



HAL
open science

Ingénierie de contrainte dans des cavités germanium : vers une application de laser intégré sur silicium

Abdelhamid Ghrib

► **To cite this version:**

Abdelhamid Ghrib. Ingénierie de contrainte dans des cavités germanium : vers une application de laser intégré sur silicium. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112357 . tel-01127101

HAL Id: tel-01127101

<https://theses.hal.science/tel-01127101>

Submitted on 7 Mar 2015

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 422 : Sciences et Technologie de l'Information, des
Télécommunications et des Systèmes

Institut d'Electronique Fondamentale

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 8/12/2014

par

Abdelhamid GHRIB

**Ingénierie de contrainte dans des cavités germanium : vers
une application de laser intégré sur silicium**

Directeur de thèse :	Moustafa EL KURDI	Maître de conférences (IEF-CNRS Université Paris Sud 11)
Encadrant :	Philippe BOUCAUD	Directeur de recherche (IEF-CNRS)
Composition du jury :		
<i>Rapporteurs :</i>	Alexei TCHELNOKOV	Directeur scientifique (CEA-LETI)
	Pere ROCA I CABARROCAS	Directeur de recherche (LPICM-CNRS Ecole Polytechnique)
<i>Examineurs :</i>	Isabelle SAGNES	Directeur de recherche (LPN-CNRS)
	Charles BAUDOT	Docteur-Ingénieur (STMicronics)

Remerciements

Je souhaite tout d'abord exprimer ma reconnaissance et mes remerciements à mon directeur de thèse Moustafa El Kurdi pour son implication quotidienne qui a eu une grande valeur ajoutée dans l'ensemble des étapes de ma thèse. Ses innombrables conseils, son expertise et son enthousiasme m'ont permis d'avancer rapidement sur plusieurs aspects et de prendre goût à la recherche scientifique. Je remercie également Philippe Boucaud qui m'a accueilli dans l'équipe, et qui a suivi mes travaux tout au long de ma thèse avec beaucoup d'attention. Sa disponibilité et son sens de la rigueur m'ont beaucoup appris, et sa passion pour la recherche m'a particulièrement imprégnée. Merci à vous!

Je remercie Pere Roca I Cabarrocas et Alexei Tchelnokov d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Je remercie Isabelle Sagnes qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse et Charles Baudot d'avoir accepté de faire parti de mon jury de thèse.

Je remercie l'Agence Nationale de la Recherche qui a financé mes travaux de thèse dans le cadre du projet GRAAL ainsi que le réseau RENATECH et RTRA Triangle de la physique qui contribuent aux financements des équipements en salle blanche. J'ai eu le plaisir de collaborer avec les partenaires du projet GRAAL. Je remercie Isabelle Sagnes, Grégoire Baudoin et Ludovic Largeau du Laboratoire Photonique et Nanostructures pour leur réactivité et les échantillons germanium sur III-V qu'ils m'ont fournis.

Je remercie Vinh Le Thanh, Thi Kim Phuong Luong et Mohamed Ali Zrir du Centre Interdisciplinaire de Nanoscience de Marseille pour les échantillons germanium sur silicium fortement dopés. Je remercie de même Razvigor Ossikovski, Marc Chaigneau et Gerald Ndong pour les mesures Raman qu'ils ont réalisé sur nos échantillons.

J'ai eu aussi le plaisir de collaborer avec Giovanni Capellini de l'institut IHP et Sylvain David du LTM-CNRS/LETI.

Je remercie tout le personnel de la CTU pour leur disponibilité et leur aide pour assurer le bon déroulement de mes travaux en salle blanche, merci à David Bouville, Delphine Néel, Nathalie Isac, Jean-René Coudevylle, Benoit Bélier, Aassime Abdelhanin, François Maillard et Fabien Bayle.

Le travail de recherche est avant tout un travail d'équipe. Je m'estime chanceux d'avoir fait ma thèse dans une équipe soudée et de haut niveau scientifique dans laquelle on retrouve une ambiance conviviale. Je remercie les permanents Sébastien Sauvage, Xavier Checoury, Frédéric Aniel, Eric Akmonsoy, Guy Fishman, Nicolas Zerounian, Anne-Sophie Grimault avec qui j'ai partagé des moments agréables.

Les doctorants et post-doc de l'équipe étaient toujours solidaires et disponibles. Je remercie Malo de Kersauson avec qui j'ai travaillé pendant ma première année de thèse, Mathias Prost avec qui j'ai collaboré pendant l'essentiel de ma thèse. Je remercie également Candice Blin, Zheng Han, Yijia Zeng, Yiannis Rolan, Eric Tea, Nicolas Cazier, Laurent-Daniel Haret. Merci à tous pour l'ambiance conviviale et je vous souhaite bonne continuation.

Je remercie mes parents et mon frère qui m'ont soutenu depuis toujours. Un grand merci à mes amis, et à Emna qui était toujours à mes cotés.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Ingénierie de bande du germanium	13
1.1 Effet de la contrainte sur le germanium	14
1.1.1 Généralités	15
1.1.2 Modèle k.p et diagramme de bande	16
1.2 Influence du dopage	21
1.3 Les transitions radiatives et non-radiatives	25
1.3.1 Transition SRH (Schokley-Read-Hall)	26
1.3.2 Recombinaison de surface	26
1.3.3 Transition Auger	27
1.4 Caractérisation expérimentales des déformations mécaniques dans le germanium	29
1.4.1 Mesures et simulation de photoluminescence	30
1.4.2 Principe de la spectroscopie Raman	31
1.5 La possibilité de démontrer un laser germanium via l'ingénierie de bande	34
1.5.1 L'absorption porteurs libres	35
1.5.2 Dynamique des porteurs	37
1.5.3 Modélisation et calcul du gain	40

1.6	Conclusion	47
2	Ingénierie de contraintes : fabrication, modélisation et gain modal	49
2.1	État de l'art des méthodes de transfert de contrainte	51
2.1.1	Transfert de contrainte par voie épitaxiale	51
2.1.2	Transfert de contrainte par dispositif MEMS	55
2.1.3	Déformation uni-axiale dans des ponts de germanium et des guides longs	55
2.1.4	Transfert de contrainte par un dépôt de SiN contraint	60
2.2	Optimisation du SiN contraint initialement en compression	61
2.2.1	Propriétés du dépôt de SiN et origine des contraintes	61
2.2.2	Optimisation des paramètres de dépôts	63
2.3	Microfabrication de cavités optiques de germanium contraint	66
2.3.1	Croissance du germanium sur GaAs	66
2.3.2	Cavités de germanium sur GaAs gravées à la verticale	67
2.3.3	Sous-gravure de structures germanium sur GaAs	69
2.3.4	Bi-encapsulation par couches de SiN : transfert homogène de contrainte vers le volume de Ge	71
2.4	Modélisation	76
2.4.1	Modélisation de transfert de contrainte	77
2.4.2	Modélisation du confinement optique	82
2.4.3	Influence du gradient de contrainte sur le calcul du gain optique	84
2.4.4	Facteur de mérite d'une structure photonique contrainte : le gain modal	85
2.4.5	Cas d'étude	86
2.5	Conclusion	90

3 Etude de cavités optiques en guide d’onde germanium	91
3.1 Résonateur Fabry-Pérot	92
3.2 Étude des guides d’onde droits et contraints par simple dépôt SiN . .	94
3.3 Guides sous-gravés	100
3.3.1 Photoluminescence et simulation des déformations	101
3.3.2 Mesures en excitation pulsée	108
3.4 Perspectives : guides de germanium sur silicium	114
3.4.1 Epitaxie : renforcement de la densité de dopants par co-dopage	115
3.4.2 Fabrication et caractérisation	119
3.5 Conclusion	123
4 Etude des microdisques de germanium contraint	125
4.1 Les microrésonateurs optiques et les modes de galerie	126
4.1.1 Description des modes de galerie	127
4.1.2 Etat de l’art des microdisques germanium	130
4.2 Les microdisques contraints par simple dépôt de SiN	132
4.2.1 Transfert de contraintes	132
4.2.2 Évaluation des contraintes	135
4.2.3 Effet d’échauffement	140
4.2.4 Observation des modes de galerie	144
4.3 Vers un transfert homogène de déformation dans une cavité germa- nium : la bi-encapsulation	154
4.3.1 Évaluation de la contrainte	156
4.3.2 Mesures en régime pulsé	161
4.4 Comparaison des stratégies de transfert de contraintes et perspectives	164
4.5 Conclusion	167

Conclusions	169
Liste des publications	175
Bibliographie	179

Introduction générale

La technologie des composants photoniques silicium

Démontré en 1947 par John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain au Bell Labs, le transistor est la brique de base de la microélectronique. Le développement de ce composant dans des architectures complexes a permis de réaliser des microprocesseurs avec des capacités de calcul fulgurantes. La diminution de la taille du transistor au fil des années a permis d'augmenter la densité de composant par puce, et d'améliorer les capacités de calcul des microprocesseurs et la vitesse de traitement de l'information. Cette augmentation de densité de transistors est schématisée par une droite connue sous le nom de loi de Moore [1]. Cet effort de miniaturisation a

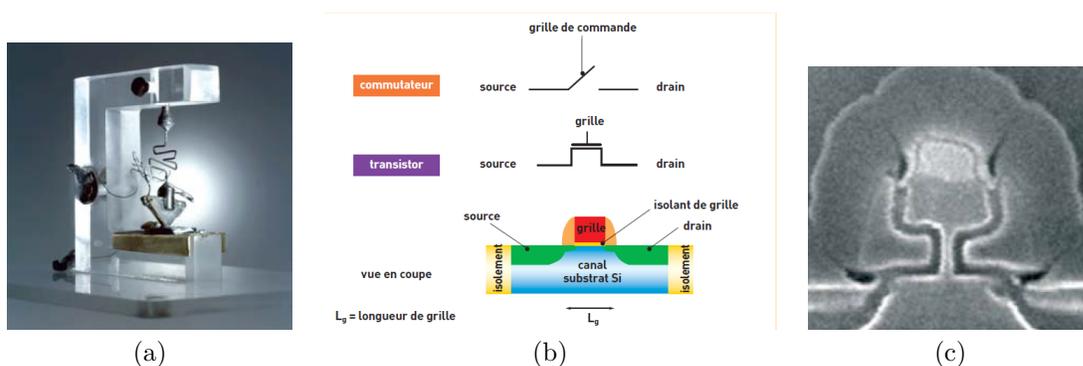


FIGURE 1 – (a) Le premier transistor réalisé à Bell Labs en 1947 (b) Fonctionnement d'un transistor MOS (c) Transistor 8 nm réalisé à STMicroelectronics Crolles [2].

