

Sources laser compatibles silicium à base de Ge et GeSn à bande interdite directe

Anas Elbaz

► To cite this version:

Anas Elbaz. Sources las er compatibles silicium à base de Ge et GeSn à bande interdite directe. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019 SACLS077 . tel-02100605

HAL Id: tel-02100605 https://theses.hal.science/tel-02100605

Submitted on 16 Apr 2019 $\,$

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.





Sources laser compatibles silicium à base de Ge et GeSn à bande interdite directe

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay préparée à l'Université Paris-Sud

Ecole doctorale n°575 EOBE (electrical, optical, bio : physics and engineering) Spécialité de doctorat : électronique et optoélectronique, nano- et microtechnologies

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 04 Avril, par

M. ANAS ELBAZ

Composition du Jury :

Raffaele Colombelli	
Directeur de Recherche, Université Paris-Sud (C2N)	Président de jury
Charles Cornet	
Maitre de Conférences, INSA Rennes (Institut FOTON)	Rapporteur
Éric Tournié	
Professeur, Université de Montpellier (IES)	Rapporteur
Vincent Reboud	
Docteur-ingénieur, CEA-LETI	Examinateur
Moustafa El Kurdi	
Maitre de conférences, Université Paris-Sud (C2N)	Directeur de thèse
Philippe Boucaud	
Directeur de recherche, CNRS (CRHEA)	Co-encadrant
Frédéric Boeuf	
Docteur-ingénieur, STMicroelectronics	Invité

بسم الله الرحمن الرحيم

اللَّهُ نُورُ السَّمَاوَاتِ وَالْأَرْضِ ^{عَ}مَثَلُ نُورٍهِ كَمِشْكَاةٍ فِيهَا مِصْبَاحٌ ^طَّالْمِصْبَاحُ فِي زُجَاجَةٍ ^طَالزُّجَاجَةُ كَأَنَّهَا كَوْكَبٌ دُرِّيٍٍّ يُوقَدُ مِن شَجَرَةٍ مُّبَارَكَةٍ زَيْتُونَةٍ لَّا شَرْقِيَّةٍ وَلَا غَرْبِيَّةٍ يَكَادُ زَيْتُهَا يُضِيءُ وَلَوْ لَمْ تَمْسَسْهُ نَارٌ ^{عَ}نُورٌ عَلَىٰ نُورٍ ^{ـــ}يَهْدِي اللَّهُ لِنُورِهِ مَن يَشَاءُ ^{عَ}وَيَضْرِبُ اللَّهُ الْأَمْثَالَ لِلنَّاسِ^{ـــ}وَاللَّهُ بِكُلِّ شَيْءٍ عَلِيمٌ

سورة النّور - آية 35

0.1 Remerciements

Mes premiers remerciements reviennent à mon directeur et à mon co-directeur de thèse : Moustafa El Kurdi et Philippe Boucaud. J'ai eu la chance de bénéficier d'un encadrement de très haut niveau tout au long de ma thèse grâce à eux et je leur en suis très reconnaissant. Moustafa s'est toujours montré débordant d'enthousiasme et d'énergie malgré les (nombreux) aléas auxquels nous avons été confrontés, et possède une force de travail remarquable. Il m'a toujours soutenu et aidé à progresser. J'ai grandement apprécié de travailler avec lui au quotidien, et je le remercie encore chaleureusement pour tout ce qu'il m'a transmis durant ces trois années. Philippe a toujours été très disponible pour encadrer mon travail tout au long de ces trois années de thèse, et ce même après son départ pour le CRHEA. Sa grande expertise, ses conseils et son sens critique auront été des atouts très précieux pour mon travail, et j'ai beaucoup appris à son contact. Je lui souhaite le meilleur pour la suite.

Je tiens également à remercier Frédéric Bœuf, mon manager au sein de STMicroelectronics, pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur le sujet. Il s'est toujours montré disponible pour suivre l'avancement de mes travaux, et pour m'aider à valoriser mes résultats notamment.

Je remercie ensuite Eric Tournié et Charles Cornet pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse, ainsi que pour leur lecture attentive du manuscrit. Un grand merci à Vincent Reboud qui a accepté de participer à mon jury du thèse, et avec lequel j'ai eu l'occasion d'échanger à plusieurs reprises et avec grand plaisir sur mon travail de recherche. Merci également à Raffaele Colombelli, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Isabelle Sagnes, Grégoire Beaudoin et Konstantin Pantzas avec lesquels j'ai eu le plaisir de collaborer tout au long de ces trois années de thèse. Merci également à Charles Baudot de STMicroelectronics pour nous avoir fourni un ensemble de wafers de germanium non-dopé notamment. Merci aux membres du CEA-LETI ainsi qu'aux membres du centre de recherche de Jülich qui ont contribué à l'avancement de ce projet.

Merci également à Hans Sigg et Thomas Zabel de l'institut Paul Scherrer en Suisse pour nous avoir accueilli pendant l'inondation de l'IEF en 2016, pour la poursuite des mesures de photoluminescence.

Merci à Razvigor Ossikovski et Antonino Foti du LPICM pour les mesures Raman qu'ils ont réalisé sur nos échantillons.

Je remercie le personnel de la CTU de l'IEF pour leur aide précieuse en salle blanche. Merci notamment à Abdelhanin Aassime, Etienne Herth, Fabien Bayle, David Bouville, Cédric Villebasse, Jean-René Coudevylle, Nathalie Isac.

Je remercie l'ensemble des membres de l'équipe QD du C2N que j'ai pu côtoyer sur ces trois années, permanents comme non-permanents, pour tous les bons moments passés ensemble, en toutes circonstances : pause déjeuner, salle café, déménagement... Merci notamment à Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Émilie Sakat, Leonard Moniello, Farsane Tabataba-Vakili, Petru Borta, Mohamed Chaibi, Yijia Zeng, lännis Roland, Guy Fishman. Merci également à Riazul Arefin, stagiaire que j'ai eu le plaisir d'encadrer en toute fin de thèse. Je lui souhaite beaucoup de réussite pour la suite de sa jeune carrière.

Je n'oublie pas de remercier plusieurs membres du département nanoélectronique du C2N avec lesquels j'ai pu échanger au quotidien. A commencer par mes anciens collègues de bureau à l'IEF : Eric Bernuchon, et Imène Kaid Omar. Un grand merci également à Frédéric Aniel, Nicolas Zerounian, AnneSophie Grimault, Farah Amar, Eric Akmansoy, Paul Crozat.

Merci également à l'ensemble du personnel des services techniques et administratifs du C2N, et de STMicroelectronics pour l'aide qu'ils m'ont apportée au quotidien.

J'ai une pensée particulière pour mes enseignants en classe préparatoire scientifique, notamment ceux de sciences physiques : Mme Legendre et Mr Bazzali. Leur investissement et leur passion pour leur métier m'ont profondément marqué. Ils m'ont toujours poussé à donner le meilleur de moi-même en toutes circonstances. Qu'ils en soient remerciés ici.

J'en viens à présent à remercier l'ensemble des membres de ma grande famille pour leur soutien indéfectible depuis toujours. Tout particulièrement mes parents, qui ont beaucoup sacrifié pour me permettre d'accéder à ce niveau. Ils m'ont toujours soutenu, même dans les moments les plus difficiles. Je ne pourrais jamais assez les remercier de tout ce qu'ils ont fait pour moi. Qu'ils sachent que ma réussite est avant tout la leur, et que ce manuscrit de thèse leur est entièrement dédié.

والحمد لله رب العالمين

Table des matières

	0.1	Remerciements	2
Та	ble d	les matières	5
Li	ste d	es figures	7
Li	ste d	es tableaux	13
1	Intro	oduction	1
	1.1	Problématique générale	2
	1.2	Défis à relever pour la réalisation d'un laser germanium	10
	1.3	Objectifs et plan de la thèse	24
	1.4	Références	24
2	Con	nception de microcavités en germanium contraint	29
	2.1	Microdisques biencapsulés par tenseurs externes de nitrure :	30
	2.2	Microdisques combinés à des miroirs de Bragg circulaires	49
	2.3	Limitations entravant l'effet laser sur ces microcavités	65
	2.4	Références	67
3	Effe	t laser dans le germanium : de l'importance d'une bonne dissipation thermique	69
	3.1	Support des microcavités : de l'oxyde au métal	70
	3.2	Effet laser dans le germanium	80
	3.3	Références	110
4	Les	alliages GeSn, une approche prometteuse pour un laser à température ambiante	113
	4.1	Introduction	114
	4.2	Résultats expérimentaux : Effet laser dans le germanium-étain	126
	4.3	Conclusion et Perspectives	143
	4.4	Références	150

Liste des figures

1.1	Schéma de fonctionnement d'un transistor MOS	2
1.2	Loi de Moore	3
1.3	Une minute sur internet en 2017	4
1.4	Les composants fonctionnels d'un datacenter	4
1.5	Briques de bases élémentaires pour la photonique silicium	5
1.6 1.7	Emetteur-Récepteur optique intégré sur silicium	5
		/
1.8	Report de vignettes III-V sur water SOI pour la fabrication de diodes laser sur silicium	8
1.9	Exemple d'application de la methode de collage "flip-chip"	9
1.10	Representation du diagramme de bande de germanium non-contraint et de germanium	10
	Contraint en tension	10
1.11	Facteur d'augmentation de la mobilite des trous du SI, de Ge, et du GaAs en fonction de la	4.4
1 10	Disgrammes de bande du Ce relevé et contraint celevié ner méthode la p.20 bandes	10
1.12	Diagrammes de bande du Ge relaxe et contraint calcule par methode k.p 30 bandes	12
1.13	Augmentation de la conductivité électrique dans des hanonis de 2nO contraints	13
1.14	Unorse MER d'une equate de 10 pm de companium contrainte en tension à 0.220/ hisviel	14
1.15	image MEB d'une couche de 10 mm de germanium contrainte en tension à 2.33% blaxiar	11
1 16	Nenemembrance de germanium contraintee mécaniquement	14
1.10	Sahéma de principe de la réalisation de micropente de germanium suppondue	10
1.17	Schema de principe de la realisation de microponts de germanium suspendus	10
1.10	Subbèse de l'ensemble des techniques de transfert de contrainte utilisées pour le germa	10
1.19	synthèse de l'ensemble des techniques de transient de contrainte unisées pour le germa-	17
1 20		10
1.20		10
1.21	Representation schematique de differences cavités laser	19
1.22	Schema de principe d'un laser semiconducteur à cavite verticale et à emission par la sur-	20
1 00	Diagramme de bande de germanium non contraint, contraint en tension et dené n	20
1.23	Augmentation de la photoluminessences du germanium en fanction du denare intraduit	21
1.24	Augmentation de la protoiuminescriece du germanium en fonction du dopage introduit	21
1.25	remps de vie electronique dans le germanium en lonction du dopage	22

1.26	Spectres d'électroluminescence de µ-piliers de germanium contraints en tension	23
2.1	Structure de disque de germanium contraint par bi-encapsulation de nitrure	30
2.2	Schéma explicatif du banc de mesure de photoluminescence en incidence normale	31
2.3	Spectre de photoluminescence de deux disques contraints par bi-encapsulation de 6 µm et	
	de 9 µm de diamètre	32
2.4	Spectres de photoluminescence d'un disque de germanium biencapsulé de 9 µm de dia-	
	mètre et d'une zone non-structurée à 300 K, à puissance de pompe fixe	33
2.5	Schéma représentant qualitativement la dépendance en température de l'efficacité d'émis-	
	sion en bande interdite directe et indirecte	34
2.6	Émission d'un disque bi-encapsulé de 9µm de diamètre pour différentes températures à	
	puissance de pompe fixée, comparée à l'émision théorique calculée en fonction du splitting	
	Γ-L	36
2.7	Composition du wafer de Ge sur Si fourni par STMicroelectronics	37
2.8	[Dépot par PECVD des couches d'oxyde et de nitrure contraint	37
2.9	Représentation schématique du collage Or Or	38
2.10	Représentation schématique de l'amincissement et gravure jusqu'au germanium	39
2.11	Représentation schématique de la sous-gravure du pied d'oxyde	41
2.12	Image MEB d'un microdisque de germanium de 10µm de diamètre contraint par en dessous	
	via une couche de nitrure (SiN)	41
2.13	Représentation schématique du dernier dépôt de nitrure de silicium	42
2.14	Représentation schématique des deux catégories de modes possibles à observer dans une	
	cavité microdisque	43
2.15	Spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium contraint par des-	
	sous via un tenseur externe de nitrure de 6 μm de diamètre, à température ambiante \ldots .	44
2.16	Profil de la déformation hydrostatique d'un disque contraint par bi-encapsulation (bas)	45
2.17	Schéma de principe de l'axicon	46
2.18	Représentation schématique du cryostat "faibles vibrations" utilisé	46
2.19	Spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium bi-encapsulé via un	
	tenseur externe de nitrure de 11 μm de diamètre, à 80 K	47
2.20	Étude en puissance sur un microdisque biencapsulé	48
2.21	Image MEB d'une cavité circulaire avec des réflecteurs de Bragg, avant la deuxième étape	
	de lithographie	50
2.22	Image MEB d'une cavité circulaire avec des réflecteurs de Bragg, avant et après le second	
	dépôt de nitrure	51
2.23	Schéma de principe d'un réseau de Bragg standard	52
2.24	Schéma d'un microdisque de germanium contraint combiné à un réseau de Bragg circulaire	53
2.25	Spectres de photoluminescence à 300 K de disques bi-encapsulés de 5µm de diamètre	
	avec et sans réflecteurs de Bragg	54
2.26	Étude en puissance à basse température d'un disque de 5 µm de diamètre avec réflecteurs	
	de Bragg de période 360 nm	55

LISTE DES FIGURES

2.27	Gain optique en polarisation TE et TM pour une déformation de 1.6%, pour une température de 120 K, correspondant à la température du disque sous un pompage optique de 1 mW	56
2.28	Analyse FDTD 2D d'un mode TE et d'un mode TM dans une cavité à miroir de Bragg dans la configuration de la première série d'échantillons	58
2.29	Stopband TE et TM de la première cavité à miroirs de Bragg	59
2.30	Nouveaux paramètres de la seconde série d'échanillons avec miroirs de Brago	60
2.31	Facteur de qualité maximal relevé dans une cavité à miroir de Bragg en fonction de l'épais-	
	seur de la couche de germanium	61
2.32	Analyse FDTD 2D dans une cavité à miroir de Bragg dans la configuration de la deuxième	
	série d'échantillons	62
2.33	Spectre de photoluminescence d'un disque de 6.25 µm de diamètre et de 420 nm de pé-	
	riode de Bragg à 80 K, avec une estimation des stopbands TE et TM associées	63
2.34	Spectre de photoluminescence d'un disque de 6.25 µm de diamètre et de 480 nm de pé-	
	riode de Bragg à 80 K, avec une estimation des stopbands TE et TM associées	63
2.35	Etude en puissance sur un disque de 6.25 µm de diamètre et de 420 nm de période de	
	Bragg à 80 K	64
2.36	Distribution de la température au sein d'un microdisque de germanium bi-encapsulé	66
2.37	Conductivité thermique de l'oxyde en fonction de la température	67
3.1	Résumé de l'ensemble des étapes du process revisité pour la réalisation de microdisques	
	de germanium bi-encapsulés avec pieds en aluminium.	72
3.2	Image MEB d'un microdisque de Germanium contraint par en dessous après sous-gravure	
	du pied en aluminium	73
3.3	Image MEB du bord d'un microdisque de Germanium contraint par en dessous après sous-	
	gravure du pied en aluminium	73
3.4	Spectres d'émission à 300 K d'un disque de germanium contraint avec pied d'aluminium et	
	avec pied d'oxyde	74
3.5	Photoluminescence à 300 K d'un disque de germanium contraint par dessous à 2000 nm,	
	pompé en anneau, avec pied en aluminium	76
3.6	Calcul de la distribution de la température pour un microdisque avec pied d'oxyde et pour	
	un microdisque avec pied en aluminium	78
3.7	Calcul de la distribution de la température pour un microdisque avec pied d'oxyde et pour	
	un microdisque avec pied en aluminium, avec excitation en anneau	79
3.8	Température dans des microdisques avec pied en aluminium et pied en oxyde en fonction	
	de la puissance de pompe	80
3.9	Calcul de la trace du tenseur de déformation ($\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$) dans un disque de Ge bi-encapsulé	81
3.10	Distribution de la température dans un disque de germanium bi-encapsulé, avec pied d'oxyde	_
	et pied en aluminium	82
3.11	Spectre d'émission d'un disque de 12 µm de diamètre à 15 K pour différentes puissances	
	de pompe	83

3.12	Modélisation via un formalisme k.p 30 bandes de la distribution spatiale de la variation	05
		85
3.13	Identification des indices radiaux et azimutaux de modes de galerie pour un disque de 12	
	μ m de diamètre	86
3.14	Zoom sur l'émission du microdisque de 12 μm à 1980 nm et à 2030 nm, toujours à 15 K \ldots	87
3.15	Mesure de l'intensité intégrée et de l'affinement pour trois modes résonants différents	88
3.16	Ratio entre l'amplitude des modes résonants et le fond continu en fonction de la puissance	
	de pompe	90
3.17	Évolution de l'intensité intégrée et de l'affinement pour le mode localisé à 1966 nm, com-	
	parée à une évolution de l'intensité au carré	91
3.18	Étude comparative avec du germanium à gap indirect	93
3.19	Signal de photoluminescence normalisé en fonction de la température du microdisque	94
3.20	Dépendance de l'émission du microdisque laser en fonction de la température	95
3.21	Amplitude et affinement du mode localisé à 1995 nm en fonction de la puissance de pompe.	
	à 80 K	96
3.22	Images MEB du microanneau de germanium contraint	100
3 23	Spectres de photoluminescence à 300 K d'un microanneau de germanium contraint avant	
0.20	et après le second dénôt de nitrure	101
3 24	Calcul de la trace du tenseur de déformation $(c_1 + c_2 + c_3)$ dans un anneau de germanium :	101
3 25	Spectre d'émission d'un anneau de 11 um de diamètre à 15 K pour un pompage de 18	101
0.20	$kW cm^{-2}$ en anneau	102
3.26	Zoom sur l'émission de l'anneau de 11 um à 1980 nm. toujours à 15 K	102
3.20	Comparaison de l'ávolution de la température de l'anneau de germanium en fonction de la	104
5.27	puissance de pempo	105
2 20	Dépendence de l'émission du microanneau leser en fanction de la température	100
0.20	Creatre d'émission d'un anneau neur deux configurations de normage : anneau et anet	100
3.29	Specire d'emission d'un anneau pour deux comigurations de pompage : anneau et spot	107
3.30	Profil theorique et experimental d'un microdisque de germanium contraint par tenseurs	100
		109
4.1	Représentation du calcul de l'énergie du gap dans le GeSn ainsi que du spliting entre les	
	vallées Γ et L en fonction de la composition en étain et en fonction de la déformation biaxiale	115
4.2	Image TEM en coupe d'un échantillon de GeSn épitaxié sur germanium, avec une compo-	
	sition en étain de 12.6%	117
4.3	Représentation de l'intensité intégrée de la photoluminescence en fonction de la puissance	
	de pompe à basse température (90 K) dans un quide ruban de GeSn	118
4.4	Caractéristiques optiques du microdisque laser de 8 um de GeSn réalisé par une équipe	-
	de Jülich	119
45	Caractéristiques ontiques d'un microquide laser de GeSn réalisé par l'université d'Arkansas	120
4.6	Caractéristiques optiques d'un microdisque laser de GeSn réalisé par le CEA-LETI	121
4.7	Caractéristiques ontiques du second laser GeSn réalisé par l'université d'Arkansas	121
т. <i>1</i>	Caractéristiques optiques du second laser de on realise par l'universite d'Arkansas	100
4.0		123

4.9	Caractéristiques optiques d'un laser de type MQW réalisé par Jülich	125
4.10	Image TEM d'une couche de germanium-étain de faible concentration d'étain (5.4%), four-	
	nie par Jülich	127
4.11	Images MEB des différentes microcavités réalisées à partir des couches fournies par Jülich	128
4.12	Résumé de l'ensemble des étapes du process revisité pour la réalisation de microdisques	
	de germanium-étain bi-encapsulés avec pieds en aluminium.	129
4.13	Représentation schématique des différentes étapes du process simplifié pour l'obtention	
	d'un microdisque contraint de GeSn sur pied en Ge	130
4.14	Exemple de banc de mesures Raman	132
4.15	Banc de mesure en collection par le dessus	133
4.16	Photographie du cryostat rectangulaire utilisé pour collecter le signal du microdisque par la	
	tranche	134
4.17	Étude en puissance sur un microdisque de 5µm de GeSn contraint à 15 K	136
4.18	Étude en puissance sur un microdisque de 4 μm de GeSn contraint à 15 K $\ldots \ldots \ldots$	138
4.19	Étude en puissance sur un microdisque de 4 μm de GeSn contraint à 80 K $\ldots \ldots \ldots$.	140
4.20	Évolution de l'intensité du mode principal TM _{8,1} en fonction de la température du substrat,	
	pour une densité de puissance de pompe fixée à 17.6 $kW.cm^{-2}$	141
4.21	Mesure de la dissipation thermique dans un microdisque de 4 µm de diamètre par éléments	
	finis	142
4.22	Gain optique calculé pour une densité de porteurs variable dans une microcavité de GeSn	
	contrainte	143
4.23	Calcul du ratio de la population d'électrons dans la vallée directe Γ en fonction de la tem-	
	pérature	144
4.24	Spectres de photoluminescence préliminaires sur les échantillons de GeSn bi-encapsulés .	146
4.25	Spectres de l'émission laser sur un microdisque de GeSn bi-encapsulé de 7 μm de diamètre	148
4.26	Évolution de l'intensité du mode laser à 2568 nm en fonction de la puissance de pompe	
	utilisée	149

Liste des tableaux

3.1	Laser Checklist de Nature Photonics [23]	98
3.2	Laser Checklist de Nature Photonics (suite) [23]	99
4.1	Positions théoriques et expérimentales des modes de galerie pour un microdisque de 5 µm de diamètre.	137
4.2	Positions théoriques et expérimentales des modes de galerie pour un microdisque de 4 μ m	
	de diamètre.	139

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Problén	natique générale	2
	1.1.1 D	De la découverte de l'effet transistor aux microprocesseurs actuels :	2
	1.1.2 E	n parallèle, une explosion du volume de données numériques :	3
	1.1.3 Iı	nterconnexions des circuits intégrés : de l'électronique à l'optique :	3
	1.1.4 B	riques de bases et intégration dans un environnement CMOS : Problématique de la source	
	la	aser :	6
	1.1.5 V	'ers la réalisation d'une source laser en Germanium :	9
1.2	Défis à 1	relever pour la réalisation d'un laser germanium	10
	1.2.1 In	ngénierie de contrainte du germanium	11
	1.2.2 C	Cavités optiques	18
	1.2.3 Iı	nfluence du dopage	20
	1.2.4 P	roblématique de l'injection électrique	23
1.3	Objectif	fs et plan de la thèse	24
1.4	Référen	ces	24

1.1 Problématique générale

1.1.1 De la découverte de l'effet transistor aux microprocesseurs actuels :

Depuis la découverte du premier effet transistor par John Bardeen, Walter Brattain et William Shockley en 1947, l'industrie de la micro-électronique n'a cessé de se développer. Cette découverte majeure leur vaudra par ailleurs le prix Nobel de physique en 1956. Les premiers circuits intégrés, composés d'un ensemble de transistors reliés entre eux par des canaux pour échanger l'information, ont pu voir le jour. Les transistors sont alors conçus directement à la surface du silicium, les interconnexions étant réalisées par dépôt de couches métalliques sur cette même surface.[1]





Au fil des années, la diminution progressive des dimensions du transistor a permis d'augmenter de façon exponentielle la densité de composant par puce. Le co-fondateur d'Intel, Gordon Moore, a très vite théorisé cette augmentation de densité à travers la célèbre "Loi de Moore", représentée Figure 1.2.

Cependant, si la loi de Moore a été jusque là relativement respectée par les constructeurs, elle se heurte progressivement à plusieurs limitations d'ordre quantique et thermique. En effet, au début des années 2000 déjà, les efforts de miniaturisation successifs ont amené les fabricants à passer sous la barre technologique des 90 nm de gravure. A cette échelle, des problèmes d'échauffements importants se sont fait ressentir, les électrons circulant de plus en plus vite dans des structures de plus en plus petites. Pour limiter ce problème thermique, la fréquence d'horloge des microprocesseurs fut alors capée en 2004. Afin de continuer à gagner en puissance, les architectures multi-coeurs ont été introduites.

De nos jours, la fabrication des microprocesseurs est sur le point d'atteindre les limites extrêmes de la miniaturisation, symbolisée par le fameux mur ("Wall") de la loi de Moore. Certains éléments du transistor ne sont désormais constitués que de quelques atomes. A ces échelles, nous nous approchons des limites de la physique classique. Difficile donc de continuer sur cette voie de la miniaturisation. Un changement de paradigme parait inévitable.



FIGURE 1.2 – Loi de Moore [3]. Établie en 1965, Gordon Moore, l'un des trois fondateurs d'Intel, émet l'hypothèse que le nombre de transistors (principal élément des processeurs) double tous les deux ans. Cette simple prédiction s'est avérée étonnamment juste de 1970 à nos jours.

1.1.2 En parallèle, une explosion du volume de données numériques :

En parallèle des évolutions techniques évoquées plus haut, le monde a pu assister à une véritable explosion du volume des données numériques stockées et transférées, au point que 90% des données dans le monde ont été créées au cours des deux dernières années seulement [4]. Chaque jour, nous générons 2,5 trillions d'octets de données, de provenances diverses : ordinateurs, tablettes, caméras, smartphones, capteurs, implants, compteurs électriques, voitures autonomes, cryptomonnaies, objets connectés... A celà s'ajoute les campagnes massives de numérisation de sources patrimoniales telles que les archives papiers, photographiques, cinématographiques...

Pour traiter ce flux d'informations, les centres de traitement de données (ou datacenters) se répandent dans le monde entier, avec des capacités de stockage en constante augmentation. En conséquence, leur taille ainsi que leur consommation d'énergie ne cesse de croitre. La consommation électrique de datacenters tels que ceux de Facebook ou Google (serveurs et système de refroidissement compris) est comparable à celle de grandes villes, pour une taille pouvant atteindre plusieurs milliers de mètres carrés.

De plus, d'ici à 2025, le volume total de données à analyser devrait être multiplié par plus de huit pour atteindre 163 Zettaoctets (soit 1 000 milliards de gigaoctets) [4]. La gestion de ces flux d'informations colossaux constitue donc un véritable enjeu pour l'avenir. En ce sens, il parait absolument essentiel de réaliser des systèmes de communications plus performants en termes de débits, en limitant au maximum la consommation d'énergie et le coût.

1.1.3 Interconnexions des circuits intégrés : de l'électronique à l'optique :

Pour faire face à ces nouveaux défis et continuer d'améliorer les performances, le remplacement des interconnexions électroniques classiques en cuivre par des interconnexions optiques est une solution extrêmement prometteuse [7]. La fréquence élevée de la lumière permet de transporter l'information à



FIGURE 1.3 – Estimation des données générées sur internet en l'espace d'une minute.[5]



Les composants fonctionnels d'un data center

FIGURE 1.4 – Les composants fonctionnels d'un datacenter[6]

une quantité et à une vitesse très supérieure à celles atteintes avec une connexion électrique classique.

Elle permet également de limiter la consommation d'énergie en réduisant l'échauffement thermique par rapport aux pistes en cuivre classiques soumises à un échauffement par effet Joule conséquent. On peut également citer la réduction du coût global des infrastructures engendrée.

Aujourd'hui, la photonique est devenue la pierre angulaire des systèmes de technologie de l'information. Elle intervient dans le transfert des informations à haut débit (10-40 Gbit/s) sur des distances courte et moyenne portée. Fin 2015, le premier microprocesseur à base d'interconnexions optiques a été réalisé par une équipe américaine [8].

Cependant, pour ce qui est de la photonique intégrée sur silicium, c'est-à-dire l'intégration de fonctions photoniques avec des circuits électroniques à l'échelle d'une plaque de silicium, de nombreux défis technologiques restent encore à relever [9]. On peut citer entre autres :

- La réalisation d'une interface de conception fonctionnelle à l'aide des outils de CAO (conception assistée par ordinateur) classiquement utilisés en microélectronique;
- Le développement des briques de bases élémentaires génériques : sources laser, guides d'ondes, modulateurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, photodétecteurs, comme représenté figure 1.5;



FIGURE 1.5 - Briques de bases élémentaires pour la photonique silicium

 L'intégration de toutes ces fonctions photoniques avec des fonctions électroniques au sein d'une seule et unique plateforme CMOS comme représenté figure 1.6;



FIGURE 1.6 – Emetteur-Récepteur optique intégré sur silicium

• La reproduction de ces dispositifs complexes à échelle industrielle, en prenant en considération les diverses contraintes physiques (électriques, optiques, thermiques) et budgétaires.

1.1.4 Briques de bases et intégration dans un environnement CMOS : Problématique de la source laser :

Les fonctions photoniques de bases indispensables pour la conception d'un dispositif photonique sont :

- Le guide d'onde : Il permet le transport du signal, ses dimensions sont de l'ordre de quelques centaines de nanomètres.[10]
- Le coupleur d'entrée/sortie : Il permet d'injecter la lumière provenant d'une fibre optique vers le circuit et inversement. Un réseau de couplage surfacique par exemple, peut rendre compatible la taille du mode optique se propageant dans le guide avec celle du mode se propageant dans la fibre.
- Le modulateur : Pour convertir le signal d'entrée en un signal optique modulé contenant l'information à transmettre. En photonique silicium, les modulateurs les plus utilisés sont des modulateurs fonctionnant par électro-réfraction, qui viennent modifier la phase de l'onde [11].
- Le multiplexeur/démultiplexeur : Pour combiner plusieurs signaux optiques modulés en entrée, de longueurs d'onde différentes, vers un seul guide d'onde. A l'inverse, le démultiplexeur sépare le signal provenant d'un guide d'onde unique en plusieurs signaux optiques de différentes longueurs d'onde.
- Le photodétecteur : Pour convertir le signal optique incident en un signal électrique. De part son coefficient d'absorption important, le Germanium est le matériau privilégié pour cette application [12].
- La source laser : L'élément crucial du système, qui vient alimenter les différentes interconnexions optiques. Pour que le système soit viable d'un point de vue industriel, la source laser se doit de respecter de nombreuses contraintes, que ce soit en termes de cout de fabrication, de densité d'intégration, de fiabilité, de température...

Si les différentes briques de base possédant des fonctions passives ou actives peuvent être aisément implantées sur silicium et ses composés (SiN,SiO...), l'implémentation de la source laser est elle plus complexe. En effet, pour être facilement intégrable dans un environnement CMOS, la source optique se doit d'être chimiquement compatible avec le silicium qui est le matériau de base : C'est à dire un semiconducteur appartenant à la même colonne de la classification périodique, la colonne IV (figure 1.7a). Or, à l'heure actuelle, il n'existe aucune source optique efficace réalisée à base de matériaux de la colonne IV qui puisse être intégrée dans les lignes de production.

La raison est simple : Ces matériaux, tels que le silicium et le germanium, sont des semiconducteurs à bande interdite indirecte (figure 1.7b). Par rapport à un semiconducteur à gap direct (figure 1.7b), la probabilité d'obtenir une recombinaison radiative est très faible. Ainsi, leurs performances en terme d'émission lumineuse sont médiocres.

Pour contourner le problème, une alternative possible reste l'emploi des matériaux III-V, à gap direct, tels que l'InP ou GaAs. Il se pose alors la question de leur intégration sur une plateforme CMOS, ces

CHAPITRE 1. INTRODUCTION



(a) Colonnes III, IV et V



FIGURE 1.7 – Comparaison d'une structure de bande à gap direct (InP) avec une structure de bande à gap indirect (Si). Pour avoir l'émission d'un photon dans un semiconducteur, il faut une recombinaison radiative entre un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence. Or, pour le siliium, le minimum d'énergie dans la bande de conduction est situé dans la vallée X, c'est donc là que les électrons vont être principalement localisés. Mais la vallée X n'est pas alignée avec le minimum en énergie de la bande de valence, ce qui implique l'intervention d'une troisième particule pour que le processus ait lieu. La probabilité d'obtenir une recombinaison radiative est donc très faible.

matériaux n'étant pas chimiquement compatible avec le silicium. Plusieurs approches ont été explorées pour ce type de matériaux :

- Collage sur silicium : On intègre par collage direct (ou moléculaire) un empilement laser III-V épitaxié sur son substrat originel. Ce substrat est alors retiré pour ne garder que les couches laser. Il reste alors à structurer la couche III-V laser avec des étapes de lithographie, gravure et dépôt de contacts (figure 1.8). Il existe divers procédés de collage : métallique, adhésif et moléculaire (adhérence de Van der Waals). Les inconvénients sont nombreux en fonction du procédé de collage choisi : Pour le collage métallique, le métal de par son absorption élevée rend les pertes optiques à l'interface SOI/III-V importantes. Pour le collage adhésif (à base de BCB), sa réussite dépend fortement de la qualité de surface des wafers utilisés. Enfin, pour le collage moléculaire, le paramètre critique reste la rugosité des surfaces utilisées.
- Croissance hybride sur silicium : On fait directement croitre le matériau III-V sur le substrat silicium. Cette méthode comporte différents inconvénients, notamment l'important désaccord de maille entre le silicium et les alliages III-V. Ce désaccord de maille peut être la cause de dislocations et défauts. Ces défauts sont de véritables zones de recombinaisons non radiatives diminuant l'efficacité quantique du laser.
- "Flip Chip": On intègre le bloc de substrat III-V avec le substrat en silicium via un système de microbille (figure 1.9), un guide d'onde couplant directement les composants optiques de la structure III-V au substrat silicium. Encore une fois, les inconvénients sont nombreux : tolérances d'alignement extrêmement strictes pour réduire les pertes optiques, contraintes de coût liées à ce tolérancement



(b) Vignette InP collée sur Si par collage moléculaire [15]

FIGURE 1.8 - Report de vignettes III-V sur wafer SOI pour la fabrication de diodes laser sur silicium

(puce par puce), densité d'intégration réduite...



FIGURE 1.9 – Exemple d'application de la méthode de collage "flip-chip" : Représentation schématique d'un VCSEL tilté intégré à un substrat silicium. [16]

Toutes les approches décrites ci-dessus sont plus ou moins prometteuses. Mais les inconvénients sont nombreux, et le développement de telles techniques à l'échelle industrielle reste complexe et très onéreux. C'est la voie privilégiée actuellement par les principaux acteurs de la photonique silicium (STMicroelectronics y compris). Cependant, il est clair que la réalisation d'une source laser à base d'éléments de la colonne IV pourrait véritablement révolutionner les architectures et les stratégies d'intégration actuelles, avec à la clef une réelle simplification.

Par ailleurs, une source intégrée monolithiquement à base d'éléments de la colonne IV pourrait ouvrir la voie à de nouvelles applications pour des émetteurs aux longueurs d'onde infrarouge (2-3 µm), un domaine particulier pour la spectroscopie de gaz ou le suivi d'environnements pollués.

1.1.5 Vers la réalisation d'une source laser en Germanium :

Comme développé précédemment (voir figure 1.7b), le germanium et le silicium sont des matériaux à bande interdite indirecte, ce sont donc de mauvais émetteurs de lumière en soi. Pour pouvoir injecter des porteurs qui vont se recombiner de façon efficace au centre de la zone de Brillouin, il faut utiliser des matériaux à bande interdite directe : Dans cette configuration, le minimum de la bande de conduction du matériau est donné par la vallée en centre de zone de Brillouin (appelée aussi vallée Γ) et non par la vallée en bord de zone (appelée vallée L).

Cependant, pour le germanium, le décalage entre les vallées Γ et L sur le diagramme de bande (visibles figure 1.10 (a)) est de 140 meV seulement, alors qu'il est de 2.28 eV pour le silicium.



FIGURE 1.10 – Représentation du diagramme de bande de germanium non-contraint (a) et de germanium contraint en tension (b) [17]

Ce faible décalage de base peut être exploité à notre avantage : En effet, en appliquant au germanium une contrainte en tension suffisante, la déformation de la maille cristalline va modifier sa structure de bande et abaisser la vallée Γ , jusqu'à rendre le matériau à bande interdite pseudo directe voire directe, comme illustré sur la figure 1.10 (b).

La déformation en tension appliquée au Germanium peut être réalisée de diverses manières : alliage avec l'étain (l'élément suivant le germanium dans la colonne IV), microponts, tenseurs externes de nitrure... Le premier effet laser dans du germanium pur a été démontré en 2010 sous pompage optique [18] et en 2012 sous pompage électrique [19] par une équipe du MIT. Dans cette structure, utilisant du germanium faiblement contraint (0.25% biaxial), l'effet laser sous injection électrique est obtenu pour des densités de courant de seuil de l'ordre 300 kA/cm2 en régime impulsionnel, une valeur beaucoup trop élevée par rapport aux lasers III-V classiques (1 kA/cm2) qui ont par ailleurs des performances bien meilleures.

Car pour l'industrie de la micro-électronique, une source intégrée à base d'éléments de la colonne IV ne peut être viable que si elle fonctionne sous injection électrique, à température ambiante, et avec des performances qui la rendent compétitives par rapport aux sources III-V classiques. Ces trois éléments combinés constituent en eux mêmes des objectifs très ambitieux. Dans cette optique, il est impératif de s'appuyer sur du germanium fortement contraint, à bande interdite directe, pour appliquer des densités de courant raisonnables et donc une approche viable d'un point de vue industriel, contrairement à la configuration employée par le MIT.

1.2 Défis à relever pour la réalisation d'un laser germanium

Pour envisager son développement en milieu industriel, le laser germanium se doit impérativement de fonctionner à température ambiante, sous injection électrique, et avec des performances comparables aux lasers III-V. Or pour en arriver à un tel niveau d'exigence, la clef se trouve dans l'optimisation de chacune des briques de bases suivantes :

- L'ingénierie de contrainte du germanium : Pour s'assurer d'avoir un matériau à gap direct et d'avoir un gain optique suffisant.
- La cavité optique : Permet d'assurer un bon confinement de la lumière au sein du matériau, ce qui est indispensable pour un laser.
- L'injection des porteurs : Optique ou électrique, les seuils d'injection se doivent d'être les plus faibles possible.
- La température de fonctionnement : L'objectif étant de parvenir à température ambiante.

Nous allons revenir plus en détail sur certains de ces éléments, avant de traiter des microcavités de germanium contraint réalisées pendant ma thèse.

1.2.1 Ingénierie de contrainte du germanium

L'intérêt d'introduire de la contrainte dans un semi-conducteur est de pouvoir modifier les propriétés optiques et/ou électroniques du matériau en question, et d'en améliorer ses performances potentielles. Cette méthode est employée de façon usuelle sur le germanium comme sur le silicium. Une représentation de la mobilité des porteurs en fonction de la contrainte appliquée à ces matériaux est donnée figure 1.11, en exploitant un calcul **k.p** 6 bandes¹. Les points issus des résultats expérimentaux obtenus pour du silicium contraint en uniaxial dans les articles [20] et [21] sont également représentés.



FIGURE 1.11 – Facteur d'augmentation de la mobilité des trous du Si, de Ge, et du GaAs en fonction de la contrainte, calculé par méthode **k.p** à 6 bandes d'après l'article [22]. La courbe verte correspond aux observations expérimentales obtenues par [20] et [21]

On peut constater une amélioration notable de la mobilité des trous en fonction de la contrainte appliquée (uniaxiale ou biaxiale selon les cas) sur le silicium, le germanium, et le GaAs.

^{1.} La méthode **k.p** à n bandes est une méthode analytique de résolution des équations de Schrödinger exploitant les symétries propres aux matériaux semi-conducteurs. Elle permet de décrire la structure de bande et d'en déduire bon nombre de paramètres fondamentaux. Avoir un ordre n élevé permet de calculer avec plus de précision les structures de bande en bord de zone de Brillouin, ce qui est essentiel pour un matériau à gap indirect.

Par ailleurs, une représentation du diagramme de bande du germanium relaxé et très fortement contraint (3% biaxial) calculé par méthode **k.p** 30 bandes à 4 K est donnée figure 1.12. On peut constater que sous l'effet de la contrainte, en centre de zone, il se produit une séparation en énergie pour les bandes de trous. La position de la bande des trous légers (lh sur le schéma) passe au-dessus des trous lourds, ce qui entraine en combinant ces deux effets une réduction de la bande interdite dépendante de la contrainte. D'après la figure 1.12(c), le croisement en énergie entre les vallées L et Γ se fait pour une valeur de contrainte biaxiale de l'ordre de 1.7% à température ambiante. C'est à dire que **pour une valeur de défomation biaxiale d'environ 1.7%**, le germanium devient un matériau à gap direct. Il s'agit donc de notre objectif minimal à atteindre. A noter également que dans le cadre d'une déformation uniaxiale, la valeur de déformation nécessaire pour atteindre une configuration de bande interdite directe est de l'ordre du double de celle d'une déformation biaxiale [23].



FIGURE 1.12 – Diagramme de bande calculé par méthode **k.p** 30 bandes à 4 K (a) du germanium relaxé (b) du germanium contraint à 3% (c) Variation du minima des bandes de conduction en vallée L et en vallée Γ en fonction de la déformation biaxiale à 300 K - Figure issue de [24]

On peut également noter que l'ingéniérie de contrainte peut être utilisée sur des matériaux bien différents, comme par exemple sur des nanofils de ZnO [25], sur lesquels la contrainte uniaxiale exercée entraine une réduction de la bande interdite, accompagnée d'une augmentation conséquente de la conductivité électrique, comme le montre la figure 1.13 ci dessous.

Les progrès réalisés ces dernières années en terme d'ingénierie de contrainte du germanium sont significatifs. Différentes approches ont été mises en œuvre à travers les équipes de recherche, que nous allons décrire dans cette sous-partie.



FIGURE 1.13 – Représentation de la variation de la conductivité électrique dans des nanofils de ZnO en fonction de l'énergie du gap, pour différentes contraintes uniaxiales appliquées [25]

Croissance de germanium par épitaxie

Cette approche permet d'exploiter l'écart entre le coefficient de dilatation thermique du silicium et du germanium. En effectuant la croissance du germanium sur silicium à température élevée (entre 600 °C et 800 °C), puis en refroidissant à température ambiante, les deux couches de germanium et de silicium vont se rétracter. Mais le germanium ayant un coefficient de dilatation thermique plus important, il va avoir tendance à se contracter plus que la couche de silicium, ce qui entraine une contrainte en tension résiduelle sur le germanium de l'ordre de 0.25 % biaxial, pour des épaisseurs relativement élevées (plus de 500 nm). La figure 1.14(a) schématise ce concept tandis que la figure 1.14(c) représente une estimation de la contrainte dans le germanium en fonction de la température initiale de dépôt.

L'inconvénient est que la valeur de déformation biaxiale reste trop peu élevée pour espérer obtenir du germanium à gap direct, et donc favoriser la création de gain optique dans le matériau pour le faire laser. Pourtant, c'est avec ce principe que la démonstration du premier laser germanium sous pompage optique [27] et électrique [17] a été réalisée. Mais avec une telle contrainte, la puissance de pompe à apporter au matériau pour surpasser les pertes et donc faire laser est considérable, de l'ordre de 300 $kA.cm^{-2}$.

Par ailleurs, une autre technique possible dans le domaine de l'épitaxie reste la croissance de germanium pseudomorphique appliquée à un substrat avec un paramètre de maille plus important, pour obtenir une couche contrainte en tension. Mais il y'a un compromis à trouver entre l'épaisseur de la couche et la différence de maille voulue, sachant que la couche se relaxe si l'épaisseur est trop importante.

Malgré une sensibilité critique sur l'épaisseur de germanium, limitant ainsi le confinement optique des modes, cette approche permet d'obtenir des valeurs de contrainte biaxiale très importantes, avec une couche étirée dans le plan de croissance. Dans la littérature, on retrouve avec cette approche des valeurs de contrainte biaxiale de l'ordre de 2.33%, sur un empilement Ge/InGaAs comme représenté figure 1.15.

Nanomembranes de germanium

Une autre approche qui a été développée il y'a quelques années consiste à exercer de fortes contraintes mécaniques sur des membranes de germanium par le biais de systèmes externes. Typiquement, intro-



FIGURE 1.14 – (a) Schéma de la déformation du germanium sur substrat silicium, avec une température de dépôt T_H et une température de refroidissement T_L (b) contrainte calculée dans une couche de germanium de 1 µm sur une couche de silicium de 500 µm en fonction du refroidissement appliqué T_L (c) et en fonction de la température de dépôt T_H à température ambiante [26]



FIGURE 1.15 – Image MEB d'une couche de 10 nm de germanium contrainte en tension à 2.33% biaxial sur une couche de InGaAs [28]

duire une forte pression par dessous de la membrane de germanium avec un gaz ou un liquide, comme le montre la figure 1.16 ce qui entraine une légère courbure et une déformation en tension. Des contraintes de transfert de l'ordre de 2% biaxial ont été atteintes avec ce type de systèmes [29], mais l'inconvénient est que la combinaison d'un tel système avec une cavité optique intégrée dans un environnement CMOS est difficilement réalisable. A noter également, l'épaisseur réduite de la membrane de germanium sur laquelle est exercée la contrainte (50 nm), ce qui n'est pas suffisant pour optimiser le confinement optique des modes.



