de *SiC*. C'est cette méthode qui est mise à profit ici pour améliorer l'évacuation de la chaleur de la zone active. En effet la conductivité thermique du *SiC* est six fois meilleure que celle du *GaAs* à température ambiante.

5.5.1 Critères théoriques et pratiques

5.5.1.1 Critères théoriques

Les équations non-linéaires développées au chapitre 2 et les simulations faites pour différentes valeurs des paramètres de bistabilité C , le facteur de Henry α et le pompage Λ en particulier montrent qu'un bon compromis entre ces différentes valeurs de paramètres est obtenu quand le paramètre de bistabilité C est voisin de 0,5. En effet, une valeur supérieure impliquerait une trop faible excursion de la région amplificatrice par le paramètre de pompage. Le régime actif amplifié est défini au paragraphe 2.2.3 par l'équation 2.8

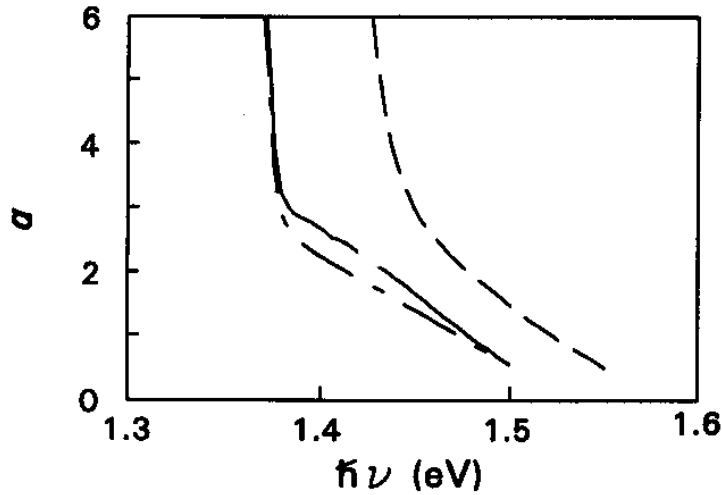


FIG. 5.22 – Variation du facteur de Henry avec l'énergie de photon $\hbar\nu$ selon la théorie à N corps (trait plein), théorie porteurs libres (tirets) et porteurs libres avec renormalisation du bandgap ad hoc (sans effets coulombiens, tirets-points) pour $N = 4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Extrait de [23]

$$1 < \Lambda < 1 + \frac{1}{2C}$$

Cette première contrainte portant sur le paramètre de bistabilité C est expérimentale, la deuxième contrainte vient des caractéristiques du matériau actif lui-même. Si C était plus petit que 0,5, la bistabilité et l'instabilité de modulation seraient obtenues pour des valeurs trop grandes du paramètre α (Fig.5.22), le facteur de Henry, ce qui repousserait la résonance de cavité au-delà de 890nm , soit loin du maximum de gain du $GaAs$. Ceci obligerait à pomper plus fort et introduire un chauffage trop important.

On rappelle l'expression du paramètre de bistabilité C :

$$C = \frac{AL_A N_0}{2T}$$

Ces considérations concernant la valeur du paramètre de bistabilité impliquent une cavité d'une faible transmission moyenne, typiquement 1%. Avec $N_0 = 1,8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ la densité de porteurs à la transparence dans le $GaAs$, le milieu actif a une épaisseur de $L_A = 250 \text{nm}$, ce qui correspond à une épaisseur optique λ , le gain différentiel a une valeur $A = 2,16 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ et

T est la transmission moyenne des miroirs avant et arrière à la longueur d'onde de résonance de la cavité. Dans les équations du modèle de Fabry-Pérot présentées au paragraphe 2.2.1 les réflectivités des miroirs avant et arrière sont prises égales mais quand il y a une dissymétrie et qu'une des faces est moins réfléchissante que l'autre (pour favoriser un sens dans la direction d'émission amplifiée), on introduit dans les équations la réflectivité moyenne

$$R = \sqrt{R_F R_B} = \sqrt{(1 - T_F)(1 - T_B)} \approx 1 - \frac{T_F + T_B}{2}$$

d'où

$$T = 1 - R \approx \frac{T_F + T_B}{2}$$

La réflectivité moyenne est la moyenne géométrique des réflectivités des miroirs avant et arrière, celle-ci implique que la transmission moyenne est la moyenne arithmétique des transmissions avant et arrière.

On peut viser $C = 0,5$ ce qui constitue un bon compromis entre une plage d'amplification suffisamment étendue et une valeur réaliste du paramètre α comme on le verra au paragraphe suivant. Cette condition portant sur le paramètre de bistabilité concerne directement la transmission des miroirs avant et arrière à la longueur d'onde de la résonance de cavité. Les valeurs théoriques des transmissions avant et arrière sont $T_F = 0,014$ et $T_B = 0,005$, et donc finalement on a $T = 9,5 * 10^{-3}$, (cf Fig.5.30), on obtient alors $C = 0,52$.

5.5.1.2 Etude théorique de la bistabilité et de l'instabilité de modulation

Les équations pour le champ intra-cavité et les porteurs développées au sous-chapitre 2.2 sont utilisées ici avec les paramètres de bistabilité $C = 0,52$, $\alpha = 5$ et $\sigma = \frac{2T_F}{T_F + T_B} = 1,47$ défini au paragraphe 2.2.4.

Les résultats de l'étude de bistabilité sont présentés sur la figure 5.23a dans le plan $(|E|^2, \theta)$ pour différentes valeurs de pompe et en 5.23b dans le plan (Λ, θ) à différentes valeurs du champ intra-cavité. La bistabilité est présente à proximité du seuil laser ($\Lambda_{seuil} \approx 1,96$) et pour des

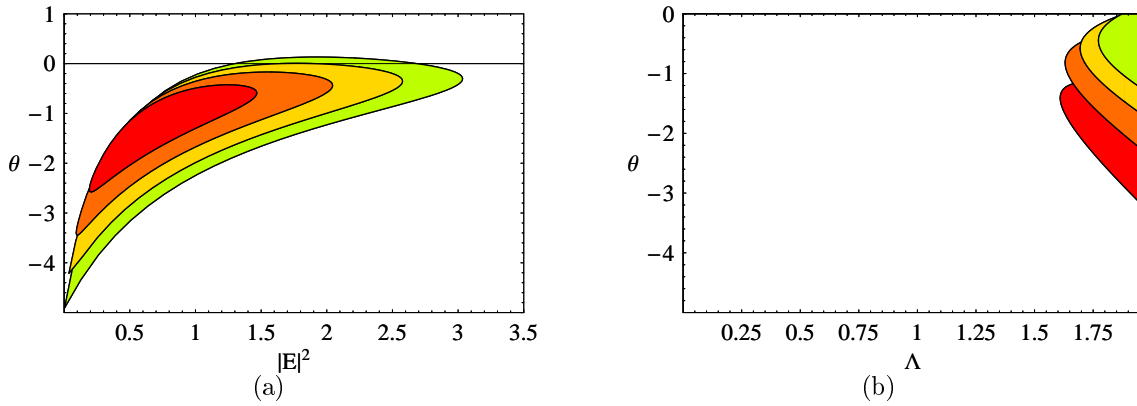


FIG. 5.23 – Domaines de bistabilité pour les paramètres $C = 0,52$ et $\alpha = 5$. (a) dans l'espace $(|E|^2, \theta)$ pour $\Lambda = 1,69; 1,78; 1,87; 1,95$ du rouge vers le vert clair respectivement. (b) dans l'espace (Λ, θ) pour $|E|^2 = 0,5; 1; 1,5; 2$ du rouge vers le vert clair respectivement

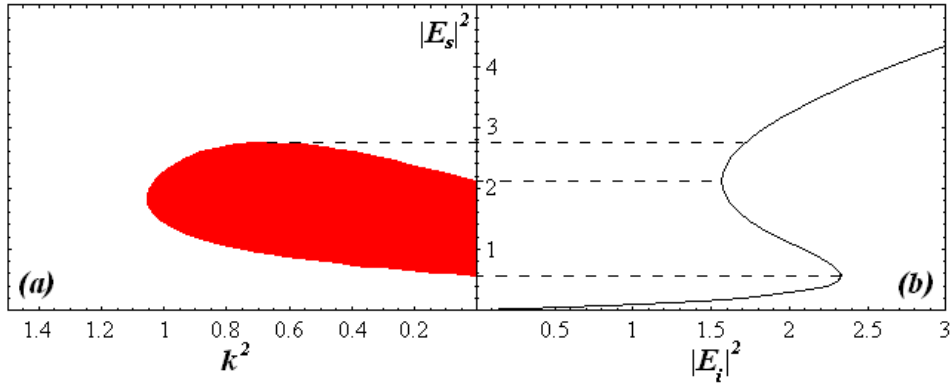


FIG. 5.24 – A gauche : extension du domaine de l'instabilité de Turing. A droite : état stationnaire correspondant. $C = 0,52$, $\theta = -1$, $\alpha = 5$, $\Lambda = 1,9$

valeurs de θ négatives.

$$\theta = \frac{\delta_0}{T} = \frac{2nL}{cT} (\omega_c - \omega_0) = \frac{2\pi}{\kappa} \left(\frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_0} \right)$$

donc $\theta < 0$ équivaut à $\lambda_0 < \lambda_c$, la longueur d'onde du faisceau se situe sur le flanc haute énergie de la résonance de la cavité.

Les conditions de stabilité des états homogènes établies au paragraphe 2.2.6 peuvent être étudiées dans ce régime de paramètres. Les résultats sont présentés à la figure 5.24.

Cette représentation montre la zone de bistabilité associée à la région instable de modulation. Le champ stationnaire intra-cavité n'est pas une grandeur directement accessible à l'expérience.

On peut cependant représenter la réflectivité de la structure en fonction du pompage, paramètre accessible à l'expérience et permettant une représentation plus facilement interprétable. On a représenté sur la figure 5.25 la réflectivité calculée avec l'expression fournie au paragraphe 2.2.4 et en *rouge* on représente les valeurs de réflectivité pour laquelle la solution homogène est instable vis-à-vis d'une perturbation spatiale. Il existe une région des paramètres dans le régime d'amplification et sous le seuil laser pour laquelle il y a bistabilité entre une branche de basse réflectivité et une branche de haute réflectivité, celle-ci étant instable de modulation et donc des états stables présentant des motifs transverses ou des états localisés (solitons de cavité) sont susceptibles de se former.

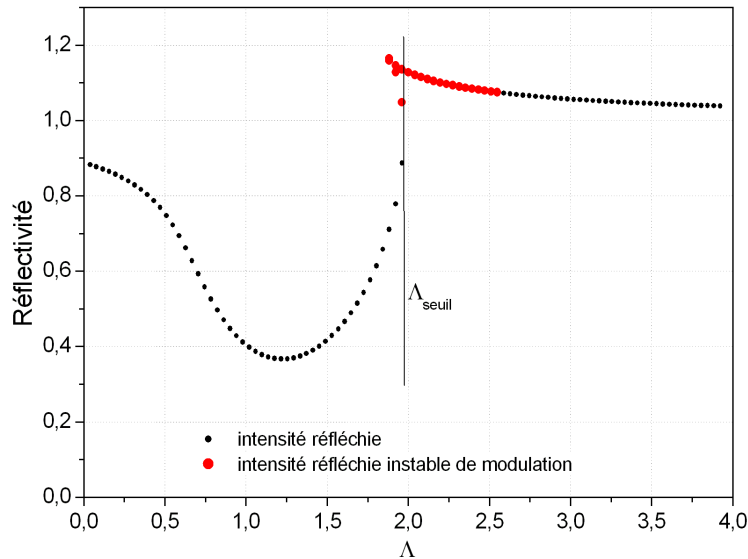


FIG. 5.25 – *Réflectivité de la cavité en fonction du pompage pour les paramètres $C = 0,52$; $\alpha = 5$; $\theta = -0,55$; $|E_I|^2 = 3,2$; $\sigma = 1,47$*

5.5.1.3 Critères pratiques

La structure VCSOA recherchée doit satisfaire à deux critères imposés par la configuration de l'expérience. Le premier est l'ouverture numérique de la pompe et le second est l'évacuation thermique.

Comme on l'a vu au paragraphe 5.3, pour s'affranchir des problèmes d'ouverture numérique introduits par le montage expérimental, il faut ouvrir une fenêtre de pompage dans la réflectivité

vers 800nm . En effet, un faisceau laser conserve son étendue de faisceau, c'est-à-dire le produit $O.N * \text{taille} = \text{constante}$. Cette constante est liée à la géométrie de la diode laser de pompe. Plus la zone pompée est petite et plus grande sera l'ouverture numérique du faisceau de pompe perçue par l'échantillon.

Le deuxième critère expérimental influençant la structure du VCSCOA est de nature thermique. L'évacuation de la chaleur produite s'est avérée insuffisante dans les échantillons précédents. En remplaçant le substrat de $GaAs$ par un substrat de SiC , on améliore sensiblement l'évacuation de la chaleur car la conductivité thermique est six fois supérieure (cf Tab.5.2). Dans le cas d'un VCSCOA reporté sur substrat de SiC , le faisceau de pompe transmis par le VCSCOA est entièrement absorbé par la couche d'alliage $Au - In_2$ qui sert au collage. On attend de ce genre de structure un bien moindre échauffement comme on va le voir au paragraphe suivant.

5.5.1.4 Evaluation de l'échauffement d'une structure-test

On va utiliser les équations du chapitre 4 pour prédire les performances d'échauffement du VCSCOA dont l'empilement des couches a été optimisé en tenant compte des critères précédemment avancés. La cavité VCSCOA dont on calcule l'échauffement aura des miroirs apériodiques car elle doit présenter une fenêtre de pompage élargie (voir au paragraphe 5.4.2). Cette structure sera collée sur substrat de SiC par l'alliage métallique $Au - In_2$, la réalisation expérimentale est détaillée au paragraphe 5.5.2.1 et le procédé en annexe (B). On se limitera à une étude en régime stationnaire.

Les expressions analytiques des matrices de propagation de la chaleur dans les miroirs avant et arrière ne se simplifient plus comme pour des miroirs de Bragg à cause de l'apériodicité des épaisseurs des couches. Néanmoins les épaisseurs trouvées après optimisation (figure 5.5.2.1) sont en moyenne quart d'onde. Autrement dit, pour plus de simplicité dans les calculs, on peut approximer les miroirs apériodiques par des miroirs de Bragg vis-à-vis de leur comportement thermique. La structure-test retenue est donc un VCSCOA avec un milieu actif d'épaisseur optique λ , un miroir de Bragg avant de 27 paires et un miroir arrière de 39 paires de couches d' $AlAs$ et de $GaAlAs$ d'épaisseurs optiques quart d'onde correspondant au nombre de couches

des miroirs de la structure, représentés par les matrices Ψ et Φ respectivement. La couche de collage est un alliage d'or-indium ($Au - In_2$) avec du titane (Ti), elle sera matérialisée par une couche de $300nm$ ayant les caractéristiques thermiques du titane. Le substrat transparent de SiC fait quant à lui $300\mu m$ d'épaisseur. Les équations de transfert s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_s(m) \\ \hat{\varphi}_s(m) \end{pmatrix} = \Psi^{-1} \begin{pmatrix} \hat{T}_{al}(0, m) \\ \hat{\varphi}_{al}(0, m) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_{Ti}(0, m) \\ \hat{\varphi}_{Ti}(0, m) \end{pmatrix} = \Phi \begin{pmatrix} \hat{T}_{al}(L_{al}, m) \\ \hat{\varphi}_{al}(L_{al}, m) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{T}_{SiC}(L_{SiC}, m) \\ \hat{\varphi}_{SiC}(L_{SiC}, m) \end{pmatrix} = M_{SiC} \begin{pmatrix} \hat{T}_{Ti}(L_{Ti}, m) \\ \hat{\varphi}_{Ti}(L_{Ti}, m) \end{pmatrix}$$

Les conditions aux limites sont les suivantes

$$\begin{aligned} \hat{\varphi}_s(m) &= 0 \\ \hat{T}_{SiC}(L_{SiC}, m) &= 0 \end{aligned}$$

L'intensité I_p de la pompe a un profil d'intensité plat

$$I_p(r) = \frac{P}{2\pi\omega^2} \Pi\left(\frac{r}{\omega}\right)$$

où ω est le rayon de la pompe, P la puissance de pompe incidente.

Dans la zone active, on introduit une source de chaleur proportionnelle à la puissance absorbée comme au paragraphe 4.4.2.1. La solution générale de l'équation de la chaleur, après transformation de Hankel, s'écrit :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{A_{za} \hat{I}_p(m)}{L_{za} C_{GaAs} \rho_{GaAs} D_{GaAs} m^2}$$

où A_{za}/L_{za} est le coefficient moyen d'absorption dans la zone active, C_{GaAs} la capacité calorifique massique du $GaAs$, ρ_{GaAs} sa masse volumique et D_{GaAs} sa diffusivité thermique.

On fait la même hypothèse pour la source de chaleur dans la couche d'alliage et la solution

$L_{AlAs}(\text{miroir})$	$73.9nm$
$L_{Al_{0.22}Ga_{0.78}As}(\text{miroir})$	$63.5nm$
λ_{AlAs}	$0.91W/cm/K$
$\lambda_{Al_{0.22}Ga_{0.78}As}$	$0.2W/cm/K$
L_{av}	$4.89\mu m$
L_{ar}	$7.02\mu m$
λ_{av}	$0.484W/cm/K$
λ_{ar}	$0.489W/cm/K$
L_{al}	$244.2nm$
C_{GaAs}	$0.33J/g/K$
ρ_{GaAs}	$5.32g/cm^3$
D_{GaAs}	$0.31cm^2/s$
λ_{GaAs}	$0.55W/cm/K$
A_{al}	0.008
L_{Ti}	$300nm$
C_{Ti}	$0.62J/g/K$
ρ_{Ti}	$4.5g/cm^3$
D_{Ti}	$77cm^2/s$
λ_{Ti}	$0.216W/cm/K$
A_{Ti}	0.05
L_{SiC}	$300\mu m$
λ_{SiC}	$3.30W/cm/K$
ω	$50\mu m$

Table 5.2: Paramètres thermiques de la structure-test reportée sur SiC et conditions expérimentales

générale de l'équation de la chaleur, après transformation de Hankel, s'écrit :

$$\hat{T}(m, z) = A \exp(-mz) + B \exp(mz) + \frac{A_{Ti} \hat{I}_p(m)}{L_{Ti} C_{Ti} \rho_{Ti} D_{Ti} m^2}$$

La matrice M_{SiC} du nouveau substrat de SiC s'écrit comme au paragraphe 4.3.2 en régime stationnaire, c'est-à-dire :

$$M_{SiC}(m, \lambda_{SiC}) = \begin{pmatrix} \cosh(mL_{SiC}) & -\frac{\sinh(mL_{SiC})}{m\lambda_{SiC}} \\ -m\lambda_{SiC} \sinh(mL_{SiC}) & \cosh(mL_{SiC}) \end{pmatrix}$$

Les paramètres utilisés pour le calcul sont donnés dans le tableau 5.2.

Les résultats du calcul sont présentés en figure 5.26 pour des puissances incidentes de 0,5W, 1W et 2W qui correspondent à des densités de puissances de 6,4kW.cm⁻², 12,7kW.cm⁻² et

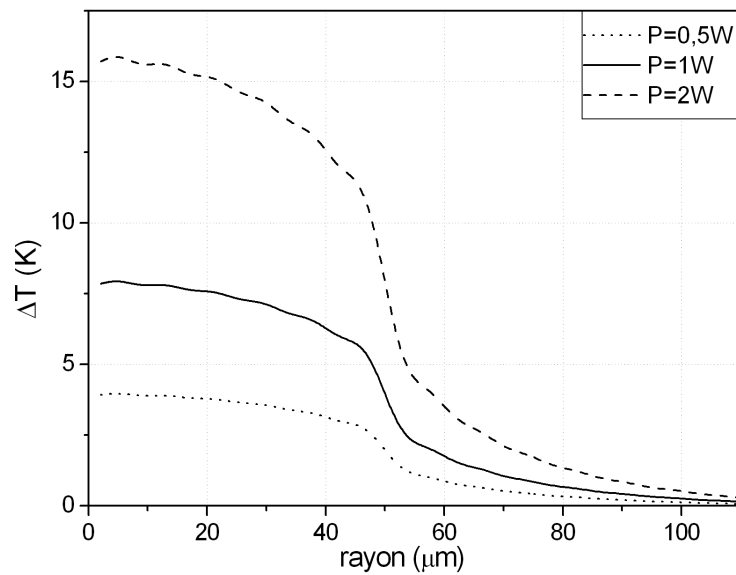


FIG. 5.26 – *Distribution de température pour un pompage plat pour différentes puissances incidentes*

$25,4kW.cm^{-2}$ respectivement qui sont des valeurs expérimentales réalistes. Ce calcul prédit un échauffement maximal de $16K$ pour une densité de puissance incidente de $25,4kW.cm^{-2}$, montrant une réduction appréciable de l'échauffement. On estime ici la transmission résiduelle de la pompe par le VCISOA à 5%, ce qui n'est pas négligeable compte tenu du fait que la couche de collage métallique absorbe tout et transforme cette énergie en chaleur. Les performances attendues sont d'ores et déjà meilleures en terme de chauffage que pour les échantillons précédents.

5.5.2 Réalisation expérimentale

5.5.2.1 Structure de l'empilement de MOR5516-17

Les conditions théoriques et pratiques évoquées aux paragraphes précédents sont prises en compte dans la méthode d'optimisation de la microcavité présentée au paragraphe 5.4.2 et utilisée ici.