été accompagné par une transformation radicale dans les supports de communications. La figure 2 montre l'évolution du débit d'information au cours des dernières années [3]. Cette étude montre le gain qu'a pu acquérir la vitesse de transit d'informations depuis la mise en place des systèmes à fibres optiques.

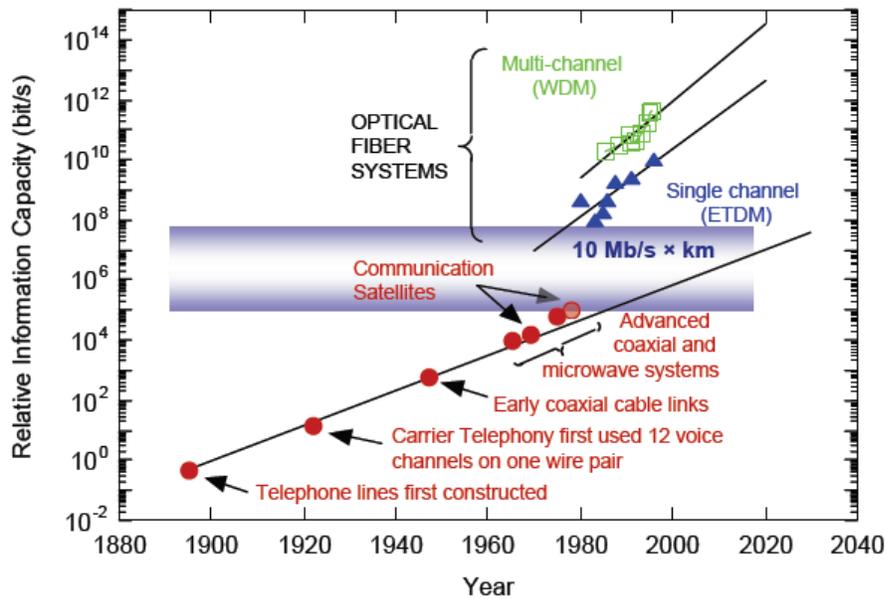


FIGURE 2 – Augmentation exponentielle du débit d'informations [3].

Cet accroissement de débit d'information impose un effort d'augmentation de la capacité de traiter les données avec des microprocesseurs de plus en plus performants. Actuellement, la loi de Moore arrive à sa limite théorique. La miniaturisation standard dont le principe est de réduire la taille de la grille du transistor (voir figure 1) se confronte à des limitations intrinsèques à la structure même de ce composant. Ces limitations sont de nature quantique et thermique.

Cette limite intrinsèque est appelée dans le milieu de l'industrie des semiconducteurs "le mur" ou "The wall". Pour aller au delà du mur, une projection vers un nouveau

paradigme est inévitable.

Continuer à augmenter la vitesse de traitement demande de trouver des alternatives aux schémas d'interconnexions électroniques classiques en piste de cuivre à l'intérieur des puces par une configuration de connexions **optiques**.

Et la lumière fut sur silicium

Les composants optiques intégrés sur silicium se sont imposés comme une orientation privilégiée pour assurer une performance accrue du traitement des données numériques. La dernière décennie a connu un effort considérable de collaboration entre milieux académiques et industriels en vue de mettre en place les briques de base de la photonique sur silicium : modulateurs électro-optique, guides d'onde, photo-détecteurs, filtres, coupleurs, multiplexeurs, démultiplexeurs...

L'intérêt de la photonique se situe en premier lieu dans la transmission des signaux sans des effets d'échauffement. Il s'agit donc d'une intéressante alternative aux pistes en cuivre qui relient les transistors et qui engendrent un échauffement par effet Joule considérable vu que l'augmentation de la densité des transistors s'accompagne par l'augmentation de la densité de courant ce qui cause l'échauffement de l'ensemble du circuit CMOS.

Nous pouvons imaginer un partage des rôles sur une même puce : les électrons (dans les transistors) pour réaliser les calculs, et les photons pour transmettre les signaux. Des configurations hybrides (électronique et photonique) ont été proposées. Je présente dans la figure 3 une architecture proposée par IBM.

Cette architecture dénote trois couches de composants distincts (Du bas (substrat) vers le haut) :

- Un niveau de calcul à base de blocs de transistors
- Un niveau tampon de mémoire

- Un niveau d'interconnexion optique et de routage

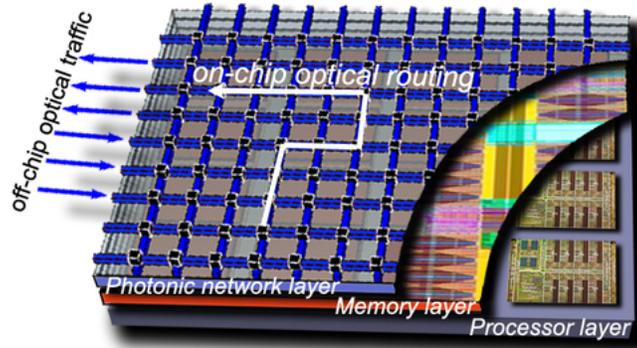


FIGURE 3 – Schéma de circuit hybride dont les interconnexions sont optiques [4].

La figure 4 montre une configuration typique de traitement de signal optique transmissible par fibre optique. Les composants photoniques mis en jeu sont :

- **La source laser** : généralement une diode laser. Les lasers intégrés utilisés dans les systèmes commerciaux sont à base de matériaux $III - V$ [5].
- **Guide d'onde** : son rôle est d'optimiser le transport de l'onde lumineuse à partir d'une source laser, ou vers un photodétecteur [6].
- **Modulateur** : son rôle est de transformer le signal électrique modulé en 0 ou 1 en un signal optique modulé. La fréquence de modulation atteint jusqu'à 50 Gbit/s [7, 8].
- **Multiplexeur/Démultiplexeur** : le multiplexage consiste dans l'association de plusieurs signaux optiques modulés vers un seul guide d'onde (le démultiplexeur effectue la fonction inverse). Il existe plusieurs type de multiplexage : le multiplexage temporel (*Optical Time Division Multiplexing*) [9] et le multiplexage fréquentiel (*Wavelength Division Multiplexing*) [10].
- **Photodétecteur** : son rôle est de transformer un signal optique reçu en un signal électrique [11].

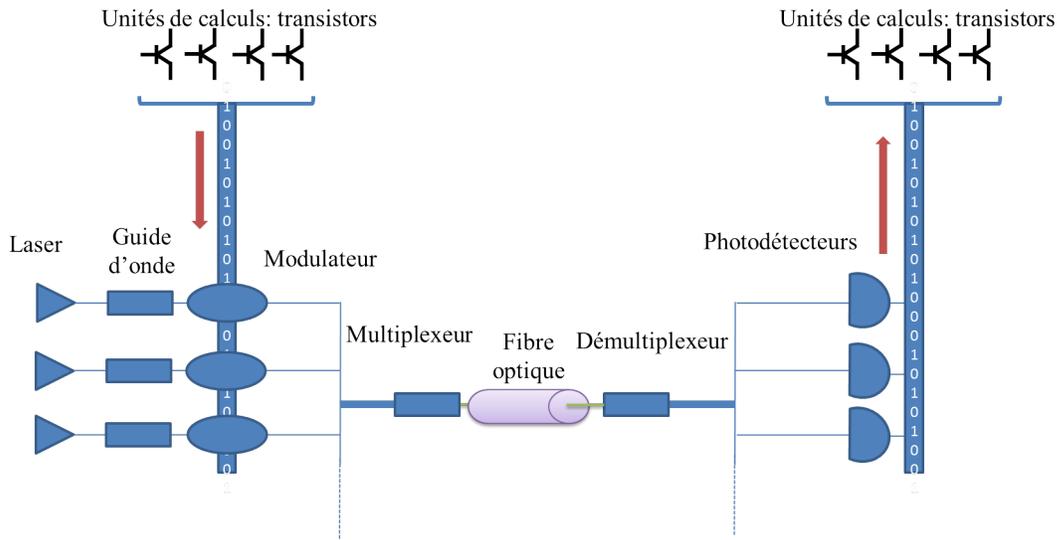


FIGURE 4 – Configuration d'un circuit optique qui prévoit une entrée/sortie fibre optique.

Ces fonctions photoniques cachent une diversité dans les matériaux utilisés. Le tableau 1 compare les matériaux de base des composants électroniques et photoniques. La problématique de l'intégration se pose dans la mesure où la réalisation d'un système hybride électronique/optique suggère l'utilisation d'une seule plateforme *i.e.* une plateforme CMOS.

Dans quelle mesure est-il possible d'intégrer des composants dont les matériaux de base sont hétérogènes à une échelle industrielle ?

	composant	matériaux
Electronique	transistor	Ge, Si, Al, SiO_2 , Si_3N_4
	interconnexion	Al, Cu
Photonique	laser	InGaAsP
	guide d'onde	Si, SiO_2 , Si_3N_4
	Multiplexeur	SiO_2
	Modulateur	Ge, Si, $LiNbO_3$
	Photodétecteur	InGaAS, Ge
	Isolateur	YIG :Bi

TABLE 1 – Les matériaux et les composants utilisés en photonique et électronique, d'après [12] avec des informations complémentaires.