FIGURE 1.16 – Nanomembranes de germanium contraintes mécaniquement : (a) Schéma de principe (b) et photographie du dispositif expérimental. (c) Contrainte biaxiale mesurée par spectroscopie Raman pour des membranes de germanium de 3 différentes épaisseurs, en fonction de la pression externe appliquée par le gaz. Figure issue de [30], d'après les travaux décrits dans l'article [29]

Microponts en germanium

Cette technique de transfert a permis d'atteindre des valeurs de contrainte uniaxiale record, de l'ordre de 5.7 % [31] à l'université de Stanford par exemple.

Elle consiste en la réalisation de motifs de ponts suspendus à partir d'une couche de germanium sur silicium initialement contrainte en tension à 0.2%. La figure 1.17 montre un schéma de principe sur la réalisation de la structure du micropont au sein d'une équipe de recherche grenobloise [32]. En partant d'une couche de germanium de 350 nm déposée sur une couche de 1 µm d'oxyde sur substrat silicium, l'équipe a processé par lithographie électronique la structure de micropont, avant de sous-graver l'oxyde de manière sélective par rapport au Germanium (étapes (a) et (b) de la figure 1.17) . Cette structure centrale suspendue, et étirée par deux blocs de germanium relaxés est celle qui accumule un maximum de déformation uniaxiale, de l'ordre de 4.2 % pour le cas présent.

L'inconvénient majeur de ce type de structures réside dans les dimensions de ces dispositifs, rendant l'adaptation de composants photoniques pour cavités difficilement exploitables. La dissipation thermique est également un problème important pour des structures suspendues de ce type.



FIGURE 1.17 – Schéma de principe de la réalisation de microponts de germanium suspendus, d'après les travaux décrits dans l'article [32]

Tenseurs externes de nitrure

Une autre approche consiste en l'utilisation d'une couche de nitrure de silicium (SiN) déposée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition ou PECVD) pour transférer une contrainte dans le germanium. Les paramètres de contrainte restent contrôlables par les conditions de dépôt. On peut donc le considérer comme un "stressor" pouvant transférer une contrainte en tension ou en compression. A l'état initial, pendant le dépôt, le SiN est en compression, et c'est seulement lors de l'étape du retour à l'équilibre que la contrainte mécanique emmagasinée va se relaxer, provoquant une déformation en tension sur le germanium. Une représentation d'un guide d'onde en germanium sur GaAs encapsulé par une couche de SiN contrainte est donnée figure 1.19.



FIGURE 1.18 – Guide d'onde en germanium sur GaAs encapsulé par une couche de SiN contrainte [33]

Cette approche présente un fort intérêt, car elle est parfaitement compatible avec les procédés de fabrication CMOS, elle permet d'appliquer des valeurs de contrainte en tension élevées (1.75% de contrainte biaxiale sur un microdisque de germanium biencapsulé de SiN [34]). De plus, par rapport à la technique de microponts, l'on dispose d'une certaine flexibilité pour la réalisation d'une cavité optique (microdisques[34], guides [33]). Par ailleurs, le nitrure de silicium présente l'avantage d'être transparent dans l'infrarouge. Il est donc compatible avec la longueur d'onde d'émission potentielle du germanium.

Avec tous les avantages cités plus haut, c'est donc cette approche que l'équipe a choisi de favoriser pour contraindre le germanium de manière efficace.

La figure 1.19 synthétise l'ensemble des techniques de transfert employées à travers le monde ces dernières années pour obtenir du germanium à gap direct, que nous avons décrites ci-dessus : Par épitaxie ((a) et (b)), par tenseurs externes de nitrure ((c),(d),(e),(f)), et par structuration en microponts ((g) et (h)).



FIGURE 1.19 – Synthèse de l'ensemble des techniques de transfert de contrainte uilisées pour le germanium à travers le monde : (a) Couche de garmanium épitaxiée sur un substrat de silicium graduel (VS) (b) Couches de germanium déposées en deux étapes à basse température (LT) puis à haute température (HT) (c) Guide d'onde Fabry-Pérot en germanium contraint par un tenseur externe de nitrure processé [35] (d) et non processé [36] (e) Microdisque de germanium biencapsulé par des tenseurs externes de nitrure [37] (f) Microdisque de germanium monoencapsulé par des tenseurs externes de nitrure [38]. (g) Pont de germanium suspendu [39]. (h) Microdisque de germanium sur pont d'oxyde suspendu [40]. Figure issue de [41]

Alliages germanium étain

Il existe une dernière approche un peu particulière pour obtenir un matériau à gap direct, qui sera explicitée plus en détail dans le chapitre 4 de ce manuscrit. Il s'agit d'incorporer de l'étain dans la matrice de germanium. Très en vogue actuellement, cette approche permet d'après plusieurs études théoriques d'atteindre un régime de bande interdite directe pour des compositions d'étain de typiquement 7% [42], sans avoir à appliquer de contrainte sur le matériau en question.

Avec l'utilisation d'une telle approche, on peut ainsi obtenir un matériau à la fois compatible dans un environnement CMOS (l'étain appartient à la colonne IV de la classification périodique au même titre que le silicium), et à gap direct relaxé, c'est à dire en s'affranchissant de toutes les techniques de contrainte énoncées plus haut. Les avantages sont donc nombreux, et bon nombre d'équipes de recherche se sont recentrées sur ce matériau pour la réalisation d'un laser ces dernières années. Le premier effet laser dans du GeSn à gap direct a été démontré en 2015, sous pompage optique, à basse température [43].





Cependant, on peut tout de même signaler que la croissance de couches épaisses de GeSn sur Ge sont à l'origine de la formation de dislocations à l'interface. Ces dislocations sont la principale limite des performances obtenues actuellement pour les dispositifs laser, malgré que la couche GeSn présente une bande interdite directe.

1.2.2 Cavités optiques

Un laser à semi-conducteur est composé, en plus d'une zone optiquement active qui est le milieu amplificateur, d'une cavité optique résonnante. La cavité optique est un élément central du laser, car elle permet de confiner la lumière sur une certaine plage de longueur d'onde, et d'amplifier de façon répétée l'onde optique au fur et à mesure de son passage dans le milieu amplificateur.

Il existe diverses configurations de cavités optiques possibles dans la cadre de la réalisation d'un laser à semi-conducteur. Les plus courantes sont :
- La cavité Fabry-Pérot : Il s'agit d'un simple guide d'onde planaire, constituée de deux miroirs face à face aux extrémités du guide. Il s'agit d'une structure standard, la plus simple à réaliser. Les facettes du parallélépipède qui jouent le rôle de miroir peuvent être obtenues par un simple clivage du guide (voir figure 1.21(a)). Les modes résonants au sein d'une telle cavité sont appelés les modes "Fabry-Pérot", ils sont directement issus de la réflexion lumineuse à partir de deux miroirs face à face.
- La cavité en microdisque : Il s'agit d'un résonateur optique circulaire. La lumière peut se propager comme une cavité Fabry-Pérot standard, c'est à dire en se réfléchissant sur des bords du micro-disque opposés l'un à l'autre ou alors par une succession de réflexions totales internes en suivant la périphérie du disque (voir figure 1.21(b)). Ces successions de réflexions totales internes sont à l'origine de modes un peu particuliers, qu'on appelle "modes de galerie". Ces modes de galerie ont des facteurs de qualité² record dans la littérature (de l'ordre de 10¹⁰ dans une micosphère de silice fondue[45]).

Sachant qu'un haut facteur de qualité est signe de faibles pertes dans la cavité, permettant le cas échéant de diminuer le seuil laser, ce sont ces configurations de cavités que nous avons beaucoup privilégié pendant ma thèse, notamment sous la forme de microdisques de germanium contraint en tension.

 La cavité en anneau : Il s'agit forme de cavité optique alternative à la cavité en microdisque citée pus haut dans laquelle la lumière ne peut uniquement circuler qu'à travers les extrémités du microdisque, c'est à dire là où les modes de galerie sont localisés. (Figure 1.21(c))



FIGURE 1.21 – Représentation schématique de différentes cavités laser (a) Fabry-Pérot (b) en anneau (c) en microdisque, d'après [24]

 La cavité avec miroirs de Bragg : Il s'agit d'une cavité en guide d'onde sur lequel est ajouté un miroir de Bragg à chaque facette. Ces cavités possèdent une meilleure efficacité qu'une cavité Fabry-Pérot standard, et un mode optique unique peut être obtenu. Elles nécessitent le dimensionnement d'un réseau de diffraction, qui permet de moduler l'indice complexe de diffraction du guide d'onde, et donc de favoriser les réflexions successives de lumière. La figure 1.22 représente le schéma de principe d'un laser semi-conducteur à cavité verticale et à émission par la surface (VCSEL). Il s'agit d'une des configurations les plus courantes, même si il existe d'autres géométries pour lesquelles les miroirs de Bragg peuvent être employés pour réaliser un laser, notamment en géométrie circulaire [46].

Pendant cette thèse, nous avons considéré les trois dernières approches citées, à savoir les cavités en microdisque, les cavités en anneau et les cavités avec miroir de Bragg.

^{2.} Le facteur de qualité Q est une mesure sans unité du taux d'amortissement d'un résonateur optique. Il caractérise donc le temps de vie du photon au sein de la cavité, c'est à dire sa capacité à conserver l'énergie





1.2.3 Influence du dopage

Malgré les importantes avancées qu'a connu ces dernières années l'ingénierie de contrainte en tension, avec les techniques citées plus haut, il reste encore techniquement ardu d'atteindre des déformations en tension suffisantes pour rendre le germanium à bande interdite directe. D'autant plus que dans plusieurs des techniques évoquées plus haut (notamment les microponts), les niveaux de déformations ne peuvent pas être appliqués à de larges volumes.

Dans le cas où le germanium se trouverait soumis à un régime de déformation intermédiaire, c'est à dire insuffisant pour le rendre à gap direct, une solution envisageable pour parcourir le reste du chemin serait le dopage de type N.

Le dopage est une technique spécifique permettant d'augmenter la densité d'électrons dans un semiconducteur. Les impuretés dopantes introduites dans le germanium vont libérer des électrons qui vont peupler les états de la vallée L du germanium (voir figure 1.23). Cette saturation en porteurs de la vallée indirecte L permet d'obtenir un semi-conducteur à bande interdite "quasi-directe", où les porteurs excédentaires sont injectés directement dans la vallée Γ de conduction. Ainsi, on augmente la population d'électrons en vallée directe en vue d'améliorer le rendement d'émission du germanium, que ce soit sous pompage optique ou électrique.

Sur la figure 1.24, on peut observer l'augmentation expérimentale de la photoluminescence en fonction du dopage introduit dans le germanium. Ces spectres de photoluminescence ont été réalisés dans des conditions similaires d'excitation et de collection de l'émission interbande dans du germanium noncontraint et dans du germanium dopé N avec différentes densités.

Cependant, une question subsiste : Le dopage n est il réellement si bénéfique pour l'obtention d'un effet laser? En effet, mis à part l'augmentation de la population d'électrons dans la vallée directe, on peut relever de nombreux inconvénients majeurs :

• Le dopage introduit des "pièges" pour les porteurs. En effet, lorsque la périodicité du matériau est perturbée, via une impureté ou autre, des niveaux discrets se forment à l'intérieur de la bande



FIGURE 1.23 – Représentation du diagramme de bande de germanium non-contraint (a) du germanium contraint en tension (b) et du germanium dopé n (c) [17]



FIGURE 1.24 – Spectres de photoluminescence de germanium intrinsèque et dopé de 2.6à $5.6 * 10^{19} cm_{-3}$ avec du phosphore utilisant la technique de dopage GILD (Gas Immersion Liquid phase Doping) dans laquelle la phase liquide est obtenu par insolation de la surface du germanium avec un laser pulsé. [48]

interdite. Ces niveaux peuvent être à l'origine de "pièges" qui vont favoriser les recombinaisons non-radiatives, et donc réduire l'efficacité de l'injection.

Le dopage est à l'origine d'une diminution des temps de vie des porteurs, ce qui impacte défavorablement les rendements des dispositifs. La figure 1.25 reprend les résultats issus d'une étude théorique et expérimentale des temps de vie dans le germanium dopé. On peut clairement y observer une chute du temps de vie lorsque le dopage augmente, même indépendamment de l'effet Auger³



FIGURE 1.25 – Temps de vie électronique dans le germanium en fonction du dopage et pour différents niveaux d'injection de porteurs hors équilibre, le rapport des densités injectées et des densités à l'équilibre allant de 0.5 à 100. Les points expérimentaux sont comparés avec une modélisation des taux de recombinaisons non-radiatif tenant compte de l'effet Auger. [49]

- Le dopage conduit également à l'augmentation des incohérences des états de conductions et de valence, liées aux mécanismes de collisions et aux interactions entre porteurs (effet à N-corps) qui contribuent à diminuer fortement le gain optique.
- Le dopage est aussi à l'origine de l'augmentation des pertes optiques dues à l'absorption des porteurs libres.

De manière générale tous ces effets réunis font du dopage un paramètre reconnu comme néfaste aux performances de laser avec des matériaux à bande interdite directe. C'est pourquoi nous travaillerons quasiment exclusivement avec du germanium intrinsèque pendant cette thèse.

^{3.} il s'agit d'un processus non radiatif au cours duquel l'énergie de la recombinaison est transmise à un autre porteur (électron ou trou) qui se trouve alors excité vers un état de plus haute énergie.

1.2.4 Problématique de l'injection électrique

Avoir un laser germanium pertinent d'un point de vue industriel implique également de travailler sur l'injection électrique dans les microcavités de germanium contraint. Cette problématique a fait l'objet d'une étude complète et approfondie au sein de l'équipe ces dernières années, détaillée dans le mémoire de thèse de Mathias Prost [24]. L'approche a pu être mise en œuvre sur des diodes de germanium. Une forte implication en salle blanche et aussi en modélisation, a permis d'optimiser les dimensions des contacts électrigues sur des cavités de germanium tout en maintenant la contrainte, exercée dans ce cas par des tenseurs externes de nitrure.

La figure 1.26a représente des micropiliers en germanium contraint par tenseurs externes de nitrure incluant des contacts métalliques pour l'injection électrique, pour deux géométries possibles : contact en anneau et contact central.

Une étude comparative est donnée sur la figure 1.26b : Sont représentés les spectres d'électroluminescence observés pour des diodes non contraintes et des diodes contraintes de piliers de germanium, le tout à température ambiante. Sur les spectres issus sur des piliers, on peut noter la présence de multiples résonances associées aux modes Fabry-Pérot de la cavité. On observe aussi un effet de décalage vers les plus grandes longueurs d'onde de l'émission du germanium due à la contrainte en tension appliquée. Cette contrainte est plus marquée pour les diodes avec contacts en anneau. Les déformations correspondantes à ce décalage en longueur d'onde ont été simulées à 0.55% en biaxial pour le contact plein et à 0.72% biaxial pour le contact en anneau. Sous un tel régime, le gap direct n'est malheureusement toujours pas atteint. Et malgré l'influence du dopage, il n'y a pas eu d'effet laser constaté sur ces échantillons.



externes de nitrure avec deux géométries d'électrodes : (a) contact plein ou (b) en anneau

(a) μ-piliers de germanium contraints par tenseurs (b) Spectres d'électroluminescence de μ-piliers de germanium non contraint(en noir), et contraint avec deux géométries d'électrodes : contact plein (en bleu) ou en anneau (en rouge)

FIGURE 1.26 – Spectres d'électroluminescence de μ -piliers de germanium contraints en tension par tenseurs externes de nitrure avec deux géométries d'électrodes : contact plein ou en anneau. Les spectres sont modulés par des résonances associées aux modes Fabry-Pérot du pilier. Une déformation de 0.55% et de 0.72% biaxiale est obtenue sur la structure avec contact plein (en bleu) et contact en anneau (en rouge) respectivement. Le résultat pris pour référence sans contrainte (contact pris sur une surface plane, en noir) est donné pour aider à visualiser les décalages de l'émission introduits par la contrainte.

Pour cette thèse, l'ensemble des microstructures réalisées ont été conçues pour une injection des porteurs réalisée par voie optique, c'est à dire que nous utilisons un laser de pompe qui, focalisé sur la microstructure, procède à l'injection optique des porteurs. Par ce biais, on s'affranchit des contraintes liées à la conception des contacts métalliques pour gagner en déformation et atteindre plus facilement le gap direct, en vue de valider le principe d'un effet laser dans le germanium pur, et de réaliser ce qui sera le premier démonstrateur laser de l'équipe. Bien entendu, une fois le principe d'un effet laser sous pompage optique validé, il faudra pour les recherches futures privilégier la problématique de l'injection électrique en vue d'une seconde démonstration sous pompage électrique. Même si avec les travaux de Mathias Prost [24], l'équipe possède déjà une très bonne expertise sur le sujet.

1.3 Objectifs et plan de la thèse

En résumé, cette thèse porte sur l'étude de ces semiconducteurs de la colonne IV à bande interdite directe, dans l'objectif de faire une démonstration d'un laser compatible avec un environnement CMOS.

Après avoir introduit le sujet dans ce premier chapitre, nous allons traiter dans le deuxième chapitre de la conception de nos premières microstructures en germanium contraint, ainsi que les résultats obtenus.

Dans le troisième chapitre, nous traiterons des différentes améliorations (management thermique, optimisation du système de collection et de pompage etc..) que nous avons réalisées à partir des microstructures présentées au chapitre 2. Ces améliorations nous ont amenés pas à pas à la démonstration de notre premier effet laser avec seuil réduit dans le germanium pur.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous développerons sur une autre approche possible pour contraindre le germanium, à savoir les alliages avec l'étain, les perspectives que cette méthode peut apporter, et les résultats très prometteurs obtenus sur les premières réalisations.

1.4 Références

- J. S. Kilby. The integrated circuit's early history. *Proceedings of the IEEE*, 88(1) :109–111, January 2000. 2
- [2] Le nanomonde, de la science aux applications. Clefs Cea, (52). 2
- [3] GE Moore. Cramming More Components Onto Integrated Circuits. *Electronics*, 38(8), 1965. 3
- [4] The Four V's of Big Data. https://www.ibmbigdatahub.com/infographic/four-vs-big-data. 3
- [5] Infographie : Une minute sur Internet en 2017. https ://fr.statista.com/infographie/9787/une-minutesur-internet-en-2017/. 4
- [6] Daniel Thépin. Les data centers franciliens : un essor sous contraintes ? http ://www.iau-idf.fr/savoirfaire/nos-travaux/edition/les-data-centers-franciliens-un-essor-sous-contraintes.html. 4
- [7] D. A. B. Miller. Physical Reasons for Optical Interconnection. *Int'l J. Optoelectronics*, 11(3):155–168, 1997. 3

- [8] Chen Sun, Mark T. Wade, Yunsup Lee, Jason Orcutt, Luca Alloatti, Michael S. Georgas, Andrew Waterman, Jeffrey Shainline, Rimas Avizienis, Sen Lin, Benjamin R. Moss, R Kumar, Fabio Pavanello, Amir H. Atabaki, Henry M. Cook, Albert J. Ou, Jonathan Leu, Yu-Hsin Chen, Krste Asanović, and Vladimir Stojanovic. Single-chip microprocessor that communicates directly using light. *Nature*, 528 :534–538, December 2015. 5
- [9] Laurent Fulbert, Sylvie Menezo, Frédéric Boeuf, Jean-François Carpentier, Delphine Marris-Morini, Laurent Vivien, and Guang-Hua Duan. La photonique intégrée sur silicium. *Photoniques*, (72) :47– 51, July 2014. 5
- [10] Jared F. Bauters, Michael L. Davenport, Martijn J. R. Heck, J. K. Doylend, Arnold Chen, Alexander W. Fang, and John E. Bowers. Silicon on ultra-low-loss waveguide photonic integration platform. *Optics Express*, 21(1):544–555, January 2013. 6
- [11] D. Marris-Morini, L. Virot, C. Baudot, J.-M. Fédéli, G. Rasigade, D. Perez-Galacho, J.-M. Hartmann, S. Olivier, P. Brindel, P. Crozat, F. Bœuf, and L. Vivien. A 40 Gbit/s optical link on a 300-mm silicon platform. *Optics Express*, 22(6) :6674–6679, March 2014. 6
- [12] Laurent Vivien, Andreas Polzer, Delphine Marris-Morini, Johann Osmond, Jean Michel Hartmann, Paul Crozat, Eric Cassan, Christophe Kopp, Horst Zimmermann, and Jean Marc Fédéli. Zero-bias 40Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon. *Optics Express*, 20(2) :1096–1101, January 2012. 6
- [13] Di Liang and John E. Bowers. Recent progress in lasers on silicon. *Nature Photonics*, 4(8) :511–517, August 2010. 7
- [14] Tiphaine Dupont. Réalisation de Sources Laser III-V Sur Silicium. Thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, January 2011. 8
- [15] G. Roelkens, L. Liu, D. Liang, R. Jones, A. Fang, B. Koch, and J. Bowers. III-V/silicon photonics for on-chip and intra-chip optical interconnects. *Laser & Photonics Reviews*, 4(6) :751–779, November 2010. 8
- [16] Huihui Lu, Jun Su Lee, Yan Zhao, Carmelo Scarcella, Paolo Cardile, Aidan Daly, Markus Ortsiefer, Lee Carroll, and Peter O'Brien. Flip-chip integration of tilted VCSELs onto a silicon photonic integrated circuit. Optics Express, 24(15) :16258–16266, July 2016. 9
- [17] Jifeng Liu, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. Monolithic Ge-on-Si lasers for large-scale electronic-photonic integration. *Semiconductor Science and Technology*, 27(9) :094006, 2012. 10, 13, 21
- [18] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Rodolfo Camacho-Aguilera, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. Geon-Si laser operating at room temperature. *Optics Letters*, 35(5) :679–681, March 2010. 10
- [19] Rodolfo E. Camacho-Aguilera, Yan Cai, Neil Patel, Jonathan T. Bessette, Marco Romagnoli, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. An electrically pumped germanium laser. *Optics Express*, 20(10) :11316–11320, May 2012. 10

- [20] S. Thompson, G. Sun, K. Wu, J. Lim, and T. Nishida. Key differences for process-induced uniaxial vs. substrate-induced biaxial stressed Si and Ge channel MOSFETs. In *IEDM Technical Digest. IEEE International Electron Devices Meeting*, 2004., pages 221–224, December 2004. 11
- [21] E. Wang, P. Matagne, L. Shifren, B. Obradovic, R. Kotlyar, S. Cea, J. He, Z. Ma, R. Nagisetty, S. Tyagi,
 M. Stettler, and M. D. Giles. Quantum mechanical calculation of hole mobility in silicon inversion layers under arbitrary stress. In *IEDM Technical Digest. IEEE International Electron Devices Meeting*, 2004., pages 147–150, December 2004. 11
- [22] Y. Sun, S. E. Thompson, and T. Nishida. Physics of strain effects in semiconductors and metaloxide-semiconductor field-effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 101(10) :104503, May 2007.
 11
- [23] Abdelhamid Ghrib. Ingénierie de Contrainte Dans Des Cavités Germanium : Vers Une Application de Laser Intégré Sur Silicium. Thesis, Paris 11, December 2014. 12
- [24] Mathias Prost. *Injection électrique pour un laser en germanium contraint*. PhD thesis, Université Paris Sud Paris XI, March 2015. 12, 19, 23, 24
- [25] Rui-wen Shao, Kun Zheng, Bin Wei, Yue-fei Zhang, Yu-jie Li, Xiao-dong Han, Ze Zhang, and Jin Zou. Bandgap engineering and manipulating electronic and optical properties of ZnO nanowires by uniaxial strain. *Nanoscale*, 6(9) :4936–4941, April 2014. 12, 13
- [26] Yasuhiko Ishikawa, Kazumi Wada, Jifeng Liu, Douglas D. Cannon, Hsin-Chiao Luan, Jurgen Michel, and Lionel C. Kimerling. Strain-induced enhancement of near-infrared absorption in Ge epitaxial layers grown on Si substrate. *Journal of Applied Physics*, 98(1):013501, July 2005. 14
- [27] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Rodolfo Camacho-Aguilera, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. Geon-Si laser operating at room temperature. *Optics Letters*, 35(5):679–681, March 2010. 13
- [28] Yijie Huo, Hai Lin, Robert Chen, Maria Makarova, Yiwen Rong, Mingyang Li, Theodore I. Kamins, Jelena Vuckovic, and James S. Harris. Strong enhancement of direct transition photoluminescence with highly tensile-strained Ge grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 98(1):011111, January 2011. 14
- [29] Cicek Boztug, José R. Sánchez-Pérez, Francesca Cavallo, Max G. Lagally, and Roberto Paiella. Strained-Germanium Nanostructures for Infrared Photonics. ACS Nano, 8(4):3136–3151, April 2014.
 15
- [30] Roberto Paiella, Max Lagally, Roberto Paiella, and Max G. Lagally. Optical Properties of Tensilely Strained Ge Nanomembranes. *Nanomaterials*, 8(6) :407, June 2018. 15
- [31] David S. Sukhdeo, Donguk Nam, Ju-Hyung Kang, Mark L. Brongersma, and Krishna C. Saraswat. Direct bandgap germanium-on-silicon inferred from 5.7% <100> uniaxial tensile strain [Invited]. *Pho-tonics Research*, 2(3) :A8–A13, June 2014. 15

- [32] A. Gassenq, K. Guilloy, N. Pauc, D. Rouchon, J. Widiez, J. Rothman, J.-M. Hartmann, A. Chelnokov,
 V. Reboud, and V. Calvo. Highly strained Ge micro-blocks bonded on Si platform for mid-infrared photonic applications. *MRS Communications*, 7(3):691–694, September 2017. 15, 16
- [33] A. Ghrib, M. de Kersauson, M. El Kurdi, R. Jakomin, G. Beaudoin, S. Sauvage, G. Fishman, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, I. Sagnes, and P. Boucaud. Control of tensile strain in germanium waveguides through silicon nitride layers. *Applied Physics Letters*, 100(20) :201104, May 2012. 16, 17
- [34] Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Abdelhamid Ghrib, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Gennaro Picardi, Razvigor Ossikovski, and Philippe Boucaud. Direct Band Gap Germanium Microdisks Obtained with Silicon Nitride Stressor Layers. ACS Photonics, 3(3):443–448, March 2016. 16
- [35] G. Capellini, G. Kozlowski, Y. Yamamoto, M. Lisker, C. Wenger, G. Niu, P. Zaumseil, B. Tillack, A. Ghrib, M. de Kersauson, M. El Kurdi, P. Boucaud, and T. Schroeder. Strain analysis in SiN/Ge microstructures obtained via Si-complementary metal oxide semiconductor compatible approach. *Journal* of Applied Physics, 113(1) :013513, January 2013. 17
- [36] K. Tani, K. Oda, T. Okumura, T. Takezaki, J. Kasai, T. Mine, and T. Ido. Enhanced Electroluminescence from Germanium Waveguides by Local Tensile Strain with Silicon Nitride Stressors. In *The Japan Society of Applied Physics*, September 2015. 17
- [37] Abdelhamid Ghrib, Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Marc Chaigneau, Razvigor Ossikovski, Isabelle Sagnes, and Philippe Boucaud. All-Around SiN Stressor for High and Homogeneous Tensile Strain in Germanium Microdisk Cavities. *Advanced Optical Materials*, 3(3) :353–358, March 2015. 17
- [38] A. Ghrib, M. El Kurdi, M. de Kersauson, M. Prost, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, and P. Boucaud. Tensile-strained germanium microdisks. *Applied Physics Letters*, 102(22) :221112, June 2013. 17
- [39] M. J. Süess, R. Geiger, R. A. Minamisawa, G. Schiefler, J. Frigerio, D. Chrastina, G. Isella, R. Spolenak, J. Faist, and H. Sigg. Analysis of enhanced light emission from highly strained germanium microbridges. *Nature Photonics*, 7(6) :466–472, June 2013. 17
- [40] Abdelrahman Zaher Al-Attili, Satoshi Kako, Muhammad K. Husain, Frederic Y. Gardes, Naoki Higashitarumizu, Satoshi Iwamoto, Yasuhiko Arakawa, Yasuhiko Ishikawa, Hideo Arimoto, Katsuya Oda, Tatemi Ido, and Shinichi Saito. Whispering Gallery Mode Resonances from Ge Micro-Disks on Suspended Beams. *Frontiers in Materials*, 2, 2015. 17
- [41] Shinichi Saito, Abdelrahman Zaher Al-Attili, Katsuya Oda, and Yasuhiko Ishikawa. Towards monolithic integration of germanium light sources on silicon chips. *Semiconductor Science and Technology*, 31(4) :043002, April 2016. 17

- [42] B. Dutt, H. Lin, D. S. Sukhdeo, B. M. Vulovic, S. Gupta, D. Nam, K. C. Saraswat, and J. S. Harris Jr. Theoretical Analysis of GeSn Alloys as a Gain Medium for a Si-Compatible Laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(5) :1502706–1502706, September 2013. 18
- [43] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher. Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si. *Nature Photonics*, 9(2) :88–92, February 2015. 18
- [44] Forschungszentrum Jülich. Scientists construct the first germanium-tin semiconductor laser for silicon chips. https://phys.org/news/2015-01-scientists-germanium-tin-semiconductor-lasersilicon.html. 18
- [45] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche. Very high-Q whisperinggallery mode resonances observed on fused silica microspheres. *EPL (Europhysics Letters)*, 23:327, August 1993. 19
- [46] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, C. J. M. Smith, R. Houdré, and U. Oesterle. Highfinesse disk microcavity based on a circular Bragg reflector. *Applied Physics Letters*, 73(10) :1314– 1316, September 1998. 19
- [47] Christophe Levallois. Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm. PhD thesis, INSA de Rennes, July 2006. 20
- [48] M. El Kurdi, T. Kociniewski, T.-P. Ngo, J. Boulmer, D. Débarre, P. Boucaud, J. F. Damlencourt, O. Kermarrec, and D. Bensahel. Enhanced photoluminescence of heavily n-doped germanium. *Applied Physics Letters*, 94(19) :191107, May 2009. 21
- [49] Jan Vanhellemont and Eugenijus Gaubas. Comparative Study of Carrier Lifetime Variations with Doping in Si and Ge. ECS Transactions, 3(4) :339–350, October 2006. 22

Chapitre 2

Conception de microcavités en germanium contraint

Sommaire

2.1	Microdisques biencapsulés par tenseurs externes de nitrure :		30
	2.1.1	Rappel des premières mesures sur échantillons dopés : Obtention d'un germanium à gap	
		direct :	30
	2.1.2	Nanofabrication en salle blanche : Détail des étapes de conception :	35
	2.1.3	Mesures sur disques de germanium intrinsèque : Couplage avec les modes de galerie, et	
		blanchiment d'absorption	42
2.2	Micro	odisques combinés à des miroirs de Bragg circulaires	49
	2.2.1	Conception détaillée	49
	2.2.2	Premiers résultats obtenus sur germanium dopé	52
	2.2.3	Résultats obtenus sur structures optimisées pour la polarisation TM	57
2.3	Limit	ations entravant l'effet laser sur ces microcavités	65
2.4	Référ	rences	67

2.1 Microdisques biencapsulés par tenseurs externes de nitrure :

Comme développé plus haut, pour ce qui est de la cavité optique, c'est l'approche en microdisque qui a été privilégiée pendant cette thèse, même si d'autres structures un peu plus originales ont étés réalisées également. Dans ce chapitre, après avoir présenté quelques rappels sur les premières mesures réalisées sur les premiers échantillons dopés, nous aborderons les mesures réalisées sur des échantillons de germanium non-dopé. En effet, nous avons choisi de nous affranchir des contraintes liées au dopage N en privilégiant des couches de germanium intrinsèque (donc non-dopées) fournies par STMicroelectronics. Les porteurs seront injectés par voie optique. Cependant, pour ce qui est de l'ingénierie de contrainte sur le germanium, l'idée est de pouvoir introduire une déformation suffisante pour atteindre le gap direct, homogène, stable d'un point de vue mécanique, et sur un large volume pour permettre le meilleur confinement optique possible. L'approche privilégiée durant cette thèse a donc été l'utilisation de tenseurs externes de nitrure de silicium, mais avec une configuration tout entourée, c'est à dire que le microdisque de germanium est enrobé d'une couche de tenseur de nitrure, qui exerce une contrainte en tension par dessus, par en dessous et sur les bords du microdisque, comme représenté sur le schéma figure 2.1.





FIGURE 2.1 – A gauche, vue schématique de la structure de disque de germanium contraint par bi-encapsulation de nitrure. A droite, photo MEB d'un disque de germanium tout entouré de nitrure.

Par rapport à un simple dépôt de nitrure, beaucoup plus facile à mettre en œuvre d'un point de vue nanofabrication certes, l'homogénéité de la contrainte est assurée, et des valeurs de contrainte biaxiales très importantes ont étés obtenues dans l'état de l'art (de l'ordre de 1.8% biaxial), nous permettant d'atteindre enfin la configuration de gap direct dans le germanium [1].

2.1.1 Rappel des premières mesures sur échantillons dopés : Obtention d'un germanium à gap direct :

Sur les tous premiers échantillons réalisés juste avant ma thèse, donc initialment à base de couche de germanium dopées issus du LPN, des microstructures ont été caractérisées par l'équipe en photoluminescence et à l'aide de mesures Raman notamment. Ces mesures ont permis de déterminer de la façon la plus précise possible la contrainte biaxiale obtenue, et si celle-ci est suffisante pour rendre le germanium à gap direct. Les résultats obtenus ont étés publiés au début de ma thèse, en 2016 [1], et sont rapidement rappelés dans cette sous-partie.

Premières mesures de photoluminescence à température ambiante

La figure 2.2 ci-dessous schématise le principe du banc de mesure. Les mesures de photoluminescence s'effectuent en pompant le microdisque en incidence normale, par le dessus, en focalisant le laser de pompe via un objectif. La collection s'effectue avec le même objectif. La lame dichroïque permet de rediriger le signal vers le spectromètre optique, et un filtre passe-haut 1200 nm permettra de récupérer uniquement le signal d'émission du germanium. L'ensemble des mesures réalisées a été fait sous pompage continu, avec un laser de pompe de type Hélium-Néon (He-Ne), délivrant une puissance optique relativement faible pour nos mesures, autour de 40 kW.cm⁻². A noter que ce dispositif de photoluminescence sera à quelques détails près réutilisé pour l'ensemble des mesures de ma thèse.



FIGURE 2.2 - Schéma explicatif du banc de mesure de photoluminescence en incidence normale

Le spectre d'émission mesuré sur des disques contraints par biencapsulation de 6 μ m et de 9 μ m de diamètre est représenté figure 2.3. L'émission collectée est normalisée par le spectre de transmission de la chaîne de mesure. Sur ce spectre, le maximum d'émission se trouve vers 0.56 eV. On peut également remarquer que le spectre est modulé par des résonances Fabry-Pérot, provenant de réflexions de la lumière entre deux parois du disque opposées. Le spectre obtenu a également été modélisé, en appliquant la formule suivante [2] :

$$R_{spon} \propto \frac{h\nu^3}{c^3} \rho_j(\hbar\omega) f_{\rm C}(E_{\rm FC},\hbar\omega) f_{\rm V}(E_{\rm FV},\hbar\omega)$$
(2.1)

Ou E_{FC} et E_{FV} sont les quasi-niveaux de Fermi en bande de conduction et de valence respectivement, considérant une densité de porteurs injectés hors équilibre (par pompage optique) et $\rho_j(\hbar\omega)$ est la densité d'état jointe entre la bande de conduction directe et la bande de trous légers (qui constitue le fondamental pour les trous), $\hbar\omega$ est l'énergie de transition optique (énergie de l'émission de photon). L'énergie de bande interdite directe introduite dans le calcul correspond à celui du germanium contraint en tension à 1.75% pour le disque de 6 µm et de 1.67% pour le disque de 9 µm de diamètre.

Pour une telle déformation, on s'attend donc à obtenir une population d'électron plus élevée en vallée gamma, et donc une intensité d'émission plus élevée comparée à l'émission dans du germanium relaxé.



FIGURE 2.3 – Spectre de photoluminescence de deux disques contraints par bi-encapsulation de 6 μ m et de 9 μ m de diamètre. Le spectre théorique est calculé pour une déformation de 1.75% biaxial pour le disque de 6 μ m de diamètre et de 1.67% pour le disque de 9 μ m de diamètre [1].

C'est effectivement ce qu'on observe si on compare l'émission du disque contraint avec celle du germanium non structuré (donc non contraint) en se plaçant dans les mêmes conditions d'excitation et de collection. Sur la figure 2.4, la comparaison est effectuée avec un détecteur multicanal présentant une longueur d'onde de coupure autour de 2050 nm.

Comme on peut le constater, l'émission du disque contraint est renforcée d'un facteur 40. La mesure est effectuée avec un détecteur multicanal dans le cas présent, car l'intensité émise par le germanium non processé, donc relaxé, est beaucoup trop faible pour être analysée avec un rapport signal sur bruit acceptable sur un détecteur monocanal. En effet, un détecteur monocanal présente une bande de détection plus large, jusqu'à 2400 nm. Mais le signal du disque étant coupé par la réponse du détecteur multicanal, on peut tout de même comparer les intensités intégrées avec le monocanal pour lequel la longueur d'onde de coupure est située à 2400 nm. Celle-ci est plus élevée d'un facteur 100 pour le disque contraint.

En comparant l'émission d'un disque non contraint (disque de germanium standard réalisé sans aucun tenseur de nitrure externe) avec celle issue de la zone pleine plaque on retrouve typiquement un facteur 2 d'augmentation d'amplitude en faveur du disque. On peut donc raisonnablement prendre en compte ce facteur 2 liée à la diffusion des bords du microdisque, ce qui nous amène à un facteur 20 d'augmentation de signal entre germanium contraint et germanium relaxé (et non plus 40). Cette valeur est plus en adéquation avec la prédiction théorique.

Déduction expérimentale de la déformation nécessaire pour réaliser la transition indirect / direct :

Dans la littérature, la plupart des prédictions sur la transition indirecte-directe de la bande interdite du germanium en fonction de la déformation appliquée ne sont que théoriques. Chaque théorie, en fonction du modèle utilisé et des jeux de potentiels de déformation qui sont pris en compte, conduit à des résultats différents. Typiquement, on peut trouver dans la littérature des valeurs allant de 1.55% à 2% de déformation biaxiale pour le point de transition indirect-direct de la bande interdite. Cette forte dispersion est liée à



FIGURE 2.4 – Spectres de photoluminescence d'un disque de germanium biencapsulé de 9 µm de diamètre et d'une zone non-structurée ("Plain surface") à 300 K, à puissance de pompe fixe. La longueur d'onde de coupure du détecteur multicanal ("cutoff") est ici d'environ 2050 nm. Le spectre noir est un zoom du spectre provenant de la zone non-structurée, la contribution du gap direct et du gap indirect à plus basse énergie y est mise en avant.

la pente assez faible des dépendances en énergie des vallées Γ et L telles que représentées sur la figure 1.12. Une petite variation d'une des pentes ou des deux induit un fort décalage du point de croisement suivant l'axe des déformations. De plus, il s'avère que le point de transition dépend de la température considérée pour l'étude. Il faut donc tenir compte de ce paramètre.

Ayant à notre disposition des échantillons présentant des déformations biaxiales de l'ordre de 1.5-2%, l'équipe a pu démontrer expérimentalement la déformation biaxiale nécessaire pour obtenir du germanium à gap direct. Un bref rappel des résultats sera présenté dans cette sous-partie, à partir de la publication [1]. Pour rappel, les expériences décrites ici ont été réalisées à partir des toutes premières couches de germanium dopées issues d'une collaboration avec le LPN, et non pas du germanium intrinsèque de STMicroelectronics.

Les expériences de photoluminescence en fonction de la température nous permettent de connaître le caractère direct ou indirect de la bande interdite, les processus sont schématisés sur la figure 2.5. Lorsque le germanium présente une bande interdite indirecte, la vallée L représente le fondamental des électrons de la bande de conduction. Cependant, une infime portion de la population d'électrons peut occuper les états en vallée Γ à plus haute énergie du fait de l'agitation thermique associée aux interactions avec les phonons. Cette distribution est décrite par les statistiques de Boltzmann ou de Fermi lorsque le semi-conducteur est dégénéré. On peut alors calculer grâce à l'intégrale de Fermi la densité d'électrons présents en Γ pour différentes températures. On notera également que la vallée L peut être considérée comme un gros réservoir à électrons du fait de sa forte densité d'état : A 300 K typiquement, pour du germanium relaxé et donc avec un décalage de 140 meV entre les vallées L et Γ , seulement une portion

équivalente à 0.01% de la densité totale d'électrons occupe les états en Γ. Cependant, du fait du fort taux de recombinaison radiatif en bande directe (équivalent à celui du GaAs par exemple), cette infime portion suffit pour observer l'émission du germanium en bande directe, celle qui met en jeu les électrons en Γ. En baissant la température, la densité d'électrons en Γ décroît très rapidement et en principe se doit être nulle à 0 K. L'intensité de l'émission interbande directe doit donc diminuer lorsqu'on baisse la température, voir disparaître au profit des recombinaisons indirectes sur le spectre.



FIGURE 2.5 – Schéma représentant qualitativement la dépendance en température de l'efficacité d'émission pour les cas de bande interdite directe (à droite) et indirecte (à gauche)

Lorsque le germanium est à bande interdite directe, c'est la vallée de conduction Γ qui représente la bande fondamentale de conduction. Par conséquent, l'étude de la photoluminescence en fonction de la température doit montrer une faible dépendance de l'intensité émise mettant en jeu les transitions directes. Nous devrions même être en mesure d'observer sur le spectre une augmentation du rendement d'émission du fait de la réduction des taux de recombinaisons non-radiatifs.

Sur la figure 2.6a sont représentés les spectres de photoluminescence en faisant varier la température sur un disque contraint par bi-encapsulation de 9 μ m de diamètre. L'émission observée, qui est bien identifiée comme provenant de la transition directe Γ -LH est fortement décalée vers le rouge du fait de la contrainte appliquée et augmente en intensité lorsque la température baisse. Le comportement est donc inverse à celui obtenu pour la mesure sur la zone non-structurée et donc pour du germanium relaxé. L'évolution expérimentale de l'amplitude maximale d'émission est reportée sur la 2.6b. Sur la même figure est reportée pour comparaison l'évolution de l'intensité d'émission en fonction de la température obtenue par modélisation de l'émission en bande directe pour différentes écarts d'énergie entre les vallées Γ et L. A noter que l'évolution des dynamiques de recombinaisons avec la température est prise en compte en utilisant un modèle SRH avec les paramètres détaillés dans le supplementary de l'article référence [1].

On obtient un bon accord avec les points expérimentaux pour un splitting $\Gamma - L$ de 0 meV ce qui correspond à une bande interdite directe. Cela permet de conclure que **le passage d'une bande interdite indirecte à une bande interdite directe pour le germanium serait obtenu pour des déformations biaxiales de l'ordre de 1.67%**, valeur de déformation dans le disque déduite de l'analyse par photoluminescence présentée figure 2.3.

Après ce rappel, nous allons entrer plus en détail sur la réalisation de notre deuxième série d'échantillons à base de germanium non-dopé fourni par STMicroelectronics. Ce sera également l'occasion de présenter le processus de nanofabrication mis en place pour ces microcavités de germanium contraintes à base de tenseurs de nitrure externes.

2.1.2 Nanofabrication en salle blanche : Détail des étapes de conception :

Afin de réaliser la structure bi-encapsulée, nous avons utilisé une technique de report dont les étapes de nanofabrication en salle blanche, tous réalisés par l'équipe au sein de la CTU (Centrale de Technologie Universitaire) seront détaillées dans cette sous-partie : De l'échantillon de germanium non-dopé fourni par STMicroelectronics jusqu'au résultat final.

Wafer de germanium de départ

Nous avons choisi de travailler sur des échantillons de germanium non dopés, pour s'affranchir des contraintes évoquées plus haut. En collaboration avec STMicroelectronics, nous avions à notre disposition comme point de départ la composition suivante, représentée dans le schéma figure 2.7 : 850 nm de germanium déposés par RPCVD (Remote Plasma Chemical Vapor Deposition) sur un substrat SOI (Silicon on Insulator) 12 pouces, composé de 740 nm d'oxyde et 200 nm de silicium. Cette couche d'oxyde nous sera utile en tant que "couche d'arrêt" nous permettant de ne pas graver une épaisseur de germanium trop importante. Le wafer 12 pouces sera ensuite découpé en de multiples carrés de 2 cm par 2 cm, qui nous serviront de point de départ pour les étapes à venir.

A noter qu'à l'interface entre le germanium et le silicium, il existe une couche de défauts et dislocations d'environ 30 nanomètres liée à la différence de paramètre de maille entre le germanium et le silicium. Il est important de graver cette couche de défauts pendant le process, car elle peut être à l'origine de recombinaisons non-radiatives venant perturber les mesures de photoluminescence, en diminuant l'intensité du signal émis notamment.