La croissance de la structure est effectuée au laboratoire ainsi que les étapes de collage et de polissage et d'attaque chimique. Le procédé est décrit en annexe (B) et présente les

étapes qui conduisent à la structure représentée en figure 5.27. La structure est calculée par la méthode d'optimisation séparée des miroirs avant et arrière présentée au paragraphe 5.4.2. Cette structure est constituée d'une cavité avec une épaisseur optique λ de $GaAs$ et des espaceurs de chaque côté de la zone active d'épaisseur totale λ en $Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ qui absorbent aussi la pompe de manière à drainer les porteurs vers la zone active. Les miroirs aperiodiques sont constitués d'un empilement de couches d'alternance $AlAs/Al_{0.225}Ga_{0.775}As$ et d'épaisseurs variables qui font 78 et 54 couches pour les miroirs arrière et avant respectivement.

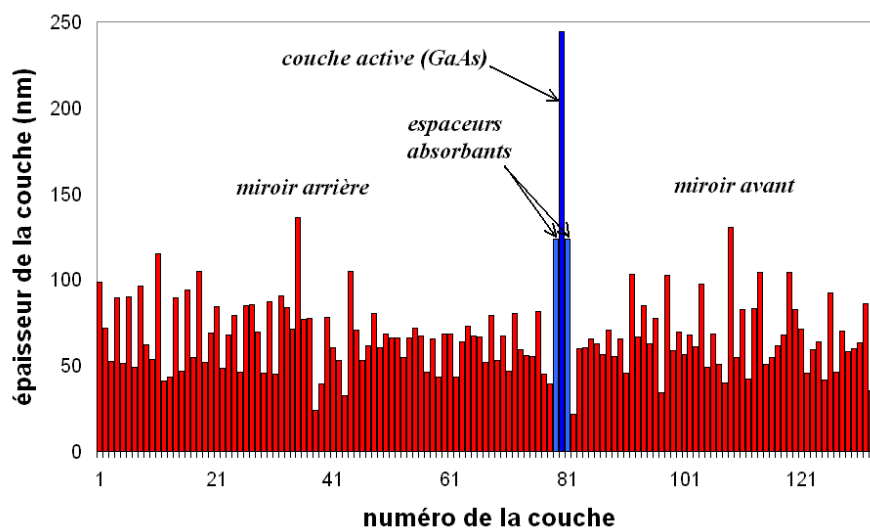


FIG. 5.27 – Structure de l'empilement de l'échantillon MOR5516-17

5.5.2.2 Cartographie de l'échantillon MOR5516-17

Les photos de cartographie sont présentées en figure 5.28. Elles permettent d'associer à chaque point de l'échantillon, ses longueurs d'ondes caractéristiques. Ainsi les raies noires matérialisent sur l'échantillon les régions où la cavité a des minima de réflectivité à la longueur d'onde d'éclairement. La résonance de cavité est matérialisée sur les photos par une fine raie noire que la flèche blanche montre. Les longueurs d'onde accessibles vont de $860nm$ (inférieur au gap du $GaAs$) jusqu'à $885nm$. Les trois premières photos montrent les positions des minima de réflectivité dans la fenêtre de pompage. Cette information est recoupée avec le spectre FTIR présenté au paragraphe suivant et sert à adapter si nécessaire la longueur d'onde de la pompe à

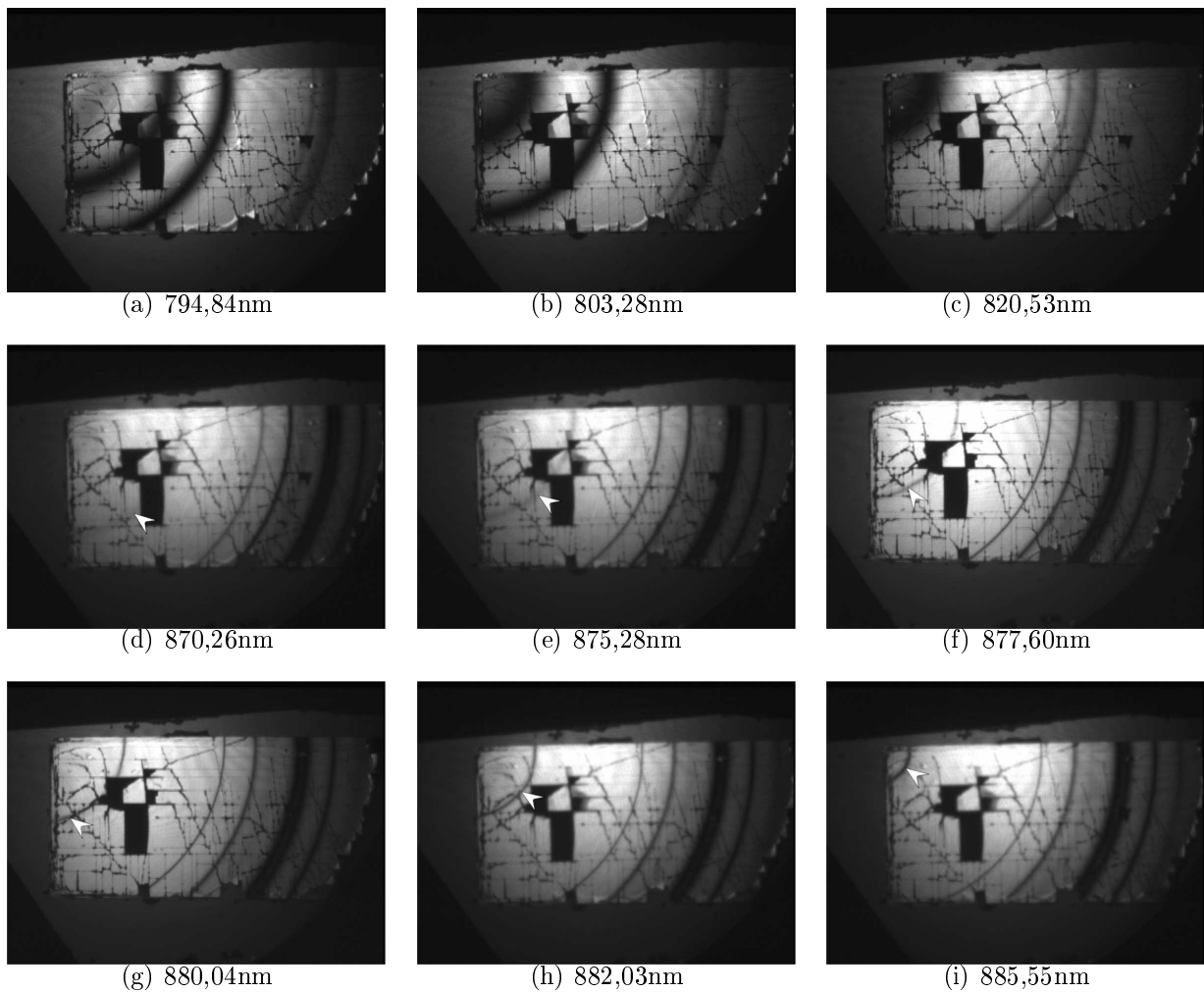


FIG. 5.28 – Images de cartographie de la structure MOR5516-17. L'échantillon fait $2 \times 3\text{cm}$

la cavité. On remarque en surface la présence de nombreuses fissures. Elles sont dues au procédé de collage. En effet, la structure est d'abord épitaxiée sur un substrat de *GaAs* et lors du retrait de celui-ci la contrainte accumulée lors de la croissance se relâche créant des cassures. Elles ne sont pas gênantes pour la caractérisation spectrale ni pour les expériences en injection optique car la surface pompée fait typiquement $100\mu\text{m}$ de diamètre alors que l'échantillon complet fait à peu près $3 \times 2\text{cm}$.

Une série d'images de cartographies de l'échantillon réalisées à différentes longueurs d'onde permet également de mesurer l'homogénéité de la structure en calculant le gradient de longueur d'onde de résonance. En suivant la longueur d'onde de la résonance le long d'un rayon de l'échantillon, on peut déterminer le gradient de résonance. Pour ce faire, il faut noter la position

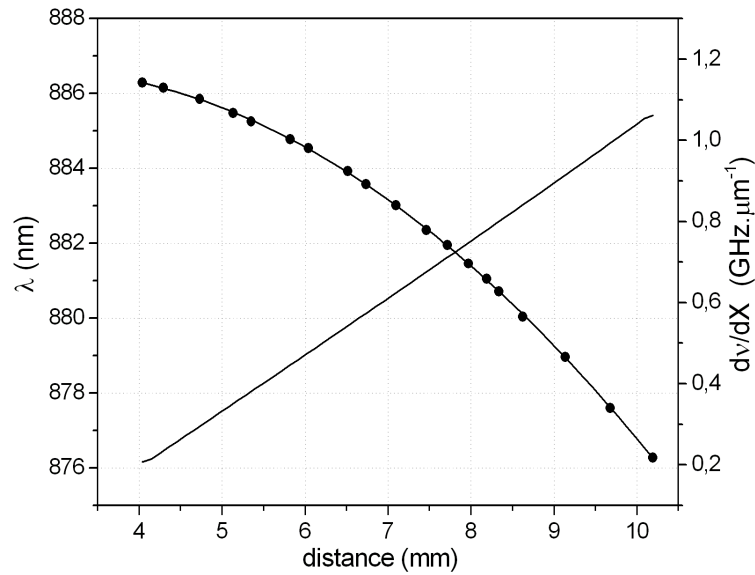


FIG. 5.29 – Longueur d’onde de résonance de l’échantillon MOR5516-17 en fonction de la position par rapport au centre de plaque, la courbe en trait plein présente le gradient de fréquence en fonction de la position.

de la résonance sur les photos de cartographie, en fonction de la longueur d’onde du faisceau éclairant. Les résultats pour l’échantillon MOR5516-17 sont présentés en figure 5.29 et montrent un gradient de résonance de $0,2GHz.\mu m^{-1}$ au centre de plaque et jusqu’à $1GHz.\mu m^{-1}$ pour des longueurs d’onde de résonance de cavité de $877nm$.

5.5.2.3 Caractérisation spectrale de l’échantillon MOR5516-17

La réflectivité de la structure épitaxiée est présentée sur la figure 5.30 et un zoom sur la résonance de cavité en 5.31. La courbe en noire présente la réflectivité de la structure calculée par la procédure d’optimisation décrite au paragraphe 5.4.2. La courbe en rouge présente la réflectivité mesurée de la structure épitaxiée et montre un bon accord avec la théorie, moyennant deux remarques néanmoins. Tout d’abord on remarque que la position spectrale de la résonance est décalée de $1nm$. Ceci est dû à un décalage des épaisseurs épitaxiées par rapport aux épaisseurs visées. Cet écart peut être compensé par un choix judicieux du point de l’expérience sur la plaque de l’échantillon comme la cartographie du paragraphe précédent le montre. La deuxième remarque concerne la fenêtre de pompage qui présente des oscillations de réflectivité

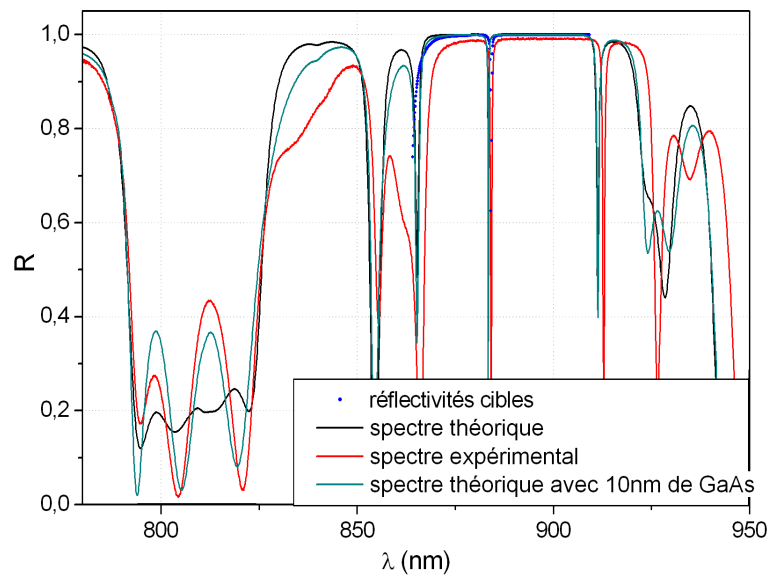


FIG. 5.30 – Spectres de réflectivité calculé et expérimental de l'échantillon MOR5516-17.

qui sont potentiellement gênantes. Ces oscillations sont dues au fait qu'une couche de 10nm de $GaAs$ est présente en surface de l'échantillon pour préserver les miroirs aperiodiques de l'oxydation par l'air. Cette couche n'étant pas prise en compte dans les simulations théoriques, son influence sur l'empilement n'apparaît pas sur la courbe noire. En rajoutant 10nm de $GaAs$ en surface de l'empilement et en faisant une nouvelle simulation on obtient la courbe gris-bleu qui présente les oscillations du spectre expérimental et reproduit beaucoup plus fidèlement le spectre expérimental.

L'efficacité de pompage se trouvera légèrement affectée par les oscillations dans la fenêtre de pompage néanmoins cette nouvelle structure VCSEA présente les caractéristiques spectrales attendues et des performances d'échauffement très prometteuses, nous étudierons au chapitre 6 cette microcavité sous injection optique.

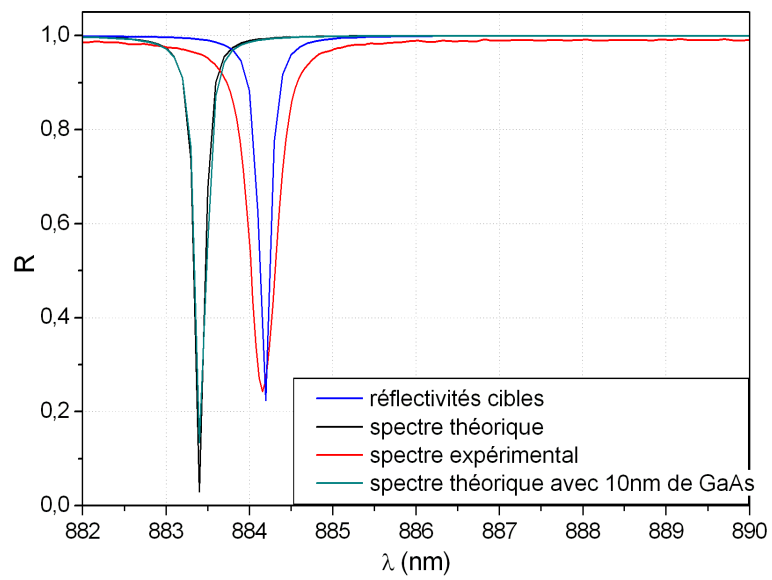


FIG. 5.31 – Zoom sur la résonance de cavité.

Chapitre 6

Les motifs transverses et les états localisés

Le processus d'optimisation et d'améliorations successives développé au chapitre 5 a abouti à la définition d'une structure VCSCOA possédant des miroirs de très forte réflectivité à la longueur d'onde de la résonance, une fenêtre de pompage permettant une absorption efficace de la pompe optique et des propriétés d'évacuation de la chaleur optimisées.

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec cette structure VCSCOA en régime de pompage et d'injection optiques. Les expériences mettent en évidence des motifs transverses et des structures localisées qui sont analysées. On étudiera ensuite les propriétés d'écriture et d'effacement des solitons de cavité dans différentes conditions.

6.1 Résultats expérimentaux préliminaires

6.1.1 Caractéristiques laser

6.1.1.1 Les modes laser transverses

Une fois connues les caractéristiques spectrales de l'échantillon nous procédons à son étude expérimentale en pompage optique. Celui-ci est effectué grâce à la diode laser de puissance fibrée qui permet une illumination uniforme à quelques % près sur une surface de $80\mu\text{m}$ de

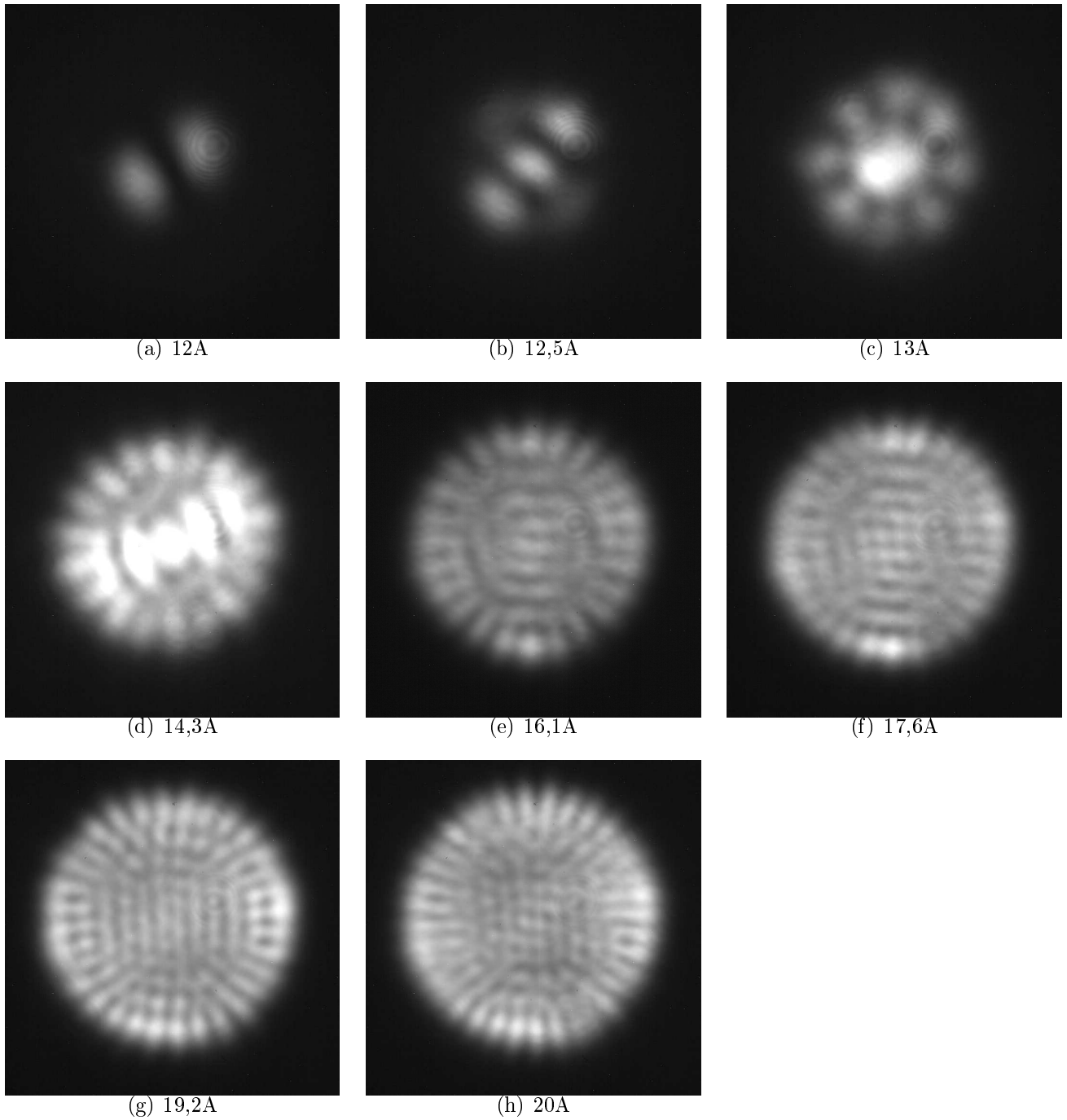


FIG. 6.1 – Séquence des modes transverses laser en champ proche en augmentant l'intensité de la pompe, le diamètre de pompage est $80\mu\text{m}$.

diamètre. On constate que cet échantillon permet d'atteindre et de dépasser le seuil laser, au-dessus duquel on voit apparaître une séquence de modes transverses [32, 29, 30, 59] et dont les images des champs proches sont données en figure 6.1. Ces photographies montrent une structure modale de plus en plus complexe et étendue sur la surface de la zone pompée [21], au fur et à mesure que l'intensité de la pompe est augmentée. La structure centrale est fine et sa géométrie n'est pas influencée par la symétrie circulaire du pompage alors que la partie périphérique du mode a une symétrie radiale marquée [58, 4, 90]. Il faut y voir sans doute l'influence des effets de bord puisque le mode occupe toute la surface pompée. Le pompage est plat au centre et décroît rapidement mais pas instantanément sur les bords de sorte qu'il est homogène sur une surface au centre mais acquiert une symétrie radiale quand on se rapproche des bords. Ce faible gradient radial sur le pompage est encore plus marqué sur la température qui acquiert une symétrie circulaire quelle que soit la forme du pompage à cause de la diffusion, les résultats de simulation le montrent au paragraphe 5.5.1.4 et à la figure 5.26.

Le VCSEA fabriqué peut atteindre et dépasser le seuil laser, il est donc susceptible de fonctionner dans le régime d'amplification et aussi proche du seuil laser qu'on souhaite. Les puissances émises sont de l'ordre de la centaine de μW , la puissance de la pompe étant d'environ $1W$, le rendement est très faible.