Le silicium est un semiconducteur à bande interdite indirecte, très difficilement exploitable pour un dispositif laser. Plusieurs études essayant de démontrer du gain dans le silicium n'ont pas pu aboutir : dopage par Erbium, confinement quantique des porteurs par puits quantiques ou par nanocristaux [13].

La figure 5 compare le diagramme de bande du silicium et de l'InP (matériau III-V). Dans le silicium, les porteurs dans la bande de conduction ont tendance à remplir la vallée X, ce qui ne favorise pas les transitions radiatives. Une relaxation radiative à partir de la vallée X est nécessairement assistée par un phonon. Le dipôle de cette transition à trois particules est faible. D'autre part, le processus d'émission est limité par des processus de relaxation Auger et d'absorption porteurs libres ce qui se traduit finalement par une efficacité quantique faible $\approx 10^{-6}$. Les matériaux III-V présentent l'avantage d'être à bande interdite directe [14–16] et donc à une configuration très favorable aux transitions radiatives et donc à l'obtention d'un effet laser.

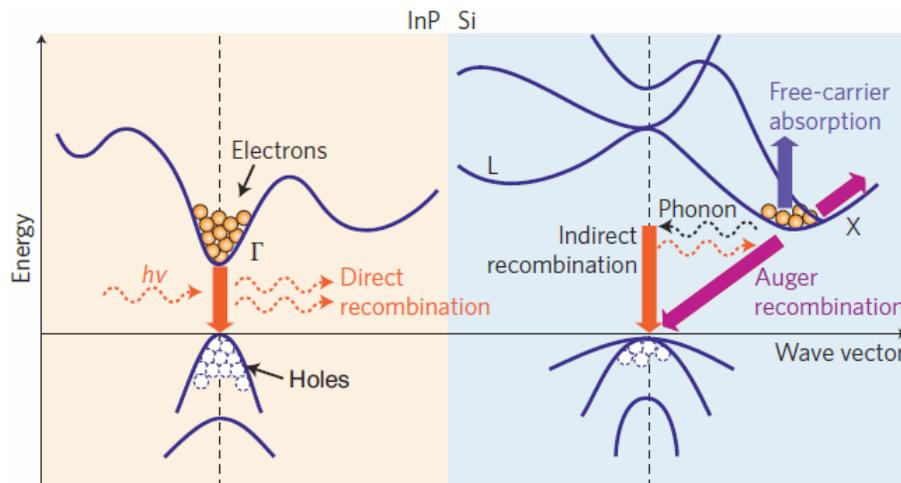


FIGURE 5 – Comparaison d'une structure de bande silicium et d'InP [17].

Les matériaux III-V sont actuellement exploités dans la fabrication des lasers

intégrés dans les circuits optiques. Un des enjeux consiste à les adapter à l'environnement de fabrication CMOS à grande échelle.

La figure 6 montre la correspondance entre paramètre de maille et l'énergie de bande interdite de matériaux III-V binaires, tertiaires et quaternaires [18].

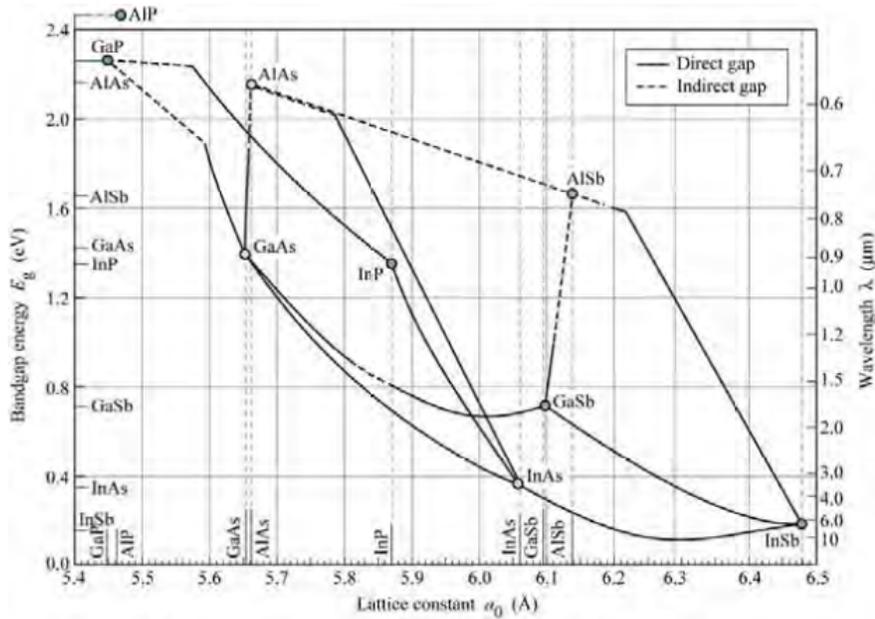


FIGURE 6 – Paramètres de maille et énergies de bande interdite des matériaux semiconducteurs III-V [18]. Le paramètre de maille du Si est 5.431 Å pour un gap de 1.12 eV.

Le désaccord de maille entre le silicium et les matériaux III-V usuels est important, la croissance de matériaux comme l'InP par exemple (désaccord de maille avec le Si $\approx 8\%$) s'accompagne par de grandes densités de dislocations.

Les principales techniques permettant l'intégration de ces composants sont :

- **Couplage par fibre optique** Une source diode laser externe est couplée au circuit optique via une fibre optique.
- **Le collage sur silicium** Cette technique consiste dans le report d'une couche d'InP sur le substrat Si, le processus de collage peut être par couche métallique,

par SiO_2 , ou direct (l'adhérence de Van der Waals) [19]. Le substrat est attaqué par voie mécano-chimique pour atteindre la couche active et y appliquer le process technologique.

- **Le flip-chip** Une micro-bille assure le contact entre un bloc de substrat III-V et la plaque de silicium. Les composants optiques sur le bloc III-V sont par la suite couplés au substrat silicium via un guide d'onde. La référence [20] donne une description de la technique. Cette technique présente des contraintes d'alignement qui la rend onéreuse et demandant une phase de test approfondie.
- **La croissance hybride** Vu le fort désaccord de maille entre l'InP (ou le GaAs) et le Si, cette croissance demande l'utilisation de couches tampon assez épaisses, ce qui peut être problématique pour l'alignement avec les autres composants.

Les process d'intégration des sources laser III-V décrits aboutissent à de bons résultats. Mais le déploiement de ces techniques sur les chaînes de production CMOS reste difficile. Le coût et la gestion de la contamination restent des points problématiques avec ces techniques.

Limiter la diversité des matériaux utilisés dans les circuits CMOS photonique/électronique est un défi de taille.

La possibilité d'un laser germanium sur silicium

Le germanium est le matériau qui a ouvert la voie à la microélectronique. Il est le matériau de base de la démonstration en 1947 du premier transistor [21]. Le germanium a dominé la fabrication en microélectronique jusqu'aux années 1970 où il laisse sa place au silicium dont l'oxyde s'avère plus stable que l'oxyde issu du germanium. Tout comme le silicium, le germanium est à bande interdite indirecte. Sa principale différence est le décalage d'énergie entre la bande directe et la bande indirecte qui

est relativement réduit (140 meV) par rapport au silicium (2.28 eV) (voir figure 7) ce qui rend le germanium un semiconducteur "à pseudo bande interdite directe".

Le germanium prend une part importante à la photonique silicium à travers des composants de détecteurs, modulateurs à base de Ge et SiGe. Il a l'avantage d'absorber la lumière dans la fenêtre de transparence du silicium.

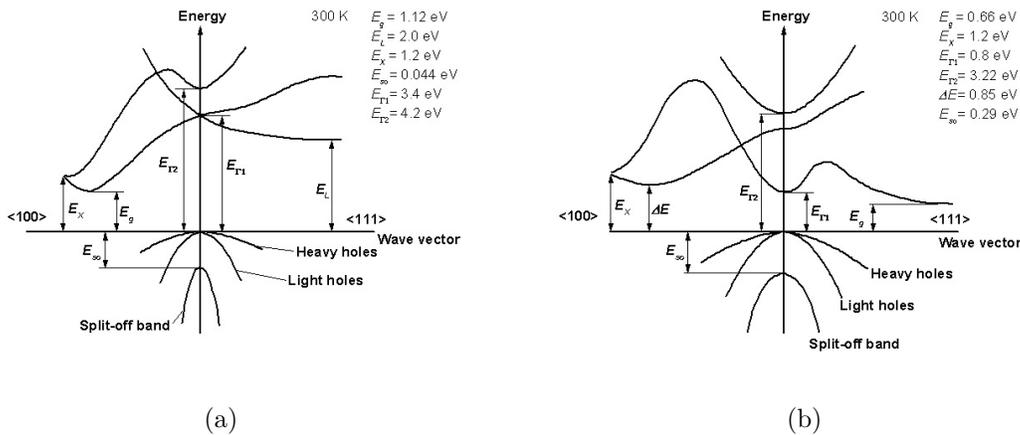


FIGURE 7 – Diagramme de bande du (a) silicium (b) et du germanium [22].

Des études théoriques ont montré la possibilité de transformer le germanium en semiconducteur à bande interdite directe via l'introduction d'une contrainte en tension de l'ordre de 2% [21].

Une autre stratégie consiste à introduire une contrainte en tension raisonnable, et en s'appuyant sur un fort dopage n pour remplir les états disponibles dans la vallée L, l'injection des porteurs vers les états de la vallée directe devient plus efficace. La figure 8 décrit le scénario possible pour démontrer un laser germanium dopé- n et contraint en tension.