Avec de tels échantillons de départ, nous bénéficions de tous les avantages liés au procédé industriel dont il est issu : fiabilité, extrême reproductibilité, germanium intrinsèque issu d'une d'un bâti entièrement consacré aux espèces appartenant à la colonne IV de la classification périodique, à l'abri de toute impureté dopante.

Dépôts par PECVD

Le dépôt PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) est un dépot de couches minces utilisée de façon courante dans l'industrie microélectronique. Les couches minces déposées proviennent



(a) Spectres de photoluminescence pour un disque bi-encapsulé de 9µm de diamètre pour différentes températures à puissance de pompe fixée



(b) Maximum d'émission expérimentaux en fonction de la température (points noirs) comparés aux évolutions théoriques pour différentes valeurs de splitting $\Gamma - L$

FIGURE 2.6 – Émission un disque bi-encapsulé de 9 μ m de diamètre pour différentes températures à puissance de pompe fixée, comparée à l'émision théorique calculée en fonction du splitting $\Gamma - L$ [1].



FIGURE 2.7 - Composition du wafer de Ge sur Si fourni par STMicroelectronics

de la décomposition d'espèces gazeuses issues d'un "plasma", issu de deux électrodes activées par un générateur RF. Les espèces réactives ainsi créées vont réagir entre elles à la surface de l'échantillon pour former la couche mince. La PECVD permet notamment de déposer des couches d'oxyde de silicium (SiO₂) et de SiN contraint en compression. Elle est donc absolument essentielle dans notre procédé. Pour le dépôt de SiO₂, les gaz nécessaires à sa création sont le silane (SiH₄) et le protoxyde d'azote(N₂O). Pour le dépôt de SiN, les gaz nécessaires à sa création sont le silane (SiH₄) et l'ammoniaque NH₃. Le schéma de principe du fonctionnement de cet équipement est représenté figure 2.8b.



(a) Dépot par PECVD des couches d'oxyde et de nitrure contraint

(b) Schéma de principe du fonctionnement du dépôt PECVD

FIGURE 2.8 – Schéma de principe du fonctionnement du dépôt PECVD et composition de l'échantillon après dépôt.

Plusieurs paramètres de dépôt sont en jeu pour maximiser la contrainte en tension transférée : la pression dans la chambre, le débit du silane et de l'ammoniaque, la puissance des électrodes. En optimisant ces paramètres, nous atteignons une contrainte maximale en compression d'environ 1.9 GPa sous une pression de travail de 175 mTorr. Nous déposons donc dans un premier temps entre 200 nm et 300 nm de nitrure contraint en compression sur un carré de 2 cm par 12 cm de germanium sur SOI. Cette première couche jouera le rôle de la partie inférieure du tenseur, qui viendra contraindre le microdisque par en dessous une fois celui-ci suspendu sur son pied. Dans un second temps, nous venons déposer par dessus une couche d'oxyde d'environ 1 μ m de hauteur, qui jouera le rôle du pied une fois le microdisque mis en forme. Pour ce qui est du temps de dépôt, il est d'environ 20 nm par minute pour le nitrure contraint et de 37 nm par minute pour la couche d'oxyde. La composition de l'échantillon à cette étape du process est explicitée figure 2.8a.

Collage Or Or

A présent vient l'étape clé du process, l'étape du collage : Dans cette phase, nous déposons sur notre échantillon une couche d'accroche en titane d'une dizaine de nanomètres, suivi d'une couche d'or d'environ 500 nm. Ensuite, nous réalisons le même procédé sur un substrat silicium vierge, découpé pour avoir avoir les mêmes dimensions que l'échantillon de base, à savoir 1 cm par 1 cm : dépôt d'une couche d'accroche en titane d'une dizaine de nanomètres, suivi d'une couche d'or d'environ 500 nm. La couche d'or va servir ici d'interface pour effectuer un collage entre l'échantillon de base et le substrat silicium vierge de tout process. Sous des conditions de température et de pression très importantes (320 degrés, force appliquée de 2500 N), les deux échantillons sont finalement collés. Cette étape du process est représentée ci-dessous, figure 2.9.



FIGURE 2.9 - Représentation schématique du collage Or Or

Amincissement du silicium et de l'oxyde BOX

L'objectif de la suite du process va être d'amincir cette couche de silicium, d'une épaisseur de 750 microns, jusqu'à arriver sur la couche de germanium, voir figure 2.9 plus haut, mais surtout en s'assurant de conserver une épaisseur de germanium suffisante, typiquement entre 200 et 350 nm, sans tout graver. Pour ce faire, nous procédons à un amincissement manuel par polissage, jusqu'à atteindre 50 µm de silicium restants, tout en parvenant à une surface homogène. L'avantage de l'étape préliminaire de polissage mécanique est qu'elle permet de graver le silicium plus rapidement que par gravure sèche, surtout au vu de la quantité conséquente de silicium à graver. Ensuite, nous gravons par gravure plasma (ICP ou Induced Coupled Plasma) "sèche" le reste de silicium jusqu'à arriver sur la couche d'oxyde BOX. La recette utilisée pour la gravure plasma est adaptée pour la gravure du silicium, elle peut graver jusqu'à 10 µm par minute de silicium, et elle présente l'avantage d'être très sélective par rapport à l'oxyde, qui ne se grave qu'à 100 nm par minute. La couche d'oxyde BOX nous sert donc ici de couche d'arrêt.

Une fois arrivés sur la couche d'oxyde BOX, il suffit de l'enlever par gravure chimique standard, via une solution d'acide fluorhydrique (HF) diluée. Une fois l'échantillon désoxydé, il faut à nouveau graver la fine couche de silicium restant avant le germanium, mais en prenant garde à ne pas graver un quantité de germanium trop importante. C'est pourquoi nous employons une autre recette de gravure ICP plus lente que celle employée précédemment pour graver le silicium restant et arriver jusqu'à une couche de germanium entre 250 et 350 nm. Avec cette recette, il suffit de 45 secondes pour graver les 20 nm de silicium restants et 500 nm de germanium sur les 850 nm de départ.

On arrive alors dans une configuration représentée figure 2.10, avec une couche entre 250 nm et 350 nm de germanium sur une couche de nitrure entre 200 nm et 400 nm toujours contraint en compression, suivi d'une couche d'oxyde d'un micron de diamètre, sous une couche d'or de 500 nm sur substrat silicium.



FIGURE 2.10 - Représentation schématique de l'amincissement et gravure jusqu'au germanium

Les épaisseurs de germanium et de nitrure varient selon les configurations sous lesquelles nous souhaitons manipuler. En effet, d'un côté, une forte épaisseur de germanium permet un meilleur confinement optique, mais reste plus difficile à contraindre qu'une couche de germanium moins épaisse. Augmenter l'épaisseur de la couche de nitrure en dessous permet d'augmenter la contrainte exercée sur le germanium et donc peut nous permettre de contraindre des couches épaisses de germanium. Cependant, une couche de nitrure trop importante provoque une certaine instabilité mécanique pouvant conduire à un craquement de la couche de nitrure, rendant l'échantillon inutilisable. Il y a donc un compromis à trouver pour obtenir une configuration optimale avec un bon confinement et une bonne contrainte. Dans notre cas, la configuration optimale se situe plutôt autour d'une couche de germanium de 350 nm pour une épaisseur de la couche de nitrure inférieure de 300 nm.

Design des microdisques par lithographie électronique, Sous-gravure du pied d'oxyde

Une fois la couche de germanium atteinte, le procédé de fabrication des microdisques est beaucoup plus standard :

- Un masque comportant des microdisques de différentes tailles (de 3 à 15 $\mu m)$ est dessiné à l'aide du logiciel L-EDIT
- Enrésinement de l'échantillon, à l'aide d'une résine positive (ZEP-520A), pour un épaisseur de l'ordre de 500 nm.
- Écriture des motifs via lithographie électronique, sous un courant de 2 nA et une tension de 100 keV.
- Développement pour la révélation des motifs, à l'aide du développeur ZED-N50, et rinçage à l'isopropanol
- Gravure du germanium par ICP avec le mélange de gaz réactif SF₆/C₄F₈
- Retrait de la résine à l'aide de la solution ZDMAC, suivi d'un plasma oxygène au délaqueur.

Vient à présent la délicate question de la sous-gravure du pied d'oxyde. Pour former un pied d'oxyde supportant le microdisque de germanium, il faut impérativement avoir une gravure sélective de l'oxyde par rapport au germanium et au tenseur de nitrure notamment. Or, les solutions chimiques usuelles telles que l'acide fluorhydrique (HF) gravent aussi bien l'oxyde que le nitrure. Cependant, lors de l'étape de dépôt de l'oxyde par PECVD, nous avons utilisé une recette de dépôt d'oxyde basse fréquence, pour laquelle la gravure au HF est beaucoup plus rapide que pour le nitrure, typiquement d'un facteur 10. Par ce biais, nous avons pu sous-graver le pied d'oxyde, tout en épargnant la couche de nitrure. A noter que la sous gravure du pied amène à libérer une partie de la couche de nitrure contrainte en compression, comme le montre la figure 2.11.

Le temps de sous-gravure varie entre 1 à 2 minutes, selon le diamètre du pied voulu. Là encore, tout dépend de la configuration dans laquelle on souhaite se positionner. Avec un temps de sous-gravure trop long, on obtient des pieds beaucoup plus fins, ce qui va détériorer les microdisques les plus petits, voire les sous-graver entièrement. Sans oublier que la solution utilisée attaque à terme la couche de nitrure sous-jacente. Mais l'avantage, c'est que la contrainte s'en voit grandement améliorée sur les microdisques restants. A l'inverse, avec un temps de sous-gravure trop court, les microdisques avec les plus petits diamètres (de 3 à 5 µm typiquement) seront toujours disponibles, mais la contrainte sur les plus gros diamètres (de 10 à 15 µm) sera moins importante. La figure 2.12 nous montre un microdisque d'environ



FIGURE 2.11 - Représentation schématique de la sous-gravure du pied d'oxyde

10 µm de diamètre à cette étape du process, c'est à dire uniquement contraint par en dessous, pour un temps de sous-gravure intermédiaire. Il est possible de visualiser par transparence la forme du pied d'oxyde sous la couche de germanium et de nitrure (zone sombre au centre du disque).





Globalement, la forme et la taille de ces pieds reste très difficilement contrôlable dans ce process. Le seul paramètre variable à notre disposition est le temps de sous-gravure. Or, nous verrons dans les paragraphes à venir que la taille et la forme du pied est un point absolument critique pour la réussite de notre objectif, à savoir la démonstration d'un effet laser dans le germanium.

Dernier dépôt par PECVD

Finalement, vient la toute dernière étape du process : le dépôt final d'une couche de nitrure contraint par PECVD. La vitesse de dépôt est toujours la même (environ 20 nm par minute), on choisira de l'adapter en fonction de l'épaisseur de nitrure voulue. Dans la majorité des échantillons réalisés pendant cette



thèse, elle a été de 400 nm d'épaisseur. L'allure du disque final est représentée figure 2.13.

FIGURE 2.13 - Représentation schématique du dernier dépôt de nitrure de silicium

2.1.3 Mesures sur disques de germanium intrinsèque : Couplage avec les modes de galerie, et blanchiment d'absorption

Modes de galerie et Modes Fabry-Pérot

Les mesures de photoluminescence réalisées sur ces microdisques de germanium contraints peuvent faire apparaître deux catégories de modes, représentés schématiquement figure 2.14 :

• Les modes de galerie :

Issus de multiples réflexions totales internes sur les bords du microdisque, ils sont connus pour exhiber les facteurs de qualité les plus élevés, donc plus favorables à l'obtention d'un effet laser pour de faibles seuils si un régime de gain est établi dans le disque. Ils peuvent être un bon moyen d'étudier le gain, en particulier sur la périphérie du disque où se trouve le maximum du champ. En effet, un moyen de savoir si un régime de gain est susceptible d'être atteint est d'étudier l'affinement spectral et le contraste des modes de galerie observées sur le spectre d'émission du disque en fonction de la puissance de pompage optique incidente. Les modes de galerie présentant des pertes intrinsèques relativement faibles, leur facteur de qualité sera principalement limité par l'absorption du germanium. L'étude des facteurs de qualités des modes de galerie en fonction du pompage optique permet donc de mesurer des faibles variations d'absorption.

Les modes Fabry-Pérot :

Ce sont des modes se construisant, d'un point de vue simplifié, par la réflexion séculaire à l'interface germanium/nitrure pour un disque encapsulé ou germanium/air pour un disque non encapsulé. Les pertes associées à ces modes sont trop élevées pour être influencées par l'absorption du matériau au voisinage du gap, mais en contrepartie ces modes sont plus facilement observables sur les spectres de photoluminescence que les modes de galerie. En effet, pour notre dispositif de collection, dans lequel nous collections la signal par dessus le disque (voir figure 2.2), les modes Fabry-Pérot présentent un diagramme de rayonnement essentiellement localisé perpendiculairement au plan du microdisque. La collection de ces modes via notre dispositif sera donc optimale. A l'inverse,

pour les modes de galerie, le diagramme de rayonnement de ces modes est principalement orienté dans le plan du disque, ce qui implique que nous ne collectons qu'une faible partie du signal dans cette configuration là.



(a) Principe du système de collection des modes

(b) Modes de galerie et Modes Fabry-Pérot

FIGURE 2.14 – Représentation schématique des deux catégories de modes possibles à observer dans une cavité microdisque

Mesures à température ambiante sur disques contraints par en dessous :

Dans la deuxième série d'échantillons issus de couches de germanium intrinsèque fournis par ST-Microelectronics, nous avons pu mettre en évidence le couplage de l'émission du germanium avec des modes de galerie, à température ambiante sur des disques contraint par en dessous (issus de la transition indirecte), et à basse température sur des disques bi-encapsulés (issus de la transition directe), le tout en présentant des facteurs de qualité records en la matière.

La figure 2.15 représente les spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium contraint par dessous, (donc pas suffisamment contraint pour être à gap direct), via un tenseur externe de nitrure, à température ambiante. On peut tout de suite constater que le maximum du signal de photoluminescence d'un disque contraint par en dessous est situé à une longueur d'onde moins importante que celui bi-encapsulé qui était supérieur à 2 µm (voir figure 2.3). Ce décalage en longueur d'onde entre les deux cas de figure est lié à la différence de contrainte exercée sur ces deux structures : plus la contrainte est importante, plus on s'approche d'une configuration en gap direct, plus la longueur d'onde d'émission augmente. On peut aussi observer figure 2.15 les deux contributions issues du gap direct (située autour de 1660 nm) et du gap indirect (située autour de 1950 nm) sur le spectre du microdisque de germanium contraint par dessous. Ce décalage en longueur d'onde important de l'émission du germanium (elle est à 1550 nm en théorie) est lié à la contrainte exercée par le nitrure sur l'échantillon. En effet, la contrainte biaxiale avant la dernière étape de dépôt est estimée à 0.75 %, bien en dessous de la contrainte biaxiale

nécessaire pour avoir un gap direct (1.7%). On peut également observer le couplage de l'émission indirecte avec de multiples modes de galerie, contrairement à celle du gap direct. Ces modes de galerie ont pour la plupart des facteurs de qualité de l'ordre de 6000, un record pour une cavité germanium, ce qui dénote de la bonne qualité de fabrication de nos échantillons. Mais il n'y a pas de couplage avec les modes de galerie sur la transition qui nous intéresse, à savoir la transition directe. Ce phénomène s'explique par l'absorption plus élevée dans la zone d'émission directe par rapport à l'émission indirecte.



FIGURE 2.15 – Spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium contraint par dessous via un tenseur externe de nitrure de 6 µm de diamètre, à température ambiante. La contribution issue de la transition indirecte est mise en avant avec un spectre ciblé dans la gamme 1930 - 2030 nm. Le facteur de qualité des modes de galerie observés vaut environ 6000, un record pour le germanium.

Optimisation du dispositif expérimental :

La raison pour laquelle nous n'avons pas obtenu de couplage de l'émission avec des modes de galerie à température ambiante pour des disques bi-encapsulés est simple : Comme démontré dans la sous-partie précédente, les microdisques de germanium bi-encapsulés exhibent un gap direct. Dans un tel régime, à température ambiante, l'absorption interbande sur la transition directe du germanium est beaucoup trop élevée pour permettre aux modes de galerie de s'établir. Le gain généré reste inférieur aux pertes très importantes liées à l'absorption du germanium à température ambiante. Cependant, en diminuant suffisamment la température, l'absorption porteurs libres diminue fortement ce qui peut favoriser le couplage avec les modes de galerie, à condition que le gain soit suffisant pour surpasser les pertes dans la cavité.

Pour optimiser nos chances de surpasser ces pertes sur ces échantillons à gap direct, nous nous sommes également intéressés à l'injection optique en elle-même : En effet, sur la figure 2.16 est représenté le profil du champ de déformation hydrostatique, ainsi que la trace du tenseur de déformation dans

un disque contraint par bi-encapsulation, obtenu par une simulation par éléments finis via le logiciel COM-SOL. On peut voir que la déformation est maximale sur les bords du microdisque. Ce bénéfice provient de la contrainte additionnelle suivant l'axe z transmise par le tenseur déposé sur les flancs. Or, le décalage en énergie entre les vallées Γ et L est directement lié à la trace du tenseur. L'obtention de gain optique est donc à priori plus favorable sur les bords du microdisque.



FIGURE 2.16 – Profil du champ pour un mode de galerie TE(0,26)(haut). Profil de la déformation hydrostatique d'un disque contraint par bi-encapsulation (bas)

Cette propriété particulière peut être mise à profit pour optimiser notre injection optique : un dispositif permettant de focaliser la lumière en périphérie du disque serait idéal pour présenter un recouvrement plus fort avec les modes de galerie, et dans une zone de gain maximale. Nous avons pour cela utilisé le dispositif optique représenté figure 2.17. Il s'agit d'une lentille optique de forme conique permettant de modifier la distribution de lumière sous la forme d'un anneau. Avec le bon jeu de lentilles, nous avons pu adapter cet élément à notre dispositif expérimental de mesure, à travers la fenêtre de cryostat. Nous avons ainsi pu obtenir des anneaux de taille adaptable pour chaque taille de microdisque, dans notre cas, de 3 à 15 µm de diamètre, comme le montre la photo figure 2.17.

Pour les mesures à basse température, nous avons disposé ces mêmes échantillons dans un cryostat tel que décrit figure 2.18. Il s'agit d'un cryostat fonctionnel jusqu'à 4 K, avec une conception optimisée pour une faible consommation d'azote ou d'hélium, et présentant une excellente stabilité pendant le transfert d'azote ou d'hélium. Il est particulièrement adapté pour des mesures sensibles de photoluminescence comme dans notre cas. Cependant, l'emploi d'un tel système est plus contraignant qu'à température ambiante du point de vue de l'objectif de collection / pompage. En effet, la fenêtre du cryostat nous impose de sélectionner un objectif d'une distance focale au moins supérieure à 2 mm, tout en conservant une ouverture numérique la plus importante possible pour collecter un maximum de signal. Dans notre cas, nous avons utilisé pour ces mesures avec cryostat un objectif d'ouverture numérique (O.N) 0.6, pour



FIGURE 2.17 – Schéma de principe de l'axicon, avec une image webcam de l'anneau obtenu avec une source laser CW à 1064 nm, adapté à la taille du microdisque (en orange à gauche de l'anneau)

une distance focale d'environ 4 mm. Par rapport aux mesures à température ambiante réalisées plus haut, l'objectif utilisé disposait d'une O.N de 0.95.



FIGURE 2.18 – Représentation schématique du cryostat "faibles vibrations" utilisé. La fenêtre est d'une épaisseur de 0.5 mm de diamètre.

Mesures à basse température sur disques bi-encapsulés :

Une fois à basse température à l'aide d'un transfert d'azote liquide, et en utilisant l'axicon pour pomper nos structures sur la zone "utile", nous obtenons pour la première fois avec ce type d'échantillons un couplage de l'émission provenant de la transition directe avec les modes de galerie. La figure 2.19 représente les spectres de photoluminescence obtenu sur un disque de 11 µm de diamètre, en pompage continu et pulsé. On peut observer sur le spectre complet de gauche que le maximum d'émission du signal de photoluminescence s'est décalé vers une longueur d'onde plus faible en ayant diminué la température. En effet, contrairement aux spectres représentés figure 2.3, la quasi totalité du spectre actuel est visible au détecteur multicanal (qui coupe à 2050 nm). Les modes de galerie visibles ont de facteur de qualité de l'ordre de 4000, on peut constater qu'ils s'établissent sur le maximum de l'émission du germanium, là où l'absorption est maximale, ce qui prouve que localement, à partir d'une certaine puissance, le gain parvient à s'équilibrer avec les pertes, très majoritairement liées à l'absorption du matériau.



FIGURE 2.19 – Spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium bi-encapsulé via un tenseur externe de nitrure de 11 µm de diamètre, à 80 K. Le spectre de droite représente l'intégralité du spectre, tandis que celui de gauche représente de façon ciblée la gamme 1950 - 2100 nm pour laquelle les modes de galerie sont visibles. Le spectre de gauche est réalisé pour deux puissances de pompage : En rouge, l'échantillon est pompé sous 5 mW avec un laser continu à 1064 nm. En bleu, l'échantillon est pompé sous 5 mW moyen avec un laser pulsé à 1064 nm, avec un rapport cyclique de 40 ns sur 500 ns, soit une puissance crête de 62.5 mW.

Sur le spectre de droite, deux spectres sont représentés, pour deux dispositifs de pompage différents : Un pompage continu de 5 mW à 1064 nm et un pompage pulsé (de rapport cyclique 40ns / 500ns) de 5mW moyen à 1064 nm, soit 62.5 mW en puissance crête. En termes de densité de puissance, sachant que l'on pompe en anneau d'une taille équivalent à celle de la photographie figure 2.17, et en prenant en compte un facteur lié au passages dans les différentes optiques, 5 mW sur notre puissance mètre correspondent à environ $21 kW.cm^{-2}$ sur l'échantillon. L'avantage du laser pulsé est qu'il permet en théorie d'atteindre des régimes d'injection de porteurs très élevés en limitant l'échauffement par rapport à un pompage continu classique. En comparant ces deux régimes de puissance, on peut observer que les modes de galerie qui jusqu'alors n'étaient que peu visibles à faible puissance, apparaissent en régime pulsé. Cette dynamique des modes est notable, elle a donc été approfondie par une étude en puissance dont les résultats sont représentés figure 2.20.

Sur cette figure, nous avons représenté les spectres de photoluminescence sur ce même disque, pour plusieurs puissances de pompage, allant de 0.7 mW continu (CW) (soit $3kW.cm^{-2}$) à 15.6 mW crête en pulsé (soit $65kW.cm^{-2}$ crête). Nous avons également mesuré la largeur à mi-hauteur (en noir) ainsi que l'amplitude intégrée du mode de galerie situé à 1982 nm. Nous pouvons constater qu'à plus forte puissance, le contraste des modes de galerie s'améliore quelque peu, et l'affinement du mode est réel (de 3.6 nm à 1.9 nm). Cependant, parmi les points négatifs, le contraste reste tout de même peu marqué, l'amplitude intégrée augmente de manière relativement linéaire avec la puissance, et à puissance de pompe encore plus élevées, on a pu observer un élargissement spectral et une diminution du contraste des modes.

On peut en conclure malgré tout que sur une courte plage de puissance (de 0 à $65 kW.cm^{-2}$, la dynamique d'absorption est négative, c'est à dire que l'absorption diminue. L'augmentation de la densité



FIGURE 2.20 – Spectres de photoluminescence obtenus sur un disque de germanium bi-encapsulé via un tenseur externe de nitrure de 11 µm de diamètre, à 80 K, pour différences puissances de pompage, en continu à 1064 nm et en pulsé à 1064 nm (rapport cyclique 40 ns/500 ns). Le mode de galerie situé à 1982 nm est étudié plus en détail sur la figure de gauche, avec la largeur à mi-hauteur et l'amplitude intégrée du mode en fonction de la puissance de pompe.

de porteurs induite par l'augmentation de la puissance de pompage induit une diminution de l'absorption ce qui suggère que l'absorption par porteurs libres est contrebalancée par du gain. Malgré que le gain ne semble pas être suffisant pour atteindre un régime d'émission laser, pour lequel on s'attend à un contraste plus marqué, **il est tout de même la signature d'un régime d'inversion de population sur la transition directe du germanium, ou de blanchiment d'absorption**. Cependant, à plus forte densité d'excitation encore (au delà de $65kW.cm^{-2}$), la dynamique d'absorption devient positive, la composante de gain n'est plus suffisante pour permettre de maintenir une bonne dynamique d'absorption et donc d'atteindre le régime laser.

2.2 Microdisques combinés à des miroirs de Bragg circulaires

Comme expliqué figure 2.14, les modes générés par notre cavité sont de deux types : les modes de galerie, que nous avons pu visualiser précédemment à basse température uniquement sur du germanium à gap direct, et des modes Fabry-Pérot (ou quasi-radiaux). Les pertes associées à ces modes sont bien plus élevées que pour les modes de galerie, mais ils ont un diagramme de rayonnement perpendiculaire au plan du disque, ce qui est optimal pour notre configuration de collection par le dessus.

Dans l'optique d'améliorer le facteur de qualité de ces modes quasi-radiaux, nous avons réalisé en parallèle de nos microdisques standards, des microdisques de germanium contraint combinés à des réflecteurs de Braggs circulaires. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication publiée au début de ma thèse [3]. L'idée est d'améliorer le facteur de qualité de ces modes en améliorant la réflectivité à l'interface germanium/nitrure. Toute la difficulté de la chose réside dans la réalisation de ces réflecteurs circulaires pendant le process, l'impact négatif qu'ils peuvent avoir sur la contrainte et le bon paramétrage des tailles de tranchées pour faire coïncider la "stop band" dans la gamme de 2 µm de longueur d'onde.

2.2.1 Conception détaillée

Pour inclure les réflecteurs de Bragg dans notre process, il faut revenir juste avant l'étape du design des microdisques par lithographie électronique telle que développée figure 2.10. A ce moment là, pour rappel, nous disposons d'une couche de germanium de 200 nm en moyenne selon la configuration voulue, sur une couche de nitrure contrainte de l'ordre de 250 nm. Cette ensemble repose sur une couche de 1 µm d'oxyde, suivie d'une couche d'or, sur substrat silicium. Le procédé de lithographie électronique et de gravure se fait alors en deux étapes au lieu d'une seule. Ces étapes vont êtres détaillées ci-dessous.

Première étape : gravure des anneaux de Bragg :

- Un masque comportant des microdisques ainsi que des microanneaux de Braggs de paramétrages divers est dessiné à l'aide du logiciel L-EDIT. Un ensemble de 7 périodes suffit à observer une nette amélioration de la réflectivité effective aux bords du disque.
- Enrésinement de l'échantillon, à l'aide d'une résine positive (ZEP-520A), pour une épaisseur de l'ordre de 300 nm.

- Écriture des motifs via lithographie électronique, sous un courant de 2 nA, et une dose un peu plus importante que pour des microdisques standard (2.2 au lieu de 2.0). En effet, pour des motifs inférieurs à 200 nm, le paramétrage de la dose doit être légèrement surévalué pour un résultat optimal.
- Développement pour la révélation des motifs, à l'aide du développeur ZED-N50, et rinçage à l'isopropanol.
- Passage de l'échantillon au délaqueur O₂ "Pico" pour quelques secondes, pour une meilleure accroche de la résine.
- Gravure du germanium par ICP avec le mélange de gaz réactif SF₆/C₄F₈, pendant 16 secondes seulement, pour graver ce qui sera les tranchées de germanium. Il ne faut pas graver trop longtemps pour conserver environ 50 nm d'épaisseur de germanium au niveau des tranchées. Et ce pour des raisons de stabilité mécanique lorsque l'ensemble subit des contraintes élevées.
- Retrait de la résine à l'aide de la solution ZDMAC, suivi d'un plasma oxygène au délaqueur pour un nettoyage optimal.

A ce moment là, les anneaux de Bragg sont conçus, avec le bon paramétrage, mais pas encore le microdisque combiné aux réflecteurs de Bragg. L'image réalisée au MEB représentée ci-dessous figure 2.21 nous donne un aperçu de la morphologie de l'échantillon après cette première étape :



FIGURE 2.21 – Image MEB d'une cavité circulaire avec des réflecteurs de Bragg fabriquée sur un substrat de Ge/SiN/Oxyde, avant la deuxième étape de lithographie.

Deuxième étape : gravure du microdisque :

- Ré-enrésinement de l'échantillon, à l'aide d'une résine positive (ZEP-520A), pour un épaisseur un peu plus importante que précédemment, de l'ordre de 500 nm. En effet, nous prévoyons un temps de gravure plus important pour graver tout le germanium et tout le nitrure, il faut une épaisseur de résine qui puisse tenir suffisamment longtemps en conséquence.
- Écriture des motifs via lithographie électronique, sous un courant de 2 nA, et une dose standard de 2.0, vu que les motifs en question sont plus importants.

- Développement pour la révélation des motifs, à l'aide du développeur ZED-N50, et rinçage à l'isopropanol.
- Passage de l'échantillon au délaqueur O₂ "Pico" pour quelques secondes, pour une meilleure accroche de la résine.
- Gravure du germanium par ICP avec le mélange de gaz réactif SF₆/C₄F₈, pendant 60 secondes cette fois, pour graver le germanium et le nitrure.
- Retrait de la résine à l'aide de la solution ZDMAC, suivi d'un plasma oxygène au délaqueur pour un nettoyage optimal.

Une fois cette deuxième étape de lithographie et de gravure réalisée, nous pouvons reprendre de la même manière le process tel que développé pour un microdisque standard, à savoir la sous-gravure du pied d'oxyde, et enfin le dépôt d'une seconde couche de nitrure, d'une épaisseur de 450 nm environ. L'image MEB représentée figure 2.22 ci-dessous correspond à la microcavité finalisée, avant et après le second dépôt de nitrure. Précisons que le dépôt e nitrure se fait de façon quasi-isotrope, c'est à dire que les tranchées de germanium sont remplies de nitrure lors du second dépôt.



FIGURE 2.22 – Image MEB d'une cavité circulaire avec des réflecteurs de Bragg, avant (a) et après le second dépôt de nitrure (b).

La question du paramétrage est essentielle pour ce types de structures. En effet, un réseau de Bragg, c'est cette alternance de deux couches de matériaux différents qui engendre une variation périodique de l'indice effectif dans le guide, et donc une succession de réflexions partielles à chaque nouvelle frontière. Le schéma de principe est représenté figure 2.23 ci-dessous. Pour avoir une interférence constructive entre ces réflexions partielles, il faut que la période du réseau de Bragg vérifie la condition suivante :

$$a = \frac{\lambda_0}{4} (\frac{1}{n_{\rm H}} + \frac{1}{n_{\rm L}})$$
(2.2)

Avec λ_0 la longueur d'onde de l'onde, $n_{\rm H}$ et $n_{\rm L}$ les indices des deux matériaux composant le réseau de Bragg et *a* la période du réseau.

Lorsque cette condition est respectée, alors les réflexions partielles se combinent par interférences constructives et les couches jouent le rôle d'un miroir haute réflectivité. Cette réflectivité est directement liée aux indices choisis pour composer les deux matériaux du réseau. Plus le nombre de périodes est

important, plus la réflectivité augmente. Et plus le contraste d'indice entre les deux matériaux est grand, plus la réflectivité et la bande-passante de cette réflectivité (que nous appellerons "stop-band") augmente. Un exemple de calcul de réflectivité montrant cette "stop-band" est joint à la figure 2.23 ci-dessous.



FIGURE 2.23 - Schéma de principe d'un réseau de Bragg standard

Dans notre cas de figure, on s'attend plutôt à une émission des modes autour de 2 µm de diamètre à basse température, à cause de la contrainte exercée sur le germanium. Dans le cadre de ma thèse, deux séries d'échantillons avec réflecteurs de Bragg ont été réalisées : La première série de structures a été réalisée à partir d'échantillons de germanium dopés réalisés au LPN et paramétrés pour favoriser la polarisation TE, toute une série de résultats ont été obtenus au tout début de ma thèse et ont fait l'objet d'une publication [3]. Nous avons ensuite réalisé une deuxième série d'échantillons, sur du germanium non dopé issu de STMicroelectronics, en essayant de prendre en compte les points bloquants de la première série, notamment l'épaisseur du germanium, la période choisie, et la contrainte exercée par les tenseurs de nitrure. Nous allons présenter les deux approches dans la suite.

2.2.2 Premiers résultats obtenus sur germanium dopé

Sur ces premières mesures, les échantillons de départ sont basés sur une épaisseur de germanium de 200 nm sur un substrat GaAs, avec un germanium dopé à $10^{19}cm^{-3}$. Le process est strictement similaire à celui proposé plus haut. La première couche de nitrure sous le germanium fait 250 nm d'épaisseur, suivi d'un pied de 850 nm d'oxyde. Pour le paramétrage des périodes, une série de périodes allant de 330 nm à 420 nm a été réalisée, avec un pas de 30 nm. Ces périodes ont été sélectionnées pour correspondre au maximum à la condition de réflexion de Bragg telle qu'énoncée 2.2. On vise par ces paramètres un λ_0 de 2 µm pour centrer la stop-band dans la zone du maximum d'émission. Nous avons calculé des indices

effectifs en polarisation TE de typiquement de 3.2 et de 2.17 dans la marche de Ge et dans la tranchée de germanium remplie de nitrure respectivement. Un schéma reprenant le design avec les épaisseurs de ces premiers échantillons est donnée figure 2.24.



FIGURE 2.24 – Schéma d'un microdisque de germanium contraint combiné à un réseau de Bragg circulaire, tel que conçu sur la première version d'échantillons, d'après [4].

Des premières mesures à température ambiante ont été réalisées, sous pompage continu à 632.8 nm, à l'aide de notre dispositif de photoluminescence tel que décrit plus haut. Le spot fait 3 µm de diamètre, la densité de puissance est de 36*k*W/*cm*². Étant donné que l'émission à 300 K s'étend au delà de la fréquence de coupure de notre détecteur InGaAs étendu (2050 nm), nous avons utilisé un détecteur monocanal dont la fréquence de coupure atteint les 2500 nm, avec une sensibilité plus réduite cependant. Le résultat de ces mesures est représenté figure 2.25 ci-contre. A titre de comparaison, une mesure de photoluminescence sur un microdisque sans réflecteurs de Bragg a été réalisée, ayant un diamètre similaire (5 µm). On peut tout de suite constater que tous les modes Fabry-Pérot visibles initialement sur l'émission issue du microdisque ont vu leur facteur de qualité ainsi que leur contraste augmenter de façon importante, alors même que les conditions de pompage et notamment la température sont les mêmes. En effet, on mesure un facteur de qualité de 50 environ pour un microdisque standard, contre un facteur de qualité de 400 pour un microdisque avec réflecteurs de Bragg.

On peut également observer une légère diminution du maximum d'émission sur le disque avec réflecteurs de Bragg par rapport à celui sans. Cette différence s'explique par le fait que la structure avec réflecteur possède un diamètre total plus large. En effet, pour 7 périodes de 390 nm chacune, on obtient un diamètre total de $5 + 14 \times 0.390 = 10.46 \mu m$ contre 5 µm. Par ailleurs, le disque sans réflecteur de Bragg repose sur un pied d'oxyde nettement moins large, par conséquent le transfert de contrainte est plus efficace, et la déformation moyenne est plus large. On estime la contrainte biaxiale du microdisque avec réflecteur de Bragg à 1.5%-1.6% environ après modélisation de la photoluminescence par méthode **k.p**, contre 1.75% pour le disque sans réflecteurs de Bragg.

Reste que le facteur de qualité, bien qu'amélioré à 400 dans le meilleur des cas, n'est pas encore suffisant pour surpasser les pertes liées notamment à l'absorption du germanium, surtout à température



FIGURE 2.25 – Spectres de photoluminescence de disques bi-encapsulés de 5µm de diamètre avec (à droite) et sans (à gauche) réflecteurs de Bragg.

ambiante. Une autre série de mesures à basse température, donne des résultats plus intéressants à ce niveau là. En baissant la température, l'absorption du germanium se décale vers le bleu de sorte que l'absorption modale pour les résonances autour de 2 μ m diminue. On observe aussi pour les modes quasi-radiaux une dépendance en température avec un décalage spectral typiquement 0.2 nm par Kelvin. Les résultats de l'étude en puissance sont donnés figure 2.26 ci-dessous. A noter que l'émission étant décalée vers les courtes longueurs d'ondes à basse température, nous avons pu réutiliser le détecteur multicanal InGaAs étendu plus sensible. A noter également concernant les puissances utilisées : 1 mW correspond à une densité de puissance de 10 kW/cm^2 .

On observe une augmentation nette du contraste à basse température, et les modes présentent un facteur de qualité augmenté indiquant une diminution de l'absorption aux résonances autour de 2 µm. Le signal d'émission est nettement amélioré, du fait que l'on doit être proche du régime de bande interdite directe comme cela a été développé précédemment. Le facteur de qualité obtenu sous très faible excitation est dans le meilleur des cas de l'ordre de 2000, soit bien au-delà de ce que l'on peut atteindre sans les réflecteurs de Bragg (autour de 50). Nous avons également représenté la variation en amplitude du mode à 1961 nm ainsi que son affinement en fonction de la puissance de pompe figure 2.26 (b). Pour avoir une meilleure idée de l'évolution du fond continu lié à l'émission spontanée en fonction de la puissance de pompe, nous avons également représenté le ration entre l'amplitude du mode et ce fond continu selon la puissance appliquée figure 2.26 (c).

Pour une excitation relativement faible, c'est à dire sous les 0.5 mW de puissance de pompe, on peut observer une augmentation non-linéaire de l'amplitude du mode. De même, toujours sur cette échelle de puissance de pompe, le ratio amplitude / fond continu augmente de façon importante, et la largeur à mi-hauteur du mode passe de 2.2 nm à 1.8 nm. Ces éléments sont la marque d'un gain optique généré dans la microcavité parvenant presque à égaler les pertes. Malheureusement, à plus forte densité d'excitation, c'est à dire au-delà de 0.5 mW, la largeur à mi-hauteur du mode se remet à augmenter de
façon conséquente. Quant au fond continu, il augmente à nouveau de façon conséquente de manière à faire baisser le ratio amplitude / fond continu. Surtout que l'amplitude du mode en elle-même perd sa dynamique sur-linéaire aux fortes densités d'excitation.

Finalement, il se reproduit ici un phénomène de blanchiment d'absorption tel que décrit pour les microdisques standard de germanium contraint : La dynamique d'absorption est négative dans un premier temps, c'est à dire que l'absorption diminue, dans la gamme de puissance inférieure à 0.5 mW. L'augmentation de la densité de porteurs induite par l'augmentation de la puissance de pompage induit une diminution de l'absorption ce qui suggère que l'absorption par porteurs libres est contrebalancée par du gain. Malgré le fait que le gain ne semble pas être suffisant pour atteindre un régime d'émission laser, pour lequel on s'attend à un contraste plus marqué, il est la signature qu'on a atteint un régime d'inversion de population sur la transition directe du germanium. A plus forte densité d'excitation la dynamique d'absorption est positive, la composante de gain n'est plus suffisante pour permettre de maintenir une bonne dynamique d'absorption et d'atteindre le régime laser.



FIGURE 2.26 – (a) Spectres de photoluminescence à basse température (8 K) sur un disque de 5 μm de diamètre avec réflecteurs de Bragg de période 360 nm, pour différentes puissances de pompe. (b) Évolution en fonction de la puissance incidente de la largeur à mi-hauteur de la résonance à 1961 nm et de son amplitude. Cette dernière suit une évolution surlinéaire en fonction de la puissance. (c) Ratio entre l'amplitude du mode à 1961 nm par rapport au fond continu, d'après [4].

Alors pourquoi ce phénomène sur ce type de microcavités? Sur cette première série d'échantillons,

il y a plusieurs facteurs à mettre en cause. On peut commencer par la dissipation thermique, qui comme pour le microdisque standard pose problème ici, à un degré moindre toutefois, puisque nous pompons au centre du disque avec un spot assez large, soit directement dans la zone ou est située le pied, contrairement au microdisque pour lequel nous excitons au bord pour un bon recouvrement avec les modes de galerie, nous y reviendrons dans la prochaine sous-partie. On peut également citer l'influence du dopage, qui comme développé précédemment devient néfaste pour la génération de gain dans la microcavité à cause de l'augmentation de l'absorption porteurs libres. La prochaine série d'échantillons a donc été réalisée à partir d'échantillons de germanium intrinsèque en provenance de STMicroelectronics.

Mais un des facteurs importants reste le paramétrage de ces premières structures. En effet, dans le cas présent, les périodes utilisées sont certes optimisées pour une émission autour de 2 μ m de longueur d'onde, avec une série de périodes allant de 330 nm à 420 nm. Le problème est que cette série est optimisée à 2 μ m d'émission pour une polarisation TE, et non pour une polarisation TM. Or, au centre de la zone de Brillouin, le gain optique est dominant pour la polarisation TM (associée à l'émission de la bande des trous légers). Le gain en polarisation TM est un ordre de grandeur plus élevé que le gain en TE en théorie. En effet, pour mieux rendre compte de cet écart, nous avons calculé le gain brut (sans pertes) en polarisation TE et TM pour une injection estimée à $2.10^{18}m^{-3}$ correspondant à une puissance incidente de 1 mW, dont le résultat est présenté sur la figure 3.20 ci-dessous. Un élargissement homogène de 25 meV est considéré. La température de la cavité est estimée à 120K sous un pompage optique de 1 mW par modélisation aux éléments finis considérant une température du substrat de 10 K.



FIGURE 2.27 – Gain optique en polarisation TE et TM pour une déformation de 1.6%, pour une température de 120 K, correspondant à la température du disque sous un pompage optique de 1 mW.

On peut constater que le gain obtenu en polarisation TE atteint une valeur maximum de 115 cm-1 à 1957 nm, contre 1300 cm-1 pour la polarisation TM. Il est donc clairement préférable de concevoir une cavité pour favoriser la polarisation TM. La difficulté pour cette polarisation est le faible confinement, qui se caractérise par un contraste d'indice effectif plus faible entre la marche de Ge et la tranchée du réflec-

teur de Bragg. La fabrication de cavités pour le TM requiert d'utiliser des couches significativement plus épaisses, typiquement de 300 nm au détriment du niveau de contrainte transférable dans le germanium ainsi que de son homogénéité.

Simulations FDTD

Pour mieux rendre compte de ce manquement, nous avons procédé à un calcul FDTD (Finite Difference Time Domain) à deux dimensions sous le logiciel Meep. Meep est un logiciel développé au MIT permettant de modéliser des systèmes électromagnétiques. Quelques résultats de ces simulations sont mises en avant ci-dessous figure 2.28, notamment l'analyse d'un profil spatial d'un mode polarisé en TE, et d'un mode polarisé en TM dans notre paramétrage actuel (se référer à la figure 2.24 pour les épaisseurs des matériaux en jeu). On peut constater plusieurs choses :

Pour la polarisation TE, la FDTD 2D relève notamment 3 modes radiaux (m=0) : un mode localisé à 1818 nm avec un facteur de qualité de 320, un mode localisé à 1971 nm avec un facteur de qualité de 1828, un mode localisé à 2137 nm avec un facteur de qualité de 596. Nous avons représenté le profil spectral de celui ayant le facteur de qualité le plus important. On peut constater que ce facteur de qualité est très proche de celui mesuré expérimentalement (2000). De même pour la localisation du mode (1971 nm contre 1975 nm). Cependant, le FSR (Free Spectral Range) calculé en conséquence par cette simulation (170 nm) ne correspond pas à tous les résonances observées expérimentalement. C'est la limite du calcul à deux dimensions ici. Expérimentalement, nous avons probablement plus de résonances car il faut également prendre en compte les résonances d'indice azimutal m supérieur ou égal à 1. Or, la FDTD à deux dimensions ne nous donne pas les modes avec m=1 ou plus.

Par ailleurs, pour ce qui est du profil spatial du mode TE en lui-même, il présente une forte pénétration dans le miroir de Bragg, et un confinement vertical relativement faible. Pour rappel, l'épaisseur de germanium n'est que de 200 nm. Pour le mode TM représenté figure 2.28 plus bas, la FDTD à deux dimensions ne relève qu'un seul mode localisé à 1631 nm, de facteur de qualité correct (848) mais extrêmement mal confiné dans la couche de germanium. On voit clairement d'après ce profil spatial que l'épaisseur de germanium telle que réalisée pour cette première série d'échantillons n'est pas suffisante, pour le TE comme pour le TM.

Pour ce qui est de la stopband, nous avons également calculé les coefficients de transmission et de réflexion de cette cavité via une méthode basée sur le calcul des matrices de propagation à une dimension, dont le résultat est représenté figure 2.29 ci-dessous, pour la polarisation TE et la polarisation TM. La stopband en polarisation TE est bien centrée autour de 2000 nm, tandis que la stopband en polarisation TM n'est centrée qu'à 1550 nm.

2.2.3 Résultats obtenus sur structures optimisées pour la polarisation TM

Pour cette seconde série, nous avons donc tenté de répondre à un maximum de limitations découvertes sur la première série : une épaisseur de germanium plus importante, une hauteur de pied légèrement réduite pour mieux évacuer la chaleur, une couche de germanium non-dopée, et un paramétrage de la période plus adapté à une stopband centré à 2 µm pour la polarisation TM.