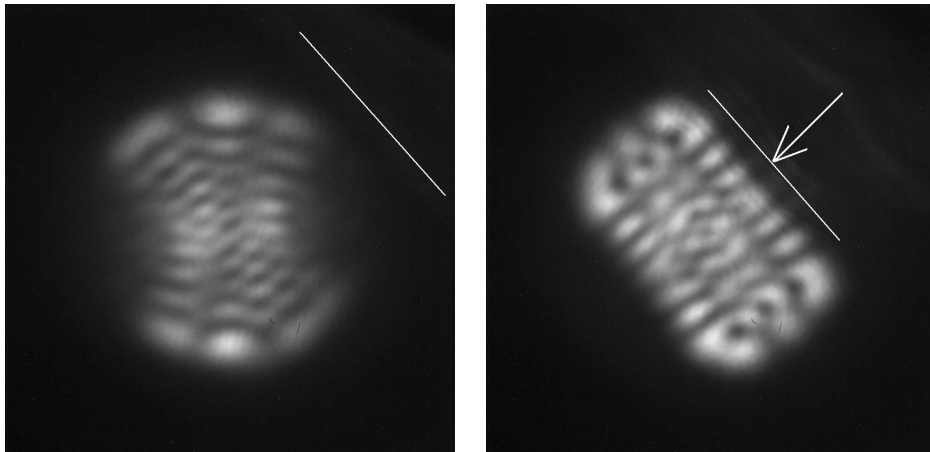


FIG. 6.2 – Modes laser transverses de l'échantillon MOR5516-17 en présence d'une fêlure de l'échantillon

Il est à noter aussi qu'une contrainte peut modifier le mode laser. Par exemple, sur la figure

6.2 à gauche, le mode laser est affecté par la présence d'une cassure en surface de l'échantillon. Celle-ci est située en bordure de la zone pompée et a pour effet d'orienter le mode laser dans une direction particulière. Quand la cassure se rapproche du centre de la zone pompée (à droite sur la figure 6.2, la ligne blanche matérialise la position de la cassure) le mode est plus pincé dans la direction perpendiculaire à la cassure.

6.1.1.2 Etude du seuil laser en fonction de la longueur d'onde de la résonance

La figure 6.3 présente les seuils laser mesurés en pompage continu sur une surface de $80\mu m$ pour la structure VCSEA MOR5516-17. La première observation que l'on peut faire est la très forte valeur de ce seuil en moyenne puisqu'il dépasse les $50kW.cm^{-2}$. Les équations génériques (2.6) et (2.7), en négligeant la diffusion des porteurs et en régime stationnaire s'écrivent

$$\begin{aligned} 0 &= -(1 + i\theta) E - 2Ci(\alpha + i)(N - 1) E \\ 0 &= -\gamma(N + \beta N^2 + (N - 1)|E|^2 - \Lambda) \end{aligned}$$

Au seuil laser $|E| = 0$ et donc

$$\begin{aligned} N_{seuil} &= 1 + \frac{1}{2C} \\ \Lambda_{seuil} &= N_{seuil} + \beta N_{seuil}^2 \end{aligned}$$

Avec la normalisation faite au paragraphe 2.2.1 et en utilisant les valeurs habituelles des paramètres du *GaAs*, le seuil laser est de $36kW.cm^{-2}$, cohérent avec l'expérience. Les miroirs ont une transmission moyenne de 0,01 et conduisent à un paramètre de bistabilité $C = 0,5$, l'abaissement du seuil n'était pas la priorité de conception de ce VCSEA. La deuxième remarque concerne l'apparition d'un minimum du seuil laser en fonction de la longueur d'onde de la résonance choisie. Vers $877nm$, le seuil laser est plus bas ce qui traduit une meilleure efficacité d'absorption.

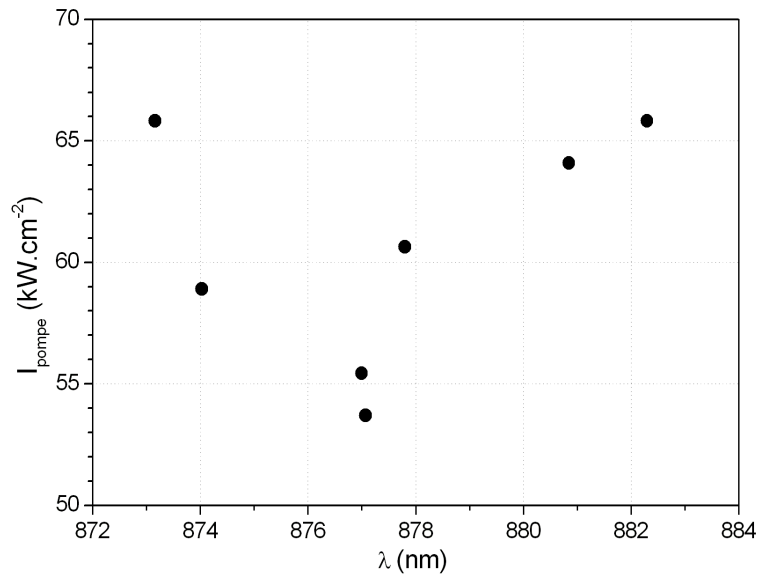


FIG. 6.3 – *Seuils laser de l'échantillon MOR5516-17 pour différentes longueur d'onde de la résonance de cavité*

6.1.2 Etude de l'injection optique dans l'échantillon MOR5516-17

Au paragraphe 2.2.2 on a présenté les équations pour le champ électrique et les porteurs (équations 2.6 et 2.7), dans lesquelles certains paramètres sont accessibles expérimentalement. Le paramètre de bistabilité C est lié à la structure du VCSCOA car il dépend de la transmission des miroirs avant et arrière. Ce paramètre est fixé une fois pour toute pour un échantillon. En revanche, parmi les paramètres qui sont ajustables au cours de l'expérience, il y a le désaccord à la résonance de cavité θ , la puissance du faisceau d'injection et l'intensité de pompage Λ .

Le schéma de l'expérience est présenté à la figure 6.4 et indique les trajets optiques des faisceaux de pompe et d'injection cohérente. La pompe est fournie par la diode fibrée et excite une surface de 80 ou 120 microns de diamètre selon le choix de l'objectif de microscope ($\times 40$ ou $\times 20$ à grandes ouvertures numériques). Le faisceau d'injection est filtré spatialement dans le plan de Fourier (SF) et éclaire la surface de l'échantillon dans le plan de son waist pour que la phase ait un profil transverse plat sur une surface plus large que la zone pompée. On étudie le champ proche réfléchi par la cavité VCSCOA grâce à une caméra CCD et un spectromètre fibré.

Dans les expériences présentées aux deux paragraphes suivants, on étudie la réponse de la microcavité quand on varie le désaccord et l'intensité du pompage.

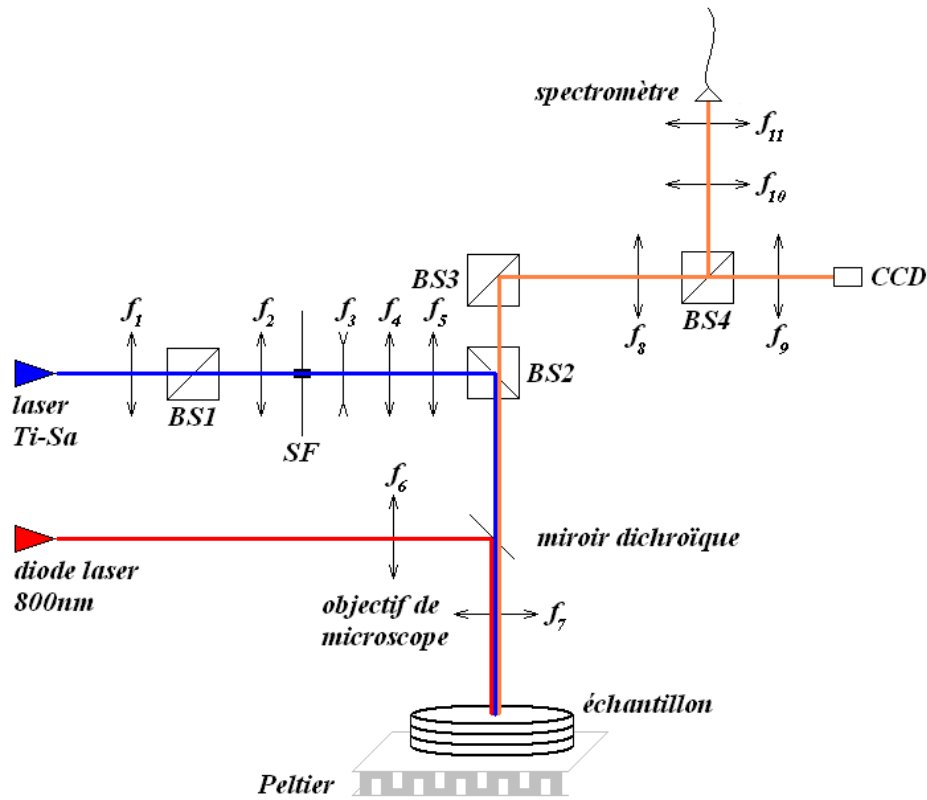


FIG. 6.4 – Schéma expérimental en injection. SF : trou de $\varnothing = 100\mu\text{m}$, $f_1 = 20\text{cm}$, $f_2 = 10\text{cm}$, $f_3 = -20\text{cm}$, $f_4 = 25\text{cm}$, $f_5 = 30\text{cm}$, $f_6 = 23,5\text{mm}$, $f_7 = 5\text{mm}$ ou 10mm , $f_8 = 40\text{cm}$, $f_9 = 20\text{cm}$, $f_{10} = 20\text{cm}$, $f_{11} = 20\text{mm}$

6.1.2.1 Désaccord du champ injecté à la cavité

L'expérience consiste ici à étudier l'effet du désaccord du faisceau d'injection par rapport à la résonance de cavité pour une intensité de pompe donnée et sous le seuil laser.

La surface pompée a un diamètre de $120\mu\text{m}$. La figure 6.5 présente le champ proche en réflexion pour différents désaccords. Sur la première photo, on voit nettement un disque plus clair à l'intérieur duquel apparaissent des motifs. Le disque clair est dû à l'émission spontanée du $GaAs$ de la zone active de la cavité sur la surface pompée et indique l'extension de la surface excitée. Ceci permet de dimensionner les motifs. Quand la longueur d'onde du faisceau injecté diminue, c'est-à-dire que l'on s'éloigne de la résonance de cavité, des motifs apparaissent spontanément et s'étendent progressivement à toute la surface tandis que leur périodicité transverse diminue.

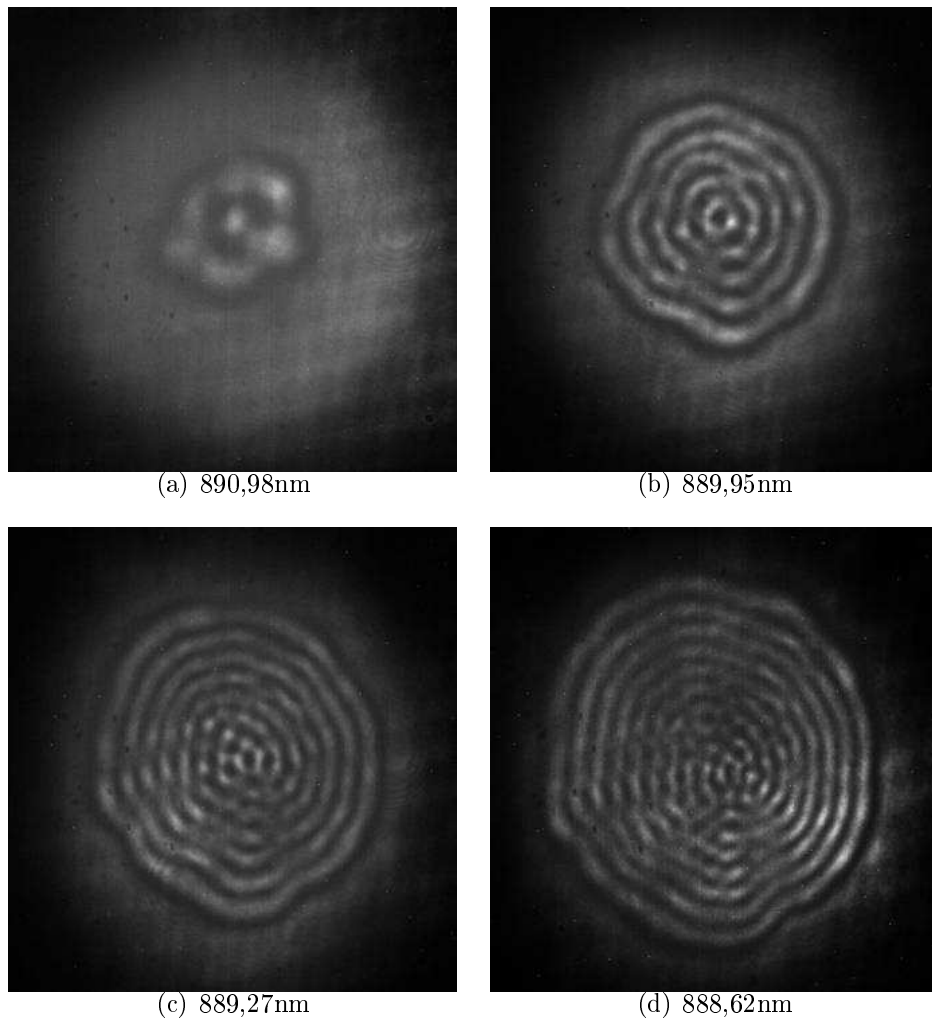


FIG. 6.5 – *Motifs transverses observés en champ proche pour un diamètre de pompe de 120 μm*

De l'équation (2.9), on peut dire que le désaccord de l'injection à la résonance de cavité θ peut être compensé par le vecteur d'onde de la perturbation transverse q^2 [24] à condition que θ soit négatif. La théorie [5] montre que le carré du vecteur d'onde transverse est une fonction linéaire du désaccord de cavité.

$$q^2 = 8\pi^2 n_0^2 (\lambda_0 - \lambda_{inj}) / \lambda_0^3$$

où q représente le module du vecteur d'onde de la modulation transverse, n_0 est l'indice du milieu non-linéaire et λ_0 est la longueur d'onde de la résonance de cavité. Cette loi montre une dépendance linéaire du carré du vecteur d'onde des motifs transverses avec le désaccord de

cavité.

Pour $888,62nm$, la région centrale du motif n'a plus la symétrie quasi-circulaire imposée par les bords. Ceci est visible pour la figure 6.6 montrant que pour $888,23nm$ le centre du motif acquiert une symétrie hexagonale indépendante des conditions de bords imposée par la symétrie de l'excitation.

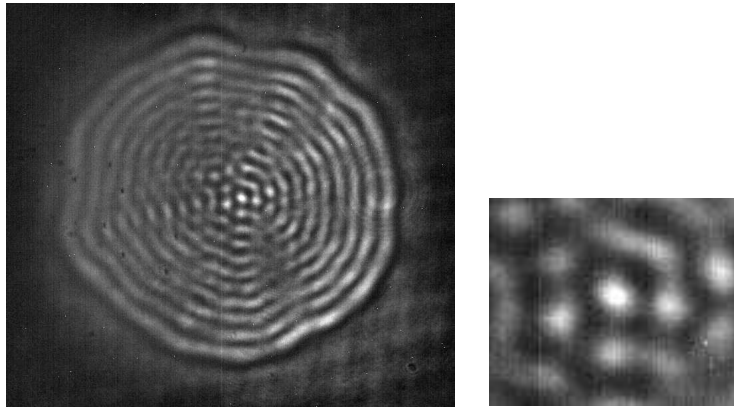


FIG. 6.6 – Motif observé en réflexion pour une injection à $888,23nm$ et à droite un agrandissement du centre. Le diamètre de la pompe fait $120\mu m$.

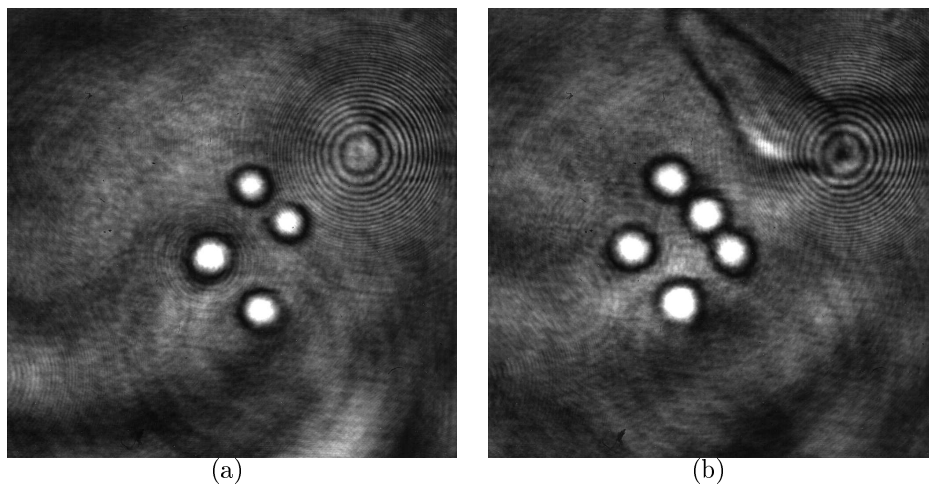


FIG. 6.7 – Structure localisées pour un diamètre de pompe de $80\mu m$. (a) 4 structures localisées. (b) 5 structures localisées

Pour un faible désaccord de fréquence avec la cavité dans une région de l'échantillon présentant des défauts en surface, on peut observer des structures localisées spontanées (Fig.6.7). Fig.6.7a, quatre structures localisées et en Fig.6.7b cinq structures sont observées. Elles se créent

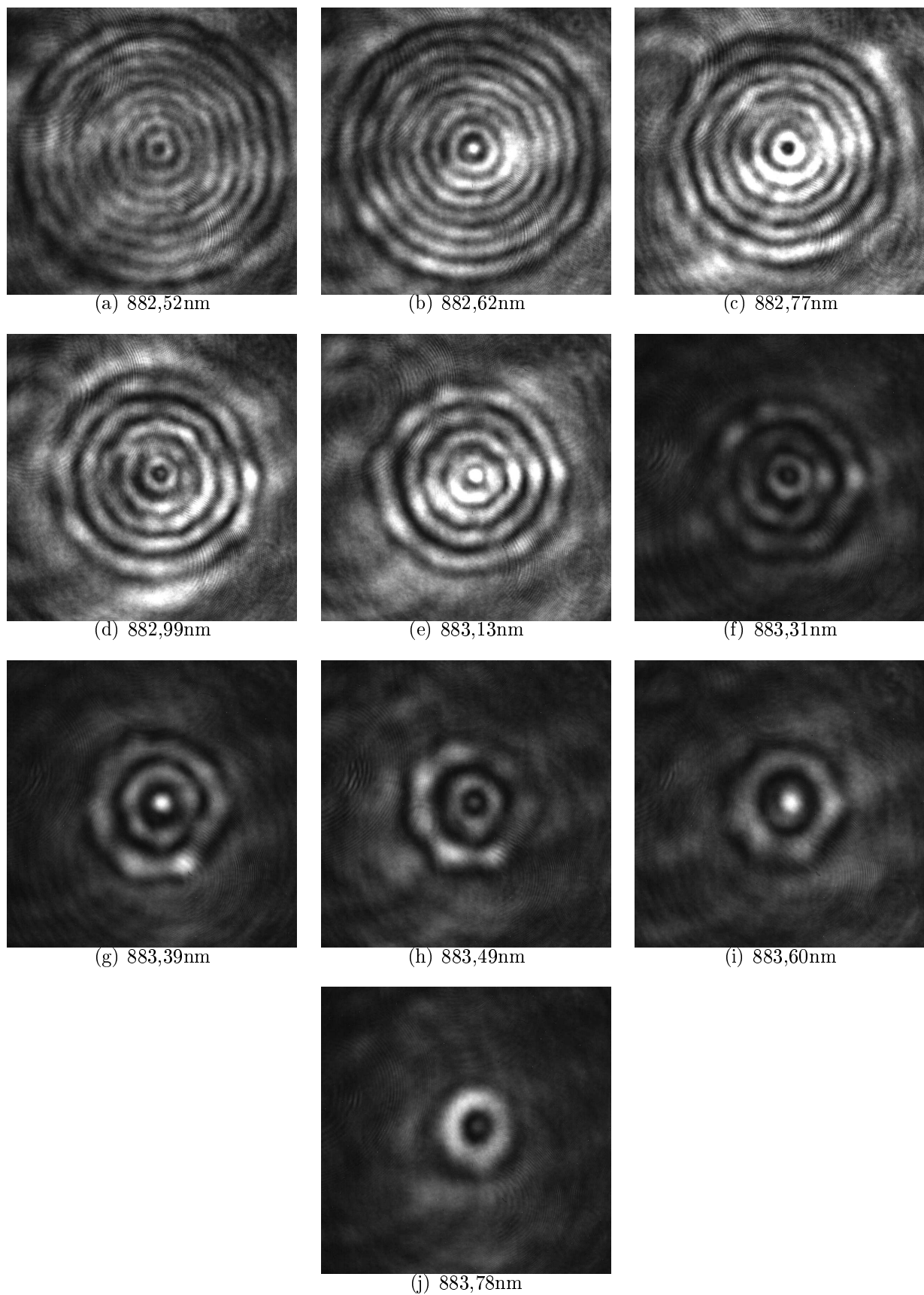


FIG. 6.8 – Images de motifs transverses en fonction du désaccord de la longueur d'onde du faisceau injecté avec la cavité pour un diamètre de pompe de $80\mu\text{m}$. Les images font $80\mu\text{m}$ de côté.

spontanément sur des défauts et y restent fixées lorsqu'on déplace légèrement l'échantillon dans le plan de l'expérience.