Une récente démonstration de l'effet laser sur germanium a été basée sur cette stratégie [24, 25]. Cette démonstration est basée sur l'introduction d'une contrainte

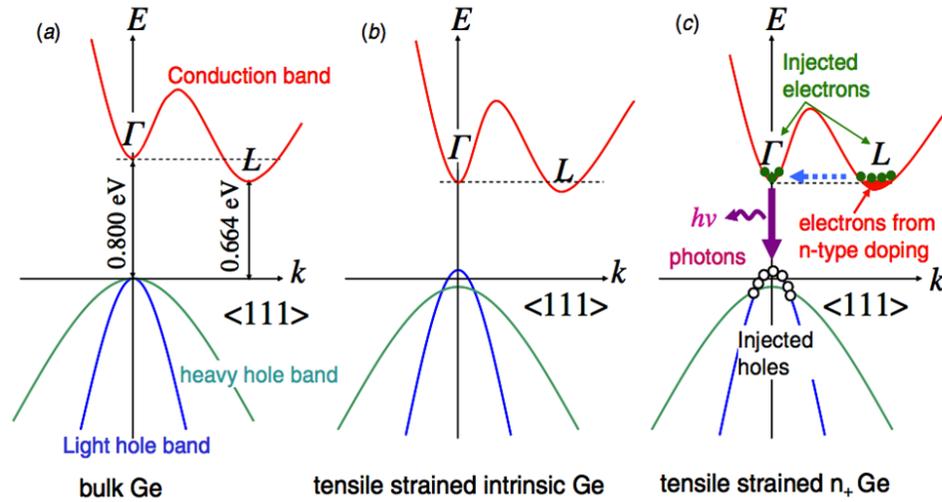


FIGURE 8 – Description des différents ingrédients pouvant conduire à un effet laser germanium (a) le germanium à l'état intrinsèque (b) l'introduction d'une contrainte en tension permet de réduire le décalage entre la bande directe et la bande indirecte (c) introduire un fort dopage-n permet d'injecter les porteurs plus efficacement dans la vallée directe [23].

résiduelle en tension de 0.25% biaxiale.

Cette démonstration ouvre la voie à une filière de laser germanium, même si elle présente encore des faiblesses qui se manifestent surtout dans le gigantesque seuil laser qui est de l'ordre de 300 kA/cm^2 . Un effort d'optimisation du transfert de contrainte est nécessaire pour rapprocher le germanium le plus possible d'une configuration de bande interdite directe.

Problématique et plan de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des cavités optiques germanium fortement contraintes et dopées-n afin de démontrer un effet de gain optique et d'émission laser.

Dans le chapitre 1 je traiterai les éléments de modélisation de la structure de bande

du germanium contraint en tension et dopé- n ainsi que les processus radiatifs et non-radiatifs susceptibles d'intervenir. Une modélisation du gain optique est proposée et l'effet de la densité de dopage et d'injection seront discutés.

Dans un premier temps, je présente dans le chapitre 2 l'ensemble des techniques d'ingénierie de contrainte que j'ai développées ainsi que les modèles de simulation de déformation et de confinement optique que j'utilise par la suite pour définir un facteur de mérite caractérisant une cavité germanium contrainte.

Dans un second temps, j'exposerai l'étude de résonateurs germanium contraints. Dans le chapitre 3 je traiterai les résonateurs Fabry-Pérot et dans le chapitre 4 les cavités microdisques. Je discuterai les avantages et les limites de ces structures, les différents stades de fabrication, de simulation et je démontrerai la forte contrainte en tension qui peut être introduite dans les cavités germanium.

Chapitre 1

Ingénierie de bande du germanium

Sommaire

1.1	Effet de la contrainte sur le germanium	14
1.1.1	Généralités	15
1.1.2	Modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ et diagramme de bande	16
1.2	Influence du dopage	21
1.3	Les transitions radiatives et non-radiatives	25
1.3.1	Transition SRH (Schokley-Read-Hall)	26
1.3.2	Recombinaison de surface	26
1.3.3	Transition Auger	27
1.4	Caractérisation expérimentales des déformations mécaniques dans le germanium	29
1.4.1	Mesures et simulation de photoluminescence	30
1.4.2	Principe de la spectroscopie Raman	31
1.5	La possibilité de démontrer un laser germanium via l'ingénierie de bande	34
1.5.1	L'absorption porteurs libres	35
1.5.2	Dynamique des porteurs	37
1.5.3	Modélisation et calcul du gain	40
1.6	Conclusion	47

L'ingénierie de bande désigne les techniques qui permettent de modifier les propriétés optiques et électroniques du semiconducteur.

Dans ce chapitre je traite les aspects théoriques pour le calcul de la structure de bande du germanium, et la possibilité de contrôler ses propriétés d'émission via le dopage et la contrainte mécanique. Je présente les techniques utilisées pour caractériser le transfert de contrainte, et je discute les différentes hypothèses qui mènent à l'estimation du gain dans le germanium qui est le critère clef du fonctionnement du dispositif laser.

1.1 Effet de la contrainte sur le germanium

Introduire la contrainte dans les composants semiconducteurs est une méthode classique pour modifier les propriétés électroniques ou optiques. Étudier les contraintes dans un dispositif a un double intérêt. D'un coté cela permet de prévoir des situations de dysfonctionnement liées à la propagation de dislocations, ou la détérioration d'interfaces dans un empilement de couches minces. D'autre part une telle étude peut conduire à améliorer les performances d'un dispositif, par exemple le transistor MOS FET à canal de Ge contraint en compression [26] ou le transistor à base de Si contraint [27]. Les performances des composants optiques peuvent être améliorées également comme les laser III-V [28] à base de puits quantiques InGaAs. En introduisant de la contrainte, il est possible de modifier la symétrie du matériau ce qui est à la base de plusieurs applications optiques comme la génération de seconde harmonique, modulation électro-optique [29].

1.1.1 Généralités

Le germanium est un élément semiconducteur de la colonne IV, comme le silicium et le carbone. Il cristallise dans le système cubique à faces centrées type diamant (voir figure 1.1). Le paramètre de maille du Ge est de 0.56579060 nm [30]. Introduire

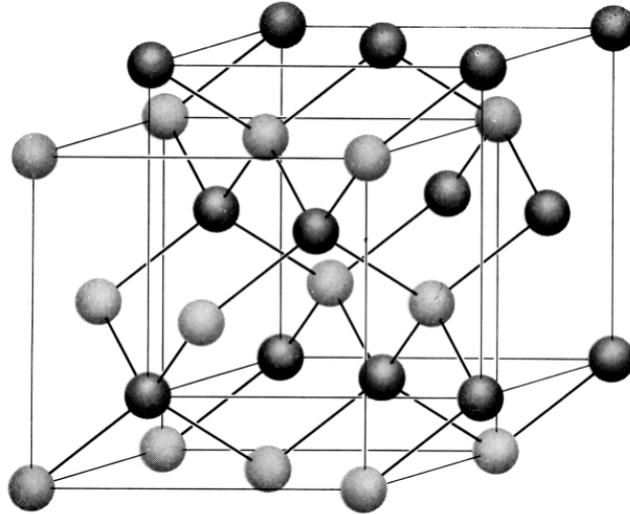


FIGURE 1.1 – Réseau d'atomes dans une structure diamant.

une déformation mécanique dans le matériau modifie la répartition des atomes et peut changer la symétrie du réseau cristallin.

A une périodicité cristalline donnée correspond un espace réciproque décrit par un vecteur d'onde \mathbf{k} . Il est possible de calculer les états d'énergies accessibles à un électron (une particule plus généralement) dans un matériau donné. Ce calcul dans l'espace réciproque vise à identifier les relations de dispersion $E_n(\mathbf{k})$ dont l'ensemble constitue le diagramme de bande, qui va décrire les états accessibles à une bande d'énergie d'indice n .

La méthode $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ permet de calculer la structure de bande d'un semiconducteur. Je détaille dans la suite les bases de la théorie $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ qui a été développée pour le

germanium contraint au sein de notre équipe.

1.1.2 Modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ et diagramme de bande

Cette méthode permet de décrire les états électroniques dans un cristal. L'Hamiltonien à une particule subissant un potentiel cristallin périodique V est de la forme :

$$H\psi = \left(\frac{p^2}{2m_0} + V \right) \psi = E\psi \quad (1.1)$$

où p est l'opérateur impulsion et m_0 est la masse de l'électron.

Selon le théorème de Bloch, les solutions de cette équation prennent la forme :

$$\psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \quad (1.2)$$

Avec \mathbf{k} le vecteur d'onde, n est un nombre entier qui désigne une bande et $u_{n,\mathbf{k}}$ une fonction périodique ayant la périodicité du cristal. Cette fonction d'onde possède les mêmes symétries que celle du réseau cristallin. En appliquant H sur $\psi_{n,\mathbf{k}}$ (définie par 1.2), on peut montrer que l'équation 1.1 revient à résoudre :

$$H_{\mathbf{k}} u_{n,\mathbf{k}} = E_{n,\mathbf{k}} u_{n,\mathbf{k}} \quad (1.3)$$

où $H_{\mathbf{k}} = \frac{p^2}{2m_0} + V + \frac{\hbar\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}}{m_0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$.

La fonction $u_{n,\mathbf{0}}$ (fonction d'onde à $k = 0$) est une solution propre du Hamiltonien 1.1.

La résolution de l'équation permet de décrire n bandes. Résoudre la matrice $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ pour un ordre n élevé permet de calculer avec plus de précision les structures de bande au voisinage du centre de zone, aussi qu'en bord de zone de Brillouin ce qui est fondamental dans le cas d'un semiconducteur à bande interdite indirecte.