FIGURE 2.28 – Analyse FDTD à deux dimensions d'un mode TE et d'un mode TM dans une cavité à miroir de Bragg dans la configuration de la première série d'échantillons, en vue de côté. Notamment une épaisseur de germanium de 200 nm ainsi qu'une période de tranchée de 360 nm. Pour la polarisation TE, la FDTD 2D relève notamment 3 modes, dont celui représenté localisé à 1971 nm, ayant un facteur de qualité proche de la valeur expérimentale. Pour la polarisation TM, la FDTD 2D ne relève qu'un seul mode localisé à 1631 nm, mal confiné dans la couche de germanium.



FIGURE 2.29 – Calcul à une dimension de la stopband de la cavité à miroirs de Bragg sur cette première série d'échantillons. Les courbes rouge et noir représentent la réflexion et la transmission au sein de la cavité respectivement en fonction de la longueur d'onde. On peut constater que la stopband en polarisation TE est bien centrée autour de 2000 nm, tandis que la stopband en polarisation TM n'est centrée qu'à 1550 nm.

Pour cela nous avons sélectionné une suite de périodes allant de 400 nm à 480 nm, avec des tranchées de germanium de 200 nm (optimales pour la polarisation TM à priori). Sachant que d'après la formule 2.2 explicitée plus haut, la période optimale pour centrer la stopband TM à 2 µm est de 440 nm. Pour l'épaisseur de la couche de germanium, nous avons fait en sorte de réduire le temps de gravure ICP sur les nouveaux échantillons pour conserver une épaisseur de germanium de 350 nm. Cependant, en contrepartie, pour garantir une contrainte biaxiale suffisante, il faut déposer sous la couche et sur la couche de germanium une épaisseur de nitrure contraint plus importante que pour la série d'échantillons précédente. Typiquement, nous avons choisi 300 nm de nitrure en dessous, et près de 700 nm de nitrure sur le dessus. Avec une telle épaisseur, le point de rupture structurel de nos cavités est quasiment atteint, ce qui a provoqué la dégradation de nombreuses structures sur l'échantillon. En termes quantitatifs, on parle d'environ 60 % de microstructures qui sont inexploitables.

La hauteur du pied en oxyde a été légèrement réduite (600 nm) pour permettre une dissipation thermique un peu meilleure. Le schéma 2.30(a) donné ci-dessous reprend les paramètres de notre nouvel échantillon, en comparaison avec les paramètres donnés sur le schéma 2.24. On y ajoute également le masque de lithographie électronique tel que paramétré sous le logiciel Ledit, pour une série. Sur une petite portion d'échantillon de 1 cm par 1 cm, on positionne environ 8 fois 8 séries de 2 mm comme celles de la figure 2.30(b). Dans une série, on fait varier à la fois le diamètre central du disque, avec des diamètres allant de 4 µm jusqu'à 6.25 µm, avec un pas de 0.25 µm, et les périodes, qui s'étendent de 400 nm à 480 nm.

Nouvelles Simulations FDTD

En prenant en compte l'ensemble de ces paramètres, la propagation des modes polarisés TM devrait être beaucoup plus avantageuse : le paramètre qui semble le plus critique semble être l'épaisseur de



FIGURE 2.30 – (a) Nouveaux paramètres de la seconde série d'échanillons avec miroirs de Bragg, à comparer avec ceux donnés sur le schéma figure 2.24. (b) Portion d'une série 2 mm par 2 mm du masque de lithographie électronique modélisé sous Ledit. Dans une série, on fait varier à la fois le diamètre central du disque, avec des diamètres allant de 4 µm jusqu'à 6.25 µm, avec un pas de 0.25 µm, et les périodes, qui s'étendent de 400 nm à 480 nm.

germanium, surtout pour la polarisation TM qui a besoin d'un confinement vertical de la lumière vraiment optimal. Pour mieux rendre compte de l'influence de l'épaisseur, nous avons étudié ci-dessous l'influence de l'épaisseur de germanium sur le facteur de qualité maxima des modes TM relevés, en se fixant à une période de 440 nm. Le résultat est donné figure 2.31 ci dessous. On peut clairement observer l'augmentation significative du facteur de qualité en fonction de l'épaisseur de germanium, avec un certain palier après 300 nm, après lequel il est possible en théorie d'atteindre des facteurs de qualité équivalents à ce qu'on a pu voir sur des modes de galerie dans des microdisques de germanium standards (6000). Cependant, on note que cela reste des valeurs théoriques, et qu'en pratique il est très difficile voire impossible de contraindre suffisamment plus de 400 nm de germanium à l'aide de simples tenseurs de nitrure qui bi-encapsulent la couche. A 350 nm dans notre cas, nous en sommes déjà plus ou moins au maximum d'épaisseur atteignable. Cela reste tout de même d'après la simulation une bonne amélioration d'un facteur 4 sur le facteur de qualité par rapport à l'échantillon précédent (1000 pour 200 nm d'épaisseur contre 4000 pour 350 nm d'épaisseur).

Sur les quelques modes obtenus par la simulation FDTD à deux dimensions, on peut observer que la tendance générale est effectivement à l'augmentation du nombre de modes TM, ainsi que de leur facteur de qualité. Nous avons représenté le profil spatial de ces modes figure 2.32. Le confinement vertical est bien meilleur par rapport à ce qu'on a pu observer sur les mesures basées sur la première série d'échantillons figure 2.28.

Reste à présent à confirmer les bonnes prédispositions théoriques de cette deuxième série d'échantillons avec les mesures de photoluminescence. Nous avons conduit plusieurs mesures de photoluminescence à basse température (80 K), avec un pompage continu à 1064 nm, au centre du disque avec miroirs de Braggs. L'ensemble des périodes a été testé, pour un diamètre de disque fixé à 6.25 µm. Précisons que ce diamètre ne prend pas en compte la taille des réflecteurs circulaires de Bragg mais simplement du



FIGURE 2.31 – Facteur de qualité maximal relevé dans une cavité à miroir de Bragg en fonction de l'épaisseur de la couche de germanium. La période a été fixée à 440 nm, il s'agit de celle supposée être optimale pour une stopband TM centrée à 2 µm.

disque central. La figure 2.33 met en avant une mesure de photoluminescence sur un disque de période 420 nm, pour une puissance de pompe de 5 mW en continu à 1064 nm appliqué au centre du disque. Nous représentons également sur cette même figure les stopbands TE et TM calculées à partir des matrices de propagation, en prenant en compte l'ensemble des nouveaux paramètres expérimentaux. On peut constater dans un premier le nombre importants de modes Fabry-Pérot dans la zone d'émission du germanium contraint à 80 K, avec un contraste et un affinement bien plus avantageux que ce que l'on pouvait avoir sur la première série d'échantillons dopés (voir figure 2.26 à titre de comparaison). Le facteur de qualité le plus important à été relevé à 2500, et pour plusieurs modes. Et ce alors même que pour rappel, la mesure précédente a été réalisée à 15 K alors que celle-ci est réalisée pour 80 K.

Ce résultat montre le rôle qu'à pu jouer l'épaisseur de germanium sur le résultat, tout comme l'influence néfaste du dopage. On peut surtout citer le changement de paramétrage, avec une période de 420 nm au lieu des 360 nm pour une stopband optimisée pour la polarisation TM. D'ailleurs, si on observe les stopbands telles que modélisées et représentées figure 2.33, on peut voir que la stopband TM est située de 1800 nm à 2600 nm, contre une stopband TE allant de 2000 nm à 2850 nm. Il est donc fort probable que la majorité des modes visualisés ici soient polarisés TM.

D'ailleurs, pour mieux rendre compte de l'importance du paramétrage, nous avons également réalisé une mesure similaire sur l'ensemble des périodes disponibles, et notamment celle à 480 nm, dont les résultats sont représentés figure 2.34 ci dessous. Cette fois ci, on peut constater que le contraste des quelques modes Fabry-Pérot observables est beaucoup plus faible, tout comme le facteur de qualité. On relève ainsi dans le meilleur des cas un facteur de qualité de l'ordre de 600. Cette tendance de dégradation du contraste et du facteur de qualité des modes observés se retrouve dans les périodes les plus élevées



FIGURE 2.32 – Analyse FDTD à deux dimensions dans une cavité à miroir de Bragg dans la configuration de la deuxième série d'échantillons, en vue de côté. Notamment une épaisseur de germanium de 350 nm ainsi qu'une période de tranchée de 440 nm. Pour la polarisation TM, la FDTD 2D relève plusieurs modes, dont le profil spatial est représenté avec leur facteur de qualité associé.



FIGURE 2.33 – Spectre de photoluminescence d'un disque de 6.25 µm de diamètre et de 420 nm de période de Bragg à 80 K à gauche, avec une estimation des stopbands TE et TM associées à droite.

(460 et 480 nm notamment). Et lorsque l'on observe les stopband modélisées et également représentées figure 2.34, on peut clairement observer que celles-ci sont en décalage avec l'émission à 2μm. En effet, la stopband TM est située approximativement entre 2000 nm et 2800 nm tandis que la stopband TE est située entre 2200 nm et 3200 nm. Ce décalage en longueur d'onde trop important explique probablement la dégradation du contraste et du facteur de qualité pour les plus grandes périodes. Nous avons donc privilégié les microcavités avec les périodes les plus faibles disponibles (400 nm et 420 nm notamment)



FIGURE 2.34 – Spectre de photoluminescence d'un disque de 6.25 μm de diamètre et de 480 nm de période de Bragg à 80 K à gauche, avec une estimation des stopbands TE et TM associées à droite. Les stopbands TE et TM sont trop décalées vers les grandes longueurs d'onde, ce qui est probablement à l'origine de la diminution du facteur de qualité et du contraste des modes par rapport aux mesures sur le disque ayant une période de 420 nm.

Retournons sur la microcavité de période 420 nm telle que représentée figure 2.33. Nous avons procédé à une étude en puissance sur cette même microcavité pour observer la dynamique des modes en question. Le résultat est donné figure 2.35 ci dessous. Nous avons utilisé le même laser CW à 1064 nm, à

CHAPITRE 2. CONCEPTION DE MICROCAVITÉS EN GERMANIUM CONTRAINT

différentes puissances de pompe. On peut observer plusieurs choses : Il semble y avoir un certain nombre de modes qui se structurent vers 1940 nm, 1960 nm et 2010 nm lorsque l'on augmente la puissance de pompe, avec un facteur de qualité assez faible cependant. Pour ce qui est du mode central localisé à 1980 nm, avec un facteur de qualité important (2500), il ne s'affine pas spécialement, et se structure même à très basse puissance, sachant que nous sommes descendus à des puissances de pompe extrêmement basses, de l'ordre de 0.1 mW. L'affinement à lieu sur une échelle de puissance très réduite, il passe de 1.45 nm à 0.89 nm entre 0.1 mW et 0.5 mW, mais le mode se rélargit très vite à 1.11 nm pour les puissances au dessus. Au final, on se retrouve dans une configuration assez similaire à ce qui a pu être vu sur la première série d'échantillons dopés, en termes de dynamique et d'affinement en tout cas.



FIGURE 2.35 – (a) Etude en puissance sur un disque de 6.25 μm de diamètre et de 420 nm de période de Bragg à 80 K, sur une faible échelle de puissance et (b) sur une échelle de puissance plus importante. L'amplitude du mode central localisé à 1980 nm ainsi que sa largeur à mi-hauteur sont représentés en (c).

Concrètement, malgré les nombreuses améliorations que nous avons pu observer sur cette nouvelle générations d'échantillons (plus de modes, polarisés en TM pour un gain optimal, avec un meilleur contraste et un facteur de qualité record pour des modes quasi-radiaux), le problème reste identique aux configurations précédentes. Nous obtenons au mieux un blanchiment d'absorption à basse température, pour lequel le gain généré atteint plus ou moins le même niveau que les pertes, mais sans les surpasser.

2.3 Limitations entravant l'effet laser sur ces microcavités

La première question qui se pose après de tels résultats est la suivante : Puisque nous sommes dans une configuration à priori optimale pour obtenir l'effet laser (basse température, excitation sur les bords du disque pour la cavité standard, germanium contraint à gap direct, cavités optique de bonne facture), quelles sont donc les limitations qui entravent l'effet laser malgré tout ces bons points?

Parmi les problèmes que l'on peut citer, nous avons celui du dispositif de collection, même si ce n'est pas le plus critique. En effet, les modes de galerie sont essentiellement localisés au bord du disque. Donc, venir collecter ces modes via un objectif de collection avec une ON de 0.6 seulement, à 4 mm de focale, et surtout au dessus du microdisque est très loin d'être la configuration optimale de ce point de vue là. Nous ne collectons ainsi qu'une infime partie du signal utile, ce qui peut expliquer le faible contraste des modes observés sur les spectres précédents. L'idéal serait d'utiliser un dispositif permettant d'incliner l'échantillon tout en assurant son refroidissement pour collecter le signal par la tranche. Cette solution, plus complexe à mettre en œuvre, sera explicitée chapitre 4 sur la réalisation du laser GeSn.

Au cours de ces premières expériences de photoluminescence, un problème récurrent apparait dès que l'on augmente un peu trop la puissance de pompe exercée sur le microdisque : les modes s'élargissent et se décalent vers les longueurs d'onde les plus élevées, le contraste stagne voire diminue... La raison principale identifiée pour ce phénomène est l'échauffement en température du microdisque sous l'effet de la pompe. En effet, le gain optique est très sensible à la température, car celle-ci possède un effet néfaste sur les temps de vie des porteurs entre autres. Pour mieux rendre compte de ce phénomène nous avons procédé tout au long de ma thèse à diverses études de la distribution de température dans un microdisque de germanium de quelques microns. Nous utilisons une simulation numérique par éléments finis réalisées à l'aide du logiciel COMSOL.

Sur la figure 3.8 ci-dessous, nous montrons les résultats de modélisation de température dans un disque de 9 µm de diamètre avec un pied de 5 µm de diamètre. La source de chaleur est déposée au centre du disque et correspond à la puissance déposée par un pompage optique de 2.6 mW (soit 37kW.cm⁻²). Cette source de chaleur est appliquée au centre du microdisque et concentrée sur un diamètre de 3 µm, à l'équilibre pour une température de substrat fixée à 10 K. Le profil de température nous montre que la température dans le disque est très homogène, mais surtout très élevée pour une puissance de pompe aussi faible. De plus, un gradient de température très marqué apparaît à l'intérieur du pied d'oxyde. Cet effet démontre surtout que le flux de chaleur s'effectue principalement à travers le pied du disque vers le substrat, et que ce même pied est une barrière thremique limitant la diffusion de la chaleur du disque vers le substrat. Par conséquent, la température à l'équilibre dans le disque est directement contrôlée par la taille du pied d'oxyde. Sur la figure 3.8 à droite, sont présentées les courbes de dépendances de température du disque en fonction de la température du substrat pour différents diamètres de pieds. On distingue clairement l'influence de la taille du pied avec un échauffement plus marqué lorsque le pied est le moins large. La température du disgue ne descend pas au-dessous de 100 K pour une température de substrat de 10 K à l'équilibre, ce qui est considérable. On constate également que l'évolution de la température du disque ne suit pas une évolution linéaire en fonction de la température du substrat. Cet effet est dû à une forte dépendance en température de la conductivité thermique de l'oxyde. Cette dépendance a été introduite dans la modélisation, et elle est représentée figure 2.37, d'après l'article [5].

A température ambiante, la conductivité thermique de l'oxyde est de 1.38 W/(m K) et chute à 0.1 W/(m K) à 10 K. La conductivité thermique étant aussi réduite à basse température, il est difficile de pouvoir thermaliser le disque à des températures cryogéniques.



FIGURE 2.36 – A gauche : Distribution de la température au sein d'un disque de germanium bi-encapsulé de 9 μ m de diamètre, reposant sur un pied d'oxyde de 5 μ m de diamètre et sous un pompage optique de 2.6 mW. La température du substrat est fixée à 10K. La distribution est simulée par éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL. A droite : dépendance de la température dans un disque de 9 μ m avec différentes tailles de pieds, en fonction de la température du substrat. La puissance de pompage a été fixée à 2.6 mW pour cette étude.

Pour résoudre ce problème majeur, plusieurs pistes sont possibles : L'utilisation de pieds de diamètre plus larges par exemple. L'idéal serait même d'utiliser plutôt des piliers, avec des diamètres de pieds égaux au diamètre de disque, mais cela se paie au prix d'un transfert de contrainte beaucoup moins efficace. Il y a donc un compromis à trouver pour permettre un bon transfert de contrainte dans la zone suspendue, sans que celle-ci ne soit trop large pour permettre un meilleurs transfert de chaleur à le travers le pied. Cependant, il faut noter qu'avec notre procédé de sous-gravure, la taille et la forme du pied d'oxyde reste assez difficilement contrôlable, la seule variable étant le temps de sous-gravure. Le procédé est difficilement reproductible, chaque pied de cavité n'aura pas nécessairement la même forme, ni la même taille, souvent au sein du même échantillon. Par ailleurs, il pourrait être intéressant de modifier le matériau constituant le pied d'oxyde, qui présenterait une meilleure conductivité thermique. Il faudrait que ce matériau puisse être gravé sélectivement par rapport au Ge et au SiN, qu'il présente une très faible absorption dans l'infrarouge et qu'il présente un faible indice optique dans l'idéal.

Au vu de la forte dépendance de la structure du pied sur la température, et des conséquences néfastes que cela engendre sur le gain, c'est un aspect qui mérite une attention toute particulière pour que l'effet laser soit atteint. C'est pourquoi dans la suite de ce manuscrit, nous allons aborder plus en détail dans le chapitre suivant les solutions que nous avons proposées pour optimiser la dissipation thermique de nos structures, jusqu'à parvenir à l'effet laser.



FIGURE 2.37 - Conductivité thermique de l'oxyde en fonction de la température

En résumé :

- Conception de microcavités à base de germanium pur contraint à partir d'échantillons de germanium non dopés fournis par STMicroelectronics.
- Contrainte exercée par un tenseur de nitrure externe biencapsulant la cavité, pour une contrainte biaxiale estimée à 1.7 % environ., suffisant pour rendre le germanium à gap direct.
- Design en microdisque pour le couplage avec les modes de galerie, obtention de facteurs de qualité records pour une cavité en germanium (6000 environ)
- Combinaison de la cavité en microdisque avec des miroirs de Bragg circulaire pour un meilleur contraste des modes Fabry-Pérot.
- Obtention d'un **blanchiment d'absorption** à basse température pour ce type de cavités, mais **pas d'effet laser.**
- Limitations liées principalement à la mauvaise dissipation thermique de l'oxyde, matériau support des premières microcavités de germanium réalisées.

2.4 Références

[1] Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Abdelhamid Ghrib, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Gennaro Picardi, Razvigor Ossikovski, and Philippe Boucaud. Direct Band Gap Germanium Microdisks Obtained with Silicon Nitride Stressor Layers. ACS Photonics, 3(3):443– 448, March 2016. 30, 32, 33, 35, 36

- [2] Shun Lien Chuang. Physics of Optoelectronic Devices. Wiley, September 1995. 31
- M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, A. Elbaz, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R. Ossikovski, F. Boeuf, and P. Boucaud. Tensile-strained germanium microdisks with circular Bragg reflectors. *Applied Physics Letters*, 108(9) :091103, February 2016. 49, 52
- M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, A. Elbaz, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R. Ossikovski, F. Boeuf, and P. Boucaud. Tensile-strained germanium microdisks with circular Bragg reflectors. *Applied Physics Letters*, 108(9) :091103, February 2016. 53, 55
- [5] Purdue University Thermophysical Properties Research Center. Thermophysical Properties of Matter:
 V. 7. Thermal Radiative Properties : Metallic Elements and Alloys, by Y. S. Touloukian and D. P. DeWitt. IFI/Plenum, New York, 1970. Open Library ID : OL5446586M. 65

Chapitre 3

Effet laser dans le germanium : de l'importance d'une bonne dissipation thermique

Sommaire

3.1	Support des microcavités : de l'oxyde au métal
	3.1.1 Mise en œuvre :
	3.1.2 Étude comparative entre les microcavités avec pied d'oxyde et pied en aluminium : 71
3.2	Effet laser dans le germanium
	3.2.1 Modélisation par éléments finis :
	3.2.2 Mesures de photoluminescence :
	3.2.3 Conclusion :
	3.2.4 Microanneaux de germanium
	3.2.5 Conclusion générale :
3.3	Références

Comme développé précédemment, la taille, la forme ainsi que la composition même du pied de nos microstructures est absolument essentielle au bon refroidissement de celle-ci. La taille et la forme étant des paramètres difficilement contrôlables autrement que par le temps de sous-gravure des microdisques, nous avons décidé de nous concentrer sur le matériau en lui-même. Ce chapitre va traiter dans un premier temps des étapes qui nous ont amené à remplacer l'oxyde par un autre matériau métallique, puis dans un second temps l'impact majeur de ce remplacement dans la dissipation thermique de la structure. Enfin, nous expliciterons dans le détail la première conséquence directe de ce remplacement : la réalisation du microlaser en germanium pur, à seuil faible, en continu, à basse température.

3.1 Support des microcavités : de l'oxyde au métal

Le dioxyde de silicium (SiO₂), ou oxyde, présentait bon nombre d'avantages dans notre cas : c'est un matériau à faible cout de fabrication, extrêmement utilisé dans l'industrie de la micro-électronique, où il est utilisé comme couche de passivation, ou encore comme oxyde de grille pour les transistors MOSFET ou encore comme couche anti-reflet. C'est un matériau de faible indice optique, ce qui permet d'obtenir un très bon contraste d'indice en le combinant avec d'autres matériaux d'indices plus élevés, favorisant ainsi un confinement optique fort. Il est parfaitement compatible avec notre process de collage, et facilite l'étape de la sous-gravure du pied d'oxyde à l'acide fluorhydrique de par sa bonne sélectivité avec le germanium et le nitrure.

Cependant, le problème majeur de ce matériau est sa conductivité thermique, de l'ordre de 1,4 W/(m K) à température ambiante. Cette faible conductivité thermique limite considérablement le refroidissement entre la couche active et le substrat. Ceci est particulièrement vrai pour des structures suspendues comme les nôtres. Et comme développé au chapitre précédent, l'effet laser ne peut pas être assuré sans un excellent refroidissement thermique, le gain optique étant fortement dépendant de la température.

Il fallait donc choisir un matériau ayant une conductivité thermique bien plus avantageuse, et remplissant tous les critères que remplissait l'oxyde : faible indice optique, compatibilité avec le process de collage, sous-gravure réalisable et de manière sélective avec les autres matériaux. Nous avons donc choisi **l'aluminium.** [1].

3.1.1 Mise en œuvre :

L'aluminium présente l'avantage d'avoir une conductivité thermique bien meilleure que celle de l'oxyde. A température ambiante, celle de l'aluminium vaut 220 W/(m.K) contre 1.4 W/(m.K) pour l'oxyde, ce qui représente une amélioration conséquente. Par ailleurs, l'écart se creuse encore beaucoup plus pour des températures cryogéniques : pendant que la conductivité thermique de l'oxyde se réduit à 0.1 W/(m.K) à 4 K, empirant encore un peu plus la dissipation thermique de nos structures, la conductivité thermique de l'aluminium s'améliore grandement jusqu'à atteindre 4500 W/(m.K) à 15 K [2].

Il s'agit donc d'un matériau extrêmement prometteur pour notre application, mais reste à savoir comment l'implanter dans notre process de collage, et comment contrôler la sous-gravure pour graver de manière sélective l'aluminium par rapport aux autres matériaux en jeu, le germanium et le nitrure notamment. Au final, l'essentiel du process décrit dans le chapitre précédent pour la réalisation des premiers échantillons avec pied d'oxyde reste le même à quelques détails près :

La figure 3.1 résume l'ensemble des étapes du process revisité pour la réalisation de microdisques de germanium bi-encapsulés par des tenseurs de nitrure, avec pieds en aluminium. Nous partons toujours d'une couche de 850 nm de germanium intrinsèque issue de STMicroelectronics, déposée sur un substrat SOI (Silicon On Insulator) en milieu industriel. La couche de germanium est ensuite recouverte par une couche de nitrure contrainte en compression, déposée par PECVD. Nous choisissons de déposer autour de 400 nm de nitrure pour cette étape. Ensuite, au lieu de déposer une couche d'oxyde à l'aide de la PECVD comme précédemment, nous déposons une couche d'aluminium de 700 nm par Electron beam physical vapor deposition (EBPVD).

A ce moment là, après plusieurs essais de collage Or-Or infructueux, nous avons ajouté au process une étape supplémentaire : Il s'agit d'un simple dépôt de nitrure extrêmement fin via la PECVD (de l'ordre de 50 nm), qui permet d'agir comme couche tampon entre l'aluminium et l'or. Sans la présence de cette couche tampon, l'or se diffuse dans l'aluminium pendant le collage, sachant que pour rappel, ce process de collage se fait à 300 °C. Une fois le collage réalisé sur un substrat silicium hôte, le substrat SOI est retiré par une combinaison de polissage mécanique et de gravure plasma. La couche d'arrêt en oxyde est retirée à l'aide d'une solution d'acide fluorydrique. A l'aide d'une seconde étape de gravure plasma, la couche de germanium est gravée jusqu'à atteindre 350 nm d'épaisseur. Les microdisques sont ensuite processés de façon tout à fait classique par lithographie électronique et gravure plasma.

Intervient alors l'étape critique de la sous-gravure de la couche d'aluminium pour former le pied en aluminium. Après divers essais, nous avons choisi une solution à base d'hydroxyde de potassium (KOH) pour graver de façon sélective l'aluminium par rapport aux autres matériaux en jeu. Nous n'avons observé aucun changement d'épaisseur sur le germanium ou le nitrure après sous-gravure des pieds, ni même altération quelconque de l'échantillon. Une image MEB de l'échantillon obtenu à cette étape du process est présentée figure 3.2 ci-dessous.

La figure 3.3 représente quant à elle une image MEB plus détaillée du bord du microdisque de germanium juste avant la toute dernière étape du deuxième dépôt de nitrure. Cette image montre tout de même que les bords du microdisque en question restent relativement rugueux, surtout sur la partie supérieure. Ces imperfections sont dues au fait que le masque à base de résine pour la lithographie électronique a été surexposé au plasma ICP pendant les deux gravures successives de la couche de germanium et de la couche de nitrure. Ces imperfections font au maximum 70 nm de large et 150 nm de long. Elle sont probablement responsables de la dégradation de nos facteurs de qualité, pourtant records en la matière (de l'ordre de 6000).

3.1.2 Étude comparative entre les microcavités avec pied d'oxyde et pied en aluminium :

Avant de procéder à la dernière étape de bi-encapsulation via un couche de nitrure contraint, nous avons réalisé une étude comparative entre une microcavité de germanium contrainte par en dessous avec pied d'oxyde et une autre, de dimensions similaires, avec pied en aluminium. Les diamètres des microdisques sont identiques (8µm) ainsi que la largeur des pieds (4 µm). Travailler avec des échantillons uniquement contraints par le dessous permet de procéder à une analyse fine de l'émission de l'échantillon avec notre détecteur multicanal (qui coupe à 2050 nm). Cette émission devrait être maximale pour une



FIGURE 3.1 – Résumé de l'ensemble des étapes du process revisité pour la réalisation de microdisques de germanium bi-encapsulés avec pieds en aluminium : (a) Le germanium est déposé sur un substrat SOI par STMicroelectronics. (b) La couche de germanium est ensuite recouverte par une couche de nitrure contrainte en compression, suivie d'une couche d'aluminium, puis d'une couche de nitrure ultrafine (50 nm). (c) Ces éléments sont ensuite collés sur un wafer de silicium hôte, via un collage Or-Or. Puis, le substrat SOI est retiré. (d)La couche de germanium est gravée jusqu'à atteindre 350 nm d'épaisseur. (e) Les microdisques sont réalisés par lithographie électronique et gravure plasma.(f) Une sous-gravure sélective permet finalement de façonner le pied en aluminium.



FIGURE 3.2 – Image MEB d'un microdisque de Germanium contraint par en dessous après sous-gravure du pied en aluminium



FIGURE 3.3 – Image MEB du bord d'un microdisque de Germanium contraint par en dessous après sous-gravure du pied en aluminium

longueur d'onde de 1700 nm sachant que la contrainte biaxiale est de l'ordre de 0.7 % en moyenne.

Étude des spectres de photoluminescence

Les mesures de photoluminescence sont réalisées à température ambiante. Le laser de pompe est un Hélium-Néon de longueur d'onde 632.8 nm, focalisé au centre des microdisques, de diamètre 3.5 µm. L'émission du microdisque est collectée à l'aide du même objectif puis analysée via un monochromateur couplé à notre détecteur multicanal InGaAs étendu, tel que décrit au chapitre précédent. La figure 3.4 représente les spectres d'émission du disque de germanium avec (a) un pied en aluminium et (b) avec un pied en oxyde (b), pour diverses puissances de pompe.

Dans les deux cas de figures, le spectre d'émission est dominé par les transitions issues du gap direct. L'émission du gap direct, qui est située à 1530 nm pour du germanium relaxé, est dans ce cas décalée vers des longueurs d'onde plus importantes à cause de la légère contrainte exercée par le tenseur de nitrure sous le disque. D'ailleurs, on peut remarquer que l'émission du disque avec pied en aluminium est localisée à 1755 nm, contre 1673 nm pour le disque avec pied en oxyde à basse excitation.



FIGURE 3.4 – Spectres d'émission à 300 K d'un disque de germanium contraint de 8µm de diamètre avec un pied d'aluminium (a), et avec un pied d'oxyde (b), pour différentes puissances de pompe. Les pointillés bleus permettent de suivre l'évolution du maximum d'émission. Les 9.1 mW indiqués correspondent à une densité de puissance de 95 $kW.cm^{-2}$

Un calcul de la déformation élastique par éléments finis (via le logiciel COMSOL) dans un microdisque avec pied d'oxyde contraint par en dessous donne une contrainte biaxiale de 0,68% en moyenne. Une valeur équivalente est trouvée avec un pied en aluminium, sanchant que l'aluminium présente un module de Young équivalent à celui de l'oxyde, de 70 GPa. A noter que le profil de contrainte biaxiale dans le plan le long du diamètre du disque varie entre 0.5% et 1%. L'énergie fondamentale du gap direct peut être calculée indépendamment à partir d'un modèle de calcul **k.p** à 30 bandes prenant en compte

la déformation biaxiale [3]. Un maximum d'émission à 1673 nm (pied d'oxyde) et à 1755 nm (pied en aluminium) peut être modélisé via cette méthode **k.p** en supposant une contrainte biaxiale de 0,65% et 0,85% respectivement, ce qui est plutôt en accord avec la modélisation par éléments finis pour le pied d'oxyde.

Pour ce qui du pied en aluminium, l'écart entre la modélisation et l'expérience peut être expliqué par le comportement élasto-plastique de l'aluminium, non considéré dans notre modélisation par éléments finis. Le comportement "plastique" de l'aluminium est probablement la cause d'une plus grande relaxation de la contrainte au sein de la couche de SiN après la structuration en disques suspendus, ce qui induit un transfert de contrainte biaxiale plus important sur la couche de germanium au dessus.

Dans les deux cas de figure (aluminium et oxyde), on peut observer que les spectres sont modulés par des résonances ayant un facteur de qualité peu important. Ces résonances sont issues de modes Fabry-Perot se propageant dans la cavité du disque. Les faibles facteurs de qualité des modes s'expliquent par le faible coefficient de réflexion à l'interface germanium/air. Sur les spectres de photoluminescence, on peut remarquer que les modes en question sont localisés dans la plage de longueurs d'onde 1750-1850 nm. Leurs positions sont les suivantes : 1760 (1768) nm, 1792 (1796) nm, 1831 (1828) nm sur les spectres de photoluminescence pour les pieds d'oxyde (d'aluminium respectivement). L'espacement entre ces modes et leurs positions sont cohérents avec ceux attendus en théorie. En effet, ces familles de modes peuvent être identifiées à l'aide d'un modèle à deux dimensions. En supposant que nous sommes en présences de modes quasi-radiaux, et en désignant n et m comme étant leurs numéros radiaux et azimutaux, la résonance $\lambda_{n,m}$ est donnée par la formule suivante :

$$\lambda_{n,m} = \frac{2\pi R' n_{eff}}{\beta_{2n+m}} (1 + \frac{4m^2 - 1}{8\beta_{2n+m}^2})$$
(3.1)

Dans la configuration de modes quasi-radiaux, c'est à dire lorsque $n \gg m$, on considère $\beta_{2n+m} \approx (2n+m-\frac{1}{2})\frac{\Pi}{2}$, β_{2n+m} correspondant au n-ième zéro de la m-ième fonction de Bessel. Cette approximation nous permet d'avoir une expression de la longueur d'onde de résonance $\lambda_{n,m}$ dépendant uniquement des indices radiaux et azimutaux (n,m), de l'indice effectif n_{eff} des ondes se propageant verticalement dans la couche de germanium, ainsi que du rayon du disque. Pour cette analyse, on considère donc un diamètre de disque de 8 µm et un indice effectif de 3,6 pour le mode TE₀ et de 2,4 pour le mode TE₁ au sein d'une couche de germanium de 350 nm d'épaisseur. Nous favorisons la polarisation TE dans ce calcul car dans la configuration de pompage et de collection utilisée (au dessus du disque), c'est la polarisation TE qui devrait être collectée préférentiellement. À partir de l'équation 3.2, nous obtenons des longueurs d'onde résonantes à 1772 nm, 1789 nm et 1830 nm, que l'on peut associer respectivement aux modes TE₀(16,1), TE₁(10,2) et TE₀(15,2), ce qui est en bon accord avec les positions de mode observées expérimentalement. Il faut préciser que que ces positions de mode peuvent varier de plus ou moins 10 nm selon la combinaison (n,m) choisie.

On peut également constater l'absence de modes de galerie apparents sur les spectres de photoluminescence figure 3.4. Cette absence n'est en aucun cas liée aux pertes optiques introduites par le pied en aluminium, mais reste liée aux conditions expérimentales. En effet, pour cette expérience, nous avons pompé nos microdisques de façon tout à fait classique, c'est à dire en focalisant un spot laser de quelques microns de diamètre au centre du disque. Or, comme développé au chapitre précédent, dans cette configuration, nous ne recouvrons pas suffisamment les modes de galerie localisés aux bords du disque, ce qui diminue de base leur contraste. Par ailleurs, nous réalisons ces mesures à température ambiante, avec une absorption liée au gap direct du germanium très importante. Les modes de galeries restent observables sur l'émission issue de la transition indirecte (nos disques n'étant que peu contraints), mais bien au delà des 1800 nm de longueur d'onde, dans une zone où le rapport signal sur bruit est réduit sur ces spectres. Une mesure avec résolution spectrale plus élevée est nécessaire, avec en conséquence des temps d'acquisitions plus longs.

A noter que nous avons réalisé d'autres mesures de photoluminescence avec des conditions expérimentales légèrement différentes (pompage en anneau, temps d'acquisition plus long sur une plage de longueur d'onde réduite), mais toujours à température ambiante, sur un disque de germanium contraint par en dessous de 11 µm de diamètre avec pied en aluminium. Le résultat, représenté figure 3.5, montre une multitude de modes de galerie ayant un facteur de qualité similaire à ce qui était observé sur des structures avec pied d'oxyde, de l'ordre de 5000. La couche d'aluminium, ainsi que le processus de sousgravure à l'aide d'une solution de KOH, ne limite donc pas les facteurs de qualité des modes de galerie.



FIGURE 3.5 – Photoluminescence d'un disque de germanium de 11 µm de diamètre contraint par dessous à 2000 nm, pompé en anneau, avec pied en aluminium. Les modes de galerie sont visibles sur cette plage de longueur d'onde, avec un facteur de qualité allant jusqu'à 5000, ce qui est équivalent aux facteurs de qualité obtenus avec pied d'oxyde.

Toujours sur la figure 3.4, l'information principale reste le décalage conséquent vers les grandes longueurs d'onde du maximum d'émission de la structure avec pied d'oxyde, lorsque la puissance de pompe augmente. Ce décalage marqué vers le rouge de l'émission du gap direct est directement lié à l'augmentation de la température dans le microdisque. Par ailleurs, on peut également remarquer qu'à faible puissance de pompage, les amplitudes d'émission sont quasi similaires entre pied d'oxyde et pied en aluminium : avec 950 counts d'amplitude pour le pied en aluminium et 730 counts d'amplitude pour le pied en oxyde. Cependant, à mesure que la puissance de la pompe augmente, l'émission du disque de germanium avec le pied en aluminium connait une augmentation plus conséquente que celle observée avec pied d'oxyde. Ainsi, pour la puissance de pompe la plus élevée, 19 500 counts d'amplitude sont atteints pour le pied en aluminium contre 11 000 counts d'amplitude pour le pied d'oxyde, ce qui représente presque un facteur 2 d'écart. Cette différence d'amplitude peut être expliquée par une réduction de l'efficacité quantique dans le disque de germanium avec l'élévation de température. De plus, la largeur de l'émission augmente de 168 nm à 199 nm avec le pied en aluminium, tandis qu'elle augmente de 174 nm à 320 nm avec le pied d'oxyde. Cet élargissement significatif du spectre d'émission est une conséquence de la distribution d'énergie des porteurs dans les bandes de valence et de conduction. L'élévation de température induit une augmentation des effets de diffusion et d'élargissement, et sont préjudiciables au processus de recombinaison radiative dans ces structures.

De manière générale, l'augmentation de la température liée à la puissance de pompe induit une augmentation de l'élargissement de l'émission et une diminution du rendement, ce qui limite fortement la puissance de pompe incidente pouvant être utilisée. Cela peut même, dans certains cas, endommager la couche en cas de pompage optique élevé. **Le pied en aluminium nous permet de nous affranchir de ces contraintes.** Cette propriété est une caractéristique clé qui permettrait de pomper de futurs dispositifs suspendus, pas nécessairement restreints au germanium contraint, avec des densités d'excitation élevées tout en s'affranchissant des effets thermiques négatifs cités plus haut, et en travaillant en régime continu.

Modélisation de la température par éléments finis

La figure 3.6 représente les résultats de l'analyse par éléments finis que nous avons réalisé en amont à l'aide du logiciel COMSOL. Elle reprend une cartographie de la température au sein d'une microstructure de germanium contrainte par en dessous standard, suspendue par respectivement un pied en oxyde à droite et un pied en oxyde à gauche. La température du substrat est fixée à 300 K, dans une configuration axisymétrique à deux dimensions. La puissance de pompe est ici modélisée par une source de chaleur homogène déposée au centre du microdisque. Cette source de chaleur possède le même diamètre que le spot laser, à savoir 3.5 microns, ainsi qu'une profondeur de 50 nm dans la couche de germanium, correspondant à la longueur d'absorption d'une excitation de longueur d'onde 632.8 nm. Le diamètre du pied est fixé à 4 µm de diamètre pour les deux cas de figure, en conformité avec la taille observée expérimentalement. Nous considérons pour cette simulation une puissance optique incidente de 9.1 mW, ce qui correspond à la puissance la plus élevée que nous avons utilisée sur les mesures expérimentales figure 3.4. La densité de puissance considérée vaut $1.9.10^{16}$ W/ m^3 , en considérant un coefficient de réflexion de 0.45 à l'interface air/germanium pour une pompe à 632.8 nm. La couche de germanium n'étant contrainte que par en dessous, le matériau est donc toujours à gap indirect, avec une faible probabilité de recombinaison radiative. Étant donné que les processus de recombinaison non-radiative sont dominants, nous pouvons donc considérer pour cette étude que tout la puissance de pompe absorbée est transformée en chaleur.

On peut tout de suite constater que la différence de température atteinte à l'équilibre est très impor-

tante entre les deux types de pieds. Pour le pied en aluminium, la température maximale atteinte dans le germanium correspond à 316 K contre 500 K avec le pied d'oxyde, pour un substrat à température ambiante. Comme démontré au chapitre précédent, on retrouve un gradient de température à l'intérieur du pied d'oxyde, contrairement au pied en aluminium. Ce gradient est une conséquence directe de de la faible conductivité de l'oxyde à température ambiante notamment (1.4 W/(m.K)), réduisant fortement le transfert de chaleur entre le substrat et le disque de germanium.



FIGURE 3.6 – Calcul de la distribution de la température pour (a) un microdisque avec pied en aluminium et pour (b) un microdisque avec pied d'oxyde, pour une température de substrat fixée à 300 K, sous pompage optique de 9.1 mW en continu à 633 nm pour les deux configurations. Pour un pied en aluminium, la température augmente de seulement 16K dans le disque contre 200 K de plus pour un pied d'oxyde.

A noter que dans ce cas de figure, la source de chaleur est positionnée au centre du disque de germanium. Mais si l'on considère un pompage optique en anneau pour mieux exciter les modes de galerie localisés au bord du disque (ce qui est essentiel dans notre cas comme démontré au chapitre précédent), la source de chaleur s'éloigne alors de la zone centrale soutenue par le pied. Or, le pied est justement l'unique point de dissipation thermique possible pour évacuer la chaleur du microdisque. En conséquence, la température à l'équilibre va augmenter encore plus, ce qui aggrave le problème. La figure 3.7 représente une simulation par éléments fins dans des conditions de calcul tout à fait similaires à celles exposées pour la figure 3.6, à la seule différence près que l'on considère ici un pompage en anneau de même densité optique, ayant un rayon intérieur de 1.75 µm. On peut tout de suite constater qu'effectivement, la situation s'aggrave dans les deux cas de figure, avec une température maximale atteinte de 340 K pour le pied en aluminium contre 615 K dans le pied d'oxyde. Par rapport à un pompage au centre, nous avons donc d'après la simulation une augmentation en température de 24 K pour un pied en aluminium contre une augmentation de 115 K pour un pied en oxyde.

Un dernier point sur les avantages de l'aluminium dans notre cas de figure, non représenté sur les figures 3.6 et 3.7 car réalisées à température ambiante : la variation de la conductivité thermique en fonction de la température est extrêmement favorable pour des mesures cryogéniques. En effet, d'après [2], pendant que la conductivité thermique de l'oxyde se réduit à 0.1 W/(m.K) à 4 K, la conductivité thermique de l'aluminium s'améliore grandement jusqu'à atteindre 4500 W/(m.K) à 15 K.

CHAPITRE 3. EFFET LASER DANS LE GERMANIUM : DE L'IMPORTANCE D'UNE BONNE DISSIPATION THERMIQUE



FIGURE 3.7 – Calcul de la distribution de la température pour (a) un microdisque avec pied en aluminium et pour (b) un microdisque avec pied d'oxyde, pour une température de substrat fixée à 300 K, sous pompage optique de 9.1 mW en continu et en anneau à 633 nm pour les deux configurations. Pour un pied en aluminium, la température augmente de seulement 40 K dans le disque contre 315 K de plus pour un pied d'oxyde.

Comparaison entre simulations et expériences :

En apparence, les mesures expérimentales comme les simulations traduisent d'un important échauffement pour le pied d'oxyde et d'une meilleure dissipation thermique pour l'aluminium. Cependant, il serait souhaitable d'analyser la cohérence des simulations par rapport aux mesures expérimentales réalisées. C'est ce que nous allons traiter dans cette sous-partie. Nous avons ainsi estimé la température du microdisque à partir des mesures expérimentales pour pouvoir comparer cette estimation avec le calcul réalisé par éléments finis, pour chacune des puissances de pompe utilisées. Pour cela, nous avons mesuré le décalage de l'émission issue du gap direct lorsque la puissance de pompe augmente. Ce décalage est issu des spectres de photoluminescence représentés figure 3.4. Une fois ce décalage en longueur d'onde mesuré, on peut déduire l'augmentation en température dans la microstructure en utilisant la loi de Varshni [4]. Cette loi décrit la dépendance en énergie du gap en fonction de la température, telle que :

$$E_{gap}(T) = E_{G,0} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}$$
(3.2)

Nous fixons les constantes α à 5.82.10⁻⁴ eV/K et β à 296 K, en référence à [5], dans lesquels ils sont pris en compte pour du germanium non-contraint. Nous considérons ces paramètres comme peu sensibles à la contrainte. Pour ce qui est du paramètre $E_{G,0}$, celui-ci est de base fixé à 0.89 eV pour du germanium relaxé [5]. Pour nos échantillons contraints par dessous, nous avons considéré un décalage en énergie amenant la valeur du paramètre à 0.8 eV pour l'échantillon avec pied en aluminium et 0.84 eV pour l'échantillon avec pied d'oxyde. La figure 3.8 représente le résultat de cette comparaison. Nous observons un très bon accord entre les mesures expérimentales et le calcul par éléments finis. Ce bon accord entre modèle et expérience valide notre modèle de prédiction et nous permet d'envisager le calcul fiable de la distribution de température dans des structures photoniques plus complexes.

Par ailleurs, on peut aussi conclure en ajoutant que le remplacement du support d'une microstructure suspendue par un pied en aluminium n'est pas limité à l'oxyde. Typiquement, le benzocyclobutadiène (plus



FIGURE 3.8 – Température dans des microdisques avec pied en aluminium et pied en oxyde en fonction de la puissance de pompe. Les points bleus représentent la température déduite des mesures expérimentales de la figure 3.4. Leurs barres d'erreurs prennent en compte l'incertitude liée à la mesure du décalage de l'émission du gap direct. Les lignes rouges représentent la température moyenne du microdisque calculée par éléments finis.

connu sous l'abréviation BCB), très utilisé pour le collage d'hétérostructures semiconductrices, possède une conductivité thermique du même ordre de grandeur que celle de l'oxyde (0.29 W/m.K), et pourrait lui aussi être remplacé par une interface métallique en fonction de la problématique. A noter que ces résultats ont fait l'objet d'une publication [1], ainsi que d'un dépôt de brevet.