Une étude systématique des motifs transverses présentée en figure 6.8 fait ressortir la périodicité spatiale des motifs transverses en fonction de la longueur d'onde d'injection. Cette fois la zone pompée fait $80\mu m$ de diamètre et les motifs sont plus contraints par les bords, ils ont une symétrie circulaire affirmée. Les motifs transverses présentent des anneaux concentriques dont le nombre diminue et l'espacement augmente à mesure que la longueur d'onde du faisceau d'injection augmente et se rapproche de la longueur d'onde de la résonance de cavité. Le vecteur d'onde transverse peut être analysé à l'aide d'une transformée de Fourier bidimensionnelle. Le module du vecteur d'onde transverse des anneaux correspond au rayon du cercle dans l'espace dual par la transformée de Fourier.

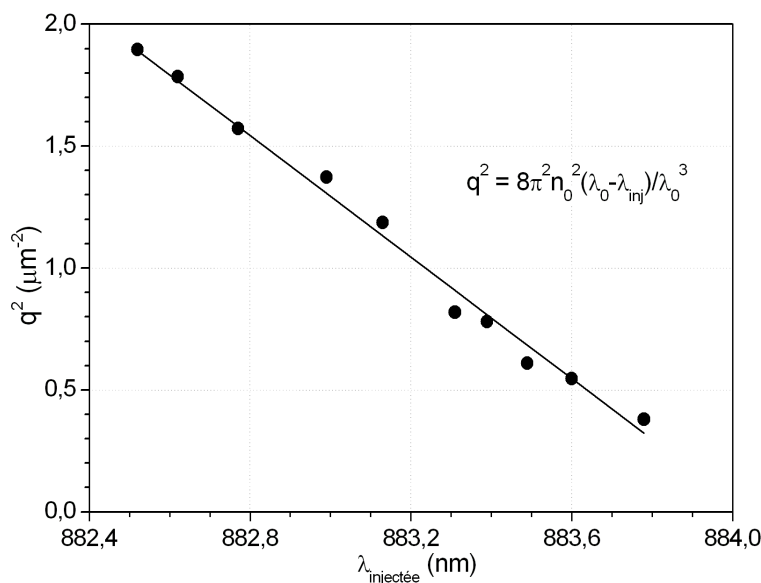


FIG. 6.9 – Dépendance du carré du vecteur d'onde transverse des motifs par rapport à la longueur d'onde d'injection. La droite correspond à la théorie dont l'expression est donnée en encart et en utilisant comme indice du GaAs : $n_0 = 3,3$, la droite des moindres carrés trouve comme longueur d'onde de la cavité dans le vide : $\lambda_0 = 884,04nm$

Nous procédons à la mesure du carré du vecteur d'onde transverse des motifs circulaires, la figure 6.9 présente les résultats. Les données expérimentales sont en parfait accord avec la théorie, à savoir la dépendance linéaire du carré du vecteur d'onde transverse avec le désaccord de cavité. On a utilisé la valeur $n_0 = 3,3$ pour l'indice du GaAs ce qui correspond à un indice

non-linéaire assez fort ($\delta n_{nl} \sim -0,3$) témoignant d'une forte densité de porteurs, ce qui est plausible vu l'intensité de pompe envoyée ($\sim 10kW.cm^{-2}$).

6.1.2.2 Variation de l'intensité de pompage

Le pompage Λ (éq.2.5) est l'autre paramètre que l'on peut faire varier dans l'expérience. La figure 6.10 présente la succession des motifs spontanés obtenus lorsque la surface pompée fait $120\mu m$ de diamètre et quand on augmente l'intensité, à longueur d'onde d'injection constante égale à $888,21nm$. Les motifs observés en réflexion sont très comparables à ceux observés précédemment quand on augmentait le désaccord de cavité en valeur absolue. On peut noter aussi que les premières structures à apparaître spontanément sont localisées et ne se créent pas nécessairement au centre, elles ne semblent pas gouvernées par la symétrie de l'excitation ou de l'injection mais plutôt arrimées à des défauts locaux.

Quand l'intensité de pompage augmente, la densité de porteurs augmente ce qui se traduit par un changement d'indice et change les conditions d'interaction du champ et des porteurs. Si on suppose que l'augmentation de la densité de porteurs se traduit par une non-linéarité thermique plus forte que la non-linéarité électronique alors le décalage des propriétés spectrales de la cavité se fait vers le rouge. Finalement, quand on augmente l'intensité de la pompe, la résonance de cavité s'éloigne de la longueur d'onde d'injection et donc le désaccord augmente en valeur absolue. A intensité plus faible, les motifs sont des structures localisées et quand le désaccord augmente, les motifs s'étendent sur la surface et leur période spatiale diminue, comme dans l'expérience précédente où l'on faisait varier le désaccord à la résonance. L'augmentation de l'intensité de pompe modifie aussi la température et l'échauffement supplémentaire créé décale vers le rouge la résonance de cavité, cet effet s'ajoutant au changement d'indice créé par l'augmentation de la densité de porteurs.

L'observation des motifs transverses est un préalable aux expériences sur les structures localisées parce qu'elles permettent de sonder l'espace des paramètres et de connaître les conditions d'existence des solitons de cavité. Les motifs observés présentent une belle régularité et ne sont sensibles qu'aux effets de bords de la zone pompée. En effet, ils apparaissent avec une géomé-

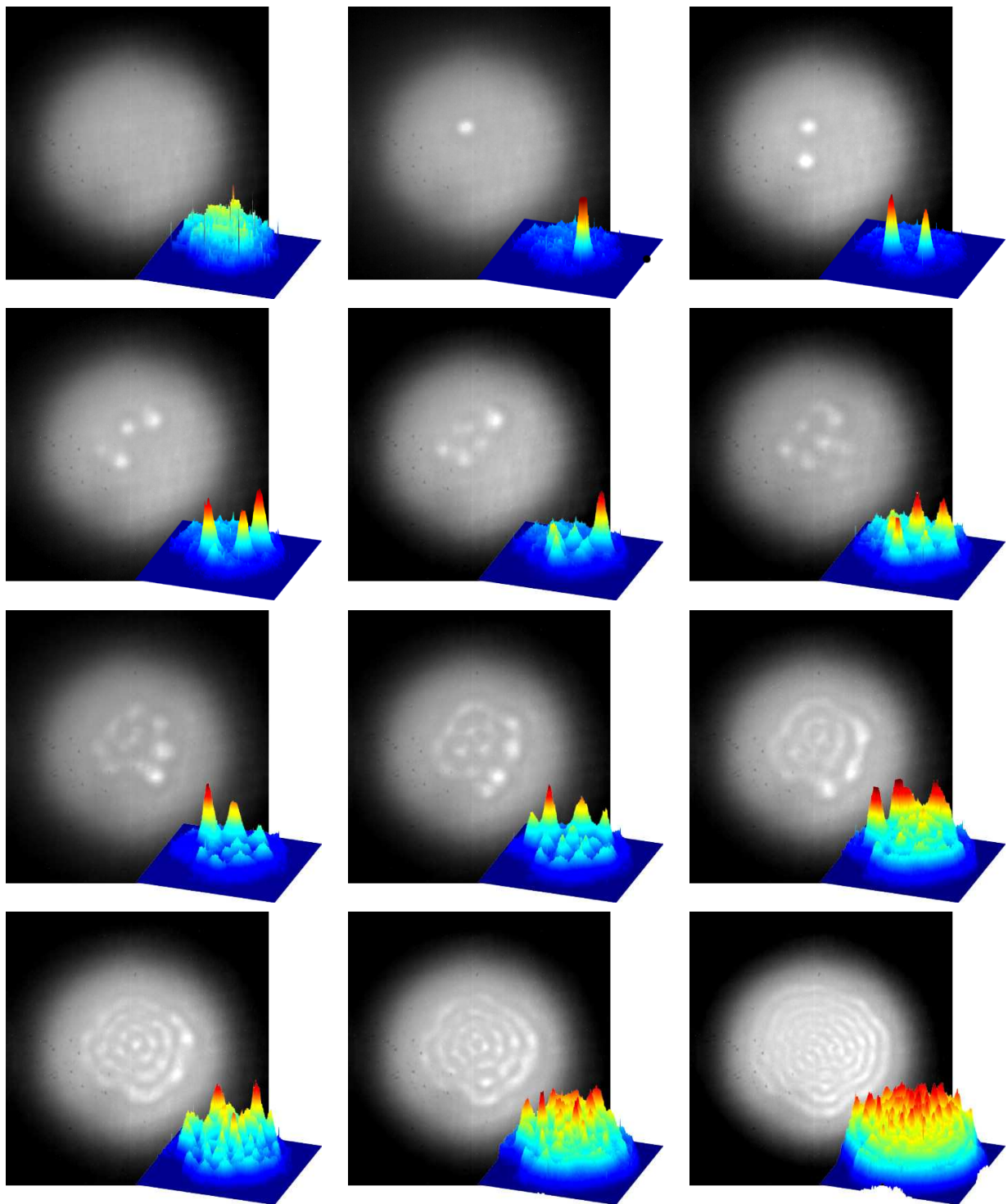


FIG. 6.10 – Succession des motifs observés sur MOR5516-17 en champ proche pour une intensité de pompage qui augmente, le diamètre de pompe est $120\mu\text{m}$ et la longueur d'onde d'injection est $888,21\text{nm}$.

trie pseudo-circulaire là où on attend des bandes sombres et claires rectilignes. Ceci est dû à la bonne homogénéité de l'épitaxie et au faible gradient d'épaisseur. Le fait de pouvoir retrouver les mêmes motifs en augmentant l'intensité de pompe ou en changeant le désaccord de cavité procure une grande souplesse au système et permet d'envisager l'étude des structures localisées dans une grande variété de configurations expérimentales.

6.2 Ecriture/effacement de solitons de cavité

6.2.1 Bistabilité des solitons de cavité en fonction de la puissance d'injection

Quand le désaccord à la résonance de cavité est faible, le motif observé se réduit à une structure localisée unique. L'expérience présentée ici a pour but de caractériser la bistabilité d'une telle structure localisée. En effet, si le système est bistable entre un état présentant un soliton de cavité et un autre où celui-ci est absent alors il sera possible d'écrire un soliton et de le stabiliser en l'absence de faisceau d'écriture. La configuration de l'expérience est présentée à la figure 6.11. On utilise l'objectif de microscope $\times 40$ pour que la surface pompée fasse $80\mu m$ de diamètre. Les lentilles de différentes focales placées sur le trajet du faisceau d'injection servent à l'élargir et à travailler au waist de celui-ci dans le plan de l'échantillon. Le modulateur acousto-optique (AOM) sert à moduler l'intensité du faisceau d'injection et le télescope réalise un agrandissement du champ proche afin que la photodiode THORLABS $125MHz$ échantillonne l'intensité lumineuse au niveau de la structure localisée.

On présente l'image en champ proche d'une structure localisée unique à la figure 6.12(b), la figure 6.12(a) montre le champ proche de la réponse homogène du système.

L'AOM est piloté par un signal électrique triangulaire qui permet de moduler en puissance le faisceau d'injection. La période de la modulation est de $1ms$, la pompe est active $150\mu s$ et la modulation du faisceau d'injection dure $10\mu s$ à la montée et $10\mu s$ à la descente en commençant $100\mu s$ après la pompe. On ne travaille pas en continu pour éviter de chauffer l'échantillon de

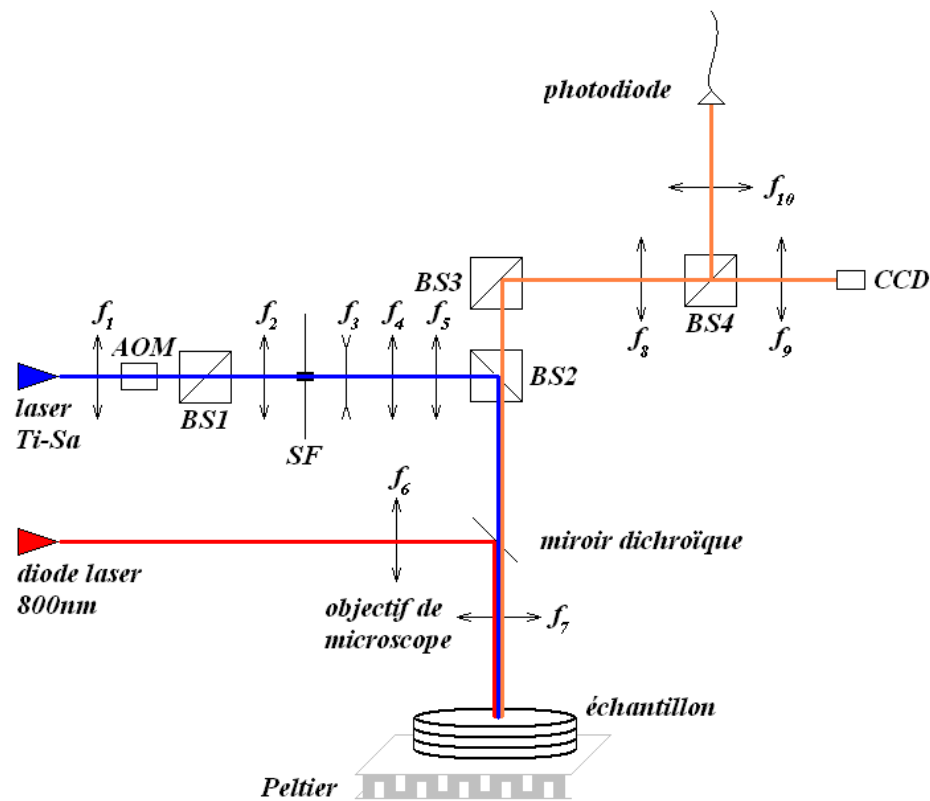


FIG. 6.11 – Schéma du montage expérimental pour l'étude de la bistabilité. SF : trou de $\emptyset = 100\mu\text{m}$, f_1 : 20cm , f_2 : 10cm , f_3 : -20cm , f_4 : 25cm , f_5 : 30cm , f_6 : $23,5\text{mm}$, f_7 : 5mm , f_8 : 40cm , f_9 : 20cm , f_{10} : 20cm .

manière excessive mais on est alors obligé d'attendre quelque temps après le début de la pompe pour moduler le faisceau d'injection de manière à atteindre le régime thermique stationnaire. La réponse locale du système échantillonnée par la photodiode est présentée en figure 6.13. Le système présente une large hystérésis prouvant l'existence de bistabilité en fonction de l'intensité de l'injection entre un état homogène de basse réflectivité et un état localisé de forte intensité. Le non-recouvrement des traces à l'aller et au retour dans l'état haut est probablement dû à un échauffement local. Cette étape permet de connaître dans quelles conditions d'injection et de pompage on va pouvoir écrire et effacer un soliton de cavité.

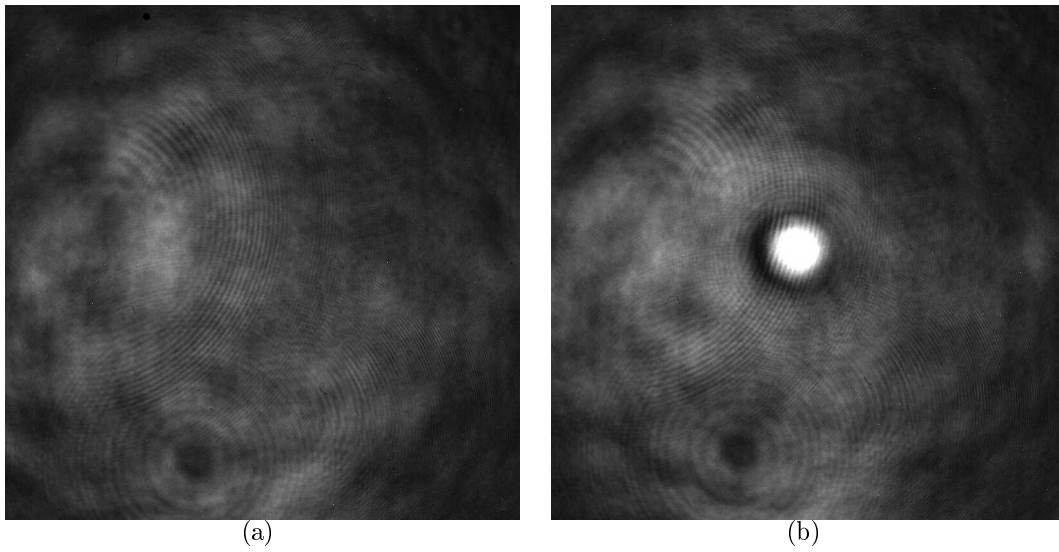


FIG. 6.12 – *Echantillon MOR5516-17. (a) réponse homogène, (b) structure localisée*

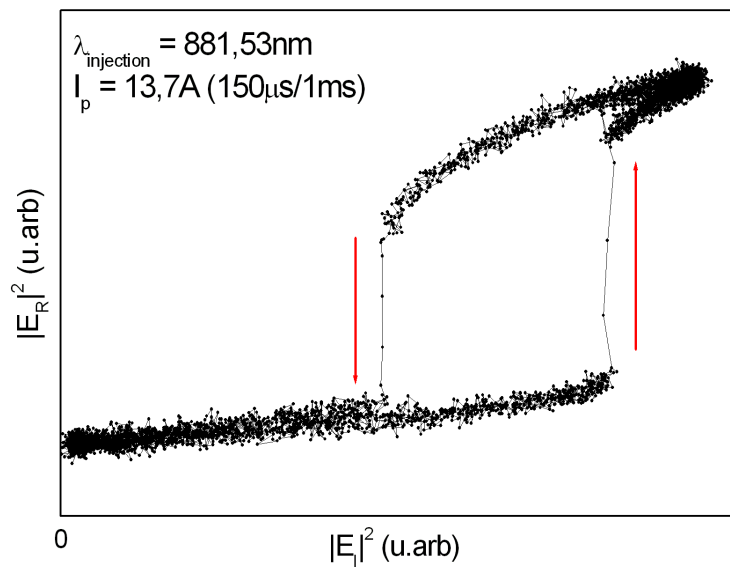


FIG. 6.13 – *MOR5516-17 : Intensité locale réfléchie en fonction de l'intensité du faisceau d'injection, mise en évidence de la bistabilité*

6.2.2 Écriture et effacement cohérents de solitons de cavité

L'expérience au paragraphe précédent caractérise la bistabilité d'une structure localisée unique. Nous montrons ici comment il est possible d'allumer et d'éteindre de façon contrôlée et cohérente une structure localisée.

6.2.2.1 Le montage expérimental en écriture cohérente

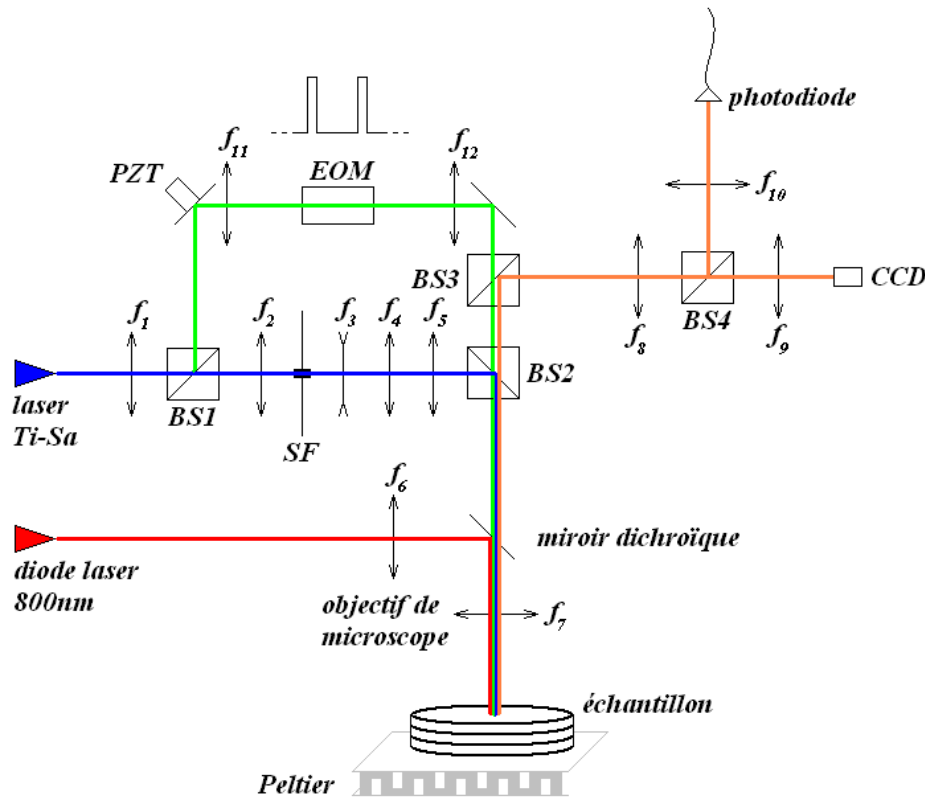


FIG. 6.14 – Schéma expérimental : trajets optiques de l'expérience non-linéaire. SF : trou de $\varnothing = 100\mu\text{m}$, $f_1 : 20\text{cm}$, $f_2 : 10\text{cm}$, $f_3 : -20\text{cm}$, $f_4 : 25\text{cm}$, $f_5 : 30\text{cm}$, $f_6 : 23,5\text{mm}$, $f_7 : 5\text{mm}$, $f_8 : 40\text{cm}$, $f_9 : 20\text{cm}$, $f_{10} : 20\text{cm}$, $f_{11} : 14,3\text{cm}$, $f_{12} : 14,3\text{cm}$.