La théorie $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ a été initiée en 1938 mais il a fallu attendre le début des années cinquante [31,32] pour qu'elle soit utilisée dans le calcul de bandes des semiconducteurs. Le germanium a été l'objet d'études depuis les années 60 [33,34], vu son importance dans la microélectronique. L'approfondissement de l'étude de la structure de bande du germanium s'est traduit par une augmentation des bandes considérées dans le calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ [35–37] et l'introduction des effets de contraintes par l'Hamiltonien Bir-Pikus [38].

Je présente dans la figure 1.2 les résultats du calcul $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ 30 bandes à basse température (4 K) des diagrammes de bandes du germanium contraint et relaxé. Le germanium relaxé est à bande interdite indirecte, *i.e.* le minimum de la bande de conduction n'est pas en centre de zone, il se situe en vallée L.

A 300 K, la vallée directe Γ est située à 0.8 eV par rapport au maximum de la bande de valence, à 140 meV au dessus de la vallée L, et à 50 meV en dessous de la vallée Delta.

La bande de valence en centre de zone est composée d'une vallée trous légers et d'une vallée trous lourds. Ces deux vallées sont dégénérées à $k = 0$ pour le cas relaxé. Une troisième vallée dite de spin-orbite se trouve à 300 meV en dessous des bandes de trous lourds et légers.

Je montre à travers la figure 1.2b l'impact de l'introduction d'une déformation en tension très élevée de 3%. Le germanium devient à bande interdite directe avec la vallée Γ qui présente le minimum d'énergie des électrons. Les bandes des trous lourds et légers se séparent et le minimum d'énergie pour les trous se trouve au sommet de la bande des trous légers.

Ce calcul illustre l'intérêt de l'ingénierie de contrainte du germanium : initialement à bande interdite indirecte mais avec un faible décalage d'énergie entre la transition

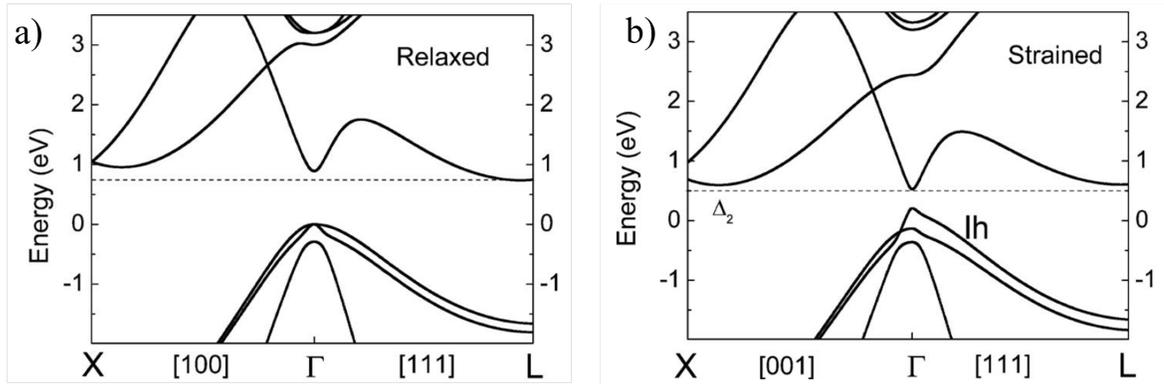


FIGURE 1.2 – Diagramme de bande du germanium a) relaxé et b) contraint en tension à 3% [21] calculé à basse température (4 K).

directe et la transition indirecte (140 meV), la contrainte en tension permet de modifier les énergies des vallées pour aboutir à un semiconducteur à bande interdite directe.

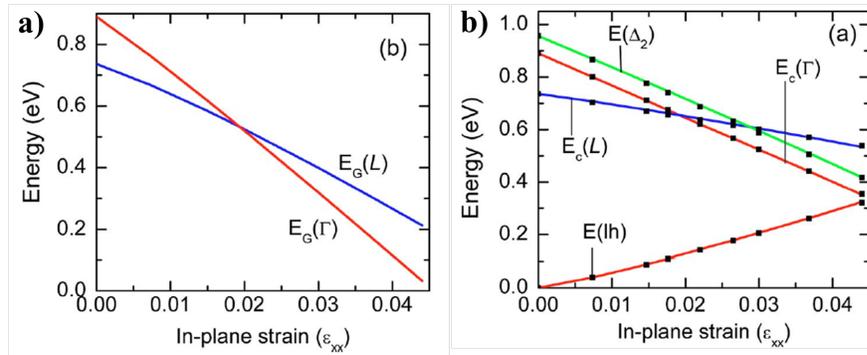


FIGURE 1.3 – Évolution de l'énergie de la vallée L et de la vallée Gamma en fonction de la contrainte en tension du germanium calculée à basse température (4 K) [21].

La contrainte en tension nécessaire pour la transition entre la configuration bande interdite indirecte/directe est estimée à $\approx 2\%$ et varie un peu en fonction de la température. La figure 1.3 montre l'évolution de l'énergie de la vallée L et de la

vallée Gamma. L'énergie de la vallée Delta baisse également avec la même tendance que la vallée Gamma (en se situant à 50 meV au dessus de la vallée Gamma).

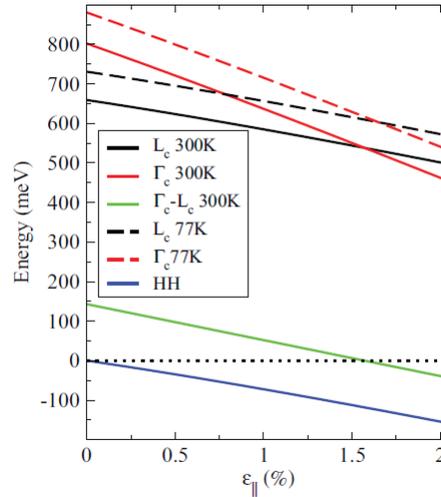


FIGURE 1.4 – Variation de la vallée L et Gamma en fonction de la déformation en tension à 77 K et 300 K [39].

Dans la référence [39] un calcul de la bande directe et indirecte du germanium à température ambiante aboutit à un croisement entre les énergies L et Gamma à 1.6% (voir figure 1.4).

En considérant la diminution du décalage entre les énergies des bandes Gamma et L en passant d'une basse température à la température ambiante qui est de l'ordre de 14 meV , notre calcul $\mathbf{k.p}$ à température ambiante conduit à un croisement L-Gamma correspondant à 1.7% (voir figure 1.5).

Cette étude préliminaire aboutit à trois principales conclusions :

- Il est possible de modifier les énergies des bandes et d'aboutir à un germanium à bande interdite directe en introduisant une contrainte mécanique en tension élevée.
- Introduire la contrainte en tension réduit la bande interdite ce qui implique que

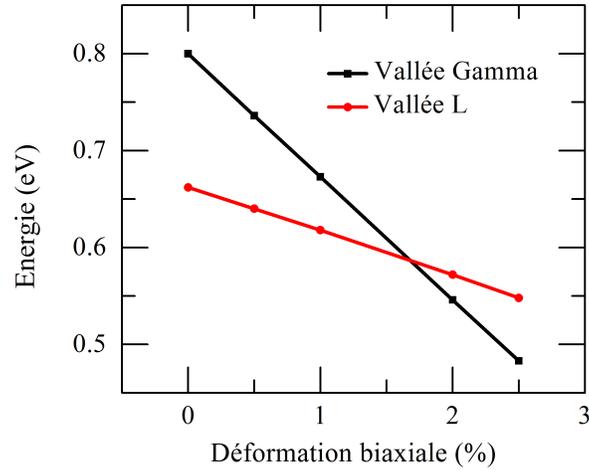


FIGURE 1.5 – Variation de la vallée L et Gamma en fonction de la déformation en tension à 300 K calculée à partir du modèle $\mathbf{k.p}$ à 30 bandes.

l’observation d’une diminution de la transition d’énergie directe est la signature d’une introduction de contrainte en tension.

- Le passage de la configuration bande interdite indirecte à la bande interdite directe est estimé entre 1.7% et 2% de déformation biaxiale en tension.

La possibilité de modifier la structure de bande du germanium pour aboutir à une bande interdite directe via le transfert de contrainte en tension, présente un grand intérêt pour les applications optiques. Néanmoins atteindre une bande interdite directe demande l’introduction d’une forte déformation.

Introduire un dopage élevé est un facteur qui peut permettre d’approcher une configuration de semiconducteur à bande interdite directe sans avoir besoin d’atteindre des valeurs élevées de déformations.

1.2 Influence du dopage

Le dopage est une méthode qui permet d'augmenter la densité des électrons dans un semiconducteur.

Doper le germanium aura un effet sur l'efficacité de l'injection des porteurs en centre de zone de Brillouin. Étant un semiconducteur de bande interdite indirecte, les porteurs ont tendance à remplir les états de la vallée L vu qu'elle se situe à une énergie plus basse que la vallée Gamma. Pour saturer cette bande L, il est nécessaire d'introduire des électrons à un niveau de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [40]. Doper n le germanium a pour conséquence d'élever le niveau de Fermi dans la bande de conduction et favoriser les transitions radiatives en centre de zone.

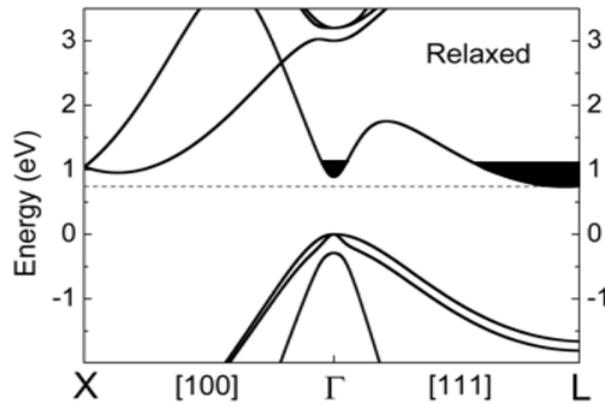


FIGURE 1.6 – Effet de remplissage de la bande de conduction d'une structure de germanium relaxé (4 K).