3.2 Effet laser dans le germanium

A présent, le problème de la dissipation thermique au sein de nos microstructures étant en grande partie résolu, il nous reste à réessayer de conduire une étude en puissance sur ces nouveaux échantillons pour déterminer si le gain optique crée est suffisant pour dépasser les pertes, et donc observer un effet laser. A partir des échantillons contraints par en dessous analysés juste avant, il suffit de procéder à la dernière étape du process tout comme celui présenté avec les pieds d'oxyde au chapitre 2 : on redépose une dernière couche de nitrure contraint via PECVD sur l'ensemble de échantillons. Nous choisissons une épaisseur de couche de 600 nm pour maximiser la contrainte au sein du microdisque de germanium.

Comme développé précédemment, de telles structures bi-encapsulées par du nitrure contraint sont supposées être suffisamment contraintes pour atteindre le gap direct. Et avec un pied en aluminium, la dissipation thermique est quasiment optimale. Le pompage en anneau à l'aide de l'axicon devrait permettre de favoriser l'excitation des modes de galerie localisés en périphérie du disque. Refroidir le substrat devrait permettre de réduire l'absorption. Toutes les conditions sont donc réunies pour pouvoir favoriser le gain. Les résultats de notre étude théorique et expérimentale seront décrits dans cette sous-partie :

3.2.1 Modélisation par éléments finis :

Pour avoir une idée de la contrainte exercée par les tenseurs externes de nitrure sur une structure biencapsulée, nous avons calculé par éléments finis la trace du tenseur de déformation pour un microdisque de 12 μ m de diamètre, avec pied en aluminium. Les résultats sont représentés dans la figure 3.9.Nous avons choisi de représenter la trace du tenseur de déformation car la différence d'énergie entre les vallées Γ et L est directement proportionnelle à ce paramètre. On peut dans un premier temps constater que le transfert de contrainte via tenseurs externes de nitrure n'est pas impacté par le pied en aluminium, même après le second dépôt de nitrure. Ce constat est somme toute logique puisque le module d'Young de l'aluminium est équivalent à celui de l'oxyde, c'est à dire de l'ordre de 70 GPa. Nous pouvons donc atteindre sans problème les 1.7% de déformation biaxiale tels que démontrés sur pieds d'oxyde [6]. Pour rappel, nous avons démontré précédemment que pour le germanium, la transition du passage gap indirect / gap direct est atteinte pour une contrainte biaxiale d'au moins 1.67 %[6]. On peut également constater d'après la courbe 3.9(a) que la déformation est plus importante sur les bords du microdisque, précisément là où les modes de galerie sont localisés.



FIGURE 3.9 – (a) Représentation graphique de la trace du tenseur de déformation ($\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$) calculé au centre de la couche de germanium dans le plan de la couche, en fonction du rayon du microdisque. (b) Coupe à deux dimensions de la trace du tenseur de déformation sur toute la microstructure, telle que calculée par éléments finis.

Par ailleurs, comme pour les microdisques contraints par en dessous à température ambiante, nous avons également recalculé la distribution de température au sein du microdisque bi-encapsulé dans une configuration de pompage en anneau, et pour un substrat refroidi à une température cryogénique de 15 K. Le résultat est représenté sur les figures 3.10(a) et 3.10(b). On considère une puissance de pompe de 8 mW distribuée en anneau. Cet anneau fait 10 µm de diamètre extérieur et 3 µm de large. La densité de puissance équivalente vaut 29kW.cm⁻². De la même manière que pour l'étude précédente, nous simulons l'excitation optique par ue source de chaleur. Sachant que pour ce cas précis, nous avons utilisé un laser CW Nd-YAG émettant à 1064 nm, la longueur de pénétration est plus importante que pour l'He-Ne émettant à 632.8 nm. Nous avons pris en compte cet écart en considérant une profondeur de 100 nm (au lieu de 50 nm) pour la profondeur de la source de chaleur modélisée.

A noter que nous avons considéré une conductivité thermique de 58 W/(m.K) pour la couche de

germanium et de 20 W/(m.K) pour les tenseurs de nitrure. La conductivité thermique de l'or a été fixée à 317 W/(m.K). Une autre spécificité importante : sachant que la conductivité thermique de l'oxyde décroit avec la température (de 1.4 W/(m.K) à 300 K à 0.13 W/(m.K) à 15 K), nous avons introduit dans la simulation par éléments finis une dépendance de la conductivité thermique de l'oxyde en fonction de la température k(T), suivant la loi polynomiale suivante : [7]

$$\left| k(T) = 0.099 + 5.219.10^{-4} * T + 1.21.10^{-4} * T^{2} + 9.42.10^{-7} * T^{3} + 2.94.10^{-9} * T^{4} - 3.341.10^{-12} * T^{5} \right|$$
(3.3)

Pendant que la conductivité thermique de l'oxyde diminue à basse température, celle de l'aluminium augmente de façon conséquente (de 220 W/(m.K) à 300 K à 4500 W/(m.K) à 15 K [2]). Cependant, lorsque nous modifions la conductivité thermique de l'aluminium à 4500 W/(m.K) au lieu de 220 W/(m.K), le résultat final reste inchangé. Cela s'explique par le fait que pour les deux cas de figure, la conductivité thermique de l'aluminium reste supérieure à celle des autres matériaux en jeu, le germanium et le nitrure notamment.

Pour ce qui est du résultat en lui-même représenté figures 3.10(a) et 3.10(b), on peut constater tout comme l'étude précédente que pour un pied en oxyde, une fois à l'équilibre, le gradient de température se produit au sein du pied, symbole que le pied d'oxyde joue le rôle de barrière thermique, tandis que la température dans tout le microdisque reste constante. Cette température est très importante : 326 K en moyenne alors que le substrat est refroidi à 15K. A l'inverse, pour un pied en aluminium, une fois à l'équilibre, le gradient de température se produit au sein de la couche de germanium, car quasiment toute la chaleur issue de la pompe est évacuée via le pied en aluminium. La température maximale s'élève à 56 K seulement, alors que nous pompons avec les mêmes conditions initiales que sur le pied d'oxyde. La dissipation thermique étant optimale d'un point de vue théorique, il reste à vérifier expérimentalement les conséquences d'un tel changement sur les modes de galerie et leur évolution en fonction de la puissance de pompe.



FIGURE 3.10 – Calcul par éléments finis de la distribution de température dans un disque de germanium biencapsulé, avec (a) pied d'oxyde et (b) pied en aluminium. La température du substrat est fixée à 15 K. La densité de puissance exercée par le pompage en anneau à 1064 nm vaut $29kW.cm^{-2}$.

3.2.2 Mesures de photoluminescence :

La figure 3.11 représente le spectre d'un disque de 12 µm de diamètre sous pompage optique (laser de pompe continu émettant à 1064 nm), à basse température (15K). Le système de pompe est réalisé à l'aide d'une lentille axicon, permettant une excitation du microdisque en anneau (10 µm de diamètre extérieur, 7 µm de diamètre intérieur). Le pompage en anneau est nécessaire pour exciter directement la zone d'intérêt, à savoir le bord du disque où les modes de galerie sont localisés. Cela permet d'augmenter le contraste de manière conséquente entre les modes de galerie et l'émission spontanée qui provient pour la majorité du centre du disque. Le montage expérimental utilisé reste le même que celui exploité au chapitre 2. Notamment le dispositif de collection qui se fait toujours par dessus le disque et non par le côté. Cet aspect est important, puisque les modes de galerie émettent essentiellement du signal dans le plan du disque. Une collection par le dessus telle qu'utilisée jusqu'à présent n'est donc pas optimale, car nous ne collectons qu'une infime partie du signal utile provenant des modes de galerie, et une majorité de signal liée à l'émission spontanée du centre du disque, malgré le pompage en anneau. Cela explique en apparence le contraste relativement faible observé sur les spectres présentés plus bas. Sur ce point, une collection du signal par le côté serait optimale, d'autant plus qu'elle ouvrirait la voie à une différenciation de la polarisation du signal, entre le signal TE et le signal TM. L'inconvénient reste que la perte de stabilité importante liée à la géométrie d'un tel cryostat, incomparable avec le cryostat "très haute stabilité" présenté chapitre 2 et utilisé pour toutes nos mesures basse température jusqu'à présent. Nous reviendrons plus en détail sur le dispositif expérimental de collection par le coté dans le chapitre 4.



FIGURE 3.11 – Spectre d'émission d'un disque de 12 µm de diamètre à 15 K pour différentes puissances de pompe. Le disque est pompé en anneau à l'aide d'un Nd-YAG, émettant en continu à 1064 nm. Avant 1940 nm, on peut observer que le spectre est modulé par diverses "lignes" d'absorption liées à la vapeur d'eau.

En analysant plus en détail le spectre 3.11, on peut relever plusieurs éléments : A basse puissance d'excitation, c'est à dire à 2.4 mW ($11kW.cm^{-2}$), on peut observer une faible émission s'étalant sur une large gamme en longueur d'onde, avec un maximum distinguable à 1980 nm. Cette émission provient de la transition directe du germanium, sachant que nous sommes dans une configuration où la contrainte biaxiale vaut environ 1.7%, et à basse température, ce qui provoque un décalage de l'émission vers les longueurs d'onde plus faibles.

Élargissement de l'émission du microdisque :

Quant à la largeur de l'émission, celle-ci s'explique par plusieurs causes : A commencer par la température dans le microdisque. En effet, comme représenté figure 3.10, pomper en anneau le microdisque, même avec un pied en aluminium, revient à créer un gradient de température au sein de celui-ci. On peut aussi citer parmi les causes l'inhomogénéité de la contrainte exercée par les tenseurs de nitrure sur le microdisque. Pour mieux rendre compte des conséquences de cette inhomogénéité sur nos résultats, nous avons modélisé via le formalisme **k.p** 30 bandes la distribution spatiale des variations d'énergie des vallées Γ et L, c'est à dire en fonction de notre position sur le microdisque. Les résultats sont représentés figure 3.12. Ces calculs ont pu être réalisés à partir du tenseur de déformation calculé par éléments finis, et dont la trace est représentée figure 3.9 plus haut.

On peut de suite constater que la variation d'énergie du gap est importante entre le centre du disque et le bord, autour de 60 meV. A partir du diagramme de bande représenté figure 3.12 (a), nous avons également représenté la modélisation du spectre d'émission intégré sur tout le diamètre du disque figure 3.12 (c), pour une contrainte biaxiale de 1.7%. On suppose pour cela une densité de porteurs constante, estimée à $2.5.10^{18} cm^{-3}$ au sein du volume du disque. En dessous sont représentés deux spectres de photoluminescence à température ambiante du microdisque en question et d'une zone relaxée sous pompage optique standard avec une densité de puissance de 29 $kW.cm^{-2}$. Entre ces deux spectres, on observe une augmentation conséquente du signal d'émission, d'environ deux ordres de grandeur pour le disque de germanium contraint par rapport à la zone relaxée. Le décalage de l'émission du microdisque contraint vers les grandes longueurs d'onde, lié à la contrainte exercée sur le germanium, est aussi important, avec un maximum d'émission à 2100 nm, ce qui est cohérent avec le spectre d'émission modélisé pour une contrainte biaxiale de 1.7%. A noter que cette largeur de l'émission a aussi pour conséquence de ne pas avoir de phénomènes majeurs de compétition de modes, comme on peut le voir sur le spectre 3.11

Identification des modes de galerie :

Toujours d'après le spectre figure 3.11, lorsque l'on augmente la puissance de pompe, on constate l'apparition de pics de résonances localisés au maximum de l'émission ainsi que sur la partie basse énergie du spectre. Ces pics de résonances correspondent à des modes de galerie. Pour mieux analyser le comportement de ces modes, nous avons calculé les positions spectrales théoriques de ces modes de galerie en polarisation TM. Les longueurs d'ondes de ces résonances sont calculées en trouvant les racines de la m-ième fonction de Bessel $J_m(k \times n_{eff}(\lambda) \times a)$ [8]. On appelle les racines λ_{res} , *a* le rayon du disque, $n_{eff}(\lambda)$ l'indice effectif, et $k = \frac{2\pi}{\lambda_{res}}$. Nous considérions ici la polarisation TM uniquement, comme



FIGURE 3.12 – (a) Calcul de l'énergie des bandes Γ (en rouge), L (en vert), des bandes des trous légers (en bleu) et lourds (en noir), en fonction du rayon du microdisque. Ce calcul est déduit de la modélisation par éléments finis du tenseur de déformation dans le microdisque représenté figure 3.9. (b) Distribution spatiale de l'énergie du gap direct. (c) Signal de photoluminescence du microdisque de 12 µm contraint à 300 K (en bleu) et d'une zone relaxée (en noir), pompé en continu, avec une densité de puissance de $29kW/cm^2$. En dessous est représenté le calcul de l'émission moyenne du microdisque d'après les calculs d'énergie de bande en (a).

le gain optique est supposé dans une telle configuration être quasi exclusivement en polarisation TM. En effet, pour du germanium contraint en tension, au centre de la zone de Brillouin, le gain optique est dominant pour la transition associée à la bande des trous légers. Or, l'émission des trous légers est polarisée essentiellement en TM [9]. On considère un modèle cylindrique à deux dimensions. L'indice effectif $n_{eff}(\lambda)$, lié au confinement optique vertical, est calculé pour différentes longueurs d'onde, pour prendre en compte le phénomène de dispersion. A partir de là, on peut afficher la répartition du champ électromagnétique autour du disque à la longueur de résonance voulue pour en déduire l'indice radial n. Le résultat est représenté figure 3.13. Cependant, on peut constater sur le spectre figure 3.11 que l'émission est très largement multimode, ce qui rend l'identification de leurs nombre radiaux et azimutaux très complexe à réaliser sans ambiguïté.



FIGURE 3.13 – Identification des indices radiaux et azimutaux de modes de galerie pour un disque de 12 µm de diamètre. Les traits noirs horizontaux correspondent aux longueurs des mode de galerie obeservés expérimentalement et représentés figure 3.14

On peut ajouter que dans notre configuration actuelle, la géométrie utilisée fait que la couche de germanium qui confine les modes de galerie est séparée du pied du disque par une couche de nitrure. Or, dans un disque standard dans lequel la couche qui confine les modes est directement en contact avec le pied, la distribution du champ électromagnétique déborde dans le pied. Cela engendre des pertes par absorption et diffusion qui limitent le facteur de qualité des modes voire bloque leur propagation. Et cela entraine indirectement l'impossibilité d'observer des modes de galerie avec un indice radial important. Notre géométrie actuelle nous permettant de nous affranchir de ces contraintes, notre structure est donc tout à fait susceptible d'émettre des modes de galerie avec un indice radial élevé, malgré la présence du

pied métallique.

Discussion sur l'effet laser :

Sur la figure 3.14 sont représentés les zooms du spectre d'émission de la figure 3.11 centrés sur les longueurs d'onde 1980 nm et 2030 nm, pour diverses puissances de pompe plus ou moins élevées : de 2.4 mW (densité de puissance équivalente d'environ 9 $kW.cm^{-2}$ pour un pompage en anneau) à 20 mW (densité de puissance équivalente d'environ 72 $kW.cm^{-2}$ pour un pompage en anneau). On peut observer visuellement un net effet de seuil pour ces modes de galerie, conséquence d'un effet laser dans notre microdisque de germanium pur contraint. Par ailleurs, la figure 3.15 illustre la dépendance de l'intensité intégrée en fonction de la puissance de pompe pour 3 modes sélectionnés sur la figure 3.14 par les flèches de couleur : ces modes sont localisés à 1966 nm, à 1987 nm et à 2036 nm. Le seuil est visible pour une puissance de pompe de 5 mW environ, soit une densité de puissance correspondante de 18 $kW.cm^{-2}$. On peut aussi constater que le seuil observé augmente lorsque la longueur d'onde du mode résonnant est plus faible. Cette augmentation du seuil est liée au fait que la densité de porteurs à apporter pour atteindre un régime d'inversion de population et donc d'émission stimulée est plus importante à haute énergie.



FIGURE 3.14 – Zoom sur l'émission du microdisque de 12 μ m (a) à 1980 nm et (b) à 2030 nm, toujours à basse température (15 K). Les flèches indiquent les 3 modes sélectionnés pour une analyse approfondie réalisée figure 3.15. Une flèche rouge désigne le mode à 1966 nm, et bleue pour le mode à 1987 nm sur le figure (a). Une flèche noire désigne le mode à 2036 nm sur la figure (b).

Par ailleurs, on peut constater à partir de ces deux figures 3.14 et 3.15 un affinement conséquent de nos modes de galerie, là encore une signature d'un effet laser. On observe un diminution de la largeur à mi-hauteur des modes de galerie d'un facteur supérieur à 2. Le fait que l'affinement de ces modes soit



FIGURE 3.15 – Mesure de l'intensité intégrée et de l'affinement pour trois modes résonants différents, sélectionnés figure 3.14 : Le mode à 1966 nm en rouge, le mode à 1987 nm en bleu, et le mode à 2036 nm en noir. L'intensité intégrée a été calculée en ayant soustrait le background issu de l'émission spontanée. Le seuil du laser est estimé à 5 mW, soit une densité de puissance de $18kW.cm^{-2}$. A noter que l'augmentation de la largeur à mi-hauteur pour le mode à 2036 nm au delà de 10 mW de puissance de pompe est dans la barre d'erreur.

supérieur à 2 est une conséquence directe des équations de Schawlow-Townes.

En effet, avant même que le premier laser optique soit démontré expérimentalement en 1960, Schawlow et Townes ont calculé la limite quantique fondamentale de l'affinement d'un laser [10]. Ces calculs ont mené aux équations de Schawlow-Townes usuellement connues sous la forme suivante :

Sous le seuil :

$$\Delta\omega_{out} = 2 \times \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{\pi\hbar\omega\Delta\omega_c^2}{P_{out}}$$
(3.4)

Au dessus du seuil :

$$\Delta\omega_{out} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{\pi\hbar\omega\Delta\omega_c^2}{P_{out}}$$
(3.5)

Avec N₁ le nombre de photons à l'état inférieur, N₂ le nombre de photons à l'état supérieur, $\Delta \omega_c$ l'affinement de la cavité intrinsèque tel que $\Delta \omega_c = \frac{\omega}{Q_c}$, et P_{out} la puissance optique du laser.

D'après leurs travaux [10], lorsqu'un laser atteint le seuil, il passe d'une source de bruit gaussienne incohérente à un oscillateur sinusoïdal ayant une émission cohérente [11]. D'où l'écart d'un facteur 2 entre la largeur à mi-hauteur d'un mode laser sous le seuil et au dessus du seuil. Et nos modes tels que représentés figure 3.15 vérifient tous cette condition. L'effet de seuil marqué et l'affinement de modes d'un facteur supérieur à 2 sont les principaux éléments nous permettant d'affirmer que ce microdisque de germanium pur contraint lase sous pompage optique continu, avec un seuil de 18 $kW.cm^{-2}$.

On peut tout de suite constater que les valeurs de seuil obtenues sont très inférieures à la plupart des résultats obtenus dans d'autres équipes de recherche, de plusieurs centaines de $kW.cm^{-2}$. De telles valeurs de seuils rendent rédhibitoires la possibilité d'une intégration monolithique sur silicium. Même pour le germanium-étain, qui est une alternative plus que crédible pour la réalisation d'un laser à base d'éléments de la colonne IV, et qui sera développée au chapitre suivant, les seuils obtenus pour le laser sous pompage optique sont tous très supérieurs à 18 $kW.cm^{-2}$ ([14], [15], [16], [17]). On peut par exemple citer le premier laser GeSn basse température sous pompage optique de S. Wirths et al. [14] qui possède un seuil laser de 325 $kW.cm^{-2}$. Ou encore celui de D. Stange et al. [15] avec un seuil de 220 $kW.cm^{-2}$. Finalement, le seul démonstrateur laser dans le monde ayant un seuil laser inférieur reste celui réalisé par S. Bao et al. [18], dans du germanium pur, avec un seuil de 3 $kW.cm^{-2}$. Cependant, il convient de préciser que leurs résultats ont été obtenus en régime pulsé, alors que nous pompons en régime continu. C'est d'ailleurs la spécificité de notre démonstrateur, aucune autre équipe n'est parvenue jusqu'à présent à faire laser en régime continu le germanium ou le germanium-étain.

Revenons sur les spectres 3.11 et 3.14 : On peut observer tout d'abord que le contraste obtenu pour les modes de galerie n'est pas aussi élevé que ce qui peut être observé dans d'autres cavités plus classiques. Cette baisse de contraste s'explique par la configuration de collection et de pompage utilisée ici. Comme développé au chapitre 2, nous collectons et pompons le signal issu de nos échantillons

par le dessus, à travers le même objectif. Or, comme développé précédemment, pour du germanium contraint, le gain optique est attendu en polarisation TM (Transverse-Magnétique), c'est à dire dans le plan perpendiculaire à celui de la couche. En collectant le signal par dessus le microdisque, on favorise finalement énormément l'émission spontanée polarisée TE (Transverse-Électrique) en provenance de tout le volume du disque et notamment le centre du microdisque. C'est pourquoi le contraste entre l'émission stimulée (l'effet laser) en polarisation TM et l'émission spontanée en polarisation TE parait plus faible que ce qu'on pourrait attendre d'un laser standard. Malgré tout, la dymamique des modes de galerie reste bien réelle, comme en attestent les mesures d'intensité intégrée figure 3.15. Pour mieux rendre du background pour les trois mêmes modes à 1966 nm, 1987 nm et 2036 nm. Cette figure représente mieux la dynamique importante liée à l'émission stimulée autour du seuil. L'amplitude du background est déterminée par l'amplitude locale de l'enveloppe du fond continu, c'est à dire sans le mode résonant. L'amplitude du mode correspond à l'amplitude du mode résonant en lui-même.



Pump Power (mW)



En lien avec cette analyse de la dynamique des modes, la figure 3.17 ci dessous représente l'évolution de l'intensité intégrée et de l'affinement pour le mode localisé à 1966 nm, avec deux puissances de pompe supplémentaires par rapport à la figure 3.15 à 24 mW et 28 mW. On distingue un seuil autour de 10 mW, soit environ 36 $kW.cm^{-2}$. Ce seuil est évolutif en fonction du mode considéré. Plus l'énergie est importante, plus la puissance à apporter pour créer l'inversion de population est grande. A ce spectre est ajouté en rouge une courbe représentant une évolution de l'intensité au carré en fonction de la puissance de pompe. On peut observer que l'effet seuil est d'autant plus marqué qu'il ne suit pas du tout l'évolution au carré en
fonction de la puissance de pompe.



FIGURE 3.17 – Évolution de l'intensité intégrée et de l'affinement pour le mode localisé à 1966 nm, avec deux puissances de pompe supplémentaires à 24 mW et 28 mW par rapport à la figure 3.15. On distingue un seuil autour de 10 mW, soit environ 36 $kW.cm^{-2}$. A ce spectre est ajouté en rouge une courbe représentant une évolution de l'intensité au carré en fonction de la puissance de pompe. On peut observer que l'effet seuil est d'autant plus marqué qu'il ne suit pas du tout l'évolution au carré en fonction de la puissance de pompe.

Par ailleurs, sur les spectres 3.14 et 3.15, on peut aussi constater que la plus petite largeur à mihauteur relevée est à 0.35 nm (sachant que notre spectromètre possède une résolution de 0.2 nm environ), pour le mode localisé à 1987 nm, pour une puissance de pompe proche de la transparence, ce qui correspond à un facteur de qualité de l'ordre de 5680. L'obtention d'un facteur de qualité aussi important, et localisé sur le maximum de l'émission du germanium contraint, c'est à dire là où l'absorption est la plus importante, et une bonne indication supplémentaire quant au fait que le gain optique à surpassé les pertes majoritairement liées l'absorption du matériau. Ces facteurs de qualité, bien que très élevés pour des cavités en germanium, sont probablement encore limités par l'état de surface un peu rugueux des microdisques de germanium, comme décrit précédemment (voir figure 3.3). il restent malgré tout bien supérieurs à tout ce qui a pu être rapporté dans la littérature jusqu'à présent, germanium et germaniumétain inclus. On peut citer des facteurs de qualités de l'ordre de 200 à 400 qui ont étés rapportés dans des microdisques de germanium étain [15], ou encore de l'ordre de 2000 dans des microponts de germanium pur [19]. L'avantage d'avoir des facteurs de qualité aussi élevés est la diminution du seuil laser observé [20]. A noter que nous n'avons pas sélectionné pour notre analyse figure 3.15 les modes présentant une dégénérescence pendant leur évolution en fonction de la puissance de pompe, bien que certains semblent présenter un seuil et un affinement plus marqué, pour garantir la pertinence de l'analyse.

Étude comparative avec du germanium à gap indirect :

Pour mettre en avant nos résultats obtenus sur le microdisque de germanium à gap direct, nous avons mené une étude similaire sur un microdisque de germanium à gap indirect. Sur ces structures, la probabilité de recombinaison radiative est très faible, compromettant l'effet laser. Dans cette sous-partie, nous considérons un disque de 12 µm de diamètre contraint uniquement par en dessous par une couche de tenseur de nitrure. Le process de fabrication est strictement identique à celui bi-encapsulé, seule la dernière étape de dépôt de nitrure n'est pas réalisée. La conséquence directe de ce changement, c'est la contrainte biaxiale exercée sur le germanium, bien plus faible que celle exercée pour un échantillon bi-encapsulé. Avec ce type de structure, on estime la contrainte biaxiale autour de 0.7 %. Cette valeur est inférieure à celle requise pour rendre le germanium à gap direct, autour de 1.67 %, comme détaillé au chapitre précédent [21]. Nous avons représenté figure 3.18 le spectre de photoluminescence d'un microdisque de germanium de 12 µm de diamètre refroidis à 80 K sous pompage optique en anneau à 1064 nm en continu. Le spectre est représenté sur une large gamme en longueur d'onde puis sur une zone plus restreinte autour de 2000 nm.

Sur le premier spectre **3.18** (a), on peut identifier la contribution de l'émission provenant du gap direct à 1550 nm, et celle provenant du gap indirect autour de 1900 nm, sur laquelle les modes de galerie sont observés. Leur évolution en fonction de la puissance représentée figure **3.18** (b) ne dénote pas d'une dynamique particulière, ni d'un affinement, contrairement à l'évolution observée **3.15**. Il n'y a pas d'effet de seuil visible, et la largeur à mi-hauteur des modes de galerie augmente en fonction de la puissance de pompe. Pour le mode de galerie localisé à 1998 nm par exemple, comme le montre la figure **3.18** (c), la largeur à mi-hauteur continue d'augmenter de 0.7 nm à 1 nm et l'intensité augmente constamment jusqu'à saturation au delà de 16 mW. A noter que nous n'avons pas considéré pour cette analyse le mode localisé à 1988 nm, qui a un meilleur contraste mais se sépare en deux modes distincts au delà de 16 mW. Notons également que les modes de galerie visibles sur l'émission issue du gap indirect restent visibles à température ambiante également, avec des facteurs de qualité équivalents, ce qui n'est pas le cas pour les modes de galerie issus de la transition directe, visibles uniquement à basse température. Seuls subsistent quelques modes Fabry-Pérot avec un facteur de qualité très faible ; Pour ces modes, nous observons de même un comportement similaire, à savoir aucun effet de seuil et une augmentation de la largeur à mi-hauteur lorsque la puissance de pompe augmente.

En conclusion, il apparait clair que l'effet laser observé sur le disque bi-encapsulé est lié à la contrainte biaxiale exercée sur le germanium. Même en pompant en en collectant dans les mêmes conditions (pompage en anneau, pied en aluminium notamment), on ne parvient pas à observer de seuil ou d'affinement sur du germanium peu contraint.

Dépendance en température :

Nous avons également étudié la dépendance en température de l'émission stimulée dans les microdisques, ainsi que celle de l'émission spontanée. Le signal de photoluminescence normalisé du microdisque en fonction de la température est représenté figure 3.19. On peut constater que le signal est relativement constant entre 15 K et 300 K. Il est également en bon accord avec le signal modélisé pour un splitting entre la vallée Γ et la vallée L de 0 meV, c'est à dire pour un germanium à gap direct. Pour



FIGURE 3.18 – (a) Spectre de photoluminescence à 80 K d'un disque de germanium contraint par en dessous de 12 µm de diamètre, donc à gap indirect. Le pompage se fait en continu à 1064 nm, en anneau. (b) Zoom sur ce même spectre de photoluminescence autour de 2000 nm, pour diverses puissances de pompe. (c) Évolution de l'intensité et de l'affinement en fonction de la puissance de pompe pour le mode localisé à 1998 nm.

cette modélisation, nous avons considéré un temps de vie des porteurs effectif de 1 ns. Par conséquent, on peut considérer que celui-ci reste quasiment constant lorsque la température augmente.



FIGURE 3.19 – Signal de photoluminescence normalisé en fonction de la température du microdisque. La courbe bleue correspond à l'amplitude modélisée pour un splitting entre la vallée Γ et la vallée L de 0 meV, c'est à dire pour un germanium à gap direct.

La figure 3.20 (a) représente la dépendance de l'émission du microdisque laser en fonction de la température du cryostat. Nous avons fixé la puissance de pompe à 8 mW (29 $kW.cm^{-2}$) pour cette étude. On estime que cela correspond à une densité de porteurs de $2.5.10^{18} cm^{-3}$. On peut observer sur cette figure que les modes résonants sont visibles jusqu'à 140 K de température de cryostat, toujours en pompage continu. C'est pourquoi nous affirmons à partir de cette analyse que l'effet laser est obtenu jusqu'à 140 K, bien que nous n'ayons pas pu mener une étude plus précise à cette température. Précisions qu'il s'agit ici de la température du cryostat, si nous prenons en compte l'augmentation de la température liée à la puissance de pompe (malgré le pied en aluminium) telle que décrite figure 3.10, alors la température effective du laser est de 180 K. Par ailleurs, nous avons également procédé à l'analyse de l'amplitude et de l'affinement d'un mode localisé à 1995 nm pour la mesure à 80 K. Le résultat est représenté figure 3.21. On peut voir que l'effet de seuil ainsi que l'affinement d'un facteur 2 restent visibles à cette température. On peut également noter sur cette figure que lorsque la température augmente, les modes de galerie observés restent localisés à une position stable en longueur d'onde. Cette stabilité est liée à la bonne dissipation thermique de nos microstructures grâce à l'introduction de pieds en aluminium dans notre procédé. Avec des pieds en oxyde, et comme illustré figure 3.10, l'échauffement aurait été beaucoup plus important (de l'ordre de 310 K), entrainant un déplacement des modes de galerie vers les grandes longueurs d'onde, voire une disparition totale des modes liés à des pertes trop importantes.

Sur la figure 3.20 (b), nous avons également modélisé le gain optique dans le germanium contraint

CHAPITRE 3. EFFET LASER DANS LE GERMANIUM : DE L'IMPORTANCE D'UNE BONNE DISSIPATION THERMIQUE

à 2 µm en fonction de la température, à l'aide d'un formalisme **k.p** 30 bandes. Dans cette simulation, trois paramètres jouent un rôle fondamental : l'écart en énergie entre les vallées Γ et L, l'élargissement homogène, et la température du microdisque. Nous avons considéré un élargissement homogène de 25 meV, et un écart en énergie entre les vallées Γ et L de 0 meV, sachant que d'après les simulations précédentes (voir figure 3.12), nous sommes à gap direct avec une contrainte biaxiale d'environ 1.7 %. D'après cette modélisation, nous avons au sein de notre microstructure de germanium contraint du gain optique théorique jusqu'à 240 K. Cette analyse est relativement cohérente avec les résultats obtenus expérimentalement. En effet, la température de 140 K à laquelle on observe encore un effet laser est celle du cryostat et non celle du microdisque. Si on lui ajoute 40 K lié à l'échauffement dû à la pompe, on arrive à une température effective de 180 K. On pourrait obtenir une correspondance entre la théorie et l'expérience encore meilleure si nous introduisions une dépendance en température de l'élargissement homogène.



FIGURE 3.20 – (a) Dépendance de l'émission du microdisque laser en fonction de la température. Les modes sont observables jusqu'à 140 K (température du cryostat). (b) Modélisation du gain à 2 µm en fonction de la température du substrat. D'après la modélisation, le gain doit rester positif jusqu'à 230 K.

Comme la figure 3.20 le laisse deviner, les effets thermo-optiques restent critiques sur l'émission stimulée du germanium contraint. Dès que la puissance de pompe augmente, l'augmentation de la tempé-



FIGURE 3.21 – Amplitude (en noir) et affinement (en rouge) pour le mode localisé à 1995 nm en fonction de la puissance de pompe, à partir de l'émission du microdisque laser à 80 K

rature réduit le gain optique attendu et limite plus ou moins fortement la dynamique des modes résonants. On peut noter d'après la modélisation que le seuil laser est sensé augmenter d'un facteur 1.5 entre 15 K et 80 K, ce qui est conforme avec les résultats expérimentaux (voir figure 3.21).

Pour augmenter la température de fonctionnement, il faudrait pourvoir augmenter la population d'électrons dans la vallée Γ . Pour cela, la solution la plus évidente dans un premier temps serait de pouvoir appliquer une contrainte encore plus importante que 1.7 % biaxial, pour augmenter l'écart en énergie entre la vallée Γ et la vallée L. On peut également envisager de réduire la probabilité de recombinaisons non-radiatives en optimisant les processus de gravures dans notre procédé. En effet, d'après l'état de surface du bord de l'échantillon, visible figure 3.3), notre process est encore perfectible. Réduire la probabilité de recombinaisons non-radiatives entrainerait une diminution du seuil et par conséquent une réduction de l'échauffement liée à la pompe. Pour réduire encore l'échauffement, on peut également envisager d'utiliser un pompage en pulsé avec une séparation des pulses de l'ordre de 10 μ s au moins pour laisser au microdisque le temps de se refroidir entre deux pulses.

3.2.3 Conclusion :

Pour conclure, nous avons fait la démonstration d'un effet laser dans un microdisque de germanium pur contraint en tension, à basse température (température effective de 180 K), sous pompage optique continu émettant à 1064 nm en anneau. Le seuil laser est de l'ordre de 18 $kW.cm^{-2}$. A noter que ces résultats ont fait l'objet d'une publication [22].

Pour appuyer notre argumentation et conclure cette sous-partie, nous avons confronté nos résultats

avec la liste des critères requis par la revue Nature Photonics pour pouvoir confirmer ou non l'observation d'un réel effet laser [23]. Cette checkist a été définie pour pouvoir rapidement cibler la pertinence du résultat revendiqué, ce qui en fait un outil précieux pour les reviewers de la revue en question. Cette checklist est donnée 3.2 ci dessous.

3.2.4 Microanneaux de germanium

Dans la même lignée de ce qui a pu être fait sur les microdisques de germanium, d'autres géométries de cavité ont été réalisées en conformité avec notre process actuel. Nous avons pu citer en exemple les microdisques de germanium combinés avec des réflecteurs de Bragg circulaires au chapitre 2 notamment, mettant en avant quelques résultats obtenus. Or, au vu de la configuration de pompage utilisée en anneau, et au vu de la quantité non négligeable d'émission spontanée provenant du centre du disque, nous avons exploré une autre géométrie de cavité de germanium en anneau. Avec une telle configuration, nous nous affranchissons d'un maximum d'émission spontanée provenant du centre du disque et favorisons potentiellement mieux l'émission stimulée à travers les modes de galerie localisés au bord du microdisque. Combiné à notre pompage optique en anneau usuel, on s'attend à améliorer le contraste de nos modes jusque là largement perfectible malgré la bonne dynamique et le bon affinement observé. Nous allons dans cette sous-partie développer sur les quelques résultats obtenus avec ce type de géométrie de cavité. A noter que le pied en aluminium est évidemment conservé dans le process, pour une dissipation thermique optimale.

Mise en œuvre

La mise en œuvre reste similaire à celle qui a été réalisée pour les microdisques avec pied en aluminium jusqu'à l'étape de design des microdisques. En reprenant la figure illustrant le process incluant les pieds en aluminium figure 3.1, les étapes a) à d) sont strictement les mêmes pour la réalisation des anneaux. On arrive alors en 3.1(d) à un échantillon composé de 350 nm de germanium d'épaisseur sur une couche de nitrure contraint en compression de 400 nm environ. Ces deux éléments reposent sur 700 nm d'aluminium, 50 nm de barrière de nitrure et une couche d'or de 600 nm d'épaisseur, le tout sur substrat silicium. A partir de cet élément de base là, vient l'étape du design des microanneaux de germanium qui doit se faire en deux étapes successives de lithographie électronique et de gravure plasma :

Concrètement, la première étape consiste à insoler la zone centrale des anneaux de germanium, à l'aide de la résine positive usuelle (ZEP-520). Le masque pour ce premier niveau de lithographie consiste en la réalisation de plusieurs disques pleins, de diamètres variables (entre 3 μ m et 15 μ m) qui seront les diamètres intérieurs de nos anneaux. Après lithographie électronique et développement, on grave une première fois via gravure plasma jusqu'à atteindre une épaisseur de germanium la plus faible possible sur la zone gravée, de l'ordre d'une dizaine de nanomètres. Après nettoyage de la résine restante, il reste à réitérer un deuxième niveau de lithographie sur le même principe, en insolant cette fois ci une large zone rectangulaire de 40 μ m sur 150 μ m avec des trous circulaires coïncidant dans leur positionnement avec les trous précédents. Les diamètres de ces trous circulaires sont supérieurs de 2 μ m ou 3 μ m aux creux précédents pour avoir à notre disposition des anneaux de 2 μ m et 3 μ m de largeur. Après lithographie

Laser checklist de Nature Photonics	Réponse	Commentaire
Les courbes de l'amplitude de sortie en fonction de la puissance de la pompe ont- elles été fournies sur un large gamme de puissance, et montrent-ils clairement un effet de seuil?	Oui	Une décade de puissance de pompe, le seuil est clairement identifiable, voir figure 3.15.
Les spectres de photoluminescence avant, pendant, et après le seuil laser ont ils été fournis? Représentent-ils un affinement des modes?	Oui	Les spectres fournis figure 3.11 et 3.14 montrent un affinement clair des modes résonants entre les puissances d'avant seuil et celles d'après seuil.
La cohérence ou polarisation de l'émis- sion du laser a-t-elle été mesurée ?	Non	La polarisation n'a pas pu être mesurée avec précision avec notre configuration de collection. En effet, nous avons collecté les modes par dessus l'échantillon, alors que les modes de galeries émettent de fa- çon préférentielle dans le plan du micro- disque. Nous n'en collectons ainsi qu'une petite partie.
Le profil spatial de l'émission a t-il été me- suré? Montre-il l'existence d'un faisceau laser sous le seuil?	Non	Le profil spatial n'a pas été mesuré, mais ont s'attend à ce qu'il soit identique à ce- lui des modes de galerie, car l'effet laser provient sans aucun doute des modes de galerie.
Les conditions de pompage (continu, pulsé, température de fonctionnement) sont elles clairement indiquées? Les va- leurs de seuil sont elles fournies sous la forme de densité de puissances?	Oui	Nous avons fait la démonstration d'un ef- fet laser dans un microdisque de germa- nium pur contraint en tension, à basse température (température effective de 180 K), sous pompage optique continu émet- tant à 1064 nm en anneau. Le seuil laser est de l'ordre de 18 $kW.cm^{-2}$.
Est ce que les auteurs se sont assurés que les caractéristiques particulières de l'émission ne sont pas liées à d'autres phénomènes physiques que l'émission stimulée? Par exemple, de l'émission spontanée amplifiée, de la diffusion etc	Oui	Nous avons un effet de seuil clairement identifiable, et un affinement des modes d'un facteur supérieur à 2. Cet affinement d'un facteur supérieur ou égal à 2 est co- hérent avec les équations de Schawlow- Townes 3.2.2 et 3.2.2. On peut donc ex- clure tout autre phénomène physique. Par ailleurs, l'étude menée sur un disque de germanium à gap indirect représentée fi- gure 3.18 montre que l'effet de seuil et l'affinement sont des phénomènes loin d'être systématiques sur nos structures. Les modes de galerie sont bien visibles mais la dynamique des modes n'évolue pas avec la puissance de pompe, tandis que les modes s'élargissent.

TABLEAU 3.1 – Laser Checklist de Nature Photonics [23]

Laser checklist de Nature Photonics	Réponse	Commentaire
Est-ce qu'une étude théorique a été me- née pour s'assurer que les valeurs expéri- mentales mesurées telles que le seuil la- ser, l'affinement, le gain, l'efficacité soient réalistes et raisonnables?	Oui	Nous avons mené plusieurs calculs théo- riques de contrainte 3.12, de température 3.10 par éléments finis , ainsi qu'un calcul du gain optique théorique en fonction de la température figure 3.20 (b). Les simula- tions valident les résultats expérimentaux obtenus.
Combien de structures ont été fabriquées et testées ? Pouvez-vous fournir des sta- tistiques sur leur comportement et chiffrer les erreurs éventuelles ?	Oui	Nous n'avons pas observé de problèmes particuliers pendant le pompage optique de nos échantillons sur la gamme de puis- sance utilisée. Les résultats sont aisé- ment reproductibles sur la même struc- ture. En revanche, à partir de certaines fortes puissances de pompe (supérieures à 200 $kW.cm^{-2}$ typiquement), les struc- tures commencent à se dégrader, mais ces puissances sont bien au dessus du seuil laser mesuré de 18 $kW.cm^{-2}$. Nous avons constaté un effet laser sur une di- zaine de structures de taille similaire voire supérieure sur l'échantillon (15 µm de dia- mètre notamment), même si nous avons concentré notre analyse sur le disque de diamètre 12 µm plus particulièrement.

TABLEAU 3.2 - Laser Checklist de Nature Photonics (suite) [23]

électronique et développement, il reste cette fois à graver l'échantillon via une gravure plasma similaire avec la précédente, mais avec un temps de gravure beaucoup plus long pour pouvoir atteindre la couche d'aluminium. On nettoie ensuite la résine restante.

A ce moment là, on en revient au process usuel de sous-gravure de nos microanneaux de germanium avec pied métalliques, à savoir une gravure humide via une solution diluée d'hydroxyde de potassium (KOH). On arrive alors à des microstructures contraintes via le tenseur de nitrure sous la couche de germanium, et suspendues via un pied en aluminium. Deux images de ces structures lors de cette étape sont données figure 3.22 ci-dessous, avec d'un côté une photographie pris au microscope optique d'un microanneau vu par le dessus et de l'autre une image MEB d'un microanneau de germanium par le côté. Sur la photographie prise au microscope optique, on peut distinguer au centre de l'anneau le pied en aluminium soutenant le structure. En effet, l'épaisseur de germanium au centre est extrêmement faible (une dizaine de nanomètres seulement), tandis que le nitrure est transparent dans le visible [24]. On peut aussi distinguer sur les deux images la membrane de nitrure de silicium qui exerce une très légère contrainte biaxiale sur le germanium.

Il reste ensuite la dernière étape du process qui est le dépôt d'une dernière couche de nitrure contraint sur les microstructures pour "biencapsuler" le tout. La dernière couche de nitrure fait environ 500 nm d'épaisseur, soit 100 nm de moins que le microdisque laser précédent, afin de ne pas exercer une



FIGURE 3.22 – (a) Image du microanneau de germanium contraint par en dessous obtenue (b) au microscope optique et (b) au Microscope Électronique à Balayage (MEB)

contrainte trop importante sur nos microanneaux, moins robustes que des microdisques. Pour mieux mettre en avant la différence de contrainte entre un microanneau de germanium contraint par en dessous et un microanneau biencapsulé, nous avons réalisé une mesure de leur photoluminescence à température ambiante. Les résultats sont représentés figure 3.23 ci-dessous. La structure analysée est un microanneau de germanium contraint de 11 µm de diamètre extérieur, et de 8 µm de diamètre intérieur, avant le second dépôt de nitrure et après le second dépôt de nitrure. Le pompage est réalisé en anneau à l'aide de notre lentille axicon pour une puissance fixe de 8 mW (29 *k*W.*cm*⁻² en termes de densité de puissance). On peut constater l'écart important entre les deux maximums d'émissions : celui-ci est localisé à 1600 nm environ pour le microanneau contraint par en dessous contre 2100 nm environ pour le microanneau bi-encapsulé. A noter que les deux spectres ont été réalisés avec deux détecteurs différents, le premier détecteur InGaAs multicanal ayant une fréquence de coupure à 2050 nm. Nous avons donc utilisé dans le cas du microanneau bi-encapsulé un détecteur monocanal InGaAs étendu ayant une fréquence de coupure de l'ordre de 2450 nm.

La contrainte exercée sur une telle structure est finalement relativement similaire à celle du microdisque laser. En atteste le profil de la trace du tenseur de déformation représenté figure 3.24 ci-dessous. Pour rappel, la trace du tenseur de déformation est directement proportionnelle à la différence d'énergie entre les vallées Γ et L. Les valeurs sont très proches de celles présentées figure 3.9. Quant à la répartition de la contrainte biaxiale dans le germanium, celle-ci est toujours aussi inhomogène, avec une contrainte plus élevée aux extrémités.