Le montage expérimental dans le cas de l'écriture cohérente (faisceau d'écriture dérivé du faisceau d'injection) comprend essentiellement quatre parties. Le schéma est présenté en figure 6.14, les quatre trajets optiques différents sont matérialisés par des couleurs différentes. La pompe optique suit le trajet en rouge, la première lentille rencontrée sert à la collimation et l'objectif de microscope sert à concentrer tous les faisceaux optiques sur l'échantillon. Le trajet optique en bleu est produit par la source Ti :Sa, ce faisceau est accordable en longueur d'onde, il sert d'injection optique à la cavité. Ce faisceau est filtré spatialement dans le plan de Fourier par un trou de 100 microns de diamètre (SF) et des lentilles adaptées. Ce faisceau gaussien doit avoir un front d'onde plan sur toute la surface de l'expérience d'où la nécessité de travailler au waist sur la surface de l'échantillon. Le système de lentilles en amont de l'échantillon sert à

élargir au maximum le waist sur la surface de l'échantillon, ainsi le faisceau d'injection présente une phase constante sur une surface au moins aussi large que la zone pompée. Le faisceau *vert* est une dérivation du faisceau d'injection et sert à former un spot d'écriture de $10\mu m$ de large. Le miroir installé sur le transducteur piézoélectrique (PZT) fait varier la différence de chemins optiques entre les deux faisceaux et donc change la phase relative du faisceau d'écriture par rapport au faisceau d'injection de manière à ce que l'écriture soit successivement en interférence constructive (écriture) et destructive (effacement) avec l'injection. Le modulateur électro-optique (EOM) sert à fabriquer les impulsions d'écriture variant de $10ns$ jusqu'à $100ns$. Le faisceau *orange* est la réponse de l'échantillon à l'excitation que l'on observe en réflexion. On analyse le champ proche réfléchi avec la caméra CCD. Les aspects temporels locaux sont analysés grâce à la photodiode et les aspects spectraux grâce à l'analyseur de spectre fibré. Le plan de l'échantillon est imagé et agrandi avec un montage télescope de sorte qu'il soit possible de placer le détecteur de diamètre $\emptyset = 500\mu m$ dans le plan image pour qu'il échantillonne l'intensité locale au point bistable.

6.2.2.2 Écriture et effacement cohérents et périodiques d'un soliton de cavité

Après avoir prouvé la propriété de bistabilité des structures localisées en fonction de la puissance du faisceau d'injection au paragraphe 6.2.1, on essaye d'écrire et d'effacer ce soliton de manière contrôlée. Le faisceau d'écriture doit faire passer localement et durant le temps de sa présence le système au-delà du seuil haut de bistabilité pour créer le soliton qui perdure une fois le faisceau d'écriture coupé. L'effacement se fait en passant localement le seuil bas de bistabilité. Ceci suppose que l'injection moyenne sur toute la surface pompée soit à peu près la moyenne des seuils haut et bas de bistabilité.

Le faisceau d'écriture et le faisceau d'injection sont cohérents entre eux et susceptibles de produire des interférences. Les impulsions d'écriture sont créées par le modulateur électro-optique (EOM) et les phases relatives sont réglées par la position du miroir, contrôlée par un transducteur piézoélectrique. Localement, les puissances des faisceaux d'injection et d'écriture sont comparables et les interférences peuvent être soit constructives soit destructives avec un

contraste proche de 1. Par conséquent, on peut moduler localement l'intensité du champ injecté en-deça et au-delà de la région bistable.

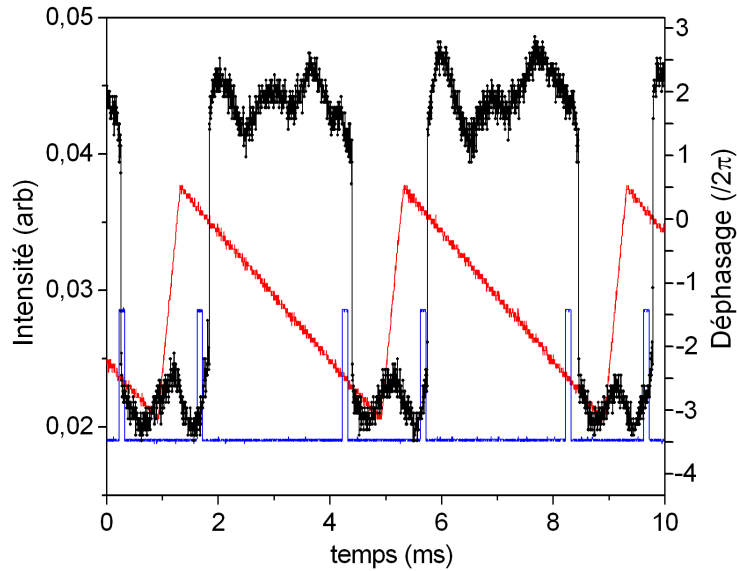


FIG. 6.15 – MOR5516-17, expérience d'écriture et d'effacement périodique d'un soliton de cavité avec une impulsion d'écriture cohérente avec le faisceau d'injection. En noir, la réponse locale du système, en bleu le signal de déclenchement des impulsions de l'EOM et en rouge le signal de commande du transducteur piézoélectrique

L'écriture et l'effacement du soliton de cavité sont accomplis successivement et alternativement. La figure 6.15 montre les traces obtenues à l'oscilloscope Tektronix TDS 684 du détecteur et des signaux de commande. Le signal de commande (trace rouge) est celui qui règle la position du transducteur piézoélectrique et la trace bleue correspond au signal de déclenchement de l'EOM. Les impulsions d'écriture font 100ns et ne sont pas représentées sur la figure mais leur position est matérialisée par la position des fronts montants en bleu. Les sauts brutaux sur la courbe en noire sont les sauts bistables entre la réponse homogène et l'état soliton. Le premier saut de l'état bas à l'état soliton se fait pour une impulsion d'écriture qui est en phase avec le faisceau d'injection. Cette phase servira de référence. Quand on envoie une deuxième impulsion d'écriture à un moment où la position du piézoélectrique est telle que la phase relative du faisceau d'écriture a varié d'un nombre impair de π , le soliton s'éteint et le système revient sur la branche homogène.

L'expérience a permis d'écrire et effacer de manière contrôlée successivement le soliton de

manière cohérente comme le montre la répétition périodique des signaux sur la figure. Ceci démontre la possibilité de procéder à un processus d'écriture et d'effacement d'un soliton de cavité de manière cohérente. On note cependant que les sauts ne correspondent pas au fronts montants du signal *bleu*. Les temps de latence sont de quelques centaines de microsecondes. Ce retard est sans doute imputable à des retards dans la transmission des signaux électriques vers l'oscilloscope car des effets dynamiques seraient beaucoup plus courts. Un déphasage de l'écriture mal contrôlé se ferait sentir sur quelques nanosecondes.

6.2.3 Bistabilité des solitons de cavité en fonction de la puissance de pompe

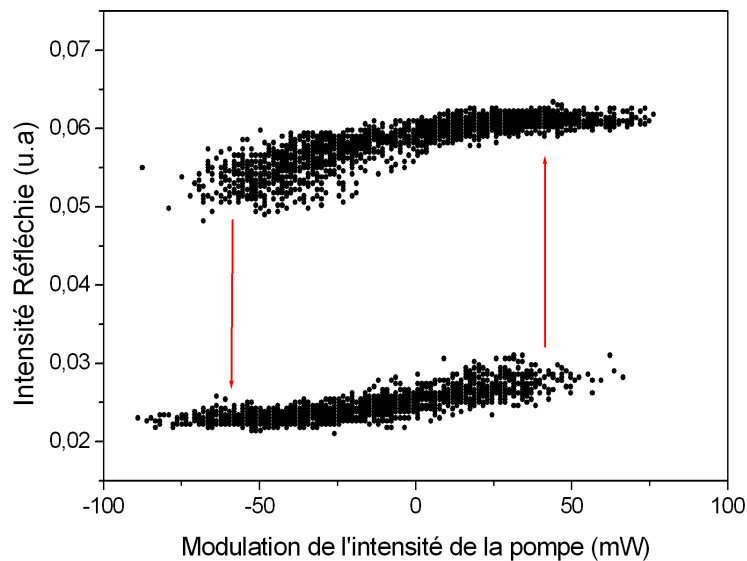


FIG. 6.16 – MOR5516-17 : Intensité réfléchie en fonction de la modulation de la puissance de pompe, mise en évidence de la bistabilité

On a observé au paragraphe 6.1.2.2 que la succession des motifs était semblable à l'effet du désaccord de cavité quand on augmentait la pompe. Le but de l'expérience reproduite ici est de caractériser la bistabilité éventuelle des solitons de cavité en fonction de la puissance de pompage. On module donc la puissance de la pompe grâce à un générateur BF (non représenté sur le schéma à la figure 6.14) modulant le courant de la diode laser. L'intensité de pompe

moyenne est d'environ $40kW.cm^{-2}$ et la modulation correspond à $\pm 1kW.cm^{-2}$. La modulation s'effectue autour de la région de bistabilité. La réponse du système est présentée en figure 6.16 et montre là-aussi la bistabilité de la structure localisée. Il est donc possible de créer un soliton de cavité grâce à une surmodulation locale de la pompe, celui-ci restant stable quand la surmodulation locale disparaît.

6.2.4 Écriture et effacement incohérents de solitons de cavité

L'écriture cohérente nécessite de contrôler la différence de phase entre les faisceaux d'injection et d'écriture. L'expérience relatée au paragraphe 6.2.3 montre le caractère bistable de la structure localisée en fonction de la puissance de la pompe. Grâce à une surmodulation locale de la pompe, il doit être possible d'écrire un soliton, cette écriture est alors incohérente. Dans cette expérience, le faisceau qui sert à l'écriture et à l'effacement du soliton est issu d'un deuxième laser Ti :Sa qui délivre un faisceau à $800nm$ fonctionnant en mode continu ou pulsé.

6.2.4.1 Montage expérimental en écriture incohérente

Le schéma expérimental des trajets optiques dans le cas de l'écriture incohérente est légèrement modifié par rapport à l'écriture cohérente. Il est présenté en figure 6.17. Le faisceau d'écriture est produit par un laser Ti :Sa à une longueur d'onde autour de $800nm$ pour une efficacité maximale d'absorption dans la cavité. Il est représenté par le faisceau *bordeaux* sur le schéma. Le laser Ti :Sa peut fonctionner en mode continu ou pulsé. Les impulsions temporelles d'écriture sont formées par le modulateur acousto-optique (AOM) quand la cavité laser fonctionne en continu. En mode pulsé il délivre des impulsions de $60ps$ pour un taux de répétition de $80MHz$, l'acousto-optique sert alors à sélectionner les impulsions utiles. La présence du miroir dichroïque oblige le faisceau d'écriture à emprunter le même trajet que la pompe.

6.2.4.2 Démonstration de l'écriture incohérente

Dans cette expérience le laser Ti :Sa fonctionne en mode pulsé à la fréquence de $80MHz$ et on utilise un obturateur manuel pour stopper l'écriture. Le faisceau d'écriture intervient comme

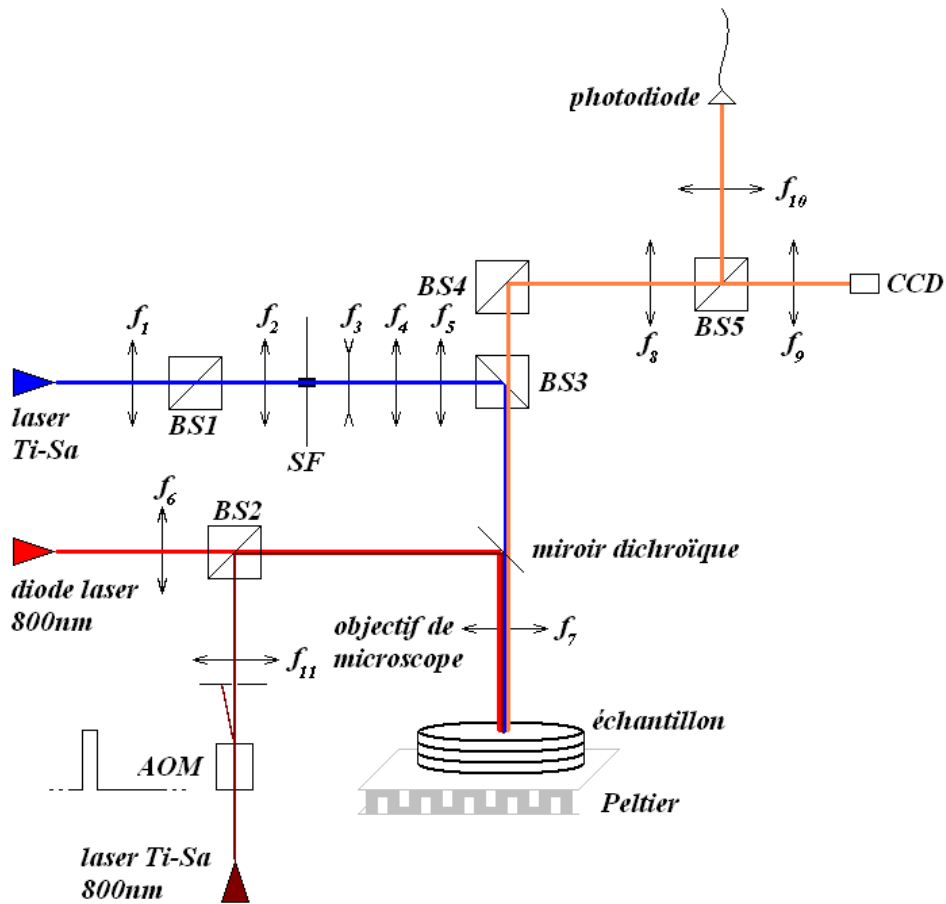


FIG. 6.17 – Schéma expérimental : trajets optiques en écriture incohérente. SF : trou de $\varnothing = 100\mu m$, f_1 : 20cm, f_2 : 10cm, f_3 : -20cm, f_4 : 25cm, f_5 : 30cm, f_6 : 23,5mm, f_7 : 5mm, f_8 : 40cm, f_9 : 20cm, f_{10} : 20cm, f_{11} : 12,5cm

une surintensité locale de la pompe. On varie l'intensité moyenne du faisceau d'écriture. La figure 6.18 présente la séquence d'allumage pour différentes puissances du faisceau d'écriture. Les séquences se lisent de haut en bas pour des puissances moyenne d'écriture de 60mW, 66mW et 71mW. La première ligne correspond à l'état initial quand la figure de réflexion du système est homogène. La deuxième ligne correspond au moment où le faisceau d'écriture est présent. Plus l'intensité d'écriture est forte et plus large sera le motif créé, mais celui-ci est temporaire et n'existe qu'en présence du faisceau local d'écriture. Ceci est cohérent avec l'étude des motifs en fonction de l'intensité de pompage au paragraphe 6.1.2.2 où les structures localisées apparaissent spontanément les premières lorsque l'on augmente l'intensité de la pompe. Viennent ensuite les motifs organisés. Après avoir coupé l'écriture, on observe la permanence du soliton en troisième

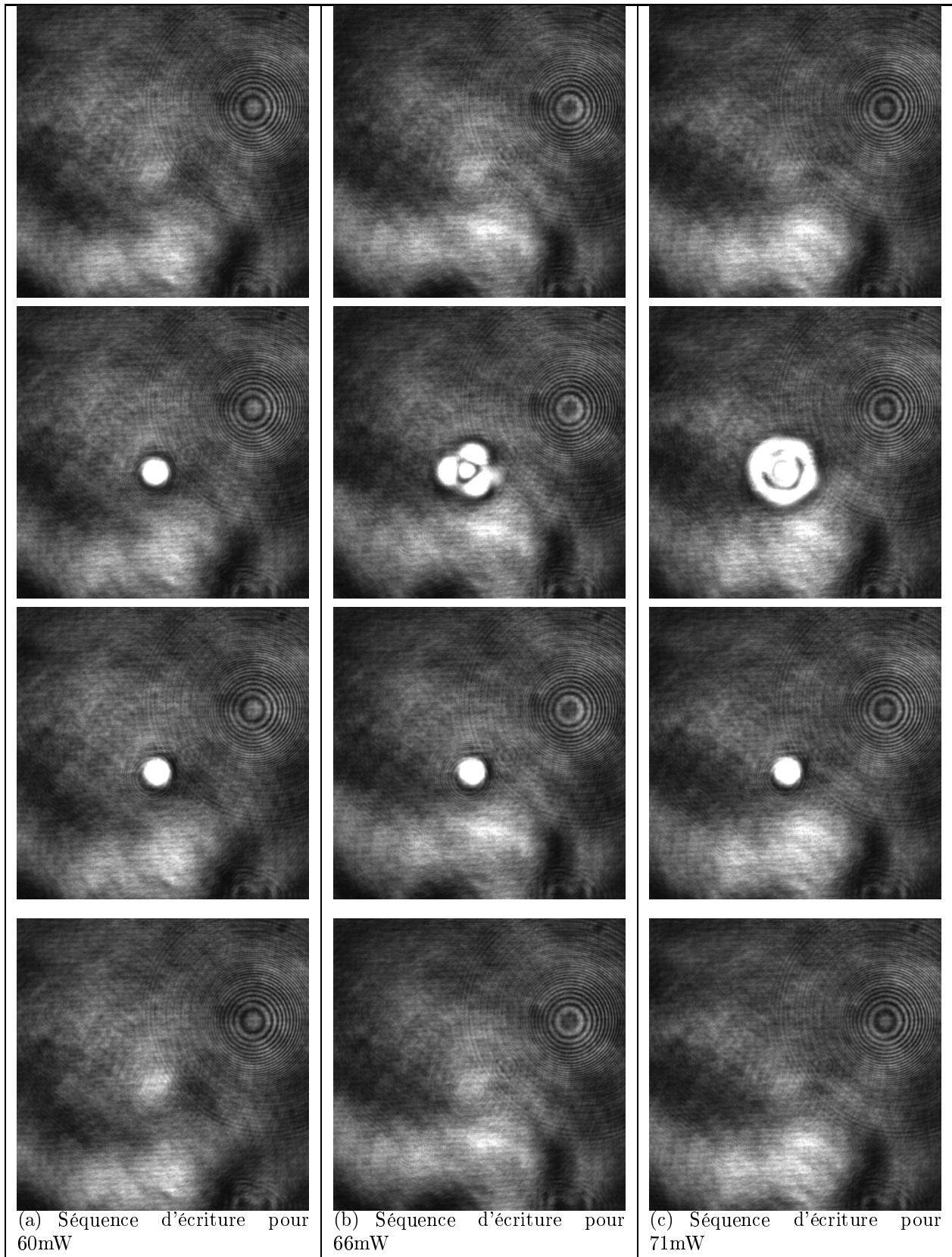


FIG. 6.18 – Séquences d'allumage de solitons en écriture incohérente dans MOR5516-17. La colonne de gauche présente la séquence pour une puissance moyenne d'écriture de 60mW, la colonne du milieu pour 66mW et la colonne de droite pour 71mW. La première ligne présente l'émission avant écriture, la seconde pendant l'écriture, la troisième faisceau d'écriture coupé et sur la quatrième ligne après avoir coupé le faisceau d'injection, le système retourne dans son état initial. Diamètre de pompe : $80\mu\text{m}$

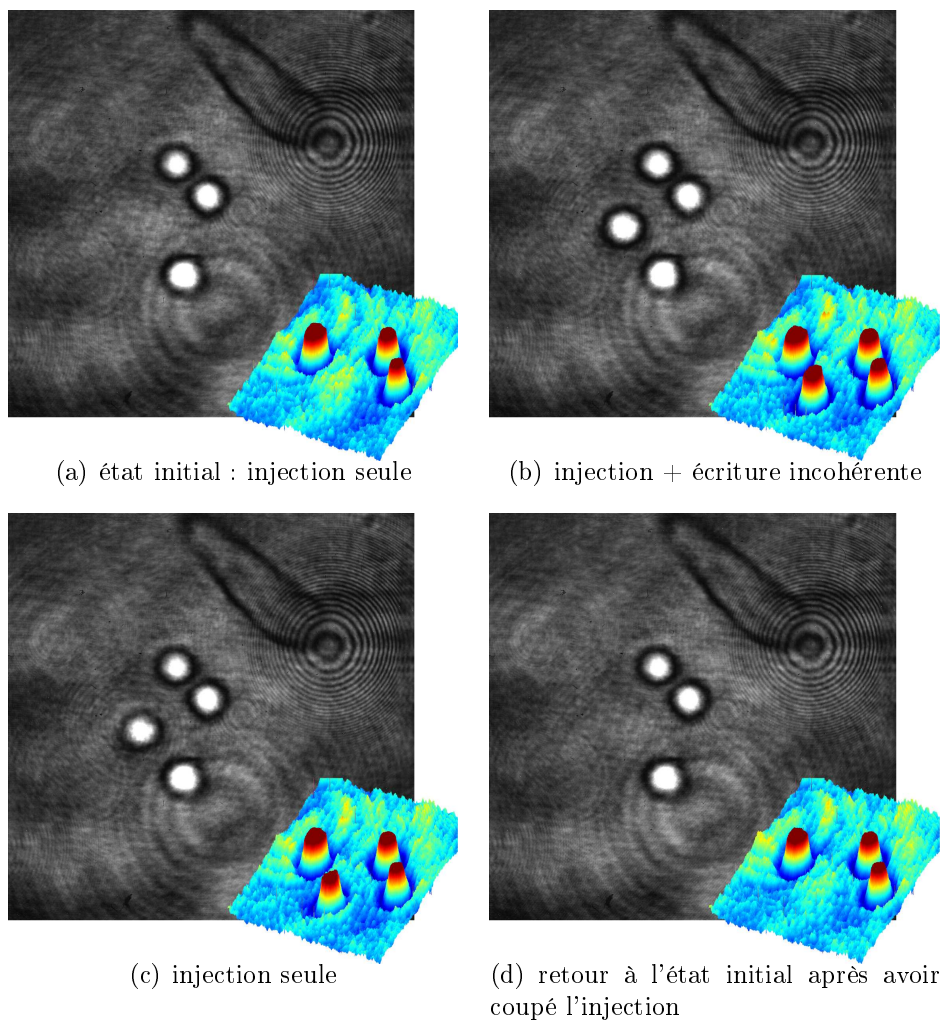


FIG. 6.19 – Séquence d'écriture incohérente d'un soliton de cavité en présence de trois structures localisées.

ligne en équilibre avec la réponse homogène environnante. On coupe momentanément le faisceau d'injection et le système revient dans son état initial en quatrième ligne. Ces séquences montrent pour la première fois à notre connaissance la possibilité d'écrire de manière incohérente et contrôlée un soliton de cavité.