Il est possible de doper le germanium *in situ* par les atomes As, P, Sb. Une autre technique de dopage consiste à introduire des impuretés dopantes en fondant localement le germanium, par une technique dite GILD (gas immersion laser doping) développée à l'IEF. La figure 1.7 montre les étapes de cette technique. A un vide poussé on introduit un gaz précurseur (PCl_3). Un laser impulsif d'une durée de

20 ns liquéfie le germanium sur une surface de 4 mm² sur une profondeur de quelques centaines de nanomètres. Les atomes de phosphore diffusent durant la phase liquide du germanium qui dure une dizaine à une centaine de nano-secondes. Le phosphore se stabilise dans la maille du germanium lors de la recristallisation. Avec cette méthode,

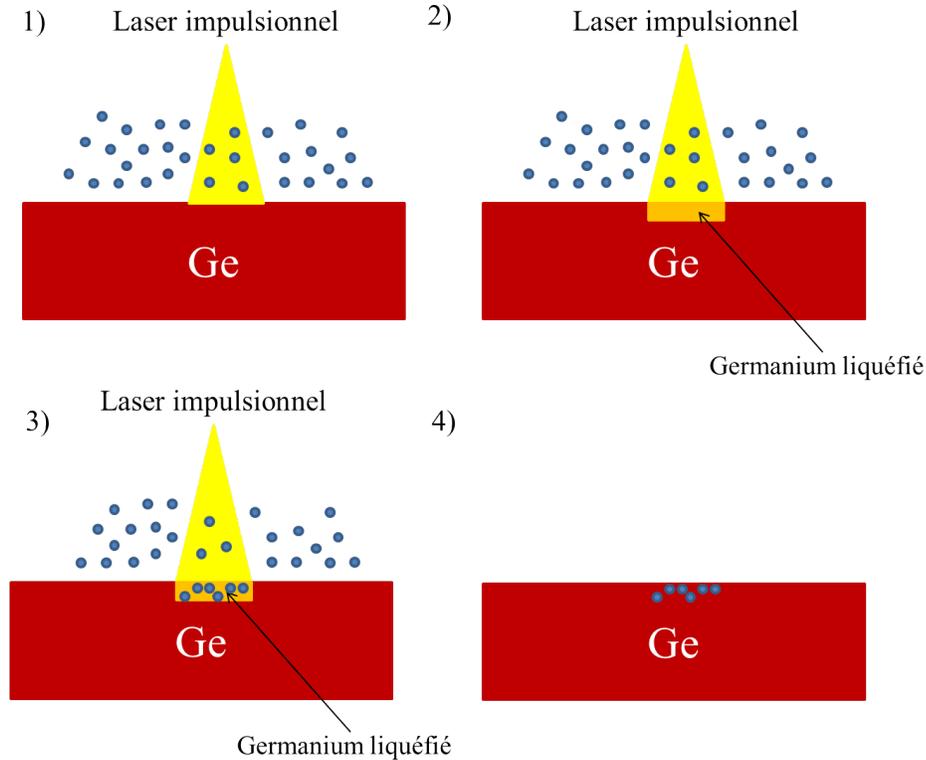


FIGURE 1.7 – 1) Le germanium est exposé à un laser impulsionnel 2) Une certaine épaisseur du Ge est fondue 3) Le phosphore s'incorpore dans le Ge pendant sa phase liquide 4) Le phosphore occupe des sites substitutionnels pendant sa recristallisation.

il est possible d'introduire $\approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ de dopants. La limite de cette technique est que seulement une proportion des dopants introduits seront actifs (en sites substitutionnels). Les dopants qui occupent des sites interstitiels vont constituer des défauts ponctuels ce qui renforcera les transitions non-radiatives. L'utilisation de cette technique induit une forte augmentation de la température vu que le germanium passe

en état liquide ($\approx 940^\circ\text{C}$). Cette haute température impose des contraintes sur la nature du substrat utilisé et la qualité de l'interface germanium/substrat. Cette haute température peut produire une diffusion d'impuretés du substrat vers le germanium. La figure 1.8 montre l'augmentation de la luminescence en fonction du dopage in-

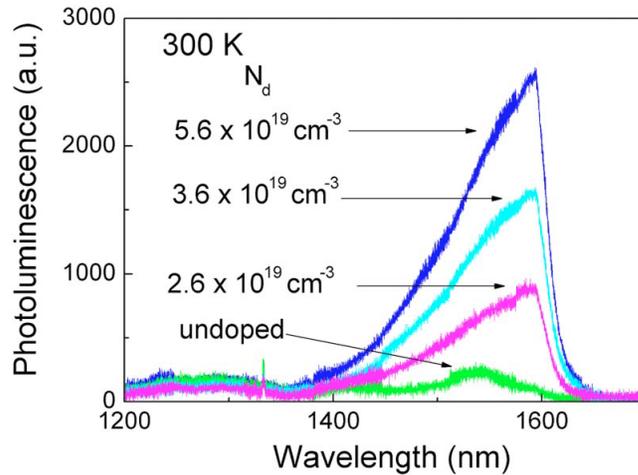


FIGURE 1.8 – Observation expérimentale de l'augmentation de la photoluminescence en fonction du dopage GILD introduit [41].

troduit en utilisant cette technique [41] sur un échantillon GOI (Germanium On Insulator).

L'augmentation de la luminescence avec le dopage n dans les mêmes conditions d'injection de porteurs, indique une meilleure efficacité d'injection d'électrons en centre de zone.

Outre l'augmentation de la luminescence, le dopage introduit une renormalisation de la bande interdite (BGN pour *Band Gap Narrowing*). Le BGN se manifeste par une réduction de l'énergie de bande interdite. L'origine de cette réduction est la formation d'une bande au voisinage du bas de la bande de conduction.

La référence [42] propose une formule pour décrire le décalage d'énergie :

$$\Delta E_g = 8.67(10^{-18}N_d)^{1/3} + 8.14(10^{-18}N_d)^{1/4} + 4.31(10^{-18}N_d)^{1/2} \text{ (meV)} \quad (1.4)$$

Avec N_d la densité de donneurs (en cm^{-3}). Nous avons observé un décalage vers les basses énergies du pic de luminescence dans les échantillons dopés comme le montre la figure 1.9. Le spectre de germanium non-dopé ne permet pas de déterminer

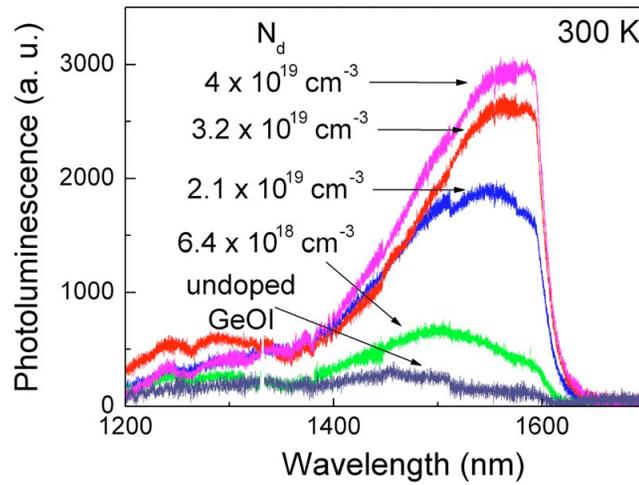


FIGURE 1.9 – Observation expérimentale du décalage du pic de photoluminescence en fonction du dopage [41].

avec précision le pic de luminescence (le spectre est modulé par des modes Fabry-Pérot). Je ne considère pas les mesures de photoluminescence pour les dopages $3.2 \times 10^{19} cm^{-3}$ et $4 \times 10^{19} cm^{-3}$ car la longueur d'onde du maximum de photoluminescence est au delà de la coupure du détecteur. Je considère le spectre 1 qui correspond au dopage $6.4 \times 10^{18} cm^{-3}$ et le spectre 2 correspond au dopage $2.1 \times 10^{19} cm^{-3}$. Les mesures expérimentales permettent d'estimer $\Delta E_g_{Spectre1} - \Delta E_g_{Spectre2} \approx 27 \text{ meV}$. En tenant compte des densités de dopage annoncées, la formule 1.4 permet de donner une estimation théorique de $\Delta E_g_{Spectre1} - \Delta E_g_{Spectre2} = 21.15 \text{ meV}$ ce qui est en

bon accord avec l'estimation expérimentale.

Le dopage est théoriquement un moyen efficace pour favoriser l'injection des porteurs dans la vallée Gamma. L'introduction d'impuretés peut néanmoins renforcer des transitions non-radiatives qui seront en concurrence avec les transitions radiatives.

1.3 Les transitions radiatives et non-radiatives

Les recombinaisons des porteurs excédentaires dans un semiconducteur peuvent prendre plusieurs formes : une transition radiative se traduisant par une recombinaison électron-trou ou une transition non-radiative se produisant par des relaxations inter-bande, ou intra-bande.

Dans un dispositif optique, les transitions non-radiatives peuvent réduire l'efficacité des transitions radiatives. Pour un matériau très dopé, les impuretés peuvent introduire des centres de recombinaison qui affectent le temps de vie radiatif.

Quand le cristal est parfait, il n'existe pas de niveaux intermédiaires dans la bande interdite (entre la bande de conduction et la bande de valence). Quand la périodicité du cristal est perturbée : via une impureté ou une rupture du cristal (surface), des niveaux discrets se forment à l'intérieur de la bande interdite. Ces niveaux sont susceptibles de créer des pièges non-radiatifs (à la surface).

Le temps de vie global dans un matériau semiconducteur se traduit par la formule suivante :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_S} + B.n + C.n^2 \quad (1.5)$$

Dans cette formule n désigne la densité des porteurs.