Mesures de photoluminescence à basse température :

Les premiers résultats d'intérêt sont obtenus à basse température. La figure 3.25 représente une mesure de photoluminescence réalisée à 15 K d'un anneau de germanium contraint de 11 μ m de diamètre extérieur, et 3 μ m de largeur. Le pompage se fait en anneau, à l'aide d'une lentille axicon, pour une puissance de 5 mW, soit une densité de puissance de 18 $kW.cm^{-2}$. Le dispositif de collection est similaire à celui utilisé jusqu'à présent, à savoir une collection par le dessus via un objectif grande focale à travers un cryostat haute stabilité. On peut distinguer sur le spectre de multiples modes de galerie localisés sur



FIGURE 3.23 – Spectres de photoluminescence à 300 K d'un microanneau de germanium contraint de 11 μm de diamètre extérieur, et de 8 μm de diamètre intérieur, avant le second dépôt de nitrure à gauche et après le second dépôt de nitrure à droite. Le pompage est en anneau pour une puissance fixe de 8 mW (29 kW.cm⁻². Le spectre de gauche a été réalisé avec un détecteur multicanal ayant une fréquence de coupure à 2050 nm environ. Le spectre de droite a été réalisé à l'aide d'un détecteur monocanal, pour mieux visualiser le spectre d'émission, sachant que l'émission s'est décalée de plus de 500 nm à cause de la contrainte exercée par le second dépôt de nitrure.



FIGURE 3.24 – Coupe à deux dimensions de la trace du tenseur de déformation sur toute la microstructure, telle que calculée par éléments finis, avec une représentation graphique de la trace du tenseur de déformation ($\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$) calculé au centre de la couche de germanium dans le plan de la couche, en fonction de la position dans l'anneau de germanium.

le maximum d'émission du germanium contraint, comme pour le disque laser. Les modes sont fins, et le contraste s'est amélioré par rapport au disque laser, même si le fond continu lié à l'émission spontanée reste bien présent malgré la structure en anneau. Autre différence notable par rapport au disque laser : l'émission est multimodale certes, mais le nombre de modes est plus réduit, et l'identification des familles de modes est plus aisée. Les paramètres considérés pour le rayon, l'indice effectif ainsi que le résultat de l'identification sont donnés sur cette même figure 3.25. A noter que comme pour le microdisque laser, nous considérons que l'émission stimulée est polarisée TM. En effet, pour rappel, pour du germanium contraint en tension, au centre de la zone de Brillouin, le gain optique est dominant pour la transition associée à la bande des trous légers, polarisée essentiellement en TM [9].



FIGURE 3.25 – Spectre d'émission d'un anneau de 11 μ m de diamètre à 15 K pour un pompage de 18 $kW.cm^{-2}$ en anneau. Le microanneau est pompé en anneau à l'aide d'un Nd-YAG, émettant en continu à 1064 nm. Avant 1940 nm, on peut observer que le spectre est modulé par diverses "lignes" d'absorption liées à la vapeur d'eau. Les familles de modes TM_0 et TM_1 sont clairement identifiables sur le spectre (flèches vertes et rouge respectivement).

En considérant une description phénoménologique des modes de galerie, à savoir comme résultant d'une multitude de réflexions totales internes, alors on peut en déduire une estimation grossière de l'intervalle spectral libre. Pour qu'il y ait résonance, il faut que l'onde constituant le mode revienne en phase avec elle-même après un tour complet dans la cavité. C'est à dire que le périmètre de la microstructure ne peut contenir qu'un nombre entier de longueurs d'ondes. Par conséquent, on a la relation suivante :

$$2\pi R_{eff} = \frac{m\lambda_m}{n_{eff}}$$
(3.6)

Les résonances s'opèrent donc pour des longueurs d'ondes discrètes. On en déduit alors une relation standard entre la longueur d'onde propre du mode et son indice, ainsi qu'une estimation de l'intervalle spectral libre, qui est l'écart entre deux fréquences propres :

$$\lambda_m = \frac{2\pi R_{eff} n_{eff}}{m} \tag{3.7}$$

$$FSR_{\nu} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2\pi R_{eff} n_{eff}}$$
(3.8)

Ce qui donne en longueur d'onde :

$$FSR_{\lambda} = \frac{\partial \lambda}{\partial \nu} FSR_{\nu} = \frac{\lambda^2}{2\pi R_{eff} n_{eff}}$$
(3.9)

Avec les paramètres sélectionnés, nous identifions plusieurs familles de modes modes TM_0 et TM_1 , avec une estimation de l'intervalle spectral libre à 37 nm, ce qui est cohérent avec l'espacement des modes observé sur le spectre figure 3.25. Notons que la fréquence de coupure de notre détecteur multicanal est à 2050 nm, ce qui diminue artificiellement le contraste du dernier mode localisé vers 2035 nm.

Pour ce qui est de la dynamique des modes en elle-même, nous avons mené une étude en fonction de la puissance de pompe de façon tout à fait similaire aux mesures réalisées sur le microdisque laser. Nous sommes toujours à basse température ici (15 K). Le résultat de cette étude est représenté figure 3.26 ci dessous. Nous avons représenté en 3.26 (a) les spectres de deux puissances de pompe de différentes : une puissance sous le seuil à 1.15 mW et une autre puissance à 3 mW au niveau du seuil. Sur le spectre à 1.15 mW, les modes de galerie sont inexistants, le peu d'émission observé provient de l'émission spontanée. Et lorsque l'on pompe suffisamment fort à 3 mW (soit une densité de puissance de 11 $kW.cm^{-2}$), les premiers modes de galerie commencent à apparaitre avec un contraste correct. l'émission est très multimode comme précédemment, mais certains modes de galerie tels que celui localisé à 1992 nm présentent un contraste et un affinement bien plus marqué que les autres. Ce mode, identifié sur l'étude précédente comme un mode TM₁, a été sélectionné pour une analyse plus approfondie de l'évolution de son amplitude et de sa largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe. Les résultats sont en 3.26 (b). On peut constater que la largeur à mi-hauteur du mode en question chute brutalement entre 2mW et 4 mW, passant ainsi de 0.75 nm à 0.25 nm, soit une réduction d'un facteur 3. Cet affinement est plus que conforme au critère lié aux équations de Schawlow-Townes citées précédemment (3.2.2), puisque l'affinement est d'un facteur supérieur à 2. Quant à l'amplitude du mode, celle-ci augmente brutalement sur la même échelle de puissance de pompe. On estime ainsi le seuil à 3 mW, soit 11 kW.cm⁻² en termes de densité de puissance. Ce seuil est très légèrement inférieur à celui constaté sur le microdisque laser.

A noter que nous avons ajouté à cette analyse un calcul par éléments finis de la température du microdisque pour un substrat refroidi à 15 K et un pompage en anneau. Les paramètres sont les mêmes que ceux utilisés pour le microdisque laser. La pompe est modélisée par une source de chaleur avec un paramétrage de la densité de puissance prenant en compte l'absorption du matériau à 1064 nm, et un coefficient de réflexion de 45 %. Est ainsi représenté à travers une échelle de couleur l'augmentation de la température dans la microstructure en fonction de la puissance de pompe. Pour une puissance de 10 mW, l'augmentation est tout de même assez importante, de l'ordre de 56 K, et malgré la présence des pieds en aluminium qui assurent une dissipation thermique optimale. Le fait d'utiliser une source continue, même à 1064 nm, ne participe pas vraiment à l'amélioration de l'échauffement, bien au contraire.



FIGURE 3.26 – (a) Zoom sur l'émission du microanneau de 11 µm à 1980 nm toujours à basse température (15 K). La flèche indique le mode localisé à 1992 nm sélectionné pour une analyse plus approfondie réalisée en (b). L'amplitude de ce mode (en bleu) ainsi que son affinement (en noir) sont représentés en fonction de la puissance de pompe en (b), avec l'échauffement relatif du microanneau en fonction de la puissance de pompe. A la puissance maximale de 10 mW, le microanneau s'est échauffé de 56 K.

Comportement en température :

Nous avons également comparé le comportement en température de nos deux nos microstructures laser, à savoir le microdisque et le microanneau, via un autre calcul par éléments finis, dont les résultats sont représentés figure 3.27. Sous des conditions de pompage identiques, on peut voir que le microdisque dissipe légèrement mieux la chaleur que le microanneau dans la modélisation. Mais l'effet est visible pour des puissances de pompe très supérieures aux seuils laser de ces structures (3 mW pour l'anneau et 5 mW pour le disque). Par exemple, pour une puissance de 16 mW, l'écart entre les deux structures vaut 12 K environ. Alors qu'à 3 mW, l'écart reste de 3 K seulement.

Nous avons également mené une série de mesures de photoluminescence en fonction de la température du cryostat, de façon identique à celles réalisées figure 3.20. Les résultats sont représentés figure 3.28. On peut observer sur cette figure que les modes résonants sont visibles jusqu'à 120 K de température de cryostat, toujours en pompage continu. Nous affirmons à partir de cette analyse que l'effet laser est obtenu jusqu'à 120 K, contre 140 K pour le microdisque laser. A noter qu'il s'agit ici de la température du cryostat. Si on se base sur une augmentation de la température de 56 K dans le microdisque pour une puissance de pompe de 10 mW d'après le calcul par éléments finis figure 3.26, on obtient une température effective de 176 K. Cette température effective est au final similaire à celle obtenue pour le microdisque laser.



FIGURE 3.27 – Comparaison de l'évolution de la température entre le microanneau laser et le microdisque laser en fonction de la puissance de pompe.

Influence de la géométrie de pompe :

Au delà de sa géométrie originale, le microanneau permet de mettre en évidence l'intérêt de pomper avec une géométrie en anneau via notre lentille axicon. En effet, pour rappel, exciter en anneau permet d'optimiser le recouvrement entre la pompe optique et les modes de galerie, essentiellement localisés au bord du disque. Nous avions déjà constaté une amélioration notable sur le contraste des modes de galerie en appliquant cette technique de pompage sur nos microdisques avec pied en aluminium. C'est aussi cette méthode qui nous a permis d'obtenir pour la première fois des modes de galerie sur des microstructures avec pied d'oxyde à basse température, malgré la mauvaise conductivité thermique, comme démontré au chapitre 2.

Pour ce qui est de ces microstructures, l'influence de la géométrie de pompe est encore plus spectaculaire : la figure 3.29 ci dessous représente deux spectres de photoluminescence mesurés à 80 K dans deux configurations de pompage : une configuration en spot de 3 μ m de diamètre et une configuration en anneau de la même taille que le microanneau en question (11 μ m de diamètre extérieur, 3 μ m de largeur). Dans les deux configurations, nous pompons avec la même densité de puissance optique de 35 kW/cm^2 , ce qui implique dans la pratique d'exciter à 10 mW pour la configuration en anneau contre 1.5 mW pour la configuration en spot. Précisions que nous pompons toujours en continu à 1064 nm pour ces mesures. En observant la figure 3.29, on peut constater que le niveau de fond continu est relativement similaire dans les deux configurations. Les modes de galerie apparaissent avec un bon contraste pour le pompage en anneau tandis que pour le pompage en spot, les modes de galerie sont inexistants. A signaler que pour



FIGURE 3.28 – Dépendance de l'émission du microanneau laser en fonction de la température, puissance fixe (10 mW soit 35 kW/cm^2). Les modes sont observables jusqu'à 120 K (température du cryostat).

la configuration en spot, même en pompant à des puissances supérieures à 1.5 mW, le fond continu ne fait qu'augmenter sans apparition aucune des modes de galerie, jusqu'à même entrainer une dégradation locale du microanneau.

Ce résultat indique clairement qu'une configuration de pompage en anneau permet d'optimiser le recouvrement pompe/modes pour réduire le fond continu lié à l'émission spontanée provenant du centre, ou des zones ou les porteurs ont une probabilité de recombinaison radiative plus faible. On optimise ainsi la visualisation de l'émission stimulée, même si les spectres figure 3.26 montrent encore que le fond continu n'est pas complètement écrasé par celle-ci. On peut ajouter que l'inhomogénéité de la contrainte sur ces structures telle que calculée figure 3.24 est une raison supplémentaire pour adopter le pompage en anneau, puisque on apporte des porteurs sur toute la zone "utile", et non sur une zone spécifique dont on ne sait guère si elle est localement d'une contrainte suffisante pour atteindre le gap direct.



FIGURE 3.29 – Spectre d'émission d'un anneau de 11 μ m de diamètre à 80 K à 35 kW/cm^2 pour deux configurations de pompage : en anneau de mêmes dimensions que le microanneau (en rouge) et avec un spot de 3 μ m de diamètre (en noir).

Conclusion :

En conclusion, si on se réfère aux résultats obtenus sur le microdisque laser et qu'on les compare avec ceux obtenus sur le microanneau, on retrouve beaucoup de similitudes sur leurs performances, contrairement à ce qu'on aurait pu attendre d'une telle géométrie. En effet, les seuils lasers sont relativement similaires bien qu'un peu plus faible pour le microanneau $(18kW/cm^2 \text{ pour le disque contre } 11kW/cm^2 \text{ pour l'anneau}. Du point de vue de la dissipation thermique, l'anneau de germanium est très légèrement moins robuste que le microdisque, mais la température de fonctionnement effective est la même dans les deux cas (180 K), toujours sous pompage optique continu à 1064 nm.$ Alors que si nous avons préconisé ce design, c'est avant tout pour s'affranchir de l'émission provenant du centre du disque favorisant fortement l'émission spontanée et donc le fond continu important visible sur les spectres 3.14. Sur ce point, l'amélioration du contraste, bien que notable entre les deux configurations, n'est toujours pas optimale. Cette géométrie aura surtout permis de mettre en avant la bonne reproductibilité de nos mesures sur d'autres échantillons, la bonne fiabilité et flexibilité de notre process concernant les choix de cavités possibles, et l'efficacité du pompage en anneau par rapport à un pompage optique en spot standard.

3.2.5 Conclusion générale :

Finalement, pour résumer les principaux résultats de ce chapitre, nous avons obtenu un effet laser dans des microcavités de germanium contraint à l'aide de tenseurs de nitrure externes, avec pieds métalliques, sous pompage optique, et à basse température. Pour optimiser la dissipation thermique liée à la puissance de pompe, nous avons utilisé l'aluminium comme matériau supportant la microcavité. Le seuil laser est de l'ordre d'une dizaine de *k*W.*cm*⁻² en termes de densité de puissance, en pompage continu, à basse température. La température de fonctionnement du laser est de 180 K. Par rapport aux quelques lasers à base de germanium pur rapportés dans la littérature jusqu'à présent (2 jusqu'à présent : Celui réalisé par le MIT sous pompage optique [12] et électrique [25], et celui d'une équipe de Singapour [26]), notre configuration présente de nombreuses différences : Nous sommes les seuls à utiliser du germanium non-dopé, contraint à plus de 1.7 % biaxial, et à pomper en continu.

Cependant, si les résultats obtenus sont très prometteurs pour la suite, il existe encore bien des inconvénients à résoudre pour pouvoir optimiser les performances de notre dispositif. Tout d'abord, le rapport entre l'émission spontanée représentée par le fond continu et l'émission stimulée représentée par les modes lasers reste encore beaucoup trop peu important. Cette limitation réduit fortement le contraste et la dynamique des modes observés, ce qui est problématique si on envisage d'augmenter la température de fonctionnement. Cette limitation est liée à plusieurs causes, plus ou moins énoncées en conclusion du chapitre 2 : Même si les problèmes de dissipation thermique ont été résolus, nous avons conservé un dispositif de pompage et de collection par le dessus. Dans une telle configuration, et sachant que les modes de galeries sont localisés au bord du disque et émettent dans le plan du disque, nous ne collectons qu'une infime partie du signal utile, contre une énorme partie liée à l'émission provenant du centre de la cavité, responsable de ce fond continu qui augmente constamment avec la puissance de pompe.

D'autant plus que du fait de la contrainte par les tenseurs externes de nitrure, nos microdisques ne présentent pas une morphologie optimale sur les côtés, avec un affaissement constaté au profilomètre pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de nm selon le diamètre et la taille du pied. Ce problème est mis en évidence sur la figure 3.30 ci dessous. Nous avons représenté un calcul par éléments finis sous COMSOL de l'affaissement d'un microdisque standard de 8 µm de diamètre contraint par des tenseurs de nitrure, ainsi que la mesure expérimentale du profil du microdisque réalisée au profilomètre. On peut constater que l'affaissement entre le bord du microdisque et le centre et de l'ordre de 300 nm. Cet affaissement de profil est un problème majeur lié à l'utilisation des tenseurs de nitrure et aggrave encore la collection des modes de galerie, surtout avec notre configuration pour laquelle nous collectons par le dessus. Il est impératif pour les prochaines mesures de mettre en place un système de collection par

le côté, quitte à perdre la grande stabilité du cryostat "camembert" tel que présenté au chapitre 2. Ce système de collection par le côté sera mis en place en toute fin de thèse et détaillé au chapitre 4, sur des échantillons de germanium-étain uniquement.



FIGURE 3.30 – Profil théorique (a) et expérimental (b) d'un microdisque de germanium contraint par tenseurs externes de nitrure. Le microdisque en question fait 8 µm de diamètre. On peut constater un écart de profil entre le centre du disque et le bord du disque de l'ordre de 300 nm. Cet écart est vérifié expérimentalement sur la figure (b).

Mis à part ce problème majeur, on peut identifier d'autres causes à optimiser. En effet, contrairement aux autres équipes ayant fait la démonstration d'un laser dans le germanium pur, nous sommes les seuls à faire l'usage d'un dispositif de pompage en continu. L'utilisation d'une source de pompage pulsée, en plus d'apporter une dynamique de porteurs différente que celle d'une simple excitation continue, permet aussi de limiter encore plus l'échauffement dans le microdisque en fonction de la puissance de pompe. Malheureusement, la seule source pulsé à notre disposition était une diode laser émettant à 1064 nm réglée pour une configuration quasi-continue avec un rapport cyclique de 40 ns sur 500 ns. Les résultats obtenus avec ce type de source optique, même avec des pieds en aluminium, sont médiocres comparés à ceux en continu : les modes perdent en contraste, en dynamique et s'élargissent très vite lorsque l'on augmente la puissance. On peut envisager pour les prochaines expériences d'essayer de pomper avec un dispositif pulsé avec une durée de pulse plus faible.

Reste enfin le problème de la contrainte et de la température de fonctionnement. Intrinsèquement, on peut raisonnablement dire que nous avons atteint la limite de contrainte biaxiale possiblement applicable sur le microdisque avec cette méthode de tenseurs externes. Augmenter l'épaisseur de nitrure au delà de 700 nm au dessus entraine une destruction de l'échantillon. Comme démontré au chapitre 2, nous sommes en mesure d'atteindre le gap direct avec une tel dispositif. Mais visiblement, cela reste insuffisant pour faire laser le germanium à température ambiante.

Pour tenter de s'affranchir de ce point bloquant, le germanium pur ne parait plus être la solution idoine. Ces dernières années, les équipes de recherches à travers le monde se sont intéressées à un matériau d'un nouveau genre également à base de germanium, avec des résultats très prometteurs, que nous allons mettre en avant dans la suite de ce manuscrit.

En résumé :

- Réalisation de lasers à base de germanium pur à partir d'une cavité en microdisque et d'une cavité en microanneau.
- Contrainte liée à un tenseur de nitrure externe biencapsulant la cavité, pour une **contrainte biaxiale estimée à 1.7 % environ.**, suffisant pour rendre le germanium à gap direct.
- Approche avec support de cavité métallique pour limiter l'échauffement lié à la pompe, et sans entraver la contrainte.
- Seuil laser très faible obtenu sous pompage optique en continu pour la première fois : 18 kW.cm⁻² environ.
- Température de fonctionnement maximale : 180 K environ.
- L'approche avec le germanium pur n'est pas optimale. L'alliage de germanium avec l'étain parait prometteuse pour atteindre de meilleures performances.

3.3 Références

- A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, F. Bœuf, and P. Boucaud. Solving thermal issues in tensile-strained Ge microdisks. *Optics Express*, 26(22) :28376–28384, October 2018. 70, 80
- [2] H. M. Rosenberg. The thermal conductivity of metals at low temperatures. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 247(933) :441–497, March 1955. 70, 78, 82
- [3] Moustafa El Kurdi, Guy Fishman, Sébastien Sauvage, and Philippe Boucaud. Band structure and optical gain of tensile-strained germanium based on a 30 band k·p formalism. *Journal of Applied Physics*, 107(1) :013710, January 2010. 75
- [4] Y. P. Varshni. Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors (I). *physica status solidi (b)*, 19(2) :459–514, January 1967. 79
- [5] M. E. Levinshtein and S. L. Rumyantsev. Handbook Series on Semiconductor Parameters. WORLD SCIENTIFIC, November 1996. 79
- [6] Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Abdelhamid Ghrib, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Gennaro Picardi, Razvigor Ossikovski, and Philippe Boucaud. Direct Band Gap Germanium Microdisks Obtained with Silicon Nitride Stressor Layers. ACS Photonics, 3(3):443–448, March 2016. 81
- [7] M. Asheghi, M. N. Touzelbaev, K. E. Goodson, Y. K. Leung, and S. S. Wong. Temperature-Dependent Thermal Conductivity of Single-Crystal Silicon Layers in SOI Substrates. *Journal of Heat Transfer*, 120(1):30, 1998. 82

- [8] N. C. Frateschi and A. F. J. Levi. Resonant modes and laser spectrum of microdisk lasers. Applied Physics Letters, 66(22) :2932–2934, May 1995. 84
- [9] G. Jones and E. P. O'Reilly. Improved performance of long-wavelength strained bulk-like semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29 :1344–1354, May 1993. 86, 102
- [10] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112(6) :1940–1949, December 1958. 89
- [11] A. E. Siegman. Lasers. University Science Books, 1986. 89
- [12] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Rodolfo Camacho-Aguilera, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. Geon-Si laser operating at room temperature. *Optics Letters*, 35(5) :679–681, March 2010. 89, 108
- [13] Roman Koerner, Michael Oehme, Martin Gollhofer, Marc Schmid, Konrad Kostecki, Stefan Bechler, Daniel Widmann, Erich Kasper, and Joerg Schulze. Electrically pumped lasing from Ge Fabry-Perot resonators on Si. *Optics Express*, 23(11) :14815–14822, June 2015. 89
- [14] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher. Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si. *Nature Photonics*, 9(2) :88–92, February 2015. 89
- [15] Daniela Stange, Stephan Wirths, Richard Geiger, Christian Schulte-Braucks, Bahareh Marzban, Nils von den Driesch, Gregor Mussler, Thomas Zabel, Toma Stoica, Jean-Michel Hartmann, Siegfried Mantl, Zoran Ikonic, Detlev Grützmacher, Hans Sigg, Jeremy Witzens, and Dan Buca. Optically Pumped GeSn Microdisk Lasers on Si. ACS Photonics, 3(7) :1279–1285, July 2016. 89, 91
- [16] Joe Margetis, Sattar Al-Kabi, Wei Du, Wei Dou, Yiyin Zhou, Thach Pham, Perry Grant, Seyed Ghetmiri, Aboozar Mosleh, Baohua Li, Jifeng Liu, Greg Sun, Richard Soref, John Tolle, Mansour Mortazavi, and Shui-Qing Yu. Si-Based GeSn Lasers with Wavelength Coverage of 2–3 mm and Operating Temperatures up to 180 K. ACS Photonics, 5(3) :827–833, March 2018. 89
- [17] Q. M. Thai, N. Pauc, J. Aubin, M. Bertrand, J. Chrétien, A. Chelnokov, J. M. Hartmann, V. Reboud, and V. Calvo. 2D hexagonal photonic crystal GeSn laser with 16% Sn content. *Applied Physics Letters*, 113(5) :051104, July 2018. 89
- [18] Shuyu Bao, Daeik Kim, Chibuzo Onwukaeme, Shashank Gupta, Krishna Saraswat, Kwang Hong Lee, Yeji Kim, Dabin Min, Yongduck Jung, Haodong Qiu, Hong Wang, Eugene A. Fitzgerald, Chuan Seng Tan, and Donguk Nam. Low-threshold optically pumped lasing in highly strained germanium nanowires. *Nature Communications*, 8(1) :1845, November 2017. 89
- [19] Jan Petykiewicz, Donguk Nam, David S. Sukhdeo, Shashank Gupta, Sonia Buckley, Alexander Y. Piggott, Jelena Vučković, and Krishna C. Saraswat. Direct Bandgap Light Emission from Strained Germanium Nanowires Coupled with High-Q Nanophotonic Cavities. *Nano Letters*, 16(4) :2168– 2173, April 2016. 91

- [20] T. Baba and D. Sano. Low-threshold lasing and Purcell effect in microdisk lasers at room temperature. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(5) :1340–1346, September 2003. 91
- [21] Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Abdelhamid Ghrib, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Gennaro Picardi, Razvigor Ossikovski, and Philippe Boucaud. Direct Band Gap Germanium Microdisks Obtained with Silicon Nitride Stressor Layers. ACS Photonics, 3(3):443–448, March 2016. 92
- [22] A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, C. Baudot, F. Boeuf, and P. Boucaud. Germanium microlasers on metallic pedestals. *APL Photonics*, 3(10) :106102, August 2018. 96
- [23] Scrutinizing lasers. Nature Photonics, 11(3) :139, March 2017. 13, 97, 98, 99
- [24] E.D. Palik. Handbook of Optical Constants of Solids. Elsevier, 1985. 99
- [25] Rodolfo E. Camacho-Aguilera, Yan Cai, Neil Patel, Jonathan T. Bessette, Marco Romagnoli, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. An electrically pumped germanium laser. *Optics Express*, 20(10) :11316–11320, May 2012. 89, 108
- [26] Shuyu Bao, Daeik Kim, Chibuzo Onwukaeme, Shashank Gupta, Krishna Saraswat, Kwang Hong Lee, Yeji Kim, Dabin Min, Yongduck Jung, Haodong Qiu, Hong Wang, Eugene A. Fitzgerald, Chuan Seng Tan, and Donguk Nam. Low-threshold optically pumped lasing in highly strained germanium nanowires. *Nature Communications*, 8(1) :1845, November 2017. 108

Chapitre 4

Les alliages GeSn, une approche prometteuse pour un laser à température ambiante

Sommaire

4.1	Introduction	
	4.1.1	Rappels théoriques
	4.1.2	Croissance du germanium-étain
	4.1.3	Lasers à base d'alliages germanium-étain :
4.2	.2 Résultats expérimentaux : Effet laser dans le germanium-étain	
	4.2.1	Échantillons de GeSn à notre disposition
	4.2.2	Microfabrication des microdisques
	4.2.3	Résultats obtenus sur microdisques de GeSn monoencapsulés
4.3	3 Conclusion et Perspectives	
	4.3.1	Perspectives : Résultats préliminaires sur microdisques de GeSn biencapsulés
4.4	Référe	ences

4.1 Introduction

Pour pallier les limites d'efficacité d'injection d'électrons en centre de zone inhérentes à la proximité de la vallée L, il est également possible incorporer de l'étain dans la matrice de germanium. Sur le principe, l'effet est équivalent à celui que l'on obtient en appliquant une déformation en tension à du germanium pur, c'est à dire un décalage vers le rouge de la bande interdite et plus particulièrement une transition indirectedirecte de cette bande interdite pour une composition d'étain estimée autour de 8% [1]. Sachant que pour rappel, l'élément clef pour permettre l'obtention d'un gain suffisant pour un effet laser est l'obtention d'une bande interdite directe, en combinant les avantages de la contrainte par tenseur externe de nitrure tout en partant d'un alliage GeSn déjà à bande interdite directe, ou quasi-directe. Pour atteindre un régime laser à température ambiante dans un matériau à base de germanium, ce que personne n'a réussi à atteindre jusqu'à présent, cette approche parait la plus prometteuse à l'heure actuelle, notamment au vu des résultats obtenus depuis 2015 et la démonstration du premier laser GeSn à bande interdite directe à basse température [1].

Cependant, lorsqu'il s'agit de réaliser l'alliage entre l'étain et le germanium pour réaliser des fonctions optoélectroniques sur silicium tout utilisant l'alliage comme couche active, la réalisation n'est pas triviale et pose un certain nombre de problématiques. C'est ce dont nous allons discuter dans un premier temps dans ce chapitre. Puis dans un second temps nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus sur les premiers échantillons disponibles pendant ma dernière année de thèse, en collaboration avec le centre de recherche de Jülich en Allemagne notamment.

4.1.1 Rappels théoriques

Sur la figure 4.1 ci-dessous, nous présentons les résultats de calcul théoriques de la bande interdite du GeSn et du spliting entre les vallées Γ et L en fonction de la composition en étain et en fonction de la déformation appliquée sur le matériau en question, qu'elle soit en compression ou en tension. Ce calcul a été réalisé en 2013 par une équipe de l'université de Stanford [2], à partir d'une méthode empirique du pseudopotentiel (empirical pseudopotential method ou EPM).

Comme on peut le constater, pour du germanium pur ce calcul prévoit une bande interdite directe pour une déformation biaxiale en tension de 1.5% environ. Alors que l'on obtient une bande interdite directe pour du germanium-étain avec une composition d'étain de 7%, sans l'application d'une déformation biaxiale. Bien entendu, il s'agit d'une étude théorique, dont les chiffres annoncés peuvent être sujet à discussion. Malgré tout, cette étude réalisée est intéressante car elle démontre que sur le principe il est tout à fait pertinent de combiner l'alliage avec l'étain et la déformation en tension pour contrôler le splitting entre les vallées Γ et L. Le fait de pouvoir combiner ces deux paramètres doit permettre d'atteindre un régime de bande directe en éloignant significativement, de plusieurs fois le facteur kT, la vallée L au-dessus de la vallée Γ .

Par exemple, pour atteindre typiquement un splitting de +80 meV avec une déformation biaxiale en tension de 1.4%, ce qui est largement réalisable avec la technique de bi-encapsulation via tenseurs externes de nitrure telle que démontrée au chapitre 3, il faudrait une composition d'étain seulement supérieure à

CHAPITRE 4. LES ALLIAGES GESN, UNE APPROCHE PROMETTEUSE POUR UN LASER À TEMPÉRATURE AMBIANTE

5%. Autre possibilité : on sait que l'on peut atteindre des déformations de l'ordre de 0.6 % (équivalent biaxial) dans des guides d'ondes. Or, avec ce niveau de déformation et une composition d'étain de 7%, le splitting serait déjà supérieur à 40 meV. Cette approche laisserait aussi la possibilité d'utiliser des cavités en guide d'onde moins contraintes tout en bénéficiant d'une bonne longueur de propagation au bénéfice du gain ou pour être intégré dans un schéma de laser plus classique de type DBR (Distributed Bragg Reflector Laser).

Bien sur, il convient de préciser ici qu'atteindre des valeurs plus élevées de splitting entre les vallées Γ et L va automatiquement entrainer un décalage important de la longueur d'onde d'émission du laser en question. La longueur d'onde télécom à 1.55 µm ne serait alors plus d'actualité, mais plutôt la gamme de longueur d'onde 3-5 µm. Réaliser un laser dans cette gamme de longueur d'onde ne serait pas dénué d'intérêt, bien au contraire, car elle pourrait permettre pour une entreprise telle que STMicroelectronics d'ouvrir la perspective de nouveaux marchés, pour la spectroscopie de gaz, le suivi d'environnements pollués etc...



FIGURE 4.1 – Représentation du calcul de l'énergie du gap dans le GeSn ainsi que du spliting entre les vallées Γ et L en fonction de la composition en étain et en fonction de la déformation biaxiale appliquée sur le matériau en question, qu'elle soit en compression ou en tension, d'après l'article [2].

4.1.2 Croissance du germanium-étain

La croissance de cet alliage est loin d'être triviale. Bien qu'introduite au début des années 80, l'épitaxie des alliages GeSn a fortement progressé ces dernières années, en raison de l'introduction de nouveaux précurseurs dans les procédés de dépôt chimique en phase vapeur (CVD) ([3],[4]).La principale difficulté est inhérente à la faible solubilité à l'équilibre de l'étain dans le germanium (inférieure à 1%), ce qui va générer des phénomènes de ségrégation de surface de l'étain, ainsi qu'un fort désaccord de maille entre l'étain et le germanium (15%). Cette faible solubilité entraine également une température de croissance

nécessairement inférieure à 400 °C, ce qui limite la qualité de la maille cristalline, et la possibilité de supprimer les potentiels défauts sous température élevée.

Pour une approche monolithique sur silicium telle que nous la privilégions, il peut être préférable d'effectuer la croissance du GeSn sur un substrat virtuel de germanium. Pour la croissance de GeSn sur Ge, le désaccord de maille va introduire une contrainte compressive qui doit être compensée par de fortes compositions d'étain pour atteindre la transition indirect-direct de la bande interdite. En réaction à cette nécessité, la contrainte en compression est plus conséquente, ce qui va limiter l'obtention d'une bande interdite directe. Il est donc primordial de relaxer cette contrainte compressive, en l'occurrence en effectuant des couches épaisses au-delà du seuil de relaxation plastique.

Les études effectuées dans ce sens par le groupe de Jülich [1] nous apprennent toutefois que la croissance de couches épaisses de GeSn sur Ge induisent la formation de dislocations, principalement localisées à l'interface. Ce qui induit que la couche de GeSn n'est que partiellement relaxée. Une image réalisée au microscope électronique en transmission (TEM) sur du germanium-étain avec une composition d'étain de 12.6% par cette équipe est donnée figure 4.2 ci-dessous. Ces dislocations sont la principale limite des performances obtenues pour les dispositifs laser malgré le fait que que la couche de GeSn présente une bande interdite directe. De plus, la contrainte résiduelle en compression dans la couche de GeSn épitaxiée doit être compensée par une plus forte concentration d'étain pour atteindre le régime de bande interdite directe. Typiquement, une composition de 11% est requise pour un GeSn épitaxié sur Ge/Si présentant une compression résiduelle de -0.4%, alors que pour du GeSn parfaitement relaxé, on peut estimer que la transition s'opèrerait pour une concentration de 7 à 9% d'étain seulement.

Le fait d'utiliser des hétéostructures Ge/GeSn/Ge de type puits quantiques avec des épaisseurs inférieures au seuil de relaxation plastique devrait permettre de limiter ces dislocations et d'améliorer la qualité du matériau. Cependant, cela impliquera toujours cette déformation compressive dans la couche GeSn qui agit à l'encontre de la formation d'une bande interdite directe. L'obtention d'une couche pseudomorphique de GeSn sur Ge présentant une bande interdite directe demanderait typiquement une composition de 6% d'étain et l'application d'une déformation externe en tension de plus de 1.5% afin de compenser la compression introduite par le désaccord de maille entre Ge et GeSn. Dans notre cas de figure, la technologie qui a été développée dans notre équipe jusqu'à présent à base de tenseurs de nitrure biencapsulants pour appliquer des déformations élevées au germanium présente un intérêt significatif pour le développement de dispositifs à base d'hétérostructures GeSn/Ge. C'est donc ce vers quoi nous nous sommes orientés pendant la dernière année de thèse.

4.1.3 Lasers à base d'alliages germanium-étain :

Par rapport au nombre de démonstrateurs lasers à base de germanium pur existants jusqu'à aujourd'hui, (on peut notamment citer : [5], [6], [7]), le nombre de démonstrateurs à base de germanium-étain est beaucoup plus important, notament sur ces trois dernières années. La possibilité d'incorporer des concentrations élevées en étain a conduit à la première démonstration d'un effet laser dans des couches GeSn "bulk" ([1]). En améliorant la qualité cristalline et la concentration en étain, la température maximale de fonctionnement de l'effet laser a constamment augmenté jusqu'à atteindre 180 K([8],[9]). Récemment, des hétérostructures à base de GeSn ont également été réalisées et il a été démontré que les semi-

CHAPITRE 4. LES ALLIAGES GESN, UNE APPROCHE PROMETTEUSE POUR UN LASER À TEMPÉRATURE AMBIANTE



FIGURE 4.2 – (a) Image TEM en coupe d'un échantillon de GeSn épitaxié sur germanium, avec une composition en étain de 12.6%. (b) Les dislocations (indiquées par des flèches bleues) émises au-dessous de l'interface GeSn / Ge (indiquées par des flèches oranges) ne pénètrent que dans la couche de germanium. (c) Image TEM haute résolution de l'interface. D'après la publication [1].

conducteurs de type SiGeSn sont des matériaux de barrière appropriés pour les puits multi-quantiques GeSn / SiGeSn, ce qui a permis d'améliorer considérablement les seuils des lasers GeSn ([10],[11],[12]). Avec de telles hétérostructures, les seuils lasers se sont réduits à 40 kW/cm^2 [12], contre plusieurs centaines de kW/cm^2 sur des couches "bulk". Malheureusement, cette approche en puits quantiques n'est pas vraiment optimale pour ce qui est du confinement des électrons, ce qui limite la température de fonctionnement à 100 K. Nous allons réaliser ci-dessous un bref récapitulatif des deux approches existantes pour le lasers GeSn (approche sur substrat de germanium "massif" et approche en hétérostructures GeSn / SiGeSn) existants à ce jour, en détaillant les avantages et les inconvénients des deux approches. Et ce pour mieux mettre en avant notre approche et nos résultats obtenus dans la suite de ce manuscrit.

Lasers GeSn sur substrat "massif"

Dans cette sous-partie, on peut citer plusieurs lasers, dans l'ordre chronologique :

• Le premier laser GeSn de Jülich (2015) [1] :

Il s'agit du premier laser GeSn à bande interdite directe, sous pompage optique, réalisé en 2015 par une équipe de recherche de Jülich en Allemagne : Les microcavités sont des guides rubans standard, dont une représentation schématique est donnée figure 4.3 ci dessous. Cette figure représente également et surtout les résultats d'émission laser obtenus dans ces guides rubans de GeSn. Ici, l'alliage est épitaxié sur un substrat virtuel de Ge sur silicium. La concentration en étain est de 12.6 %. Le fort désaccord de maille du GeSn sur Ge induit dans la couche épitaxiée une phase de relaxation plastique associée à l'apparition de dislocations à l'interface, représentées figure 4.2 plus haut pour justement mettre en avant ce phénomène. Le seuil laser est autour de 300 kW/cm^2 , ce qui reste très important, le régime d'émission laser n'est obtenu qu'aux basses températures, à 90 K maximum.



FIGURE 4.3 – A gauche, représentation de l'intensité intégrée de la photoluminescence en fonction de la puissance de pompe à basse température (90 K) dans une cavité Fabry-Pérot de 250 μ m de long à 1 mm de long. A droite, les spectres d'émission laser pour une puissance de pompage fixée à 500 kW/cm^2 et pour des longueur de cavités de 500 μ m et 250 μ m [1].

Le second laser GeSn de Jülich (2016) [13] :

Par rapport au laser précédent, celui-ci présente quelques améliorations en termes de température de fonctionnement et de seuil laser. La géométrie de la cavité est également bien différente puisque celle-ci est cette fois basée sur une structure en microdisque de GeSn avec pied en Germanium. L'équipe revendique une température de fonctionnement maximale de 130 K, ainsi qu'un seuil de $220 \ kW.cm^{-2}$ à 50 K de température de substrat, pour une concentration en étain de 12.6 %, soit identique au premier laser réalisé. La figure 4.4 met en avant les principales caractéristiques de ce deuxième laser GeSn, notamment l'augmentation de l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance de pompe, ainsi que l'évolution du mode en lui-même selon la puissance, pour une température de 50 K. A noter que le laser de pompe utilisé ici est un laser impulsionnel émettant à 1064 nm de longueur d'onde, avec des pulses de 5 ns pour un taux de répétition de 17 kHz.

• Le premier laser GeSn de l'université d'Arkansas (2016) [14] :

Cette équipe de l'université d'Arkansas propose un démonstrateur GeSn sur substrat silicium, mais pour une concentration d'étain un peu moins importante que les deux premiers, de l'ordre de 10 %. La microcavité se présente sous la forme d'un microguide classique dont une image MEB est représentée dans la figure 4.5 ci dessous. Par rapport aux deux lasers de Jülich, celui-ci présente l'avantage d'avoir un seuil laser à 10 K relativement faible, de l'ordre de 68 $kW.cm^{-2}$. Sa température de fonctionnement est en revanche quant à elle revendiquée à 110 K, soit de 20 K de moins par

CHAPITRE 4. LES ALLIAGES GESN, UNE APPROCHE PROMETTEUSE POUR UN LASER À TEMPÉRATURE AMBIANTE



FIGURE 4.4 – (a) Spectre de photoluminescence d'un microdisque de GeSn pour différentes excitations optiques à 50 K. (b) Courbe représentant l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance d'excitation. (c) Affinement du mode sous le seuil, d'après [13].

rapport au précédent. Une telle diminution du seuil laser est appréciable, mais notons tout de même qu'il faut prendre en compte dans chaque cas de figure la température pour laquelle le seuil est obtenu. Ainsi, l'équipe revendique 68 $kW.cm^{-2}$ pour une température de fonctionnement de 10 K, mais pour une température similaire à celle du premier laser GeSn réalisé, à avoir 90 K, le seuil constaté par l'équipe remonte à 166 $kW.cm^{-2}$, comme illustré dans la figure 4.5 ci-dessous. Cette valeur reste encore très élevée, mais tout de même diminuée d'un facteur 2 par rapport au premier laser. A noter que là encore, le laser de pompe utilisé ici est un laser impulsionnel émettant à 1060 nm de longueur d'onde, avec des pulses de 6 ns pour un taux de répétition de 45 kHz.

La raison d'une telle diminution est probablement liée à la diminution de la concentration d'étain dans la couche par rapport aux réalisations précédentes (10 % contre 13 %), ce qui réduit la présence de défauts et donc la probabilité d'avoir des recombinaisons non-radiatives perturbant la génération de gain. En revanche, la contrepartie majeure est l'augmentation du splitting Γ/L , entrainant une diminution de la température de fonctionnement. Il y aurait donc un compromis à trouver ici, mais si le seul paramètre d'ajustement est la concentration en étain, alors il est très difficile de réduire le seuil tout en augmentant la température de fonctionnement.

Le laser GeSn du CEA LETI (2017) [14] :

Pour cette équipe du CEA-LETI, le laser GeSn revendiqué est cette fois réalisé notamment à partir de couches ayant des concentrations d'étain de 16 %, ce qui est une première pour un démonstrateur laser. La cavité est un microdisque de GeSn, de 8 µm de diamètre. La température de fonctionnement revendiquée est une température record de 180 K, mais en contrepartie, le seuil laser à 25 K est de 377 *k*W.*cm*2. Cette valeur est extrêmement importante et n'est malheureusement pas souhaitable pour les applications pratiques. D'autant plus que cette valeur est donnée pour une température de 25 K seulement. Et si nous nous appuyons sur la figure 4.6 ci-dessous, on peut déduire un seuil laser d'approximativement 680 *k*W.*cm*2 à 180 K. Notons la longueur d'onde d'émission du laser en question, de 3.1 µm. Précisons que là encore, c'est un laser impulsionnel qui a été choisi



FIGURE 4.5 – Courbe représentant l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance d'excitation d'un guide de 600 µm de long à 10 K et 90 K. Les seuils mesurés sont de 68 et 166 kW.cm⁻² respectivement. A l'intérieur du graphique sont également représentés une image MEB du microguide en question, ainsi que l'intensité de photoluminescence en fonction de la température pour illustrer le caractère direct de la bande interdite. Plus bas sont également représentés les spectres de photoluminescence en fonction de la température pour illustrer le caractère direct de la bande interdite. Plus bas sont également représentés les spectres de photoluminescence en fonction de la température, notamment le spectre laser à 90 K.

pour exciter optiquement la microcavité, émettant à 1064 nm de longueur d'onde, avec des pulses de 0.6 ns pour un taux de répétition de 50 kHz.

Pour information, et toujours dans l'objectif de pouvoir réaliser un dispositif sous pompage électrique, pour atteindre une injection de porteurs libres similaire à celle injectée pour 220 kW/cm^2 dans la configuration du second laser GeSn [13], il faudrait une densité de courant de 190 kA/cm^2 . Soit encore deux ordres de grandeurs au dessus de ce qui sefait de plus courant en matière de lasers III-V à température ambiante. Alors que dire de cette valeur de 680 $kW.cm^2$ à 180 K? Tout cela pour conclure que malgré les efforts et les progrès importants qui ont étés réalisés ces trois dernières années, la marge de progression reste encore considérable pour ce type de structure.

Le second laser GeSn de l'université d'Arkansas (2017) [15] :

Dans la même lignée que ce qui a pu être réalisé par le CEA-LETI, l'équipe de l'université d'Arkansas a également présenté en fin d'année 2017 un laser GeSn à partir de microguides, mais pour une concentration d'étain très élevée, de l'ordre de 17.5 % au maximum. Et de la même manière que pour le laser de l'équipe du CEA-LETI, la température de fonctionnement maximale atteinte est de 180 K, pour des seuils encore plus élevés que précédemment à cette température, de l'ordre de 920 $kW.cm^{-2}$. Une valeur aussi élevée ne peut être liée qu'à la forte concentration en étain employée. Le laser de pompe, comme tous les autres lasers GeSn pompés optiquement, est un laser impulsionnel émettant à 1064 nm de longueur d'onde, avec des pulses de 6 ns pour un taux de répétition de 45 kHz.