Dans un endroit de l'échantillon qui présente de manière spontanée plusieurs structures localisées, il est aussi possible d'allumer un soliton de cavité. Suivant leur position à la surface de la zone pompée, les cycles de bistabilité des différentes structures localisées n'ont pas les mêmes valeurs limites à cause des différences de pompage ou de température si bien que lorsqu'une structure est bistable, les autres ne le sont pas, il est donc possible d'écrire une structure en

présence des autres comme les figures 6.19 (a), (b), (c) et (d) le montrent.

6.2.4.3 Démonstration d'écriture incohérente en impulsion longue

Dans cette expérience, on contrôle la durée des impulsions d'écriture. On utilise le modulateur acousto-optique (AOM) pour former des impulsions longues de $100ns$. La figure 6.20 montre la trace temporelle de l'intensité locale. On observe que le temps de construction du soliton est de l'ordre de la *nanoseconde* ce qui est comparable aux résultats de l'équipe de Nice [28].

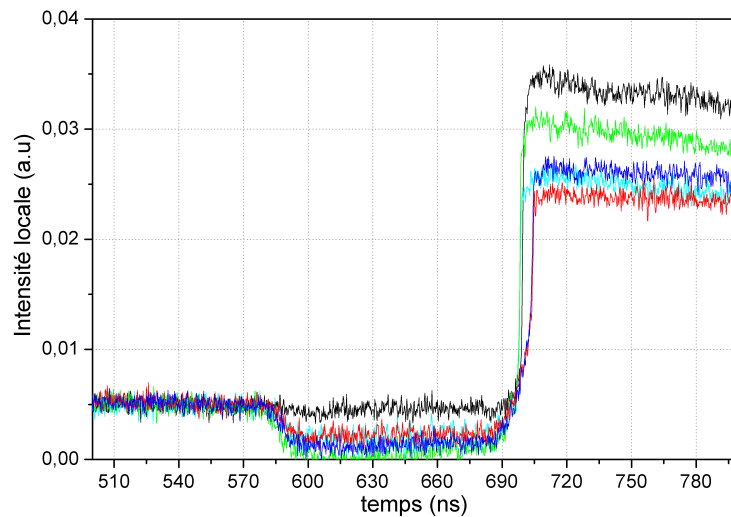


FIG. 6.20 – *Evolution temporelle de l'intensité locale pour différentes puissances du faisceau d'écriture.*

On présente en figure 6.21 une étude du temps de montée en fonction de la puissance du faisceau d'écriture. Le temps de montée paraît plus long quand la puissance est plus faible en figure (b) mais on ne met pas en évidence de relation fiable entre la puissance du faisceau d'écriture et le temps de montée. La raison en est que la stabilisation en température est d'environ $0,05K$ ce qui provoque une gigue du seuil de commutation et donc des puissances nécessaires pour allumer le soliton. Les traces présentées sont effectuées pour différentes puissances d'écriture mais les fluctuations de température au cours des différentes acquisitions empêchent toute comparaison des temps de montée. Un contrôle plus fin de la température sera atteint avec la génération prochaine de l'expérience.

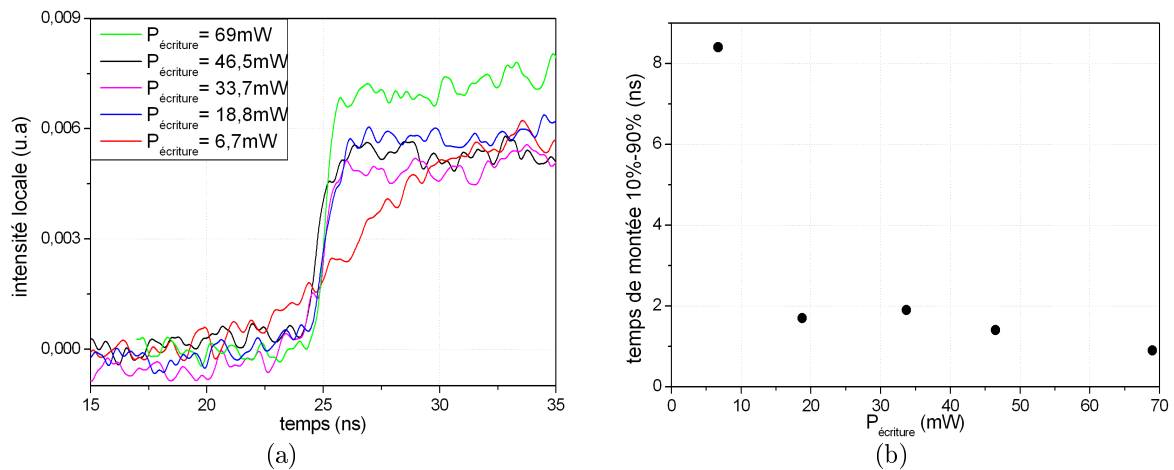


FIG. 6.21 – Temps de montée pour différentes puissances du faisceau d'écriture, les impulsions font 100ns. (a) traces temporelles. (b) analyse des temps de montée en fonction de la puissance envoyée

6.2.4.4 Démonstration d'écriture incohérente en impulsion courte

Dans cette expérience, on cherche à écrire un soliton de cavité à l'aide d'une impulsion unique issue du laser Ti :Sa fonctionnant en mode pulsé.

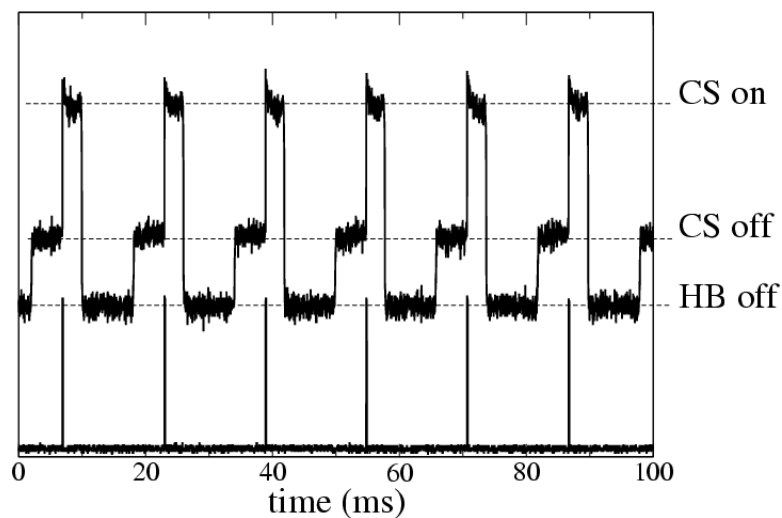


FIG. 6.22 – Evolution temporelle de l'intensité locale pour une impulsion d'écriture sub-nanoseconde

L'écriture incohérente utilise la source laser Ti :Sa dans son mode pulsé, les impulsions durent 60ps et se répètent à la fréquence de 80MHz. Un modulateur acousto-optique sert à sélectionner une impulsion d'écriture unique de façon contrôlée, il est couplé à un obturateur

mécanique qui découpe le faisceau d'injection. La figure 6.22 présente la trace périodique observée à l'oscilloscope Tektronix TDS 684. Dans l'état initial (HB off), l'injection n'est pas présente et l'intensité locale est nulle. Quand l'obturateur est ouvert, l'intensité locale du système correspond à l'état homogène (CS off). Ensuite l'impulsion d'écriture est envoyée et l'intensité locale saute dans l'état soliton (CS on), le soliton est écrit. Enfin l'obturateur vient cacher l'injection et fait une remise à zéro du système (HB off). Cette expérience réalise la démonstration de l'écriture incohérente, périodique et déclenchée d'un soliton de cavité grâce à une impulsion unique de $60ps$.

Si on fait un agrandissement sur l'écriture d'un seul soliton, on observe un temps de latence de plusieurs centaines de nanosecondes (Fig. 6.23). On attribue ce retard à l'allumage à un phénomène thermique local, le soliton est créé avec le concours d'un phénomène de lentille thermique.

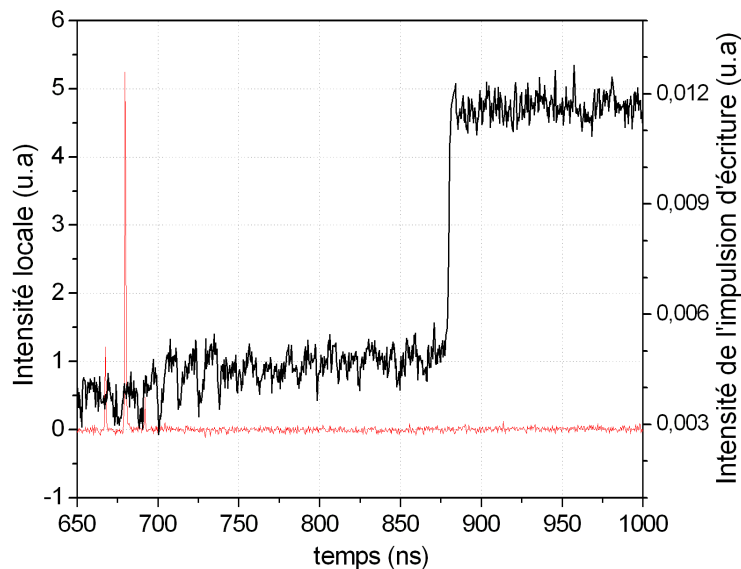


FIG. 6.23 – *Evolution temporelle de l'intensité locale pour une impulsion d'écriture sub-nanoseconde*

6.2.4.5 Démonstration de l'écriture successive de deux solitons

Dans une certaine partie de l'échantillon MOR5516-17, il est possible d'observer simultanément plusieurs structures localisées. Celles-ci ne sont pas toujours bistables dans la même

région de paramètres à cause de leur position relative sur la surface excitée. En effet, le pompage d'une région d'un diamètre de $80\mu m$ induit un gradient thermique et donc un gradient de longueurs d'onde de résonance de la cavité, les différentes structures localisées ne ressentent pas le même paramètre θ suivant leur position. Ainsi, en général on n'observe des solitons de cavité qu'au centre car ils vont au maximum du gradient. Néanmoins, en déplaçant l'échantillon sous le faisceau de pompe, les structures localisées qui apparaissent spontanément se déplacent aussi avec l'échantillon en restant accrochées à des petits défauts en surface. Par cette technique très empirique, on peut trouver une région où deux structures localisées ont des cycles bistables inscrits entre les mêmes intensités de puissance de la pompe. Il est alors possible de les écrire indépendamment.

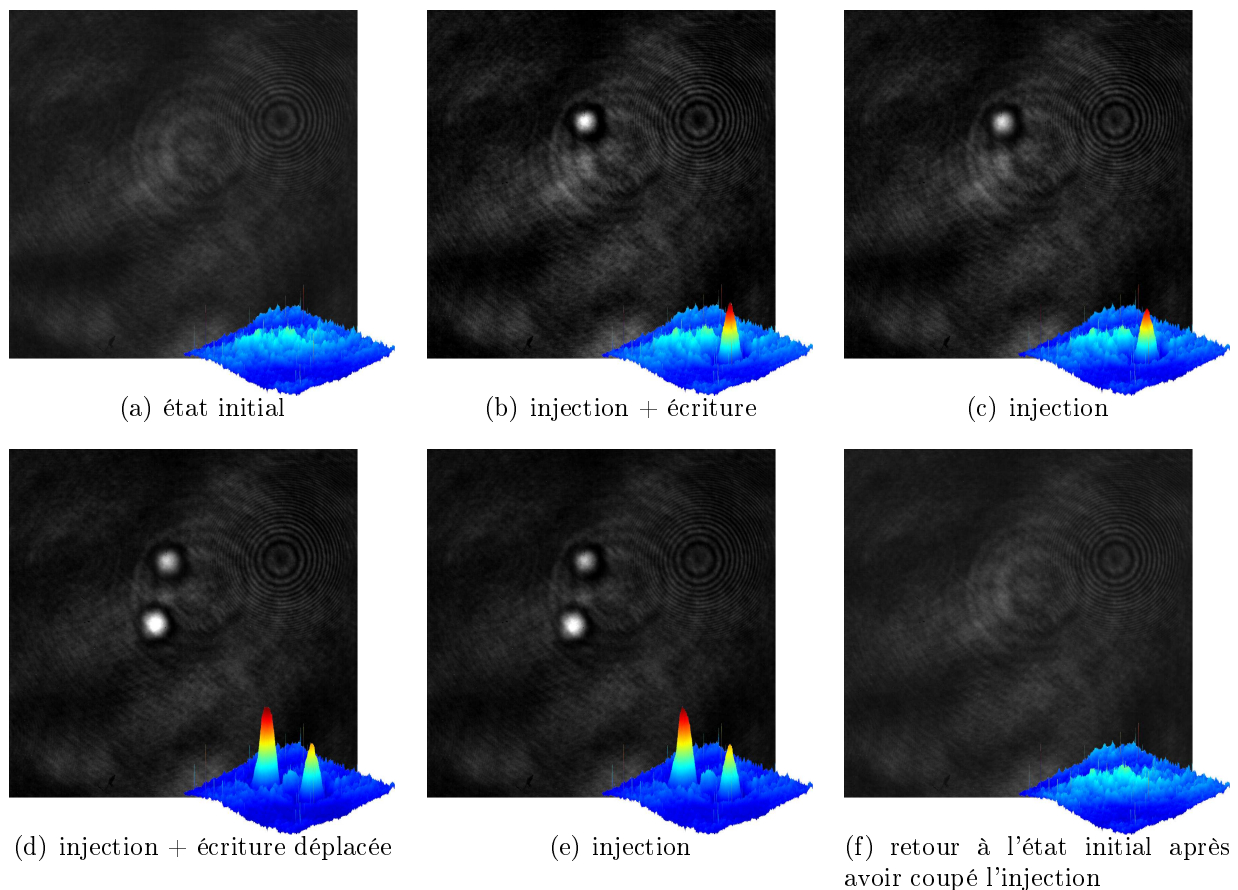


FIG. 6.24 – Séquence d'écriture de deux solitons de cavité. L'image (a) présente l'état homogène initial. (b) Le faisceau d'écriture est présent. (c) Le premier soliton reste en position sans faisceau d'écriture. (d) Le faisceau d'écriture est déplacé et allume le deuxième soliton. (e) Le deuxième soliton reste allumé une fois le faisceau d'écriture coupé. (f) Les deux solitons sont éteints après avoir coupé transitoirement le faisceau d'injection et la cavité revient dans son état initial.

La figure 6.24 montre la séquence d'écriture de ces deux structures. L'image (a) présente l'état homogène initial. Sur (b) le faisceau d'écriture est présent et le soliton est allumé. En (c) le premier soliton reste en position alors que le faisceau d'écriture est éteint. En (d) le faisceau d'écriture est déplacé et on allume le deuxième soliton. Le deuxième soliton reste allumé une fois le faisceau d'écriture coupé sur l'image (e). Entre les images (e) et (f), le faisceau d'injection est coupé de manière transitoire, les deux solitons s'éteignent et la cavité revient dans son état initial à l'image (f). Les deux structures localisées créées sont donc indépendantes entre elles vis-à-vis de l'écriture ce qui conforte leur caractère de solitons de cavité. Ces solitons sont créés sur des défauts locaux de la cavité qui les "accrochent".

6.2.4.6 Démonstration de l'effacement incohérent

L'écriture et l'effacement cohérents font intervenir le même faisceau qui interfère de manière constructive ou destructive selon sa phase relative au faisceau d'injection. Dans le cas d'un faisceau d'écriture incohérent, on ne peut espérer jouer sur sa phase, il n'est a-priori pas possible d'effacer un soliton si on a réussi à l'écrire auparavant car la surmodulation locale de pompe ne peut qu'apporter des porteurs supplémentaires. Il est impossible de retrancher localement de l'intensité à la pompe pour passer localement sous le seuil bas de bistabilité. Pourtant, en choisissant bien les conditions expérimentales, nous sommes parvenus à éteindre le soliton de cavité grâce à une impulsion incohérente.

La figure 6.25 présente une trace temporelle de l'effacement du soliton grâce à une impulsion unique incohérente déclenchée. L'effacement ne marche qu'à la condition de placer le soliton dans la région basse de bistabilité, c'est-à-dire avec une intensité de pompe la plus faible possible tout en restant dans la région bistable avant de l'effacer.

Pour expliquer l'effacement incohérent, il faut sans doute invoquer une déplétion brutale des porteurs par émission stimulée après l'augmentation locale et temporaire de la densité de porteurs, mais les mécanismes en jeu restent à élucider.

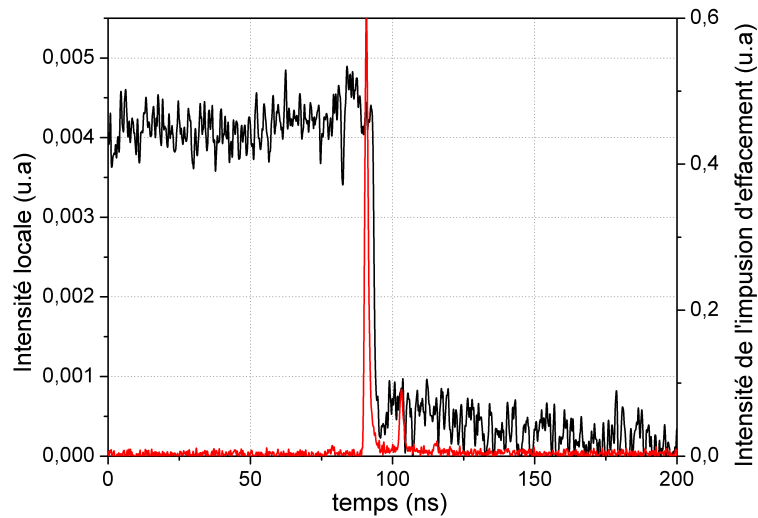


FIG. 6.25 – Evolution temporelle de l'intensité locale pour une impulsion d'effacement sub-nanoseconde

6.3 Les “clusters” de solitons

Quand on dépasse le seuil de bistabilité en présence du faisceau d'injection, des motifs de forme circulaire ont tendance à s'étendre sur toute la surface de la zone pompée, c'est ce qui est montré au paragraphe 6.1.2.1 et en figure 6.8. Pour des conditions expérimentales similaires en terme de diamètre de pompe et de puissance d'injection mais à une longueur d'onde plus faible et en une autre région de l'échantillon, la réponse optique du système peut présenter des motifs apparaissant spontanément et combinant plusieurs structures localisées. Les images présentées en figure 6.26 montrent la succession des motifs à solitons observés en un point particulier de l'échantillon quand on augmente la puissance de la pompe pour un faisceau d'injection à $877,78\text{nm}$. Des travaux expérimentaux dans le régime passif ont présenté des motifs et des arrangements de structures localisées sur des diamètres de $60\mu\text{m}$. Celles-ci ne pouvaient prétendre être des solitons de cavité car elles étaient dépendantes des conditions de bord [79].