La situation intéressante pour un dispositif émettant la lumière est la domination du terme du temps de vie radiatif qui est traduit par le facteur B .

Les autres termes définissent des transitions non radiatives : τ_{SRH} désigne le temps de vie des transitions Schokley-Read-Hall, τ_S désigne le temps des transitions de recombinaison de surface, C désigne le coefficient Auger.

1.3.1 Transition SRH (Schokley-Read-Hall)

Il s'agit de recombinaisons dues à des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite provoquées par des défauts dans le réseau cristallin, dits défauts profonds.

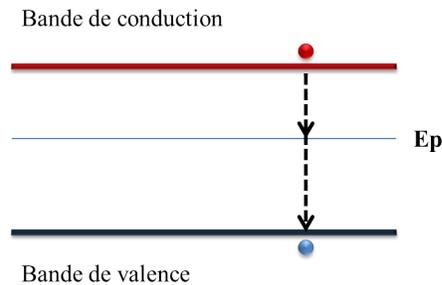


FIGURE 1.10 – Recombinaison non-radiative type SRH.

1.3.2 Recombinaison de surface

Elles sont associées à la présence de défauts à une interface entre deux matériaux, ou entre le matériau et le milieu ambiant : liaisons pendantes dues à une rupture brutale du réseau cristallin. Il est possible de limiter ce type de recombinaison en passivant les surfaces par exemple en déposant une couche de SiN ou de SiO₂, ou avec un traitement chimique acide (HCl, HF, H₂SO₂) [43] pour le germanium. La référence [43] montre l'application de traitement chimique sur le silicium et suggère le même traitement au germanium avec des solutions acides dont le pH est optimisé pour une valeur de 3.

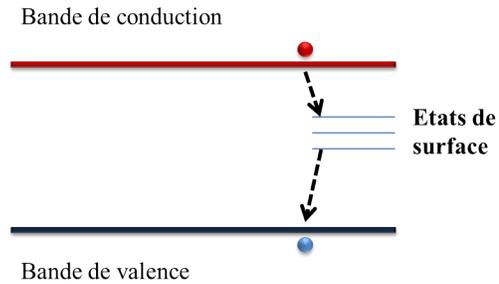


FIGURE 1.11 – Recombinaison non-radiative type recombinaison de surface.

1.3.3 Transition Auger

Les transitions Auger les plus fréquentes se manifestent par une transition intra-bande et une transition inter-bande (voir figure 1.12). Il s'agit du processus dominant à fort dopage où à forte densité de porteurs injectés.

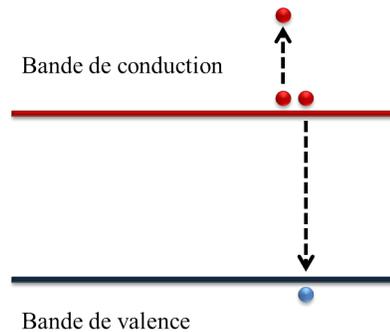


FIGURE 1.12 – Recombinaison non-radiative type Auger.

L'ordre de grandeur du coefficient Auger est de $C = 10^{-30} - 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [22, 44, 45] avec $\tau_{Auger} = \frac{1}{Cn^2}$.

La figure 1.13 montre une estimation du temps de vie Auger en fonction du dopage. A un dopage de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ($5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), correspond un temps de vie Auger de 100 ns (4 ns), si on considère de plus une injection de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 1.14 [46] montre les ordres de grandeur de temps de recombinaison dans

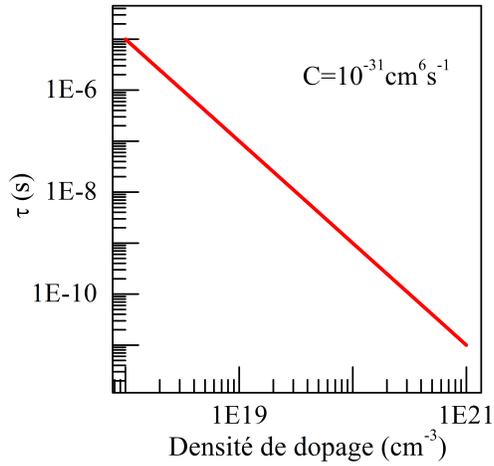


FIGURE 1.13 – Simulation du temps de vie Auger. La valeur du coefficient Auger est prise de [45].

le germanium massif impliquant l'ensemble des transitions non-radiatives (Auger, SRH, recombinaison de surface) en fonction de l'injection de porteurs et du dopage. Dans le cas où l'on est amené à utiliser des couches minces de germanium (quelques centaines de nanomètres) les taux de recombinaison de surface peuvent être le facteur dominant.

Sur la figure 1.14 je reporte une mesure de temps de vie effectuée sur un échantillon référence germanium sur GaAs, épitaxié par MOCVD, d'épaisseur $\approx 750 \text{ nm}$ et dopé à hauteur de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (la figure 1.15 montre un spectre de photoluminescence de cet échantillon dit Ge187). Cette mesure a été effectuée dans l'équipe de Hans Sigg au Paul Scherrer Institut [47]. Il s'agit d'une mesure de spectroscopie de transmission pompe sonde qui utilise une source synchrotron. Ces mesures concluent à un temps de recombinaison Auger rapide (300 ps) après l'excitation optique et un temps de recombinaison plus important dû à la recombinaison de surface (5.6 ns). Il s'agit d'un temps de vie non-radiatif relativement court. La comparaison de cette mesure

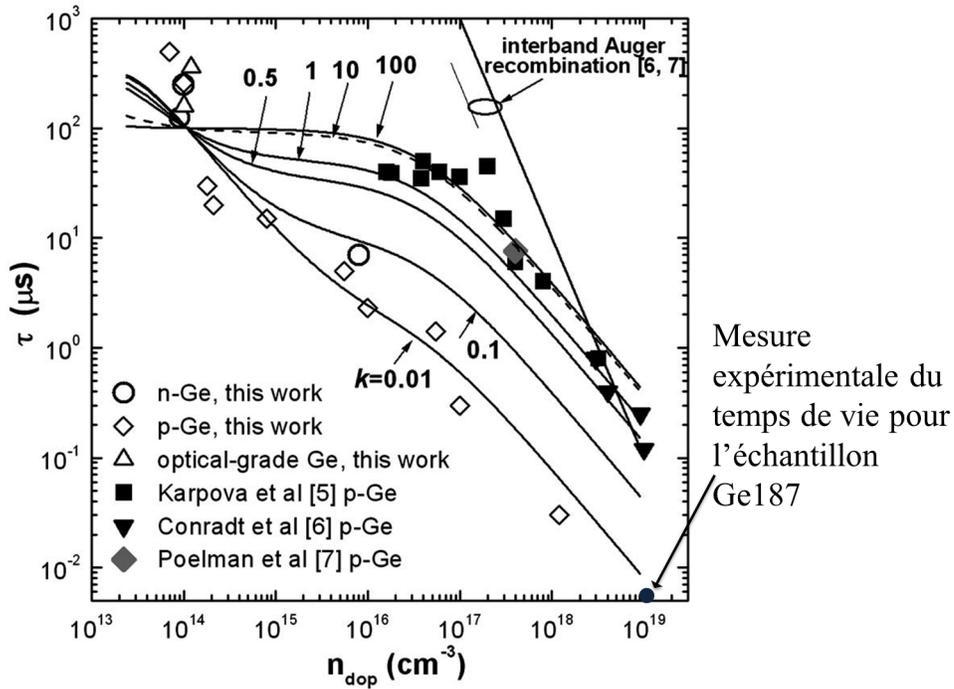


FIGURE 1.14 – Variation du temps de vie en fonction du dopage- n [46]. k est le rapport entre l'injection des porteurs et le dopage. Report de la mesure de temps de vie effectuée sur l'échantillon Ge187 en collaboration avec le Paul Scherrer Institut.

avec des mesures de temps de vie effectuées sur d'autres échantillons de germanium sur silicium montre qu'elle a la meilleure performance. Ceci souligne la haute qualité des échantillons épitaxiés par MOCVD.

1.4 Caractérisation expérimentales des déformations mécaniques dans le germanium

Caractériser l'état de contrainte d'un dispositif, permet d'estimer la structure de bande modifiée. L'enjeu est de pouvoir estimer l'état de contrainte dans un dispositif photonique présentant des dimensions de l'ordre du micron.

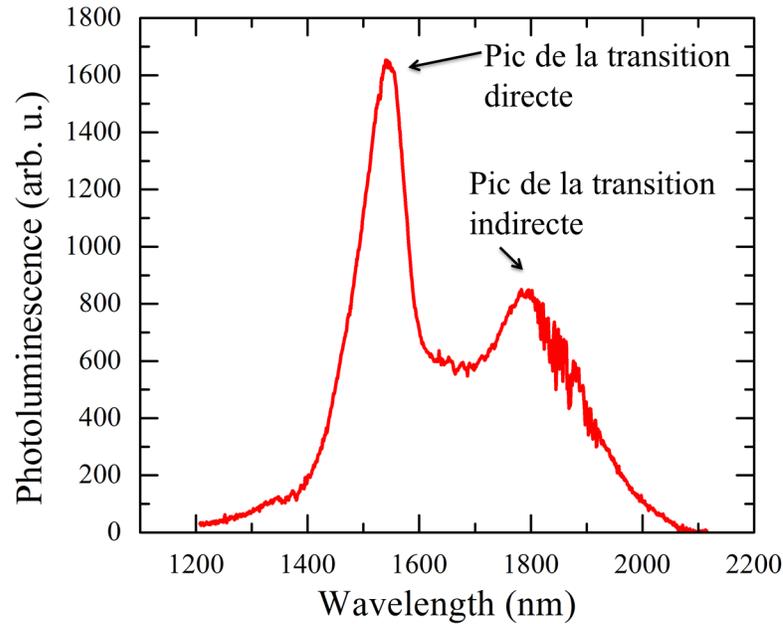


FIGURE 1.15 – Spectre de photoluminescence à température ambiante de l'échantillon de référence Ge187 qui est un échantillon de germanium (de $\approx 750 \text{ nm}$ d'épaisseur) sur substrat GaAs. Le pic de photoluminescence à 1550 nm correspond à la transition directe alors que le pic situé à 1800 nm correspond à la transition indirecte.