Finalement, au vu de tous ces résultats, il apparait clairement que la qualité structurale du matériau



FIGURE 4.6 – (a) Courbe représentant l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance d'excitation d'un microdisque de 8 µm de diamètre à 25 K, pour une concentration en étain de 16 % (b) Évolution du spectre laser en fonction de la température (c) Courbe représentant l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance d'excitation d'un microdisque de 8 µm de diamètre à 180 K cette fois, pour une concentration en étain de 16 %



FIGURE 4.7 – Courbe représentant l'intensité intégrée du mode en fonction de la puissance d'excitation d'un microguide pour plusieurs températures. A l'intérieur du graphique est également représenté une image MEB du microguide en question

est pour le GeSn un facteur déterminant. Ce dernier point semble être le principal facteur limitant les performances obtenues pour GeSn/Ge sachant que les seuils semblent insensibles aux paramètres géométriques de la cavité, particulièrement à la longueur de la cavité. On peut interpréter cela par le fait qu'il est d'abord nécessaire de saturer les niveaux de défauts dans la couche avant de pouvoir atteindre un taux de remplissage suffisant dans les bandes de conduction et de valence pour atteindre le seuil de transparence. La forte sensibilité à la température pour l'obtention du gain dans la couche de GeSn renforce quant à elle l'idée que la principale limitation du rendement dans ce système est associée à des phénomènes de recombinaison non-radiatifs.

Il est clair que l'augmentation de la concentration d'étain dans la couche de GeSn, bien que très avantageuse en théorie (voir figure 4.1), multiplie la présence de défauts limitant le rendement des lasers obtenus, notamment au niveau des seuils lasers obtenus (on relève 300, 220, 168 kW.cm⁻² pour des températures de substrat situées autour de 100 K selon les équipes). Sauf que diminuer la concentration d'étain facilite l'obtention d'une maille cristalline de meilleure qualité, et donc un seuil laser plus bas, mais en contrepartie fait diminuer la température de fonctionnement du laser. Et peu importe la géométrie de la cavité. Il y a donc clairement un compromis à trouver, mais utiliser la concentration en étain comme seul paramètre variable ne parait pas vraiment être une solution viable pour progresser.

Laser GeSn à partir d'hétérostructures GeSn/SiGeSn :

Juste avant de présenter l'approche choisie par notre équipe sur le sujet, il est important d'aborder l'approche à base d'hétérostructures SiGeSn/GeSn développée par l'équipe de Jülich pour tenter de pallier ce problème. Une telle approche a été pensée pour favoriser un meilleur confinement des porteurs en les séparant de la zone de défauts via une couche de SiGeSn qui jouerait le rôle de barrière. On peut citer deux types d'hétérostructures lasers basées sur cette approche :

• La double hétérostructure standard SiGeSn/GeSn (2018) [16] :

Aussi appelée "DHS", consiste en la juxtaposition de deux hétérostructures de SiGeSn/GeSn. En théorie, en utilisant une telle double structure, et en choisissant judicieusement la composition de l'alliage, on peut assurer à la couche active (ici le GeSn) un confinement des porteurs par variation d'indice au niveau de la jonction. Ce type de structure, plutôt courant dans le cadre des lasers III-V [17], permet d'obtenir des seuils lasers plus bas dans la pratique, et c'est précisément l'objectif recherché ici, surtout au vu des seuils lasers de plusieurs centaines de kW/cm^2 nécessaires pour un laser GeSn "bulk". Nous allons cependant voir que dans la pratique, l'équipe de Jülich, qui a pour la première fois en 2018 réalisé un laser à partir de cette approche, n'a pas eu les résultats escomptés.

Dans le cas présent, il s'agit d'une couche de germanium-étain avec une forte concentration d'étain (de l'ordre de 14 %) juxtaposée entre deux barrières de SiGeSn. Une image au microscope électronique à transmission d'une telle couche est donnée figure 4.8 ci-dessous, d'après la publication [16]. Une expérience de spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS)¹, dont les résul-

^{1.} La spectrométrie de masse à ionisation secondaire est un procédé d'analyse de surface connu sous le nom de SIMS, d'après l'acronyme anglais signifiant Secondary lon Mass Spectrometry, qui consiste à bombarder la surface de l'échantillon à analyser avec un faisceau d'ions. L'échantillon est alors pulvérisé, et une partie de la matière pulvérisée est ionisée. Ces

tats sont également représentés, permet de confirmer la nature des couches visualisées. A partir de cette couche, l'équipe de Jülich a développé une cavité en microdisque telle que détaillée figure 4.4, et est parvenue à faire laser pour la première fois ce type de double hétérostructure sous pompage optique. On peut constater également sur la figure 4.8 les performances de cette structure : le seuil laser est localisé à 520 kW/cm^2 à 20 K, l'émission se fait autour de 2.7 µm, et dispose d'une température de fonctionnement de 120 K.



FIGURE 4.8 – (a) Image TEM d'une coupe SiGeSn/GeSn/SiGeSn, avec les résultats de l'analyse SIMS corrspondante. (b) Spectre de photoluminescence à 20 K. (c) Courbe représentant l'intensité intégrée du mode laser en fonction de la puissance d'excitation à 20 K, d'après la publication [16]

Nous ne sommes donc pas réellement dans une configuration bien meilleure que sur du GeSn "bulk" ici. L'avantage théorique de l'approche en double hétérostructure est en réalité réduit à néant dans la pratique à cause d'un problème assez commun : un réseau de dislocations qui se forme cette

ions secondaires sont alors accélérés vers un spectromètre de masse qui permettra de mesurer la composition élémentaire, isotopique ou moléculaire de la surface de l'échantillon.

fois à l'interface GeSn / SiGeSn. Ces dislocations nous amènent aux mêmes problèmes que pour les lasers GeSn "bulk" au final. C'est donc à partir de ce constat qu'une autre approche à base de multiple puits quantiques (MQW) GeSn / SiGeSn à été privilégiée par cette même équipe de Jülich.

Les multiples puits quantiques (MQW) GeSn / SiGeSn (2018) [18] :

Pour cette approche, l'équipe de Jülich a cette fois-ci réalisé un empilement des couches SiGeSn/GeSn sur 10 périodes, pour des épaisseurs de l'ordre de 10 nm ([16],[18]). Une image TEM d'une telle couche est représentée dans la figure 4.9 ci dessous. Une cavité en microdisque standard à ensuite été réalisée à partir de ces couches. L'avantage en théorie d'une telle approche, est de bien confiner dans une direction de l'espace les électrons. Le mouvement des porteurs dans la direction du confinement est discrétisé, donnant lieu à des bandes d'énergie. Cela à aussi pour effet de diminuer le volume de la zone active, et de modifier en conséquence la densité d'états, ce qui permet d'augmenter le gain du matériau de façon importante par rapport à une structure "bulk" standard, pour des densités de porteurs relativement faibles [19]. Et augmenter le gain entraine une diminution du seuil laser, ce qui est l'objectif voulu ici. De plus, dans un puits quantique, les recombinaisons de type Auger sont supposées être supprimées [20]. Sachant que le coefficient Auger dans des matériau à faible gap tels que le GeSn est relativement élevé, la suppression des recombinaisons Auger peut être très avantageuse lorsque l'on augmente la température.

Toujours dans la figure 4.9, est représenté les différentes caractéristiques optiques du laser obtenu. Le laser de pompe est un laser impulsionnel émettant à 1550 nm de longueur d'onde, avec des pulses de 800 ps pour un taux de répétition de 20 kHz. Le seuil laser à 50 K est de 250 kW/cm^2 , mais l'équipe revendique à 20 K un seuil bien plus faible de l'ordre de 40 kW/cm^2 , pour une température de fonctionnement de 120 K. Si la température de fonctionnement est plus faible que ce qui a pu être fait sur du GeSn "bulk" (180 K maximum), le seuil laser atteint est un seuil record pour le germanium-étain.

Cependant, l'approche en multiple puits quantiques, bien qu'elle ait permis de franchir un cap dans l'abaissement du seuil laser, présente elle aussi quelques désavantages majeurs. Notamment si l'on souhaite augmenter la température de fonctionnement, il faudrait pouvoir encore augmenter la concentration en étain. Or, d'après une étude théorique basée sur un calcul **k.p** 8 bandes réalisé par cette même équipe de Jülich, mis en avant dans la publication [21], le confinement des porteurs est limité à forte concentration d'étain. Typiquement pour des concentrations d'étain de plus de 16 %, les couches barrières à base de SiGeSn sont elles aussi à gap direct. Cela risque donc d'introduire une probabilité de recombinaison radiative importante dans la couche qui est sensé jouer le rôle de barrière, entrainant ainsi de nouvelles pertes pour nos porteurs injectés, et une baisse du rendement du laser. Si l'on souhaite donc vraiment passer un cap important en termes de performances sur le seuil et la température de fonctionnement, cette approche n'est peut être pas la plus adaptée.

Conclusion, approche privilégiée par l'équipe :

Finalement, sur l'ensemble des lasers réalisés jusqu'à présent, ressortent des inconvénients majeurs dans l'ensemble des approches : Pour une approche "bulk" à forte concentration d'étain notamment, le matériau est suffisamment contraint pour atteindre le gap direct, mais les dislocations à l'interface sont



FIGURE 4.9 – (a) Image TEM d'une couche composée de MQW de 10 périodes de couches SiGeSn/GeSn, d'épaisseur 10 nm et 23 nm respectivement (b) Courbe représentant l'intensité intégrée du mode laser en fonction de la puissance d'excitation pour trois températures diffrentes (50, 100 et 120 K) (c) Spectres de photoluminescence pour différentes températures de substrat. Au delà de 120 K, l'effet laser n'apparait plus, d'après la publication [18]

à l'origine de recombinaisons non-radiatives diminuant fortement les performances du laser, induisant notamment des seuils lasers très élevés de l'ordre de plusieurs centaines de *kW/cm*² dans le meilleur des cas selon la température du substrat, avec une température de fonctionnement maximale de 180 K à l'heure actuelle. Quant à l'approche en hétérostructure, à l'aide de l'introduction de plusieurs barrières de SiGeSn, elle permet d'obtenir des réductions de seuil laser conséquentes, de l'ordre de 40 *kW/cm*² à 20 K, mais possède une température de fonctionnement bien inférieure à celle de l'approche "bulk" (120 K seulement). Là encore, les fortes concentrations en étain employées (autour de 14 %) sont la source de problèmes majeurs, elles rendent les couches barrières de SiGeSn à bande interdite directe, ce qui engendre des recombinaisons radiatives perturbant le bon confinement des porteurs.

Au vu de tout ces résultats, on peut constater que l'ensemble des résultats présentés plus haut se base sur le postulat que de fortes concentrations d'étain sont nécessaires pour obtenir les meilleurs performances possibles pour un laser germanium-étain. Or, il est clair au vu des inconvénients cités plus haut, que peu importe l'approche privilégiée, ce sont les fortes concentrations en étain qui semblent limiter le plus les performances des dispositifs.

C'est pourquoi, notre équipe à choisi de privilégier tout au long de la dernière année de thèse des échantillons ayant une faible concentration d'étain, de l'ordre de 6%. Mais si l'on en croit le calcul théorique représenté précédemment figure 4.1 plus haut, pour 6 % de concentration d'étain, le matériau est toujours à gap indirect si l'on prend en compte la compression initiale du matériau (de l'ordre de -0.3 % biaxial) liée à sa croissance sur germanium qui a un paramètre de maille plus faible. C'est alors qu'intervient notre technique d'encapsulation de la structure par tenseur externes de nitrure présentée et développée sur les chapitre 2 et 3 de ce manuscrit. Les tenseurs de nitrure peuvent en effet exercer une contrainte en tension allant jusqu'à 1.7 % biaxial sur des microdisques de germanium standard. D'après le calcul théorique de la figure 4.1, si l'on applique une telle contrainte sur le germanium-étain, le gap direct est alors largement atteint sur une couche de GeSn de 6% de composition d'étain. On peut ainsi conserver une qualité cristalline de la couche de GeSn optimale pour un seuil laser bas, en s'affranchissant de la

contrainte en compression exercée de base sur substrat germanium pour atteindre le gap direct avec plus de flexibilité que pour du simple germanium pur. D'autant plus qu'avec la dissipation thermique optimisée grâce à la réalisation de pieds métalliques ne perturbant pas la contrainte (voir le chapitre 3), on peut s'attendre à des performances optimales du point de vue de la température de fonctionnement. En théorie, toutes les conditions sont donc réunies dans notre équipe pour la conception d'un microdisque laser en germanium-étain contraint par tenseurs externes de nitrure avec des performances records. Nous allons donc présenter dans la seconde partie de ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus par le biais de cette approche.

4.2 Résultats expérimentaux : Effet laser dans le germanium-étain

4.2.1 Échantillons de GeSn à notre disposition

Dans le cadre d'une collaboration avec deux équipes de recherche, le CEA-LETI et Jülich, nous avons bénéficié pour ma dernière année de thèse de plusieurs types d'échantillons de germanium-étain épitaxiés sur germanium, avec des compositions et des épaisseurs en germanium-étain différentes :

• En provenance de Jülich :

Plusieurs échantillons de germanium-étain déposés sur substrat germanium avec une faible concentration d'étain (5.4%). La croissance du germanium-étain a été réalisée par épitaxie, via un réacteur de type AIXTRON TRUCENT. Les molécules précurseurs utilisées sont le digermane de formule Ge_2H_6 pour le germanium et du chlorure d'étain de formule $SnCl_4$ pour le germanium. L'épaisseur de la couche de germanium-étain est en revanche relativement faible, de l'ordre de 300 nm, sous une température de croissance de 375 °C. Et comme vu dans les chapitres précédents, bien qu'une faible épaisseur soit plutôt un avantage pour maximiser la contrainte exercée par les tenseurs de nitrure, le confinement des modes de galerie dans la couche active sera peut être insuffisant. Pour notre laser germanium, nous avions considéré une épaisseur de couche active de 360 nm biencapsulé par des tenseurs externes de nitrure de 700 nm. D'autant plus que le procédé de microfabrication de microdisques biencapsulés sur pieds métalliques nécessite de graver une épaisseur non négligeable de germanium (au moins 450 nm à partir d'une couche de germanium de 800 nm fournie par STMicroelectronics). Ce point très handicapant nous poussera à limiter au maximum le temps de gravure du germanium, et également à considérer un autre procédé de microfabrication (au moins 450 nm à partir d'une couche de germanium de 800 nm fournie par STMicroelectronics). Ce point très handicapant nous poussera à limiter au maximum le temps de gravure du germanium, et également à considérer un autre procédé de microfabrication de microfabrication plus standard, sur pied germanium.

Par ailleurs, notons que plusieurs mesures par spectroscopie Raman réalisées par l'équipe de Jülich renvoient à une contrainte biaxiale en compression de -0.32 %, du fait de la différence entre le paramètre de maille du germanium et du germanium-étain. Si l'on se fie aux calculs théoriques de structure de bande réalisés par cette même équipe, on peut observer que cette couche de germanium-étain est en théorie à gap indirect, avec une bande de conduction L décalée de seulement 59 meV sous la vallée Γ . Pour rappel, pour du germanium pur relaxé, la bande de conduction L est décalée de 140 meV sous la vallée Γ . L'écart est donc sensiblement plus faible, ce qui permettra d'atteindre la gap direct avec plus de flexibilité sur la contrainte. En théorie, une simple encapsulation par couche de nitrure permettrait d'atteindre le gap direct.
Pour contrôler la qualité de la maille cristalline ainsi que la composition réelle d'étain, nous avons réalisé en collaboration avec une équipe du C2N (ex LPN) des mesures au microscope électronique en transmission sur un des échantillons fournis par Jülich. La figure 4.10 ci dessous représente une image TEM d'une coupe de l'échantillon. L'interface entre le germanium et le germanium-étain est aisément identifiable, en mode d'imagerie champ clair notamment dans le cadre vert. Les deux dislocations visibles sont indiquées par les flèches rouges. De manière globale, les dislocations sont localisées à l'interface ou de façon très proche de l'interface, c'est à dire pas au delà de 20 nm de cette interface, ce qui atteste de la bonne qualité cristalline de ces échantillons.



FIGURE 4.10 – Image TEM d'une couche de germanium-étain de faible concentration d'étain (5.4%), d'environ 300 nm d'épaisseur, fournie par Jülich. Deux dislocations sont visibles à l'interface entre les couches de germanium et de germanium-étain, indiquées par les flèches rouges.

• En provenance du CEA-LETI :

Nous avons également reçu quelques échantillons en provenance du CEA-LETI, composés de 450 nm de germanium-étain sur substrat germanium. L'épaisseur est ici bien plus avantageuse, pour le confinement des modes ainsi que pour le process de microdisque biencapsulé, mais malheureusement, la composition d'étain sur ces premiers échantillons reçus est d'environ 10%. Ces échantillons n'ont donc pas été priorisés pour la caractérisation optique par rapport aux échantillons de Jülich, même si la quasi-totalité des échantillons disponibles ont été processés. Nous verrons dans la suite que les différentes mesures de photoluminesence à basse température et à température ambiante sur ces échantillons ne nous ont pas permis d'observer un effet laser, et ce même sans couche externe de nitrure, alors que nous sommes en théorie dans une configuration de gap direct.

4.2.2 Microfabrication des microdisques

Sachant que l'épaisseur de germanium-étain à notre disposition sur les échantillons de Jülich n'est pas très élevée (300 nm), et qu'il est nécessaire d'en graver une partie pour la biencapsulation, nous avons procédé dans un premier temps à une simplification majeure du process de fabrication des microdisques. La réalisation tout à fait standard de microdisques de germanium-étain sur pied en germanium, avec une couche de nitrure contrainte redéposée en surface, ce qui nous donne un microdisque seulement monoencapsulé. L'avantage de cette approche est sa simplicité, sa rapidité de réalisation (critère très important sachant que la thèse touchait à sa fin) et sa contrainte de l'ordre de 1% biaxial qui est à priori suffisante pour atteindre le gap direct dans le cadre d'une concentration en étain de 5.4 %. Et la conductivité thermique du germanium reste correcte (59,9 $W.m^{-1}.K^{-1}$) par rapport à l'oxyde par exemple. Bien entendu, nous perdons tout de même certains avantages non-négligeables par rapport à l'autre approche par biencapsulation sur pied en aluminium : l'homogénéité de la contrainte, des contraintes biaxiales records allant jusqu'à 1.8%, une dissipation thermique optimale avec un pied en aluminium de conductivité thermique de l'ordre de 220 W.m⁻¹.K⁻¹ à 300 K. C'est pourquoi nous avons tout de même dans un second temps réalisé une autre série d'échantillons avec cette approche optimale. Une série d'images réalisés au MEB résumant l'ensemble des microstructures est donnée figure 4.11 ci-dessous. On peut y observer de gauche à droite : un microdisque de germanium-étain sur support germanium sans couche de nitrure, puis la même structure avec une couche de nitrure au centre, puis une structure contrainte par en dessous sur support aluminium à droite.



FIGURE 4.11 – Images MEB des différentes microcavités réalisées à partir des couches fournies par Jülich : De gauche à droite, nous avons : un microdisque de germanium-étain sur support germanium sans couche de nitrure, puis la même structure avec une couche de nitrure au centre, puis une structure contrainte par en dessous sur support aluminium à droite.

Le process menant à la réalisation de microdisques biencapsulés sur pied aluminium est relativement similaire à celui détaillé dans le chapitre précédent. Une figure rappelant l'ensemble des étapes avec ses modifications est donnée figure 4.12 ci dessous.

Nous détaillerons un peu plus sur le process simplifié menant à la réalisation de microdisques monoencapsulés sur pied germanium. Une figure reprenant les quatres principales étapes de ce process simplifié est également donnée figure 4.13 ci-dessous. Les microdisques sont réalisés par lithographie électronique et gravure plasma ICP, à partir d'un gaz Cl_2 , de façon tout à fait classique. Il s'agit d'une recette de gravure anisotrope, permettant ainsi d'assurer la verticalité des bords du microdisque. Vient alors l'étape critique de la sous-gravure du microdisque, pendant laquelle il faut nécessairement sous-graver



FIGURE 4.12 – Résumé de l'ensemble des étapes du process revisité pour la réalisation de microdisques de germanium-étain bi-encapsulés avec pieds en aluminium : ((a) Échantillon de départ, non processé, avec 300 nm de GeSn sur un substrat virtuel de germanium. (b) La couche de germanium-étain est ensuite recouverte par une couche de nitrure contrainte en compression, suivie d'une couche d'aluminium, puis d'une couche de nitrure ultrafine (50 nm). (c) Ces éléments sont ensuite collés sur un wafer de silicium hôte, via un collage Or-Or. Puis, le substrat Si est retiré. (d) La couche de germanium est gravée jusqu'à atteindre le germanium-étain, pour une épaisseur restante de l'ordre de 260 nm. (e) Les microdisques sont réalisés par lithographie électronique et gravure plasma. (f) et (g) Une sous-gravure sélective permet finalement de façonner le pied en aluminium. (h) Un dernier dépôt de nitrure contraint est réalisé, de l'ordre de 400 nm d'épaisseur.

le germanium de manière sélective par rapport au germanium-étain, ce qui est très délicat, surtout dans notre configuration où la concentration en étain est particulièrement réduite. Cette seconde étape de gravure est également réalisée par gravure ICP, à partir d'une recette à base de SF₆ cette fois. Comme visible sur les images MEB fournies figure 4.11, le résultat est visuellement très réussi. Précisons que la taille du pied de germanium est plus élevée que pour nos précédentes microstructures, puisque l'épaisseur de la couche de germanium de départ est de l'ordre de 2.5 µm. Reste alors la dernière étape de dépôt d'une couche de nitrure contrainte, déposée par PECVD tout comme notre process usuel, avec une épaisseur de 250 nm, soit quasiment identique à l'épaisseur de la couche de GeSn. L'image MEB du résultat final après dépôt est également visible sur la figure 4.11 centrale.



FIGURE 4.13 – Représentation schématique des différentes étapes du process simplifié pour l'obtention d'un microdisque contraint de GeSn sur pied en Ge : (a) Échantillon de départ, non processé, avec 300 nm de GeSn sur un substrat virtuel de germanium. (b) Les microdisques sont réalisés par lithographie électronique et gravure plasma à partir d'une recette à base de Cl_2 . (c) Sous-gravure du pied en germanium sélective par rapport au germanium-étain via gravure plasma à partir d'une recette à base de SF_6 . (d) Dépôt final d'une couche de nitrure contrainte d'une épaisseur de 350 nm.

A partir de ces échantillons sur pieds germanium, nous avons commencé à réaliser les premières caractérisations optiques que nous allons présenter ci-après.

4.2.3 Résultats obtenus sur microdisques de GeSn monoencapsulés

Mesures de contrainte par analyse Raman

Dans le cadre de cette thèse, nous avons effectué des mesures Raman résolues spatialement en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Couches Minces à l'école Polytechnique. Sur le principe, la spectroscopie Raman consiste en une technique de mesure de contrainte non-destructive. De base, l'interaction entre la lumière et la matière conduit à deux types de diffusions de la lumière : une diffusion Rayleigh (élastique) et une diffusion Raman (inélastique). Le gain ou la perte d'énergie des photons inélastiques émis par rapport aux photons incidents est traduit sur les spectres Raman par un déplacement en fréquence. En effet, le spectre Raman est constitué de deux parties symétriques par rapport à la fréquence d'excitation du laser : une première partie intitulée Stokes Raman qui sera liée à un transfert de quantum d'énergie de la lumière vers la matière, et une autre partie intitulée anti-Stokes Raman associée à un transfert de quantum d'énergie de la matière vers la lumière cette fois-ci. Ces bandes Raman observées à un déplacement en fréquence donné correspondent donc à l'écart en énergie entre les niveaux vibrationnels de la molécule analysée.

Le banc de spectroscopie Raman est guasiment identique à celui d'un banc de photoluminescence, avec une source laser de pompe, un spectromètre avec filtre pour éliminer la pompe et un détecteur. Au Laboratoire de Physique des Couches Mince, le dispositif est le suivant : La mesure est basée sur un spectromètre Labram HR800 de HORIBA Jobin Yvon, avec un laser à 532 nm et un objectif de microscope X100 avec une ouverture numérique de 0.9. L'échantillon à analyser, en l'occurrence notre échantillon de germanium-étain contraint ici, est fixé sur un porte échantillon mobile dans le plan, avec un pas de 500 nm. Un schéma représentatif d'un dispositif de mesure Raman standard est donné figure 4.14 ci-dessous. Un échantillon de germanium pur relaxé à été utilisé comme référence pour notre mesure de contrainte. L'acquisition du signal Raman retrodiffusé s'effectue en incidence normale à la surface de l'échantillon en suivant la même incidence que la pompe laser. Dans cette configuration, on favorise l'observation du couplage avec les phonons LO. Pour le germanium relaxé, la fréquence mesurée est de $300.37 cm^{-1}$. Trois différents emplacements ont été sondés : La couche de GeSn pleine plaque, c'est à dire dans une zone non-structurée, puis sur un microdisque de 4 µm de diamètre sans couche de nitrure externe, et ce même disque avec couche de nitrure externe. Le décalage en nombre d'onde mesuré par rapport à la valeur donnée pour le germanium relaxé vaut respectivement -3.1 cm^{-1} pour la couche pleine plague, -5 cm^{-1} pour le disque sans nitrure, et -12.3 cm^{-1} pour le disque de GeSn mono-encapsulé.

Ce décalage peut s'exprimer en fonction de deux composantes, liées à la fois au désordre de l'alliage et à la contrainte [22]. Une mesure du décalage peut donc nous permettre de remonter à une valeur expérimentale de la contrainte biaxiale en jeu sur cet échantillon. La relation du décalage Raman en fonction de ces deux composantes est la suivante [23] :

$$\Delta \omega = a x_{\mathrm{S}n} + b \varepsilon_{bi} \tag{4.1}$$

avec a étant le paramètre liée au désordre de l'alliage et b le potentiel de déformation.

Or, si l'on considère une concentration en étain de 5.4 %, un paramètre a de -88 cm^{-1} et un paramètre b de -521 cm^{-1} [23], on a :

$$\epsilon_{bi} = \frac{\Delta \omega - ax_{\mathrm{S}n}}{b} \simeq 1.45\%$$
(4.2)

Cette valeur de contrainte biaxiale de 1.45% est en toute logique plus faible que celle qui a pu être atteinte sur les microdisques de germanium pur bi-encapsulés, puisque la contrainte n'est exercée que

par le dessus dans notre configuration. Par ailleurs, il convient de préciser que la mesure Raman a été réalisée au centre du disque, mais aussi quasiment à la surface de l'échantillon. En effet, la profondeur de pénétration du laser de pompe dans la couche de GeSn ne représente que quelques dizaines de nanomètres. Au sein de la couche, nous verrons avec les mesures de photoluminescence réalisées que la contrainte biaxiale estimée est plutôt de l'ordre de 1.27 %. Cette légère baisse est probablement liée au fait que la distribution de la contrainte dans le matériau n'est pas tout à fait homogène, et que la valeur obtenue par photoluminescence correspond à une valeur moyenne issue de la recombinaison des porteurs sur tout le volume du disque.



FIGURE 4.14 – Exemple de banc de mesures Raman, d'après la publication [24]

Nouveau dispositif de photoluminescence et premières mesures :

Avant de présenter les résultats, notons que le dispositif de photoluminescence a été largement revu par rapport à celui présenté et utilisé pour les mesures du chapitre 2 et 3 sur le germanium pur. En effet, pour une meilleure optimisation du rapport signal sur bruit et une meilleure résolution (fixée à 1 cm^{-1}) sur les plages de longueur d'onde qui nous intéressent (2-3 µm), nous avons utilisé un FTIR (Fourier Transform Interferometer) en remplacement de notre monochromateur standard. Nous avons conservé le même détecteur InGaAs étendu avec une longueur d'onde de détection maximale de 2450 nm lorsqu'il est refroidi. L'avantage de ce détecteur est qu'il est possible d'étendre cette longueur d'onde maximale de coupure à 2600 nm lorsqu'il n'est pas refroidi, même si en contrepartie le rapport signal sur bruit diminue de façon drastique. Dans le cas de figure où l'émission du GeSn contraint irait au delà de cette plage de longueur d'onde, nous disposons également d'un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide, optimisé pour une détection de signal localisé entre les 3 et 5 µm de longueur d'onde. Le laser de pompe est toujours identique, à savoir un Nd :YAG émettant en continu à 1064 nm de longueur d'onde. Notons que le signal

de réponse est amplifié par un amplificateur transimpédance avec un gain de 107 V/A.

Pour ce qui est de la configuration de pompage et de collection, deux approches ont été réalisées : La première approche est la configuration classique pour laquelle l'excitation et la collection se font par le même objectif : C'est un objectif X50 de grande focale (4.5 mm) pour pouvoir pomper à travers la fenêtre du cryostat, mais en contrepartie avec une ouverture numérique correcte sans être très élevée (0.6). Le cryostat utilisé est le même que précédemment, avec une très haute stabilité une fois le flux d'azote et d'hélium régulé. Un schéma représentatif de cette première approche est donnée figure 4.15 ci-dessous :



FIGURE 4.15 – Représentation simplifiée du banc de mesure dans l'approche d'une collection et d'une excitation de l'échantillon par le dessus

La seconde approche est un peu plus originale, nous sommes parvenus à mettre en place un nouveau banc de mesure permettant de collecter le signal émis par la tranche de l'échantillon, et non plus par le dessus. C'est une approche dans laquelle le système de pompage et de collection sont bien distincts, avec deux objectifs séparés. L'objectif de pompage est un objectif X20 de très grande focale (2 cm), avec une ouverture numérique de 0.4. L'objectif de collection est un objectif X50 avec une très grande focale également (2 cm) ainsi qu'une ouverture numérique légèrement plus importante que pour l'objectif de pompage (0.45). La clef d'un tel système réside dans le cryostat utilisé, il s'agit cette fois-ci d'un cryostat rectangulaire, comportant quatre fenêtres permettant de séparer pompe et collection. La figure 4.16 représente une photographie mettant en avant la fenêtre rectangulaire du cryostat avec les deux objectifs de pompage et de collection. Le support de l'échantillon a été fabriqué en atelier pour avoir une légère inclinaison de 10° par rapport au plan du cryostat rectangulaire.

Chacune de ces deux approches présente ses avantages et ses inconvénients. A première vue, la deuxième approche en collectant par la tranche est la plus intéressante puisqu'elle permet de collecter beaucoup plus de signal issu du couplage des modes de galerie avec les bords du disque, ces derniers ayant une émission majoritairement localisée dans le plan du disque. Elle permet donc de résoudre un des problèmes majeurs soulevés pendant la conclusion du chapitre précédent sur le laser à base de ger-



FIGURE 4.16 – Photographie du cryostat rectangulaire utilisé pour collecter le signal du microdisque par la tranche à droite. A gauche, photographie du dispositif de collection et de pompage.

manium pur : nous collections beaucoup trop de signal issu du centre du disque, une zone dans laquelle l'émission spontanée écrase largement le signal utile, ce qui induit une baisse de contraste conséquente. De plus, elle permet de séparer le signal en polarisation TE du signal en polarisation TM à l'aide d'un polariseur, ce qui peut nous être utile pour l'interprétation des résultats.

Cependant, l'inconvénient majeur est essentiellement technique et provient du cryostat utilisé : nous perdons en effet toute la stabilité du premier cryostat, ce qui est un point absolument essentiel pour la réalisation de mesures précises et fiables, et notamment sous le seuil laser à faible puissance de pompe. Par ailleurs, nous sommes dans l'obligation d'utiliser des objectifs de pompage et de collection ayant une focale suffisante pour une détection à travers la fenêtre, sachant que la distance échantillon-fenêtre est plus élevée que précédemment (1 cm contre 3 mm pour la collection par le dessus). Ce qui induit forcément une ouverture numérique un peu plus réduite que pour la collection par le dessus. Malgré ces défauts, nous verrons que la deuxième configuration a tout de même permis d'améliorer de façon importante le contraste des modes observés. Les résultats provenant des deux approches seront mis en avant par la suite.

Analyse de l'effet laser

En collectant le signal par le dessus : La figure 4.17 (a) représente le spectre de photoluminescence d'un disque de 5 μ m de diamètre à température cryogénique (15 K), pour différentes puissances de pompe, en continu à 1064 nm. Nous sommes ici dans une configuration de collection et de pompage par le dessus, via le même objectif. A basse puissance d'excitation, typiquement 3.5 $kW.cm^{-2}$, nous pouvons observer une émission de largeur importante, qui peut être attribuée à l'émission spontanée uniquement.

Cette émission spontanée ne s'est pas couplée avec les modes de galerie et provient de la zone centrale du disque, que nous collectons malheureusement en majorité avec cette configuration de collection par le dessus. Toutefois, cela n'empêche pas l'apparition de plusieurs résonances une fois la densité de puissance augmentée, et notamment sur le maximum de l'émission du germanium contraint autour de 2350 nm. Les figures 4.17 (b) et (c) représentent l'intensité intégrée ainsi que la largeur à mi-hauteur des résonances principales localisées à 2260 nm et 2350 nm. On peut tout de suite constater qu'un effet de seuil est clairement identifiable dans les deux cas de figure, avec un seuil laser qui augmente pour les mdoes à plus haute énergie. Nous avons ainsi identifié un seuil de 5 $kW.cm^{-2}$ pour la résonance à 2350 nm, tandis que nous avons un seuil plus élevé, à 9 $kW.cm^{-2}$ pour la résonance à 2260 nm.

Ces valeurs de seuil sont des records absolus dans tout l'état de l'art sur les lasers à base de germanium-étain. En effet, comme détaillé précédemment, la plus faible valeur atteinte pour un laser à base de germanium-étain est de l'ordre de 40 $kW.cm^{-2}$ à 20 K [18]. D'autant plus qu'il s'agissait dans ce cas précis d'une configuration en MQW (multiples boites quantiques), la valeur de seuil record atteinte pour une cavité en microdisque de germanium-étain étant plutôt de 68 $kW.cm^{-2}$ à 10 K [14]. Cette valeur est également supérieure à celle obtenue par notre équipe sur le laser à base de germanium pur, à une dizaine de $kW.cm^{-2}$ près, comme détaillé au chapitre précédent.

L'affinement des modes de galerie est également très marqué, d'un facteur légèrement supérieur à 2 pour les deux résonances prises en compte comme visible sur les figures 4.17 (b) et (c). Comme développé au chapitre précédent, l'affinement des modes d'un facteur 2 est une autre caractéristique de l'effet laser dans la cavité en microdisque. En effet, les équations de Schawlow-Townes stipulent que le mode résonant de la cavité doit s'affiner d'un facteur au moins égale à 2 lors de la transition entre émission incohérente sous le seuil et émission cohérente au-delà du seuil. Notre laser, au même titre que celui présenté au chapitre précédent, respecte cette condition.

Par ailleurs, une étude analytique des modes de galerie a été réalisée pour une identification des nombres radiaux et azimutaux. De la même manière que pour le laser germanium dans le chapitre précédent, nous avons calculé les positions spectrales théoriques de ces modes en polarisation TM. Sachant qu'au centre de la zone de Brillouin, le gain optique est dominant pour la polarisation TM (associée à l'émission de la bande des trous légers). Le gain en polarisation TM est un ordre de grandeur plus élevé que le gain en TE. Les longueurs d'ondes de ces résonances sont calculées en trouvant les racines de la m-ième fonction de Bessel, en considérant un modèle cylindrique à deux dimensions. L'indice effectif $n_{eff}(\lambda) = -1.6\lambda + 5.08$ suit une loi permettant de tenir compte la dispersion des modes confinés vertica-lement, à partir d'un modèle 1D des ondes se propageant dans la couche de GeSn. Il ne reste alors plus qu'à tracer le champ optique correspondant à chaque résonance pour obtenir les nombres radiaux et azimutaux correspondants. Ainsi, pour ce disque de 5 µm de diamètre, un bon accord à été trouvé pour les modes des figures 4.17 (b) et (c) avec respectivement les indices TM_{11,1} et TM_{12,1}. Le tableau 4.1 représentatif des positions théoriques et expérimentales de ces résonances a été réalisé ci-dessous, pour un disque de 5 µm de diamètre.

Finalement, avec cette configuration de collection, nous retrouvons des résultats proches de ce que nous avons pu observer sur le laser à base de germanium pur du chapitre précédent : Un affinement et un effet de seuil clairement identifiables, grandement facilité par le bon rapport signal sur bruit lié à la grande stabilité de notre cryostat à basse température, permettant l'acquisition de spectres à puissance de pompe



FIGURE 4.17 – (a) Spectre de photoluminescence à 15 K d'un microdisque de 5 µm de diamètre pour une densité de puissance variable. Le spectre en trait épais noir représente l'émission spontanée calculée pour une densité de porteurs excédentaires de $0.5.10^{17} cm^{-3}$. (b) et (c) Évolution de l'intensité intégrée et de la largeur à mi-hauteur en fonction de la densité de puissance de pompe sur les résonances identifiées comme étant les modes $TM_{11,1}$ et $TM_{12,1}$

Modes	TM _{9,2}	TM _{12,1}	TM _{8,2}	$TM_{11,1}$
Théorique (nm)	2229	2264	2308	2339
Expérimental (nm)	2239	2258	2324	2340

TABLEAU 4.1 – Positions théoriques et expérimentales des modes de galerie pour un microdisque de 5 μ m de diamètre.

faible à résolution élevée $(1cm^{-1})$. Le pompage se fait en continu, avec de très faibles densités d'excitation. Mais avec l'inconvénient majeur du contraste des modes de galerie ainsi que de la dynamique apparente de ces modes, très largement perfectible. En effet, dans cette configuration nous ne collectons toujours que très peu du signal utile résultant du couplage des modes de galerie, et une majorité de l'émission spontanée provenant du centre du disque. D'autant plus qu'il convient de préciser ici que nous n'avons pas utilisé la lentille axicon permettant de pomper en anneau sur les bords du microdisque, principalement à cause de la taille réduite de la microcavité en question (ici 5 µm) qui est quasiment identique à la taille du spot du laser de pompe.

Pour tenter d'améliorer la collection du signal utile des modes de galerie, nous sommes donc passés d'une configuration de collection par le dessus à une configuration de collection par la tranche de l'échantillon, avec le dispositif expérimental décrit plus haut.

En collectant le signal par la tranche : La figure 4.18 (a) représente le spectre de photoluminescence d'un disque de 4 µm de diamètre à température cryogénique (15 K), pour différentes puissances de pompe, en continu à 1064 nm. Nous sommes ici dans une configuration où la collection se fait par la tranche de l'échantillon, séparément du pompage. De la même manière que pour le spectre figure 4.18 précédent, à faible puissance de pompe, l'émission spontanée domine le spectre de photoluminescence, mais reste beaucoup moins apparente que pour la configuration précédente, et notamment lorsque l'on augmente la puissance de pompe. La résonance principale à 2330 nm identifiée comme étant un mode de galerie TM_{8.1} présente un contraste encore jamais observé sur nos mesures jusqu'alors, et domine le "background" lié à l'émission spontanée. D'ailleurs, la figure 4.18 (b) représente l'évolution de ce même background en comparaison avec l'intensité intégrée du mode dominant, et l'on peut sans ambiguïté observer un effet de seuil significatif avec une valeur de seuil estimée à 5 $kW.cm^{-2}$, tandis que le fond continu évolue linéairement avec la puissance de pompe. L'évolution de l'intensité intégrée est remarquable, et l'affinement l'est tout autant. En effet, la figure 4.18 (c) représente l'affinement et l'intensité intégrée en fonction de la puissance de pompe. Entre la faible densité de puissance et la plus élevée, on relève un affinement d'un facteur supérieur à 2, même si le mode est légèrement plus large que le mode laser du disque 5 µm observé figure 4.17 (2 nm contre 1.5 nm).

Un autre avantage non négligeable dans cette configuration reste la possibilité d'utiliser un polariseur pour filtrer le signal polarisé TE (dans le plan parallèle au plan (x,y) du disque) du signal polarisé TM (dans le plan perpendiculaire au plan (x,y) du disque). Le résultat de cette différenciation est donné figure 4.18 (a), pour une densité de puissance de pompe supérieure au seuil ($17 \ kW.cm^{-2}$). On peut observer que le mode laser dominant localisé à 2330 nm est largement polarisé TM, en accord avec le calcul analytique. Cette caractéristique est une preuve supplémentaire d'une modification de la structure de bande du germanium-étain liée à la contrainte. En effet, la contrainte entraine une levée de dégénérescence de



FIGURE 4.18 – (a) Spectre de photoluminescence à 15 K d'un microdisque de 4 µm de diamètre pour une densité de puissance variable, en collectant le signal par la tranche. En disposant d'un polariseur, nous avons également ajouté une mesure de l'émission polarisée TE et de l'émission polarisée TM pour une densité de puissance de 17 $kW.cm^{-2}$. (b) Évolution de l'intensité intégrée et du fond continu en fonction de la densité de puissance de pompe sur la résonance identifiée comme étant le mode TM_{8,1}.(c) Évolution de l'intensité intégrée et de la largeur à mi-hauteur en fonction de la densité de puissance de pompe sur la résonance identifiée comme étant le mode TM_{8,1}.

la bande de valence ayant pour conséquence directe que la bande des trous légers LH devient la bande de valence fondamentale. Or, la transition entre la vallée de conduction L et la vallée LH induit une émission polarisée perpendiculairement au plan du microdisque, c'est à dire en polarisation TM. Cependant, lorsque la densité de porteurs injectés augmente, la population des trous dans la bande de valence est répartie sur des énergies plus élevées, dans des états équivalents à ceux de la bande LH. Mais la polarisation issue de ces transitions à plus haute énergie n'est plus purement TM à cause de phénomènes de couplage interbande, c'est ce qui peut expliquer que l'émission ne soient pas purement polarisée TM sur nos mesures. Cependant, au centre de la zone de Brillouin, le gain optique est dominant pour la polarisation TM, et c'est pourquoi ces modes de galerie hybrides dominant le spectre ont une composante TM plus élevée que leur composante TE. En comparaison avec l'étude expérimentale, notons que nous avons également réalisé une étude théorique sur les positions et les indices radiaux et azimutaux des modes de galerie sur un disque de 4 μm de diamètre, avec la même approche que précédemment. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2 ci dessous.

Modes	TM _{6,2}	TM _{9,1}	TM _{5,2}	TM _{8,1}	TM _{2,3}	TM _{7,1}	TM _{4,2}
Théorique (nm)	2240	2258	2345	2355	2410	2461	2463
Expérimental (nm)	2239	2288	2344	2352	2413	2450	2457

TABLEAU 4.2 – Positions théoriques et expérimentales des modes de galerie pour un microdisque de 4 μ m de diamètre.

Malheureusement, cette configuration, bien que plus convaincante du point de vue du contraste des modes observés n'est pas exempte de défauts. Le principal étant le manque de stabilité du cryostat à basse température, ce qui combiné à la mauvaise transmission de notre objectif à très grande focale, entraine une diminution importante du rapport signal sur bruit en comparaison avec la première approche. Ce qui implique qu'il est plus délicat de réaliser une mesure fiable à des densités de puissance inférieures à 2 $kW.cm^{-2}$. Or, le mode localisé à 2450 nm et identifié en théorie comme étant le mode $TM_{7,1}$ possède un seuil plus faible que cette valeur d'après la figure 4.18 (a), malheureusement difficilement atteignable dans cette configuration. Il s'agissait d'un premier montage, et il est clair que ce dispositif reste largement optimisable malgré les progrès réalisés.

Dépendance en température

Nous avons également étudié le comportement en température de notre échantillon laser, pour le disque de 4 μ m de diamètre dont les résultats sont décrits à 15 K sur la figure 4.18 précédente. Nous avons donc réalisé une étude similaire à 80 K sur ce même microdisque une série de mesures similaires jusqu'à 140 K de température de substrat. Nous avons privilégié le cryostat haute stabilité pour ces mesures pour favoriser le rapport signal sur bruit, sachant que lorsque la température augmente, le rapport sur bruit diminue par rapport aux mesures à 15 K. La figure 4.19 ci dessous représente une étude en puissance similaire à celle réalisée à 15 K sur la figure 4.17, mais cette fois-ci avec une température de substrat fixée à 80 K. On peut constater qu'entre 15 K et 80 K, le mode $TM_{8,1}$ principal s'est décalé en longueur d'onde de 2330 nm à 2440 nm. Nous avons également sur cette même figure représenté l'évolution de l'intensité intégrée de ce mode ainsi que l'affinement. Nous obtenons un effet de seuil toujours

assez marqué, de l'ordre de 5.3 $kW.cm^{-2}$ associé à un affinement allant de 5 nm sous le seuil à 2.3 nm au-delà du seuil. Cette affinement reste d'un facteur supérieur à 2, en conformité avec les équations de Schawlow-Townes.



FIGURE 4.19 – A droite : Spectre de photoluminescence à 80 K d'un microdisque de 4 μ m de diamètre pour une densité de puissance variable, en collectant le signal par le dessus. A gauche : Évolution de l'intensité intégrée et de la largeur à mi-hauteur en fonction de la densité de puissance de pompe sur la résonance identifiée comme étant le mode TM_{8,1}.