Des travaux théoriques ont montré que certains agrégats avec une géométrie particulière étaient stables (Fig.6.27 et [88]). Les observations expérimentales présentent des arrangements identiques aux simulations théoriques mais en présentent aussi de nouvelles. Les agrégats ob-

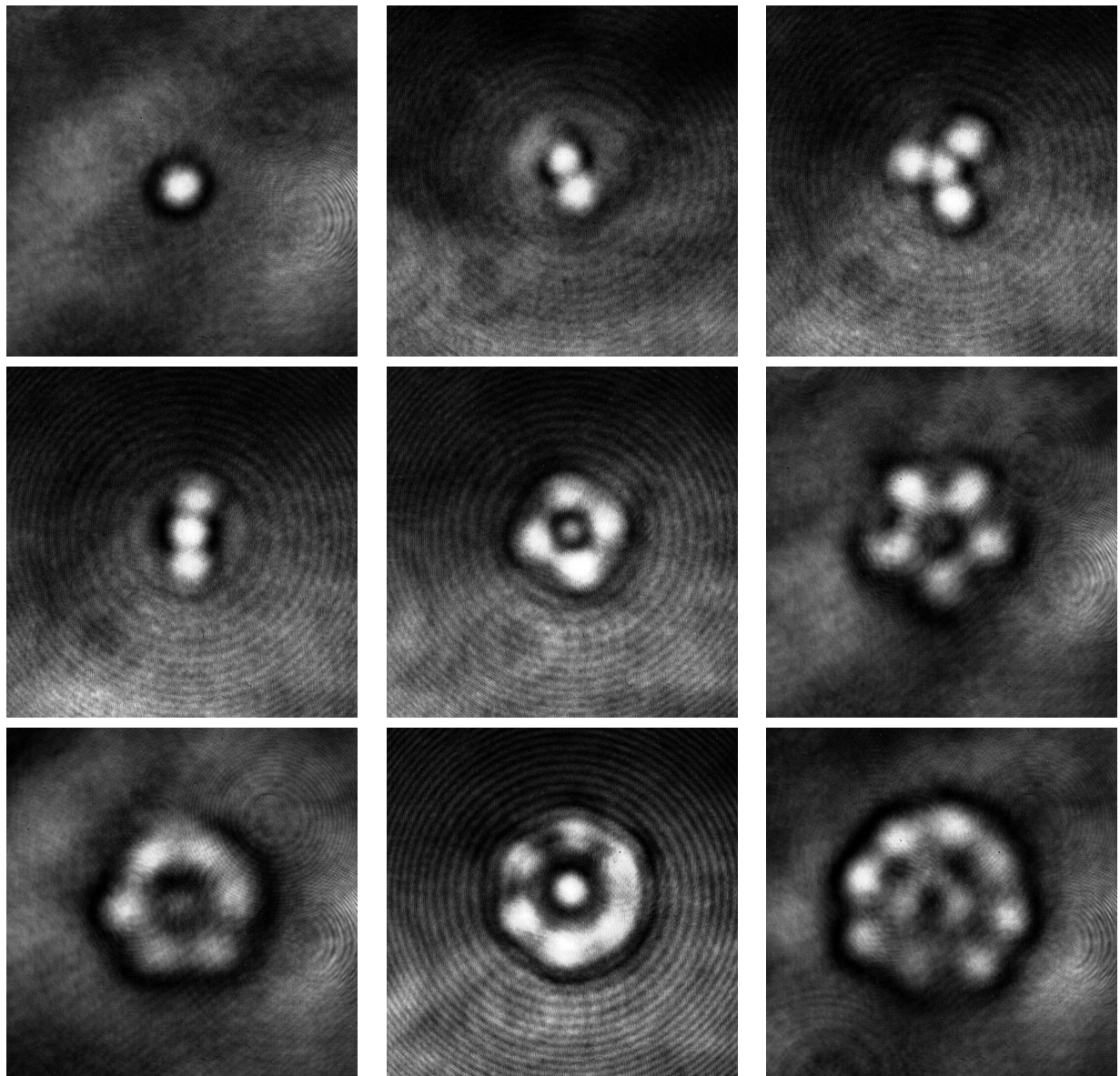


FIG. 6.26 – Séquence des motifs d'agrégats de solitons observés en augmentant la pompe à 877,78nm

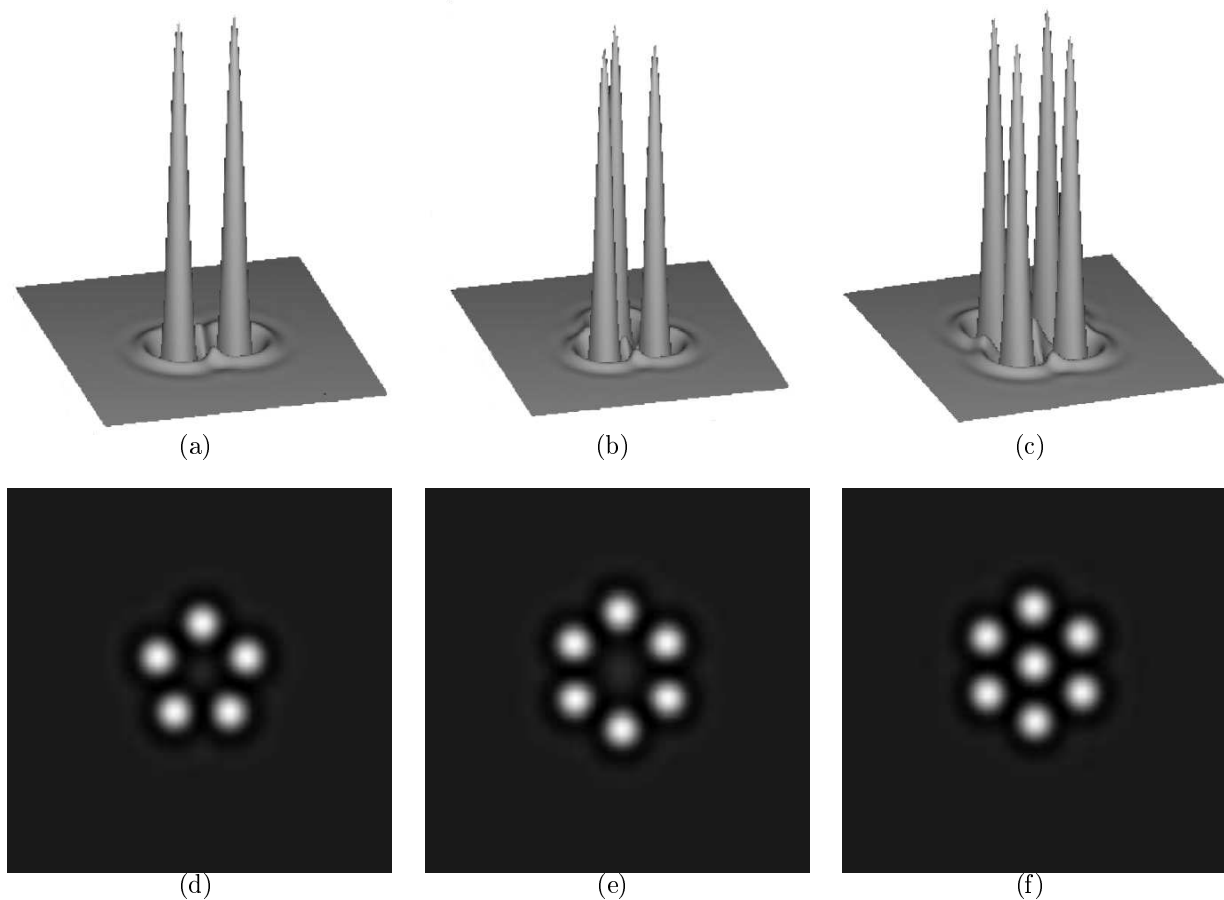


FIG. 6.27 – *Clusters de solitons de cavité : arrangements stables d'après [88]. (a), (b) et (c) clusters de 2, 3 et 4 solitons de cavité en représentation 3D. (d), (e) et (f) clusters de 5, 6 et 7 solitons de cavité en représentation dans le plan*

servés vont de deux solitons à sept. La dernière figure présente onze structures agrégées mais l'arrangement n'apparaît plus avec une symétrie particulière. Les agrégats à trois, quatre, cinq et six structures localisées s'arrangent en triangle, carré, pentagone et hexagone, les sept structures s'arrangeant en hexagone dont une placée au centre. On peut voir l'agrégat de dix structures comme un agrégat d'agrégat étant donné qu'il ne présente plus d'axe de symétrie. On y distingue des arrangements réguliers de deux, trois ou quatre structures localisées. Les agrégats peuvent être vus comme une partie d'un motif spatial régulier recouvrant tout l'espace. Mais cette vision ne rend pas compte de l'agrégat à cinq structures localisées car il est impossible de paver l'espace avec des pentagones. L'article cité plus haut montre que la distance entre les structures localisées est primordiale pour connaître le signe de la force liant deux structures

localisées. Une fonction potentiel définit leur interaction et seuls sont stables les agrégats de structures localisées dont toutes les interactions de structures deux-à-deux minimisent le potentiel de leur interaction. Cette vision en terme de potentiel d'interaction permet d'expliquer la présence d'un agrégat de cinq structures localisées arrangées en pentagone parmi les motifs stables.

Il est clair que ces résultats revêtent un caractère expérimental tout à fait préliminaire, et qu'une étude approfondie doit être entreprise pour en comprendre les ressorts. En particulier, il semble que ces observations doivent permettre d'accéder aux mécanismes d'agrégation et de cohésion de solitons de cavité entre eux.

Conclusion

Dans ce mémoire de thèse j'ai présenté les travaux d'optique transverse non-linéaire que j'ai menés au laboratoire de photonique et de nanostructures. L'étude a porté sur l'auto-organisation dans le plan transverse du champ électromagnétique émis par une microcavité à semiconducteurs à grand nombre de Fresnel pompée optiquement. L'auto-organisation du champ se traduit par la formation de motifs transverses et de structures localisées appelées solitons de cavité dont les propriétés d'inscription et d'effacement s'avèrent particulièrement intéressantes pour le traitement de l'information tout-optique.

Nous avons d'abord établi les fondements théoriques du régime de fonctionnement d'un amplificateur sous le seuil laser. Nous avons montré le cheminement conceptuel, technologique et expérimental qui a abouti à la définition, à la réalisation et à la caractérisation d'une cavité laser semiconducteur à émission verticale adaptée au pompage optique. Cette structure a permis de mettre en évidence pour la première fois dans ce régime de pompage des motifs transverses que l'on a caractérisés par la suite. Pour la première fois également, nous avons pu observer des structures localisées et caractériser leurs propriétés de bistabilité. Nous nous sommes servis de ces propriétés pour étudier leur écriture et leur effacement. Nous avons d'abord utilisé une dérivation du faisceau d'injection pour réaliser cette démonstration en mode cohérent et de façon périodique. Nous avons ensuite utilisé un faisceau d'écriture issu d'une source laser de longueur d'onde voisine à celle de la pompe et nous avons montré la possibilité d'écrire un ou plusieurs solitons de cavité de manière incohérente, puis la possibilité de les effacer. Le grand avantage de l'écriture et de l'effacement incohérents est de s'affranchir des problèmes de référence de phase et donc de son contrôle qui est délicat. Ces observations expérimentales montrent la pertinence

de notre approche mêlant autant les aspects théoriques et technologiques qu'expérimentaux dans les réponses apportées aux problèmes posés par l'accroissement de l'efficacité du pompage optique et la maîtrise des problèmes thermiques. D'ores-et-déjà, ces expériences d'écriture et d'effacement montrent la possibilité de stocker de l'information dans des microrésonateurs à semiconducteurs.

Pour des applications au traitement de l'information, il convient désormais d'étudier les propriétés de déplacement des solitons, leurs interactions mutuelles et leur arrangement dans un gradient périodique sur une surface de plus en plus large. En pompage optique, lorsqu'on élargit la surface pompée, l'homogénéité de pompage ne se dégrade pas et de surcroît le gradient thermique se fait moins fort à densité de puissance égale. Les problèmes d'ouverture numérique se posent aussi avec moins d'acuité en ce qui concerne la fenêtre de pompage de la structure grâce à la conservation de l'étendue de faisceau. Elargir la surface pompée en pompage électrique est plus difficile du fait de la géométrie annulaire des électrodes : l'homogénéité de pompage s'en trouve dégradée. Par ailleurs, la présence d'effet Joule rend en tout état de cause le chauffage plus important.

Expérimentalement, la longueur d'onde d'injection est un paramètre critique qui doit être réglé finement par rapport à la résonance de cavité. La stabilité dépend des fluctuations des épaisseurs des couches et du gradient thermique causé par l'absorption du faisceau de pompe qui changent localement la longueur d'onde de résonance. De plus le faisceau d'injection n'est pas toujours suffisamment stable en fréquence. Par conséquent le désaccord à la résonance de cavité est un paramètre délicat à fixer et soumis à des fluctuations préjudiciables. Dans un contexte applicatif où il est nécessaire de disposer de systèmes robustes et reproductibles, c'est probablement l'un des points faibles du système étudié au cours de cette thèse.

Notons cependant qu'au dessus du seuil laser, dans des systèmes à absorbant saturable où la bistabilité résulte cette fois de la compétition entre le gain et l'absorption saturables, la théorie prévoit aussi l'existence de solitons de cavité sans qu'il soit nécessaire d'y introduire de faisceau d'injection. On s'affranchit ainsi de la référence de phase introduite par l'injection. L'expérience est plus simple et elle se situe en régime laser. L'écriture se fait de manière incohérente : le

laser amplifie le faisceau d'écriture ce qui permet d'envisager de la régénération optique ou de la conversion de fréquence. Par ailleurs dans des cavités VCSEL étendues avec absorbant saturable, les travaux théoriques prévoient la possibilité du régime de "mode-locking" si bien qu'en régime laser les solitons peuvent être confinés dans les trois dimensions [16] formant des solitons 3D ("optical bullets"). On mesure l'intérêt potentiel de telles propriétés, par exemple pour la formation de trains d'impulsions à la demande, en vue de la réalisation d'une horloge optique. Ainsi le projet européen FunFACS qui a débuté en avril 2005 et auquel l'équipe du LPN participe a pour objectifs la réalisation de lasers à solitons en fonctionnements continu et pulsé [22, 86, 20] et la réalisation de systèmes optiques utilisant les propriétés particulières des solitons pour des réalisations fonctionnelles.

Dans le domaine des applications, les résultats obtenus au cours de ce travail de doctorat permettent d'envisager dans un avenir relativement proche la réalisation de dispositifs expérimentaux démontrant la possibilité d'effectuer des fonctions élémentaires nécessaires au traitement de l'information par des méthodes tout optiques : registre à décalage, mémoires à solitons de cavité et traitement massivement parallèle d'un plan vers un autre. Les solitons de cavité peuvent s'annihiler ou fusionner suivant leur phase relative ou former des états liés, ce qui ouvre des possibilités de traitement intra-planaire (processeur cellulaire). Compte-tenu du caractère intrinsèquement parallèle des architectures à solitons de cavité envisageables, les performances apparaissent complémentaires des approches électroniques. En prenant un rayon utile de $10\mu m$ par soliton de cavité, la densité de stockage atteignable est de l'ordre de $10^5 bits/cm^2$. Avec un temps de commutation de $10ns$, la vitesse de traitement serait de $10^{12} Mo/cm^2/s$.

Bibliographie

- [1] F. Abelès. Recherche sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés : applications aux couches minces. *Annales de Physique*, 5 :596–706, 1950.
- [2] E. Abraham and J.M. Halley. Some Calculations of Temperature Profiles in Thin Films with Laser Heating. *Applied Physics A*, 42 :279–285, 1987.
- [3] E. Abraham and I.J. Ogilvy. Heat Flow in Interference Filters. *Applied Physics B*, 42 :31–34, 1987.
- [4] T. Ackemann, S. Barland, M. Cara, S. Balle, J.R. Tredicce, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K.J. Ebeling. Spatial mode structure of bottom-emitting broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 2 :406–412, 2000.
- [5] T. Ackemann, S. Barland, J.R. Tredicce, M. Cara, S. Balle, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K.J. Ebeling. Spatial structure of broad-area vertical-cavity regenerative amplifiers. *Optics Letters*, 25(11) :814–816, 2000.
- [6] T. Ackemann and W. Lange. Optical pattern formation in alkali metal vapors : mechanisms, phenomena and use. *Applied Physics B*, 72 :21–34, 2001.
- [7] S. Adachi. *GaAs*, *AlAs*, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58(3) :R1–R29, 1985.
- [8] G.P. Agrawal. Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers. *Journal of Optical Society America B*, 5(1) :147, 1988.

- [9] J. Albers. An exact recursion relation solution for the steady-state surface temperature of a general multilayer structure. *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology part A*, 18(1) :3138, March 1995.
- [10] S. Barbay, Y. Ménesguen, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Cavity optimization of optically pumped broad-area microcavity lasers. *Applied Physics Letters*, 86 :151119, 2005.
- [11] S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, L.A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödl, M. Miller, and R. Jäger. Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities. *Nature*, 419 :699–702, October 2002.
- [12] H. Bénard. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Revue générale des Sciences Pures et Appliquées*, 11 :1261–1271, 1900.
- [13] H. Bénard. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide propageant de la chaleur par convection. *Annales de Chimie Physique*, 1901.
- [14] M. Born and E. Wolf. Principles of optics. *Cambridge University press*, 6^e édition :69, 1980.
- [15] M. Brambilla, L.A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli, and W.J. Firth. Spatial Soliton Pixels in Semiconductor Devices. *Physical Review Letters*, 79(11) :2042–2045, 1997.
- [16] M. Brambilla, T. Maggipinto, G. Patera, and L. Columbo. Cavity Light Bullets : Three-Dimensional Localized Structures in a Nonlinear Optical Resonator. *Physical Review Letters*, 93(20), 2004.
- [17] I.D. Calder and R. Sue. Modeling of cw laser annealing of multilayer structures. *Journal of Applied Physics.*, 53(11) :7545–7550, November 1982.
- [18] G. Chen. A comparative study on the thermal characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Applied Physics*, 77(9) :4251–4268, 1 May 1995.
- [19] G. Chen. Thermal conductivity and ballistic-phonon transport in the cross-plane direction of superlattices. *Physical Review B*, 57(23) :14958–14973, 15 June 1998.

- [20] Y.F. Chen and K.F. Huang. Reply on Comment on "Formation of Repetitively Nanosecond Spatial Solitons in a Saturable Absorber Q-Switched Laser". *Physical Review Letters*, 94 :249402, 2005.
- [21] Y.F. Chen and Y.P. Lan. Transverse pattern formation of optical vortices in a microchip laser with a large Fresnel number. *Physical Review A*, 65 :013802, December 2002.
- [22] Y.F. Chen and Y.P. Lan. Formation of Repetitively Nanosecond Spatial Solitons in a Saturable Absorber Q-Switched Laser. *Physical Review Letters*, 93 :013901, 2004.
- [23] W.W. Chow, S.W. Koch, and M. Sargent. Semiconductor-Laser Physics. *Springer-Verlag*, page 166, 1994.
- [24] W.J. Firth and A.J. Scroggie. Spontaneous Pattern Formation in an Absorptive System. *Europhysics Letters*, 26(7) :521–526, 1994.
- [25] W.J. Firth and A.J. Scroggie. Optical Bullet Holes : Robust Controllable Localized States of a Nonlinear Cavity. *Physical Review Letters*, 76(10) :1623–1626, 1996.
- [26] I. Ganne, G. Slekyš, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Optical switching waves in III-V semiconductor microresonators. *Physical Review B*, 63(7) :075318, 2001.
- [27] I. Ganne, G. Slekyš, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Precursor forms of cavity solitons in nonlinear semiconductor microresonators. *Physical Review E*, 66 :066613, 2002.
- [28] X. Hachair, S. Barland, L. Furfaro, M. Giudici, S. Balle, J.R. Tredicce, M. Brambilla, T. Maggipinto, I.M. Perrini, G. Tissoni, and L.A. Lugiato. Cavity solitons in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers below threshold. *Physical Review A*, 69 :043817, 2004.
- [29] S.P. Hegarty, G. Huyet, J.G. McInerney, and K.D. Choquette. Pattern Formation in the Transverse Section of a Laser with a Large Fresnel Number. *Physical Review Letters*, 82(7) :1434–1437, February 1999.
- [30] S.P. Hegarty, G. Huyet, P. Porta, J.G. McInerney, K.D. Choquette, K.M. Geib, and H.Q. Hou. Transverse-mode structure and pattern formation in oxide-confined vertical-cavity

- semiconductor lasers. *Journal of Optical Society America B*, 16(11) :2060–2071, November 1999.
- [31] C.H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-18(2) :259–264, 1982.
- [32] G. Huyet, M.C. Martinoni, J.R. Tredicce, and S. Rica. Spatiotemporal Dynamics of Lasers with a Large Fresnel Number. *Physical Review Letters*, 75(22) :4027–4030, 1995.
- [33] Y. Iino and P. Davis. Controlling spontaneous generation of optical beam spots in a liquid crystal device. *Journal of Applied Physics*, 87 :8251–8258, 2000.
- [34] R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling. ESPRIT LTR Project 28235 - PIANOS Processing of Information by Arrays of Nonlinear Optical Solitons. *Second Annual Project Review Report*, 1999.
- [35] A. Karim, J. Piprek, P. Abraham, D. Lofgreen, Y.-J. Chiu, and J.E. Bowers. 1.55-um Vertical-Cavity Laser Arrays for Wavelength-Division Multiplexing. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2) :178–183, April 2001.
- [36] K.J. Knopp, D.H. Christensen, and J.R. Hill. Vertical-cavity surface-emitting lasers with low-ripple optical pump bands. *Applied Physics Letters*, 69(26) :3987–3989, 1996.
- [37] K.J. Knopp, D.H. Christensen, and J.R. Hill. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Low-Ripple Optical Pumping Windows. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2) :366–371, 1997.
- [38] A.J. Koch and H. Meinhardt. Biological pattern formation : from basic mechanisms to complex structures. *Reviews of Modern Physics*, 66(4) :1481–1507, October 1994.
- [39] S.W. Koch, N. Peyghambarian, and H.M. Gibbs. Band-edge nonlinearities in direct-gap semiconductors and their application to optical bistability. *Journal of Applied Physics*, 63(2) :R1–R11, 1988.
- [40] R. Kuszelewicz, I. Ganne, I. Sagnes, G. Sleky, and M. Brambilla. Optical Self-Organization in Bulk and Multi-quantum Well GaAlAs Microresonators. *Physical Review Letters*, 84(26) :6006–6009, 2000.

- [41] W. Lange, T. Ackemann, A. Aumann, E. Bütthe, and Yu.A. Logvin. Atomic vapors-a versatile tool in studies of optical pattern formation. *Chaos Solitons Fractals*, 10 :617–626, 1999.
- [42] M. Lax. Temperature rise induced by a laser beam. *J. Appl. Phys*, 48(9) :3919–3924, September 1977.
- [43] M. Lax, W. H. Louisell, and W. B. McKnight. From Maxwell to paraxial wave optics. *Physical Review A*, 11(4), 1975.
- [44] Y.H. Lee, A. Chavez-Pirson, S.W. Koch, H.M. Gibbs, S.H. Park, J. Morhange, A. Jeffrey, N. Peyghambarian, L. Banyai, A.C. Gossard, and W. Wiegmann. Room-Temperature Optical Nonlinearities in GaAs. *Physical Review Letters*, 57(19) :2446–2449, 1986.
- [45] Yu.A. Logvin, B. Schäpers, and T. Ackemann. Stationary and drifting localized structures near a multiple bifurcation point. *Physical Review E*, 61(4) :4622–4625, 2000.
- [46] L.A. Lugiato, M. Brambilla, and A. Gatti. Optical Pattern Formation. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40 :229–306, 1998.
- [47] L.A. Lugiato and C. Oldano. Stationary spatial patterns in passive optical systems : Two-level atoms. *Physical Review A*, 37(10) :3896–3908, 1988.
- [48] D.T.F. Marple. *Journal of Applied Physics*, 24 :1241, 1964.
- [49] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, D.J. Eilenberger, P.W. Smith, A.C. Gossard, and W.T. Tsang. Large room-temperature optical nonlinearity in $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ multiple quantum well structures. *Applied Physics Letters*, 41(8) :679–682, 1982.
- [50] Y. Ménesguen and R. Kuszelewicz. Thermal modelling of large-area VCSELs under optical pumping. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41(7) :901–908, 2005.
- [51] J.J. Morikuni, P.V. Mena, A.V. Harton, K.W. Wyatt, and S.M. Kang. Spatially Independent VCSEL Models for the Simulation of Diffusive Turn-Off Transients. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 17(1) :95–102, 1999.
- [52] J.D. Murray. *Mathematical Biology*. Springer-Verlag, Berlin, 1989.

- [53] W. Nakwaski and M. Osinski. Thermal Analysis of GaAs-AlGaAs Etched-Well Surface-Emitting Double-Heterostructure Lasers with Dielectric Mirrors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6) :1981–1995, June 1993.
- [54] W. Nakwaski and M. Osinski. Thermal properties of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. *Progress in Optics*, 38 :165–262, 1998.
- [55] L.M. Narducci, J.R. Tredicce, L.A. Lugiato, N.B. Abraham, and D.K. Bandy. Multimode laser with an injected signal : Steady-state and linear stability analysis. *Physical Review A*, 32(3) :1588–1595, 1985.
- [56] R. Neubecker, G.L. Oppo, B. Thuring, and T. Tschudi. Pattern formation in a liquid-crystal light valve with feedback, including polarization, saturation, and internal threshold effects. *Physical Review A*, 52(1) :791–808, 1995.
- [57] J.L. Oudar, R. Kuszelewicz, B.G. Sfez, D. Pellat, and R. Azoulay. Quantum well nonlinear microcavities. *Superlattices Microstructures*, 12(1) :89–92, 1992.
- [58] S.F. Pereira, M.B. Willemsen, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Pinning of daisy modes in optically pumped vertical-cavity surface-emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 73(16) :2239–2241, 1998.
- [59] S.F. Pereira, M.B. Willemsen, M.P. van Exter, and J.P. Woerdman. Frequency spectra and waveguiding of a family of daisy modes in vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Communications*, 179 :485–489, May 2000.
- [60] F. Prati, A. Tesei, L.A. Lugiato, and R.J. Horowitz. Stable states in surface-emitting semiconductor lasers. *Chaos Solitons Fractals*, 4 :1637, 1994.
- [61] P.L. Ramazza, S. Ducci, S. Boccaletti, and F.T. Arecchi. Localized vs delocalized structures in a nonlinear interferometer. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 2 :399, 2000.
- [62] Lord Rayleigh. On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Phil. Mag.*, 32 :529–546, 1916.

- [63] N.N. Rosanov and G.V. Khodova. Autosolitons in bistable interferometers. *Optics Spectroscopy*, 65 :449–450, 1988.
- [64] M. Saffman, D. Montgomery, and D.Z. Anderson. Collapse of a transverse-mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator. *Optics Letters*, 19(8) :518, 1994.
- [65] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. Characteristics and possible applications of localized structures in an optical pattern-forming system. *Proceedings of SPIE*, 4271 :130–137, 2001.
- [66] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. Robust control of switching of localized structures and its dynamics in a single-mirror feedback scheme. *Journal of Optical Society of America B*, 19(4) :707–715, 2002.
- [67] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. Properties of Feedback Solitons in a Single-Mirror Experiment. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(2) :227–237, 2003.
- [68] B. Schäpers, M. Feldman, T. Ackemann, and W. Lange. Interaction of Localized Structures in an Optical Pattern-Forming System. *Physical Review Letters*, 85(4) :748–751, 2000.
- [69] L.A. Segel. Modeling Dynamic Phenomena in Molecular and Cellular Biology. *Cambridge University Press, Cambridge*, 1984.
- [70] B.G. Sfez, J.L. Oudar, R. Kuszelewicz, and D. Pellat. Origin of the nonlinear index saturation in the band tail absorption region of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. *Applied Physics Letters*, 60(10) :1163–1165, 1992.
- [71] B.G. Sfez, J.L. Oudar, J.C. Michel, R. Kuszelewicz, and R. Azoulay. High contrast multiple quantum well optical bistable device with integrated Bragg reflectors. *Applied Physics Letters*, 57(4) :324–326, 1990.
- [72] A.E. Siegman. Quasi fast Hankel transform. *Optics Letters*, 1(1) :13–15, July 1977.
- [73] G. Slekys, I. Ganne, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Optical pattern formation in passive semiconductor microresonators. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 2(3) :443–446, 2000.

- [74] P. Snabre, A. Perez, and A. Arhaliass. Experimental and analytical study of periodic heat conduction in a multilayer medium. *The European Physical Journal : Applied Physics*, 1 :315, 1998.
- [75] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, and L.A. Lugiato. Spatial solitons in semiconductor microcavities. *Physical Review A*, 58(3) :2542–2559, 1998.
- [76] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Tarengi, and M. Brambilla. First principle theory for cavity solitons in semiconductor microresonators. *The European Physical Journal D*, 15 :257–266, 2001.
- [77] C. Symonds, I. Sagnes, A. Garnache, S. Hoogland, G. Saint-Girons, A.C. Tropper, and J.L. Oudar. Continuous-wave operation of monolithically grown $1.5\mu\text{m}$ optically pumped vertical-external -cavity surface-emitting lasers. *Applied Optics*, 42(33) :6678–6681, 2003.
- [78] C. Symonds, I. Sagnes, J.L. Oudar, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, and M. Strassner. Room temperature CW lasing operation of monolithically grown $1.55\mu\text{m}$ vertical external cavity surface emitting laser. *Optics Communications*, 230(4-6) :419–423, 2004.
- [79] V.B. Taranenko, I. Ganne, R. Kuszelewicz, and C.O. Weiss. Patterns and localized structures in bistable semiconductor resonators. *Physical Review A*, 61(6) :063818, 2000.
- [80] V.B. Taranenko, K. Staliunas, and C.O. Weiss. Spatial soliton laser : localized structures in a laser with a saturable absorber in a self-imaging resonator. *Physical Review A*, 56 :1582–1591, 1997.
- [81] G. Tissoni, F. Prati, L. Columbo, R. Kheradmand, L.A. Lugiato, X. Hachair, F. Pedaci, E. Caloche, S. Barland, M. Giudici, J. Tredicce, I. Protsenko, and M. Brambilla. Cavity solitons in driven VCSELs above threshold : theory and experiment. *NLW*, Dresde, 2005.
- [82] G. Tissoni, F. Prati, L. Columbo, L.A. Lugiato, R. Kheradmand, M. Brambilla, I. Protsenko, X. Hachair, M. Giudici, E. Caloche, F. Pedaci, S. Barland, and J. Tredicce. Cavity solitons in broad-area driven VCSELs above threshold. *EQEC*, München, 2005.

- [83] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I.M. Perrini, and L.A. Lugiato. Cavity solitons in passive bulk semiconductor microcavities. i. Microscopic model and modulational instabilities. *Journal of Optical Society America B*, 16(11) :2083–2094, 1999.
- [84] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I.M. Perrini, and L.A. Lugiato. Cavity solitons in passive bulk semiconductor microcavities. ii. Dynamical properties and control. *Journal of Optical Society America B*, 16(11) :2095–2105, 1999.
- [85] M. Tlidi, P. Mandel, and R. Lefever. Localized structures and localized patterns in optical bistability. *Physical Review Letters*, 73 :640–643, 1994.
- [86] J. Tredicce, M. Giudici, and P. Glorieux. Comment on "Formation of Repetitively Nanosecond Spatial Solitons in a Saturable Absorber Q-Switched Laser". *Physical Review Letters*, 94 :249401, 2005.
- [87] A.M. Turing. The chemical basis of morphogenesis. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 237(641) :237, 1952.
- [88] A.G. Vladimirov, J.M. McSloy, D.V. Skryabin, and W.J. Firth. Two-dimensional clusters of solitary structures in driven optical cavities. *Physical Review E*, 65 :046606, 1999.
- [89] C.O. Weiss, M. Vaupel, K. Staliunas, G. Slekyš, and V.B. Taranenko. Solitons and Vortices in Lasers. *Applied Physics B*, 68 :151, 1999.
- [90] Y. Yadin, J. Scheuer, Y. Gross, and M. Orenstein. Light flowers from coherent vertical-cavity surface-emitting laser arrays. *Optics Letters*, 27(21) :1908–1910, November 2002.
- [91] T. Yao. Thermal properties of AlAs/GaAs superlattices. *Applied Physics Letters*, 51(22) :1798–1800, 30 November 1987.

Annexe A

Notations

Notations	Définitions
α	Facteur de Henry
$\alpha_p, \alpha(I), \alpha(N)$	Coefficient d'absorption par unité de longueur
C	Paramètre de bistabilité
θ	Ecart à la résonance de cavité
A_{za}	Absorptivité
L_{za}	Epaisseur de la couche active
T	Transmission
R	Réfectivité
E_F	Champ propagatif intra-cavité
E_B	Champ contrapropagatif intra-cavité
E_R	Champ réfléchi
E_I	Champ incident
N	Densité de porteurs
N_0	Densité de porteurs à la transparence
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire

\sqrt{a}	Longueur de diffraction
κ^{-1}	Temps de vie moyen des photons intracavité
χ_{nl}	Susceptibilité non-linéaire
A	Gain différentiel
τ_{nr}	Temps de recombinaison non-radiative
ω_0	Fréquence du champ d'excitation
ω_p	Fréquence de la pompe
σ	Rapport de dissymétrie avant/arrière
ω	Waist du faisceau gaussien de pompe
I_p	Intensité de la pompe
\hat{T}	Température dans l'espace transformée
$\hat{\phi}$	Flux de chaleur
k	Vecteur d'onde de chaleur
ρ_i	Densité
C_i	Capacité calorifique massique
D	Coefficient de diffusion (porteurs ou chaleur)
E_g	Energie de gap
n	Indice du matériau

Annexe B

Une nouvelle étape technologique : le report sur SiC

La structure MOR5516-17 est conçue pour être épitaxiée à l'envers et collée par brasure $Au - In_2$. Cette méthode développée au LPN pour reporter des structures épitaxiées en semiconducteur III-V sur substrat de SiC ou autre en particulier. La cavité amplificatrice est épitaxiée par MOCVD à l'envers : le miroir avant contre le substrat et le miroir arrière après. Le miroir arrière de l'échantillon est ensuite collé par brasure $Au - In_2$ sur un substrat de SiC . On retire ensuite le substrat initial de $GaAs$ par polissage mécanique et par attaque chimique. Les couches sacrificielles sont retirées par différents procédés chimiques sélectifs de manière à avoir en surface la face avant du miroir avant du VCSEA.

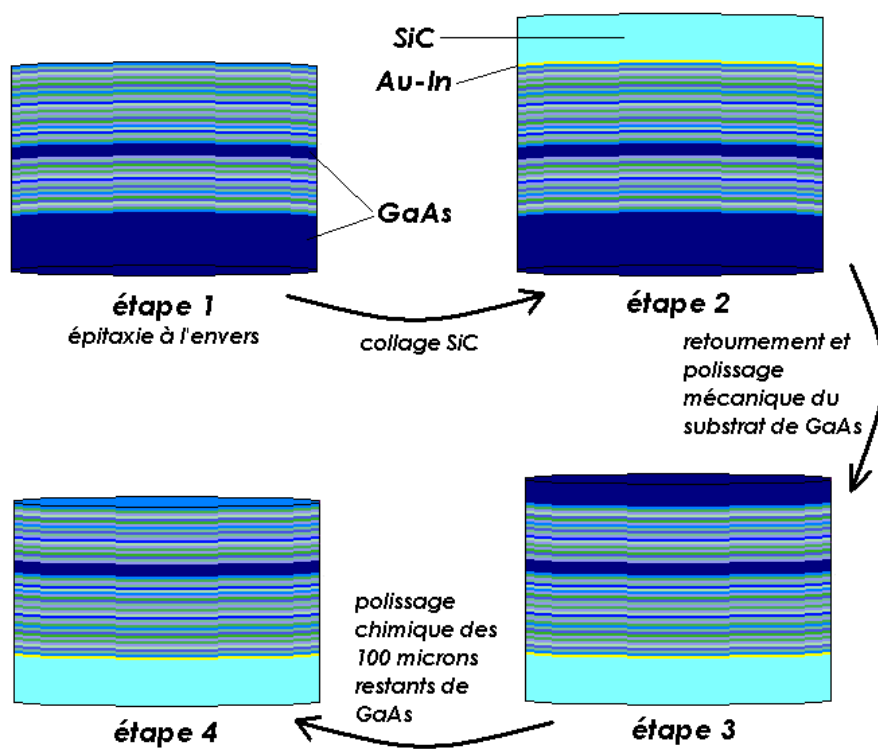


FIG. B.1 – *Étapes de fabrication d'un échantillon reporté sur substrat de SiC*

Annexe C

Calcul de la densité de porteurs intra-cavité

On se propose de calculer la densité de porteurs dans le milieu actif massif de *GaAs* à la suite d'un élairement laser. Le champ laser est absorbé par le milieu actif et chaque photon absorbé crée un électron dans la bande de conduction.

L'évolution de la densité de porteurs intra-cavité est couplée à celle de la densité de photons dans une cavité VCSEA. Comparé à l'équation 2.3 au chapitre 2, l'interaction du champ avec les porteurs est remplacée par une interaction avec une densité de photons S [51].

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau_{nr}} - BN^2 - \Gamma SG(N) + \frac{A_{za}I_p}{L_{za}\hbar\omega_p} + \tilde{D} \nabla_{\perp}^2 N \quad (\text{C.1})$$

Γ est le facteur de confinement, L_{za} est l'épaisseur de la zone active, A_{za} est l'absorption à la longueur d'onde de la pompe dans la couche active, $G(N) = G_0(N - N_0)$ est le gain laser. La diffusion transverse est négligeable devant les autres phénomènes, en particulier le couplage avec le champ laser et donc $\tilde{D} \nabla_{\perp}^2 N \sim 0$.

L'équation d'évolution de la densité de photons intra-cavité est la suivante, elle tient compte de l'émission stimulée, de l'émission spontanée et des pertes par les miroirs.

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma SG(N) + \beta BN^2 - \frac{S}{\tau_p} \quad (\text{C.2})$$

β est un paramètre géométrique qui définit le taux de photons générés spontanément qui participent au mode laser. Pour qu'ils participent au mode laser, ces photons doivent être émis dans un cône tel qu'ils sortent de la cavité, c'est-à-dire tel que : $n_{GaAs} \sin(\varphi_{max}) = 1 \times \sin\left(\frac{\pi}{2}\right)$ et donc $\varphi_{max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_{GaAs}}\right)$

$$\beta = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\varphi_{max}} \sin(\varphi) d\varphi \right) d\theta$$

où n_{GaAs} est l'indice du $GaAs$

Le facteur de confinement tient compte du confinement longitudinal des porteurs dans le milieu actif par rapport au champ et est défini de la façon suivante

$$\Gamma = \frac{\int_{L_{za}} \cos\left(\frac{2\pi n_{GaAs} z}{\lambda}\right) dz}{\int_{L_{cav}} \cos\left(\frac{2\pi n_{GaAs} z}{\lambda}\right) dz}$$

Le temps de vie des photons définit les pertes de la cavité et s'écrit

$$\tau_p = \frac{2n_{GaAs}L_{cav}}{c} \times \frac{1}{-\ln(R_B R_F)}$$

$L_{cav} = 2L_{za}$ est la longueur de la cavité, R_B et R_F sont les réflectivités à la longueur d'onde de résonance des miroirs arrière et avant respectivement, $G_0 = 1,8 \times 10^{-6} cm^3.s^{-1}$, $N_0 = 1,8 \times 10^{18} cm^{-3}$, $\beta = 0,04$, $B = 1,3 \times 10^{-10} cm^3.s^{-1}$, $\Gamma = 1/2$.

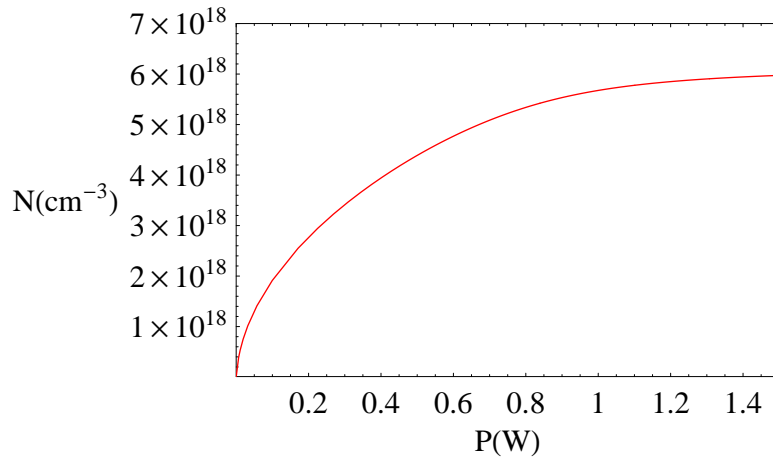


FIG. C.1 – Densité de porteurs en fonction de la puissance

On résoud les équations des densités de porteurs C.1 et de photons C.2 en régime stationnaire.

$$N = \frac{\Gamma S G_0}{2\beta B} \left(\sqrt{1 + \frac{4\beta B \left(\frac{S}{\tau_p} + N_0 \Gamma S G_0 \right)}{\Gamma^2 S^2 G_0^2}} - 1 \right)$$

et

$$0 = -\frac{N}{\tau_{nr}} - BN^2 - \Gamma G_0 (N - N_0) + \frac{A_{za} I_p}{L_{za} \hbar \omega_p}$$

Les expressions de la densité de porteurs N et de l'intensité incidente I_p sont paramétrées par la densité de photons S . La courbe présentée à la figure C.1 présente la densité de porteurs en fonction de l'intensité incidente, l'expression de $N(P)$ se déduit de la courbe par un ajustement sur une fonction approchant de type exponentielle.

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude dans les microrésonateurs à semiconducteur III-V des phénomènes d'Optique Transverse que sont les solitons de cavité. Ceux-ci résultent de l'interaction d'un faisceau externe injecté dans la cavité avec les non-linéarités du matériau actif et la diffraction. L'originalité de ce travail tient au pompage optique de l'amplificateur semiconducteur à cavité verticale (VCSOA). On s'est d'abord attaché à développer les aspects théoriques de la physique mise en jeu, puis les aspects pratiques et technologiques concernant la conception et la réalisation des VCSOAs présentant des caractéristiques favorables à l'émergence de phénomènes d'optique transverse. Une grande partie du travail, que ce soit théorique ou technologique, concerne la maîtrise du chauffage résiduel et l'atténuation de ses effets inhibiteurs de l'observation des solitons de cavité. Les expériences présentées ici montrent pour la première fois la formation de motifs transverses et la possibilité d'écrire et d'effacer de manière cohérente et incohérente des solitons de cavité en régime de pompage optique.

Abstract

The work presented in this memory relates to the study of Transverse Optics phenomena and cavity solitons in III-V semiconductor microresonators. Those result from the interaction of an external beam injected into the cavity with the non-linearities of the active material and diffraction. The originality of this work is due to the optical pumping of the vertical cavity semiconductor optical amplifier (VCSOA). First of all, we develop the theoretical aspects of physics brought into play, then the practical and technological aspects concerning the design and the realization of VCSOAs presenting characteristics favorable to the emergence of phenomena of transverse optics. Most of work, either theoretical or technological, relates to the management of the residual heating and the attenuation of its inhibiting effects of the observation of cavity solitons. The experiments presented here show for the first time the formation of transverse patterns and the possibility of writing and erasing in either a coherent and an incoherent way cavity solitons under optical pump regime.