Nous avons réalisé une série de mesures similaires à 140 K, mesures pour lesquelles l'intensité des modes se réduit fortement et l'effet de seuil disparait. Pour mieux rendre de compte de cet affaissement de l'intensité, nous avons représenté figure 4.20 l'évolution de l'intensité du mode principal $TM_{8,1}$ en fonction de la température du substrat, pour une densité de puissance de pompe fixée à 17.6 $kW.cm^{-2}$. L'intensité décroit de façon importante. Il est même possible de modéliser cette décroissance de l'intensité par une loi empirique sous la forme suivante :

$$\eta(\mathbf{T}) = \eta_0 exp(-\mathbf{T}/\mathbf{T}_0) \tag{4.3}$$

avec T_0 étant la température caractéristique du laser. Cette loi empirique est en accord avec les données expérimentales pour un T_0 de 80 K.

Pour ce qui est de l'échauffement lié au pompage optique en continu, celui-ci reste relativement raisonnable, en comparaison avec les toutes premières mesures qui ont pu être réalisées sur pied d'oxyde



FIGURE 4.20 – Évolution de l'intensité du mode principal $TM_{8,1}$ en fonction de la température du substrat, pour une densité de puissance de pompe fixée à 17.6 $kW.cm^{-2}$

détaillées au chapitre 2. La figure 4.21 représente la dissipation thermique dans un microdisque de 4 μ m de diamètre sous une densité de puissance de pompe de 17.6 $kW.cm^{-2}$ à 1064 nm, calculée de façon classique par éléments finis sous COMSOL. Un facteur de réflexion de 0.45 est pris en compte sur l'échauffement appliqué, sachant que nous pompons à 1064 nm de longueur d'onde, donc avec une profondeur de pénétration dans la structure de l'ordre de 100 nm. On peut constater une échauffement de l'ordre de 35 K par rapport à la température du substrat de 80 K, ce qui nous amènerait à une température maximale de fonctionnement de l'ordre de 115 K. En termes de température de fonctionnement, nous nous positionnons un peu plus bas que les autres lasers GeSn existants, où celle-ci monte jusqu'à 180 K.

Plusieurs éléments peuvent expliquer cet écart : Dans un premier temps, nous exerçons un pompage optique en continu, et non en pulsé comme la totalité des autres équipes de recherche. Le fait que cette microcavité lase en continu reste une grande prouesse technique car le régime impulsionnel est bien plus favorable en termes de dissipation thermique, ainsi qu'en termes de distribution de porteurs hors équilibre. En effet, avec une durée de pulse bien choisie, il est possible de laisser la microcavité thermaliser suffisamment longtemps l'échauffement lié au pulse, alors que dans le cadre d'un pompage en continu, la pompe est constamment appliquée à la microstructure sans interruption. On pourrait donc certainement encore améliorer les performances de notre laser en termes de température de fonctionnement avec un laser de pompe impulsionnel adapté tel qu'utilisé par les autres équipes. Par ailleurs, dans un second temps, il convient d'évoquer la conductivité thermique du germanium et du germanium-étain. En effet, par rapport aux structures biencapsulées avec pied métallique du chapitre 3, le support du microdisque est en germanium ici. Or, la conductivité thermique du germanium est de 58 W/(mK). Si elle n'est pas aussi



FIGURE 4.21 – Mesure de la dissipation thermique dans un microdisque de GeSn contraint de 4 μ m de diamètre par éléments finis. La densité de puissance de pompe vaut 17.6 $kW.cm^{-2}$.

catastrophique que celle de l'oxyde (1.4 W/(mK)), elle reste tout de même inférieure à celle de l'aluminium par exemple (220 W/(mK)). Sachant que la dissipation thermique passe principalement par le pied, ce paramètre est une cause supplémentaire de l'échauffement du microdisque. Ajoutons que la conductivité thermique du germanium-étain est probablement amenée à diminuer en fonction de la concentration en étain [25], ce qui ajoute une contrainte supplémentaire du point de vue de l'échauffement.

Modélisation du gain

Pour conforter nos résultats obtenus sur cette étude, nous avons également modélisé le gain en fonction de la densité de porteurs figure 4.22 ci-dessous, tout comme les calculs de gain détaillés dans les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit [26]. On considère pour ce calcul un écart entre les vallées Γ et L de 54 meV et un gap de 0.51 eV, en conformité avec le spectre de photoluminescence à faible puissance de la figure 4.17. Ce gap direct de 0.51 eV correspondrait d'après la théorie à un écart entre les les vallées Γ et L de 54 meV pour une concentration en étain de 5 % [2]. D'après cette figure 4.22, le maximum de gain se décale vers les hautes énergies lorsque la densité de porteurs augmente, ce que l'on peut attribuer à un effet de remplissage des bandes une fois la densité de puissance augmentée. En effet, l'augmentation de la densité de porteurs entraine une augmentation du niveau de Fermi permettant d'atteindre un blanchiment d'absorption pour des énergies bien au-dessus de l'énergie du gap. c'est pourquoi les modes localisés à plus haute énergie ont un seuil laser plus important sur les figures 4.17 et 4.18 : le gain ne peut apparaitre à haute énergie que pour des puissances de pompe élevées.



FIGURE 4.22 – Gain optique calculé pour une densité de porteurs variable allant de $0.5.10^{17} cm^{-3}$ à $6.10^{17} cm^{-3}$ dans une microcavité de GeSn contrainte

4.3 Conclusion et Perspectives

Pour conclure sur ce chapitre, nous avons donc présenté les résultats obtenus sur une microcavité d'un nouveau genre à base de germanium-étain contraint en tension par un tenseur externe de nitrure. En effet, contrairement à l'ensemble des équipes de recherche travaillant sur le sujet, nous avons privilégié un matériau de base en germanium-étain avec une faible concentration en étain, de l'ordre de 5%. Si un tel matériau n'exhibe pas un gap direct de base, il présente un nombre de dislocations et d'impuretés à l'interface avec le germanium bien meilleur que pour des concentrations plus élevées. En conséquence, les perturbations liées aux recombinaisons non-radiatives de ces impuretés sont moins importantes et nous permettent d'atteindre des seuils laser plus faibles en théorie. De plus, l'écart entre les vallées Γ et L n'est que de 59 meV pour ce matériau en théorie contre 140 meV pour du germanium pur, ce qui est plus simple à combler via notre technique de contrainte par encapsulation avec une couche de nitrure contraint.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus en fin de thèse sont positifs : Nous avons réalisé un premier démonstrateur laser constitué d'un microdisque de germanium-étain à faible concentration d'étain (5.4%) contraint par mono-encapsulation d'une couche de nitrure. Comme prévu en théorie, le seuil laser obtenu a été considérablement réduit par rapport aux autres démonstrateurs réalisés : On passe ainsi d'**une centaine de** $kW.cm^{-2}$ **dans l'état de l'art à seulement 5** $kW.cm^{-2}$, **et pour une excitation optique en continu, ce qui est une première**. En revanche, on aurait pu s'attendre à une température maximale de fonctionnement bien meilleure, mais celle-ci n'atteint que 115 K dans cette structure, contre 180 K maximum dans la littérature. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de cet écart : on peut citer en premier lieu les conditions de pompage (continu) qui influent négativement sur la dynamique des porteurs, la conductivité thermique du germanium et du germanium-étain qui diminue en théorie avec la

concentration d'étain [25].

Cependant, dans un second temps, on peut également attribuer les raisons de cet inconvénient à la contrainte insuffisante exercée sur l'échantillon. En effet, dans cette configuration simplifiée où une simple couche de nitrure contrainte recouvre l'échantillon, la contrainte biaxiale estimée n'est que de l'ordre de 1.27 % environ. D'après le calcul **k.p** 30 bandes, cela correspond à un écart positif entre les vallées Γ et L d'environ 54 meV. Or, il faut savoir que la vallée L, même dans le cas où elle est repoussée au dessus de la vallée Γ sous l'effet de la contrainte, possède toujours une masse effective de densité d'états d'un ordre de grandeur supérieure à celle de la vallée Γ . En conséquence, l'occupation des électrons va tout de même se faire préférentiellement dans la vallée L indirecte, à moins d'exercer une contrainte telle que cette vallée L soit la plus éloignée possible en énergie de la vallée Γ directe. Nous avons représenté figure 4.23 ci-dessous la ratio d'électrons dans la vallée directe Γ contre le ratio d'électrons total, pour une densité de porteurs fixée à 1.10^{18} . cm^{-3} , en fonction de la température, et pour plusieurs valeurs d'écart en énergie entre Γ et L. On peut tout de suite constater que pour 54 meV de splitting, qui est le cas le plus proche de la réalité, la population d'électrons dans la vallée directe Γ décroit à partir de d'environ 80 K de température, sachant que la proportion d'électrons dans cette vallée directe n'est déjà pas optimale même aux températures les plus faibles.



FIGURE 4.23 – Calcul du ratio de la population d'électrons dans la vallée directe Γ pour une densité d'électrons totale fixée à 1.10^{18} . cm^{-3} et pour plusieurs valeurs de splitting entre les vallées Γ et L, en fonction de la température.

D'après cette figure 4.23, pour que la vallée indirecte L n'aie pas un impact significatif sur la population d'électrons dans la vallée directe Γ jusqu'à température ambiante, il faudrait un écart en énergie entre ces deux vallées de l'ordre de 150 meV. Un tel écart en énergie entre les deux vallées parait difficilement

atteignable en l'état avec une concentration en étain aussi faible. Pour la réalisation d'un laser à base de germanium-étain à température ambiante et à faible seuil, on peut donc raisonnablement estimer qu'il faudrait s'orienter vers des concentrations d'étain intermédiaires entre cette démonstration et la littérature (typiquement entre 8 et 10%) pour augmenter l'écart entre les vallées Γ et L tout en limitant les dislocations à l'interface. Et pouvoir y combiner une technique de transfert de contrainte plus efficace telle que celle présentée au chapitre 2 et 3, à savoir une bi-encapsulation par des tenseurs externes de nitrure avec pied métallique pour une dissipation thermique optimisée.

4.3.1 Perspectives : Résultats préliminaires sur microdisques de GeSn biencapsulés

Pendant la rédaction de ce manuscrit, l'équipe a pu commencer à réaliser de premières mesures de photoluminescence sur un échantillon de microdisques de germanium-étain à faible concentration d'étain (5.4 %) bi-encapsulés avec pied métallique, et les premiers résultats obtenus à 25 K sont extrêmement prometteurs. Le procédé de fabrication est développé figure 4.12 plus haut, il est strictement identique à celui employé dans le chapitre 3 pour les microdisques de germanium bi-encapsulés avec pied métallique.

Caractérisation optique des échantillons :

Une première série de mesures de photoluminescence a été menée dans l'objectif de valider le procédé de transfert de contrainte par bi-encapsulation sur le GeSn et confirmer l'augmentation de la contrainte. Le dispositif de collection du signal se fait par le dessus, dans les mêmes conditions que décrites figure 4.15. Nous avons mesuré et comparé à très basse température (20 K) la photoluminescence de l'échantillon de GeSn non-processé avec celle d'une couche de GeSn contrainte par une couche de nitrure en dessous sans microdisque. Puis mesuré et comparé à basse température (80 K) la photoluminescence de cette même couche de GeSn contrainte par une couche de nitrure en dessous avec celle d'un microdisque de GeSn bi-encapsulé par le nitrure contraint. Ces mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions de pompage à titre de comparaison (pompage optique continu à 1064 nm de longueur d'onde), et sont représentées figure 4.24 ci-dessous.

Dans un premier temps, on peut constater sur la figure 4.24 (a) une émission extrêmement réduite de l'échantillon de GeSn originel. Cette faible émission est liée à la nature indirecte du gap pour l'échantillon non-contraint, et également aux quelques dislocations subsistant à l'interface entre le germanium et le germanium-étain malgré la faible concentration d'étain. Une fois la couche de germanium-étain transférée et après la gravure de l'interface germanium/germanium-étain, l'émission est augmentée d'un ordre de grandeur par rapport à l'émission de la couche de GeSn originelle. Et ce alors même que dans cette configuration, nous sommes toujours à gap indirect car la contrainte par la couche de nitrure en dessous n'est effective qu'une fois les microdisques de GeSn sous-gravés. Nous pouvons donc attribuer cette augmentation d'émission à la suppression des défauts résiduels à l'interface Ge/GeSn, à l'origine de processus non-radiatifs. C'est une des nombreux avantages de cette approche en bi-encapsulation, par rapport aux résultats précédents sur le process simplifié sans report de la couche de GeSn. On peut également attribuer cette augmentation d'émission au réflecteur métallique sous la couche après report, qui nous permet de récolter plus de signal vers le haut.



FIGURE 4.24 – (a) Comparaison à très basse température (20 K) de la photoluminescence de l'échantillon de GeSn non-processé avec celle d'une couche de GeSn contrainte par une couche de nitrure en dessous sans microdisque.
(b) Comparaison à basse température (80 K) de la photoluminescence de cette même couche de GeSn contrainte par une couche de nitrure en dessous avec celle d'un microdisque de GeSn bi-encapsulé par le nitrure contraint. Précisons que toutes les mesures sont réalisés dans les mêmes conditions de pompage (8 mW à 1064 nm continu).

En revanche, pour ce qui est de l'augmentation d'émission liée à la contrainte exercée (donc à la transition gap indirect / gap direct), elle est mise en avant figure 4.24 (b). On peut en effet observer une augmentation de plusieurs ordres de grandeur de l'émission provenant du microdisque de GeSn bi-encapsulé par rapport à l'émission d'une zone non-structurée. Cette augmentation peut cette fois-ci être attribuée à la transition entre une configuration de gap indirecte et une configuration de gap directe. Transition au cours de laquelle la population d'électrons dans la vallée Γ augmente fortement. L'influence de la contrainte est également identifiable sur cette figure via le décalage en énergie important entre les deux émissions. En effet, le maximum d'émission de la couche "pleine plaque" est localisé à 0.65 eV, contre un maximum d'émission à 0.5 eV pour le microdisque bi-encapsulé. Notons également la différence de maximum d'émission entre les mesures de la couche pleine plaque figure 4.24 (a) et 4.24 (b), liée à la différence de température de substrat (20 K pour la figure (a) contre 80 K pour la figure (b)). Au vu du décalage en énergie, on peut raisonnablement estimer la contrainte biaxiale exercée par les tenseurs de nitrure à 1.4 % environ.

Avec une telle contrainte biaxiale, on estime l'écart en énergie entre les deux vallées Γ et L de l'ordre de 70 meV. Nous ne sommes pas dans une configuration bien supérieure à celle obtenue avec les microdisques mono-encapsulés en termes de contrainte (1.27 % de contrainte biaxiale, soit un écart Γ/L de l'ordre de 54 meV). Cependant, plusieurs élements majeurs vont jouer une différence importante : la gravure de l'interface Ge/GeSn pendant le procédé, ce qui permet de s'affranchir des processus non-radiatifs limitant l'émission laser. Une contrainte biaxiale sur le microdisque en théorie beaucoup plus homogène que pour la configuration mono-encapsulée. Et une approche avec pied en aluminium qui possède une conductivité thermique plus élevée que le germanium (60 contre 220 W/(m.K)). C'est probablement l'ensemble de ces facteurs qui nous ont amenés à obtenir les résultats ci-dessous.

Premiers résultats obtenus :

Pour ces mesures de photoluminescence plus spécifiques, nous avons du adapter quelque peu le dispositif de collection par le dessus tel que présenté figure 4.15 plus haut. En effet, du fait de la contrainte plus élevée, on s'attend à une émission décalée au-delà de la fréquence de coupure de notre détecteur InGaAs étendu (2.5 μ m lorsqu'il n'est pas refroidi). En conséquence, nous avons remplacé ce détecteur par un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide qui possède une longueur d'onde de coupure de 4.8 μ m, même si sa sensibilité est plus faible. Pour s'affranchir des contraintes liées aux aberrations chromatiques, nous avons également opté pour un objectif de collection/pompage de type cassegrain, avec une grande distance de travail adaptée à la fenêtre du cryostat (4 mm de distance de travail pour une ouverture numérique de 0.5). La séparatrice visible figure 4.15 a également été remplacée par une séparatrice en CaF_2 . Pour le reste, nous avons conservé la configuration de collection et de pompage par le dessus pour cette première mesure, avec les avantages et les inconvénients qu'elle présente (grande stabilité contre collection des modes de galerie non optimale). Le système de pompage est toujours le même : Un laser Nd :YAG continu émettant à 1064 nm de longueur d'onde.

Les spectres de photoluminescence sont représentés figure 4.25 ci dessous. A faible puissance de pompe, le microdisque émet une émission de longueur d'onde assez large que l'on peut attribuer à l'émission spontanée du microdisque. A partir d'une puissance de pompe plus élevée (supérieure à 0.6 mW), nous pouvons clairement observer la formation des premiers modes résonants, avec un mode localisé à 2568 nm qui domine de plus en plus clairement l'émission stimulée. Le changement de régime est caractérisé par une augmentation très marquée de l'intensité du mode en question, à partir d'une puissance de pompe de 1.5 mW, de telle sorte que l'émission large liée à l'émission spontanée devienne littéralement écrasée par l'émission stimulée liée au couplage du mode de galerie résonnant avec la cavité. Pour mieux rendre compte de la différence d'intensité entre les deux contributions, nous avons également représenté sur cette même figure 4.25 un spectre haute résolution pour une puissance de pompe de 3 mW (soit une densité de puissance de 2.5 $kW.cm^{-2}$), avec une échelle logarithmique sur l'intensité. L'intensité du mode laser présente un écart de trois ordres de grandeur sur l'intensité de l'émission spontanée.

Clairement, en termes d'intensité et de contraste, il s'agit du meilleur résultat obtenu jusqu'à présent, alors même que la configuration de collection n'est pas optimale (par le dessus). Le résultat est d'autant plus intéressant que le pompage optique de la microstructure se fait en continu à 1064 nm, avec des puissances de pompe très réduites, voire inférieures à celles utilisées pour le résultat précédent sur le GeSn mono-encapsulé. La figure 4.26 représente l'évolution de l'intensité du mode laser à 2568 nm en fonction de la puissance de pompe utilisée. Un effet de seuil est clairement identifiable pour une puissance de pompe de 1.5 mW, correspondant à une densité de puissance de 1.26 *k*W.*cm*⁻². Nous sommes donc parvenus à réduire encore une fois le seuil laser déjà très faible obtenu sur les structures mono-encapsulées d'un facteur 4. Il s'agit d'une valeur record jamais atteinte jusqu'à aujourd'hui pour un laser à base de germanium-étain mais également pour un laser à base de germanium pur. Précisons que la résolution du FTIR est insuffisante sur cette série de mesures pour nous permettre de mesurer l'affinement du mode principal.

Malheureusement, pour ce qui est de la température de fonctionnement, les premières mesures indiquent que l'effet laser n'est plus effectif à partir d'une température de substrat de 50 K seulement, soit



FIGURE 4.25 – Spectre de photoluminescence mesuré à 25 K sur un disque de 7 μ m de diamètre, pour différentes puissances de pompe. La figure intérieure représente le mode laser en échelle logarithmique pour une puissance de pompe de 3 mW en continu, et pour une résolution de $1cm^{-1}$.



FIGURE 4.26 – Évolution de l'intensité du mode laser à 2568 nm en fonction de la puissance de pompe utilisée. Un effet de seuil est clairement identifiable pour une puissance de pompe de 1.5 mW, correspondant à une densité de puissance de 1.26 $kW.cm^{-2}$.

une température de fonctionnement de l'ordre de 65 K, ce qui est presque deux fois plus faible que la valeur obtenue pour le microdisque de GeSn mono-encapsulé. Cette faible valeur, même si elle mérite d'être confirmée par d'autre séries de mesures plus poussées (et notamment sous un régime de pompe impulsionnel), est probablement liée à un écart entre les vallées Γ et L trop faible pour pouvoir atteindre des températures de fonctionnement plus élevées, comme développé précédemment à partir du calcul de la figure 4.23. L'écart est estimé à seulement 70 meV, soit 10 meV de plus que pour l'échantillon mono-encapsulé, alors que d'après le calcul figure 4.23, il serait souhaitable d'en atteindre au moins plus du double (150 meV) pour un effet laser à température ambiante.

Ces tous premiers résultats sont malgré tout plutôt encourageants. Ils nous laissent à penser que l'approche par bi-encapsulation est une des configurations les plus prometteuses pour la réalisation d'un laser faible seuil à température ambiante. La contrainte biaxiale exercée est élevée et relativement homogène sur la cavité (1.4 %) et peut encore être améliorée jusqu'à 1.8 %. La dissipation thermique par le pied en aluminium est optimale. Les dislocations à l'origine de processus non-radiatifs sont gravées avec l'interface Ge/GeSn pendant le process, ce qui peut nous permettre d'envisager des concentrations d'étain plus importantes pour de futurs échantillons, dans le but d'avoir un écart entre vallées Γ et L suffisant.

En résumé :

- Réalisation d'un laser à base de germanium-étain à **faible concentration en étain** (5%), à partir d'une cavité en microdisque sur pied germanium.
- Contrainte liée à un tenseur de nitrure externe déposé par dessus la cavité, pour une contrainte biaxiale estimée à 1.27 % environ.
- Seuil laser record obtenu sous pompage optique en continu pour la première fois : 5 kW.cm⁻² environ.
- Température de fonctionnement maximale : **115 K environ.**
- Perspectives prometteuses sur l'approche en bi-encapsulation du germanium-étain par le nitrure contraint sur pied métallique : Les premiers résultats indiquent un seuil laser record de **1.3** *k*W.*cm*⁻² environ, pour **une contrainte biaxiale de 1.4%**.

4.4 Références

- S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonic, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher. Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si. *Nature Photonics*, 9(2) :88–92, February 2015. 114, 116, 117, 118
- [2] Suyog Gupta, Blanka Magyari-Köpe, Yoshio Nishi, and Krishna C. Saraswat. Achieving direct band gap in germanium through integration of Sn alloying and external strain. *Journal of Applied Physics*, 113(7):073707, February 2013. 114, 115, 142
- [3] Jennifer Taraci, John Tolle, J. Kouvetakis, M. R. McCartney, David J. Smith, J. Menendez, and M. A. Santana. Simple chemical routes to diamond-cubic germanium-tin alloys. *Appl. Phys. Lett.*, 78(23) :3607–3609, May 2001. 115
- [4] B. Vincent, F. Gencarelli, H. Bender, C. Merckling, B. Douhard, D. H. Petersen, O. Hansen, H. H. Henrichsen, J. Meersschaut, W. Vandervorst, M. Heyns, R. Loo, and M. Caymax. Undoped and insitu B doped GeSn epitaxial growth on Ge by atmospheric pressure-chemical vapor deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 99(15) :152103, October 2011. 115
- [5] Rodolfo E. Camacho-Aguilera, Yan Cai, Neil Patel, Jonathan T. Bessette, Marco Romagnoli, Lionel C. Kimerling, and Jurgen Michel. An electrically pumped germanium laser. *Opt. Express, OE*, 20(10) :11316–11320, May 2012. 116
- [6] Shuyu Bao, Daeik Kim, Chibuzo Onwukaeme, Shashank Gupta, Krishna Saraswat, Kwang Hong Lee, Yeji Kim, Dabin Min, Yongduck Jung, Haodong Qiu, Hong Wang, Eugene A. Fitzgerald, Chuan Seng Tan, and Donguk Nam. Low-threshold optically pumped lasing in highly strained germanium nanowires. *Nature Communications*, 8(1) :1845, November 2017. 116
- [7] A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, C. Baudot, F. Boeuf, and P. Boucaud. Germanium microlasers on metallic pedestals. *APL Photonics*, 3(10) :106102, August 2018. 116

- [8] Joe Margetis, Sattar Al-Kabi, Wei Du, Wei Dou, Yiyin Zhou, Thach Pham, Perry Grant, Seyed Ghetmiri, Aboozar Mosleh, Baohua Li, Jifeng Liu, Greg Sun, Richard Soref, John Tolle, Mansour Mortazavi, and Shui-Qing Yu. Si-Based GeSn Lasers with Wavelength Coverage of 2–3 mm and Operating Temperatures up to 180 K. ACS Photonics, 5(3) :827–833, March 2018. 116
- [9] V. Reboud, A. Gassenq, N. Pauc, J. Aubin, L. Milord, Q. M. Thai, M. Bertrand, K. Guilloy, D. Rouchon, J. Rothman, T. Zabel, F. Armand Pilon, H. Sigg, A. Chelnokov, J. M. Hartmann, and V. Calvo. Optically pumped GeSn micro-disks with 16% Sn lasing at 3.1 mm up to 180 K. *Appl. Phys. Lett.*, 111(9) :092101, August 2017. 116
- [10] Daniela Stange, Nils von den Driesch, Denis Rainko, Søren Roesgaard, Ivan Povstugar, Jean-Michel Hartmann, T. Stoica, Zoran Ikonic, Siegfried Mantl, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. Short-wave infrared LEDs from GeSn/SiGeSn multiple quantum wells. *Optica, OPTICA*, 4(2) :185–188, February 2017. 117
- [11] Nils von den Driesch, Daniela Stange, Denis Rainko, Ivan Povstugar, Peter Zaumseil, Giovanni Capellini, Thomas Schröder, Thibaud Denneulin, Zoran Ikonic, Jean-Michel Hartmann, Hans Sigg, Siegfried Mantl, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. Advanced GeSn/SiGeSn Group IV Heterostructure Lasers. Adv Sci (Weinh), 5(6), March 2018. 117
- [12] Daniela Stange, Nils von den Driesch, Thomas Zabel, Francesco Armand-Pilon, Denis Rainko, Bahareh Marzban, Peter Zaumseil, Jean-Michel Hartmann, Zoran Ikonic, Giovanni Capellini, Siegfried Mantl, Hans Sigg, Jeremy Witzens, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. GeSn/SiGeSn Heterostructure and Multi Quantum Well Lasers. ACS Photonics, 5(11) :4628–4636, November 2018. 117
- [13] Daniela Stange, Stephan Wirths, Richard Geiger, Christian Schulte-Braucks, Bahareh Marzban, Nils von den Driesch, Gregor Mussler, Thomas Zabel, Toma Stoica, Jean-Michel Hartmann, Siegfried Mantl, Zoran Ikonic, Detlev Grützmacher, Hans Sigg, Jeremy Witzens, and Dan Buca. Optically Pumped GeSn Microdisk Lasers on Si. ACS Photonics, 3(7) :1279–1285, July 2016. 118, 119, 120
- [14] Sattar Al-Kabi, Seyed Amir Ghetmiri, Joe Margetis, Thach Pham, Yiyin Zhou, Wei Dou, Bria Collier, Randy Quinde, Wei Du, Aboozar Mosleh, Jifeng Liu, Greg Sun, Richard A. Soref, John Tolle, Baohua Li, Mansour Mortazavi, Hameed A. Naseem, and Shui-Qing Yu. An optically pumped 2.5 μ m GeSn laser on Si operating at 110 K. *Applied Physics Letters*, 109(17) :171105, October 2016. 118, 119, 135
- [15] Joe Margetis, Sattar Al-Kabi, Wei Du, Wei Dou, Yiyin Zhou, Thach Pham, Perry Grant, Seyed Ghetmiri, Aboozar Mosleh, Baohua Li, Jifeng Liu, Greg Sun, Richard Soref, John Tolle, Mansour Mortazavi, and Shui-Qing Yu. Si-Based GeSn Lasers with Wavelength Coverage of 2–3 mm and Operating Temperatures up to 180 K. ACS Photonics, 5(3) :827–833, March 2018. 120
- [16] Nils von den Driesch, Daniela Stange, Denis Rainko, Ivan Povstugar, Peter Zaumseil, Giovanni Capellini, Thomas Schröder, Thibaud Denneulin, Zoran Ikonic, Jean-Michel Hartmann, Hans Sigg, Siegfried Mantl, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. Advanced GeSn/SiGeSn Group IV Heterostructure Lasers. Advanced Science, 5(6) :1700955, June 2018. 122, 123, 124

- [17] Z. Alferov. Double heterostructure lasers : Early days and future perspectives. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 6(6) :832–840, November 2000. 122
- [18] Daniela Stange, Nils von den Driesch, Thomas Zabel, Francesco Armand-Pilon, Denis Rainko, Bahareh Marzban, Peter Zaumseil, Jean-Michel Hartmann, Zoran Ikonic, Giovanni Capellini, Siegfried Mantl, Hans Sigg, Jeremy Witzens, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. GeSn/SiGeSn Heterostructure and Multi Quantum Well Lasers. ACS Photonics, 5(11) :4628–4636, November 2018. 124, 125, 135
- [19] Y. Arakawa and A. Yariv. Quantum well lasers–Gain, spectra, dynamics. IEEE Journal of Quantum Electronics, 22(9) :1887–1899, September 1986. 124
- [20] G. Sun, R. A. Soref, and H. H. Cheng. Design of a Si-based lattice-matched room-temperature GeSn/GeSiSn multi-quantum-well mid-infrared laser diode. *Opt. Express, OE*, 18(19) :19957–19965, September 2010. 124
- [21] Denis Rainko, Zoran Ikonic, Nenad Vukmirović, Daniela Stange, Nils von den Driesch, Detlev Grützmacher, and Dan Buca. Investigation of carrier confinement in direct bandgap GeSn/SiGeSn 2D and 0D heterostructures. *Scientific Reports*, 8(1) :15557, October 2018. 124
- [22] Ran Cheng, Wei Wang, Xiao Gong, Linfeng Sun, Pengfei Guo, Hailong Hu, Zexiang Shen, Genquan Han, and Yee-Chia Yeo. Relaxed and Strained Patterned Germanium-Tin Structures : A Raman Scattering Study. ECS J. Solid State Sci. Technol., 2(4) :P138–P145, January 2013. 131
- [23] A. Gassenq, L. Milord, J. Aubin, N. Pauc, K. Guilloy, J. Rothman, D. Rouchon, A. Chelnokov, J. M. Hartmann, V. Reboud, and V. Calvo. Raman spectral shift versus strain and composition in GeSn layers with 6%–15% Sn content. *Appl. Phys. Lett.*, 110(11) :112101, March 2017. 131
- [24] Eddy Romain-Latu. Mesures de contraintes par spectroscopie et imagerie Raman dans des dispositifs micro-électroniques. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, December 2006. 132
- [25] S. R. Bakhchieva, N. P. Kekelidze, and M. G. Kekua. Thermal conductivity of germanium doped with silicon, tin, and aluminium. *Physica Status Solidi (a)*, 83(1) :139–145, May 1984. 142, 144
- [26] Abdelhamid Ghrib, Moustafa El Kurdi, Mathias Prost, Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Grégoire Beaudoin, Marc Chaigneau, Razvigor Ossikovski, Isabelle Sagnes, and Philippe Boucaud. All-Around SiN Stressor for High and Homogeneous Tensile Strain in Germanium Microdisk Cavities. *Advanced Optical Materials*, 3(3) :353–358, March 2015. 142

Conclusion

Pour conclure, l'objectif de cette thèse portait sur la démonstration d'un effet laser à partir de germanium ou de germanium-étain contraint. L'objectif a été atteint sur ce point : nous avons réalisé au cours de cette thèse plusieurs démonstrateurs lasers à base de germanium pur ainsi qu'à base de germaniumétain, à basse température, sous pompage optique continu exclusivement, avec des seuils lasers records de l'ordre de quelques $kW.cm^{-2}$ au mieux.

Pour en arriver là, il aura tout de même fallu concrétiser l'approche du transfert de contrainte sur le germanium par bi-encapsulation de tenseurs de nitrure sur le germanium. Un long travail d'optimisation aura été nécessaire en partant du process initial, sur plusieurs briques de base. Ces optimisations auront fini par porter leurs fruits pendant la deuxième année de cette thèse.

Au niveau de la géométrie de cavité en elle-même dans un premier temps, où nous avons conçu de nombreux designs de cavités : microdisque, microanneaux, combinaison avec des miroirs de Braggs circulaires. Le but étant de favoriser selon les configurations le couplage de la cavité avec les modes de galerie ou les modes Fabry-Pérot. Ces développements nous ont permis d'obtenir des facteurs de qualité pour les modes de galerie de plus de 6000 et pour les modes Fabry-Pérot de plus de 2000 à basse température. Ces sont des facteurs de qualité records pour des cavités à base de germanium qui ont étés obtenus avant même la démonstration d'un effet laser, et qui ont joué un rôle majeur dans les résultats obtenus par la suite.

Au niveau du dispositif de pompage également, où nous avons été amenés à utiliser une lentille conique ("axicon") pour exercer un pompage "en anneau" sur les bords du microdisque. Cette modification majeure a permis d'optimiser le couplage entre le faisceau de pompe et les modes de galerie localisés sur les bords du microdisque, entrainant une augmentation importante du contraste des modes de galerie observés à basse température (80 K). Nous avons ainsi pu observer un premier phénomène de blanchiment d'absorption sur des cavités à base de germanium pur contraint, mais sans effet laser.

Au niveau du management thermique enfin, où après avoir mis en évidence la piètre dissipation thermique de nos échantillons, nous avons identifié la source principale du problème comme provenant du support des microcavités, sous la forme d'un pied d'oxyde sous-grave sélectivement par rapport au germanium et au nitrure. En effet, l'oxyde dispose d'une conductivité thermique très faible de l'ordre de 1,4 W/(m.K) à 300 K et qui empire à basse température (0,13 W/(m.K) à 15 K). En modifiant le procédé de microfabrication, nous sommes parvenus à remplacer ce pied d'oxyde par un pied en aluminium, qui lui dispose d'une conductivité thermique bien meilleure (220 W/(m.K) à 300 K). Les premiers résultats ont confirmé les calculs théoriques, puisque dans des conditions similaires de pompage optique, et pour des microdisques identiques du point de vue géométrique, nous avons déterminé expérimentalement un échauffement de 200 K pour la structure avec pied d'oxyde contre un échauffement de 16 K seulement pour la structure avec pied en aluminium. Notons par ailleurs que ces travaux sur la dissipation thermique de structures contraintes ont fait l'objet d'un dépôt de brevet avec STMicroelectronics, soumis en 2017.

A partir de ces optimisations, sachant que le management thermique a joué un rôle prépondérant, nous sommes parvenus à la démonstration d'un effet laser dans un microdisque de germanium contraint par bi-encapsulation de tenseurs de nitrure externes, sous pompage optique à 1064 nm de longueur d'onde en continu. Le seuil laser est très faible, de l'ordre de 18 $kW.cm^{-2}$ à 15 K, et la température de fonctionnement maximale atteint les 180 K. De la même manière, des résultats relativement similaires ont été obtenus sur une cavité en anneau, mettant en avant la flexibilité du procédé de microfabrication, et la reproductibilité de nos résultats.

Cependant, ces premiers résultats sont largement perfectibles, notamment sur le contraste et la dynamique des modes de galerie observés. En effet, l'écart entre l'émission spontanée provenant majoritairement du centre du disque et l'émission stimulée reste peu important. Notre configuration de collection des modes par dessus l'échantillon, alors que les modes de galerie émettent préférentiellement dans le plan du microdisque en est une cause. Mais surtout, il semblerait que nous ayons atteint la limite intrinsèque de contrainte biaxiale potentiellement applicable sur l'échantillon avec cette technique de bi-encapsulation, ce qui limite notre marge de manœuvre quant à l'amélioration de la température de fonctionnement notamment.

Le germanium ne paraissant plus être le matériau idéal pour parvenir à un laser à température ambiante, nous nous sommes finalement intéressés à l'alliage germanium-étain (GeSn) pendant ma dernière année de thèse, mais avec une concentration en étain moindre (environ 6%) par rapport aux multiples démonstrateurs lasers GeSn dans la littérature sur ces trois dernières années. L'inconvénient majeur de tous ces lasers restait leur seuil laser, de l'ordre de plusieurs centaines de *k*W.*cm*⁻² avec un pompage optique impulsionnel, pour des températures de fonctionnement de l'ordre de 180 K dans le meilleur des cas. En privilégiant un matériau avec une concentration d'étain moindre, nous diminuons le nombre de dislocations à l'interface GeSn-Ge qui dégradent l'émission stimulée. Et en appliquant une contrainte biaxiale sur ce matériau de la même manière que pour le germanium pur, il est possible d'atteindre le gap direct avec plus de flexibilité, pour des performances encore meilleures.

Et les tous premiers résultats obtenus à partir de cette approche sont effectivement prometteurs : Nous avons ainsi réalisé un démonstrateur laser à partir d'un microdisque de GeSn (Sn 6%) contraint par mono-encapsulation d'une couche de nitrure contrainte, sous pompage optique continu. Le seuil laser obtenu est de l'ordre de 5 $kW.cm^{-2}$, un record pour le GeSn, mais la température de fonctionnement maximale atteinte n'est que de 115 K environ.

Cette première démonstration est largement perfectible, notamment au vu de la faible contrainte biaxiale exercée (1.27 %), à l'inhomogénéité de celle-ci, ainsi que la conductivité thermique peu élevée du germanium qui supporte la cavité ici. Pour espérer atteindre un optimum au niveau des performances, appliquer une contrainte bien supérieure est nécessaire.

C'est pourquoi nous nous attendons à une amélioration sensible des performances sur les prochains échantillons pour lesquels le GeSn est bi-encapsulé par les tenseurs externes de nitrure sur un pied métallique. Les premières mesures réalisées sont très encourageantes puisqu'elles nous ont permis d'obtenir des valeurs de seuil encore plus faible $(1.3 \ kW.cm^{-2})$ avec une contraste et une dynamique très marquée. Mais malheureusement, les mesures de photoluminescence plus approfondies de ces échantillons n'ont pas pu être réalisées à temps pour la rédaction de ce manuscrit.

Ces échantillons n'en restent pas moins très prometteurs et font partie des approches clefs pour nous permettre de nous approcher de l'objectif final : Un laser à base de germanium fonctionnel à température ambiante et sous injection électrique pour une intégration monolithique en photonique silicium.

Cependant, il ne fait aucun doute que le chemin à parcourir reste encore très long, vis à vis de la température de fonctionnement mais aussi vis à vis de l'injection électrique. Cette problématique n'aura finalement pas été abordée dans cette thèse, alors qu'elle reste une brique de base centrale pour une potentielle intégration en milieu industriel. La difficulté proviendra alors du maintien de la contrainte exercée par les tenseurs de nitrure tout en autorisant les prises de contact pour l'injection électrique. L'injection de porteurs doit se faire efficacement dans une zone fortement contrainte et avec un bon recouvrement des modes de galerie. La contrainte va forcément être amenée à diminuer, ce qui risque de rendre très difficile un fonctionnement à température ambiante dans de telles conditions. La solution sera alors peut être de privilégier une approche en hétérostructures pour optimiser l'inversion de population, et avec des concentrations de germanium-étain légèrement supérieures à 6% pour compenser la diminution de la contrainte liée aux contacts électriques.

Au vu des avancées majeures obtenues ces trois dernières années sur le sujet, apportées par l'importante communauté travaillant sur cette thématique, il est raisonnable de croire en la concrétisation de l'objectif final dans un futur plus ou moins proche.

Liste des publications

Revues internationales avec comité de lecture :

- Ultra-Low threshold CW and pulsed lasing in tensile strained GeSn alloys
 A. Elbaz, N. von den Driesch, K. Pantzas, G. Patriarche, N. Zerounian, E. Herth, X. Checoury, S. Sauvage, I. Sagnes, A. Foti, R. Ossikovski, F. Boeuf, Z. Ikonic, D. Grützmacher, P. Boucaud, Dan Buca, M. El Kurdi
 Soumis (2019)
- · Impact of tensile strain on low Sn content GeSn lasing

D. Rainko, Z. Ikonic, **A. Elbaz**, N. von den Driesch , D. Stange , E. Herth, P. Boucaud, M. El Kurdi, D. Grützmacher, Dan Buca

Nature Scientific Reports 9, 259 (2019)

- Solving thermal issues in tensile-strained Ge microdisks
 A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, F. Boeuf, P. Boucaud
 Optics Express 26, 28376-28384 (2018)
- · Germanium microlasers on metallic pedestals

A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, C. Baudot, F. Bœuf, P. Boucaud

APL Photonics 3, 106102 (2018)

Tensile-strained germanium microdisks with circular Bragg reflectors
 M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, A. Elbaz, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R.Ossikovski, F. Boeuf, P. Boucaud
 Applied Physics Letters 108, 091103 (2016)

Communications :

Strained Ge micro-laser using metallic heat sink
 M. El Kurdi, A. Elbaz, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, C. Baudot, F. Bœuf, P. Boucaud

IEEE Summer Tropicals Meeting Series, Waikoloa, HI, USA, 9-11 July 2018

• Semiconductor-dielectric-metal photonic platform enabling thermal and strain management in group IV laser designs

A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, C. Villebasse, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, F. Boeuf, P. Boucaud

ISTDM 2018, 9th International SiGe Technology and Device Meeting, Potsdam, Germany, **27-31** Mai 2018

• Tensile-strained germanium microdisks on metallic pedestals

A. Elbaz, M. El Kurdi, A. Aassime, S. Sauvage, X. Checoury, I. Sagnes, C. Villebasse, E. Herth, C. Baudot, F. Boeuf, P. Boucaud

SPIE Photonics Europe 2018, Session Lasers and Amplifiers, Strasbourg, France, 22-26 April 2018

Germanium à bande interdite directe pour l'intégration de sources optiques sur silicium
 M. El Kurdi, A. Elbaz, M. Prost, A. Ghrib, S. Sauvage, C. Baudot, F. Boeuf, R. Ossikovski, G. Picardi,

F. Aniel, N. Zerounian, I. Sagnes, K. Pantzas, P. Boucaud

GDR PULSE, Processus Ultimes de l'Epitaxie des semi-conducteurs, Paris-Université UPMC, France, **02-05 Octobre 2017**

• Direct band gap germanium microdisks for a silicon photonics laser source

A. Elbaz, M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R.Ossikovski, F. Boeuf, P. Boucaud

Ecole d'été C'Nano 2017 Session Poster, Etiolles, France, 26 Juin - 30 Juin 2017

• Direct band gap germanium

A. Elbaz, M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, S. Sauvage, X. Checoury, F. Aniel, N. Zerounian, G. Picardi, R. Ossikovski, G. Beaudoin, I. Sagnes, F. Boeuf, P. Boucaud

PRIME 2016 Electrochemical Society Meeting, Honolulu, Hawaï, USA, 2-7 October 2016

Microdisques de Germanium à bande interdite quasi-directe avec réflecteurs de Bragg circulaires
 A. Elbaz, M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Picardi, R.Ossikovski, F. Boeuf, P. Boucaud

JNMO 2016, 15èmes Journées Nano, Micro et Optoélectronique, Les Issambres, France, 30 Mai-1er Juin 2016



Titre : Sources laser compatibles silicium à base de Ge et GeSn à bande interdite directe

Mots clés : Photonique sur silicium, germanium, laser, transfert de contrainte

Résumé : La photonique silicium connait un essor très important, porté notamment par la réalisation de câbles optiques actifs permettant de transférer optiquement des données à haut débit dans des environnements de type "High performance computing" ou "data center". L'intégration de cette source laser est un enjeu très important pour la photonique silicium. Actuellement, ces sources sont obtenues avec des semiconducteurs de type III-V sur substrats GaAs ou InP. Leur intégration dans une filière silicium est délicate et surtout ne permet pas de tirer pleinement parti de l'environnement de fabrication CMOS de la microélectronique. L'intégration d'une source optique monolithique représente donc un enjeu considérable. Les éléments de la colonne IV (Si, Ge) sont des semi-conducteurs

à bande interdite indirecte, avec une faible efficacité de recombinaison radiative, et ne sont donc pas a priori de bons candidats. Un changement de paradigme est cependant en cours avec la récente démonstration qu'il était possible de manipuler la structure de bande des semi-conducteurs à base de germanium pour les rendre à bande interdite directe, i.e. les transformer en émetteurs efficaces. Cette ingénierie peut être réalisée soit en utilisant des tenseurs externes comme le nitrure de silicium soit en réalisant des alliages avec de l'étain (GeSn), ou en combinant les deux. Cette thèse porte donc sur l'étude de ces semi-conducteurs à bande interdite directe, avec pour objectif de faire la démonstration d'un laser avec ce nouveau type de matériaux.

Title : Si-compatible lasers based on direct band gap Ge and GeSn

Keywords : silicon photonics, germanium, laser, strain engineering

Abstract : Silicon photonics is experiencing a very important development. The laser source integration is a very important issue in silicon photonics. Currently, these sources are obtained with type III-V semiconductors on GaAs or InP substrates. Their integration in a silicon industry is delicate and above all does not allow to take full advantage of a CMOS environment. The integration of a monolithically optical source represents an important challenge. The elements of column IV (Si, Ge) are indirect bandgap semiconductors, with low radiative recombination ef-

ficiency, and therefore are not good candidates. However, a paradigm shift is underway with the recent demonstration that it was possible to manipulate the band structure of germanium-based semiconductors to direct bandgap, i.e. transform them into efficient transmitters. This engineering can be achieved either by using external tensors such as silicon nitride or by making alloys with tin (GeSn), or by combining both. This thesis deals with the study of these direct bandgap semiconductors. The goal will be to demonstrate a laser with this new type of materials.