1.4.1 Mesures et simulation de photoluminescence

Nous avons établi la relation entre la déformation mécanique introduite, et la variation de l'énergie de la bande interdite. La contrainte modifie le spectre d'absorption et d'émission du germanium. L'émission du germanium contraint se traduit par un décalage du pic d'émission vers les basses énergies.

J'ai implémenté un modèle qui s'appuie sur les calculs **k.p** 30 bandes de la structure de bande du Ge [21] pour évaluer l'émission du germanium.

Les paramètres d'entrée de ce modèle sont :

- Le tenseur de déformation
- Le niveau d'injection et le niveau de dopage
- L'élargissement homogène de l'émission

Pour caractériser expérimentalement la modification de la structure électronique (énergie de bande interdite), j'utilise un banc de micro-photoluminescence décrit dans la figure 1.16. La source excitatrice continue est un laser YAG doublé (532 nm) ou un laser He-Ne (632 nm).

Les détecteurs utilisés sont à base de diode InGaAs étendu (détection monocanale) ou à base de barrette InGaAs (détection multicanale). Le détecteur InGaAs usuel a une réponse de 1 μm à 1.6 μm . Il est possible d'étendre la gamme spectrale de détection jusqu'à 2.1 μm .

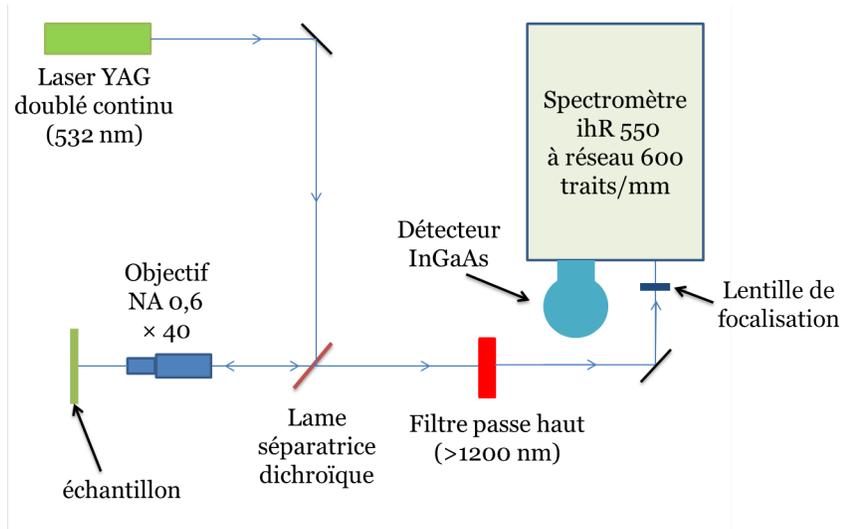


FIGURE 1.16 – Schéma simplifié du banc de mesure de photoluminescence.

Le maximum du pic de photoluminescence donne une estimation de la déformation mécanique dans le germanium. Une autre méthode qui sera mise en avant dans le cadre de cette thèse est basée sur la spectroscopie Raman.

1.4.2 Principe de la spectroscopie Raman

Il s'agit d'une technique de mesure de contrainte non destructive. L'interaction lumière-matière peut conduire à une forme d'une diffusion élastique (la lon-

gueur d'onde d'excitation reste inchangée) dite diffusion Rayleigh ou d'une diffusion inélastique (diffusion dite Raman).

Un spectre Raman est composé de deux parties symétriques par rapport à la fréquence d'excitation laser : l'une appelée Stokes Raman associée à un transfert de quantum d'énergie de la lumière vers la matière, l'autre anti-Stokes Raman associée à un transfert de quantum d'énergie de la matière vers la lumière.

Un banc de spectroscopie Raman est très similaire à un banc de micro-photoluminescence, il comprend :

- Une source laser focalisée sur l'échantillon
- Un spectromètre et un filtre de rejection de la pompe
- Un détecteur

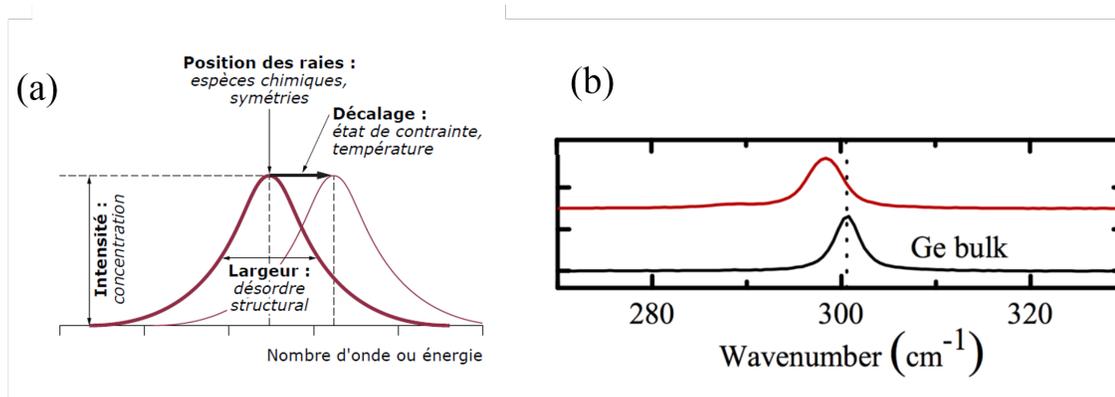


FIGURE 1.17 – (a) Illustration du décalage de la raie Raman [48]. (b) Exemple de mesures Raman. La courbe noire montre le spectre du germanium relaxé et la courbe rouge montre le spectre de germanium contraint en tension.

Dans le cadre de ma thèse nous effectuons des mesures μ -Raman résolues spatialement en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces. La mesure se base sur un spectromètre Labram HR800 de HORIBA Jobin Yvon, un laser 532 nm et un objectif un objectif $\times 100$ avec une ouverture numérique 0.9 .

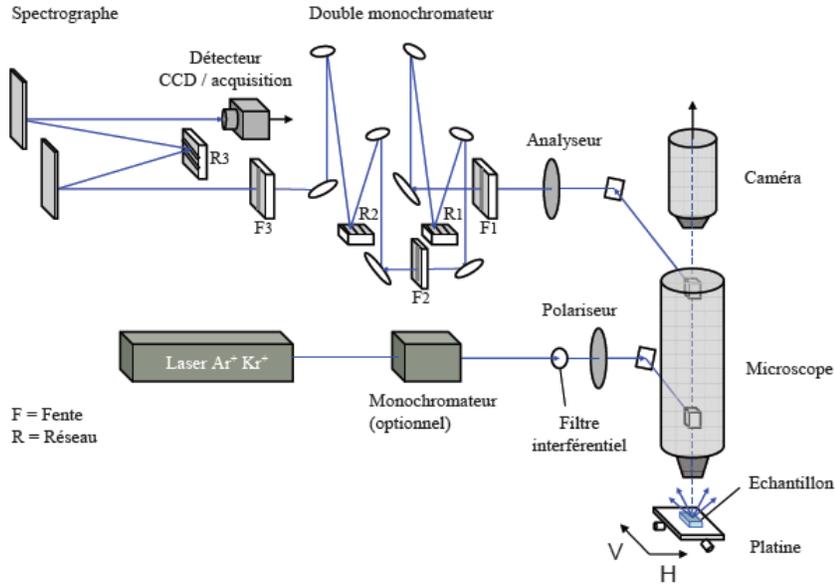


FIGURE 1.18 – Exemple de banc de mesures Raman [49].

L'échantillon de germanium contraint est fixé sur un porte échantillon mobile dans le plan (x, y) avec des pas de 500 nm . L'acquisition du signal Raman retrodiffusé s'effectue en incidence normale à la surface de l'échantillon (suivant la même incidence que la pompe laser). Dans cette configuration on favorise l'observation du couplage avec les phonons LO. Le signal Raman est décalé d'une énergie de 301 cm^{-1} pour le germanium relaxé (voir figure 1.17b). Lorsque le germanium est contraint et suit une déformation biaxiale ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon$) le décalage Raman est modifié d'une énergie $\Delta\omega = -b\epsilon$ [49, 50].

La déformation dans un cas biaxial est donnée par $\epsilon = -\frac{\Delta\omega}{b}$. Nous utilisons un paramètre $b = 415 \text{ cm}^{-1}$ [51], par exemple un décalage de 4.15 cm^{-1} correspond à une déformation biaxiale de 1%.

D'autres valeurs de la constante b sont citées dans la littérature. Comme Capellini *et al.* [52] qui utilise $b = 390 \text{ cm}^{-1}$ [53].

La constante $b = 415 \text{ cm}^{-1}$ résulte de mesure de déformation à partir d'échantillons Ge sur Si dont la déformation est contrôlée par une couche tampon $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, alors que la constante $b = 390 \text{ cm}^{-1}$ est déduite d'échantillons $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ sur silicium.

1.5 La possibilité de démontrer un laser germanium via l'ingénierie de bande

D'une manière générale, une source laser se compose d'un milieu à gain (région active) introduit dans une cavité. L'effet laser est obtenu dès que le gain du milieu actif compense au moins les pertes de la cavité.

L'émission stimulée permet d'obtenir une émission monochromatique, cohérente (spatialement et temporellement) et brillante. La figure 1.19 récapitule les différentes interactions lumière/matière susceptibles de se produire entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.

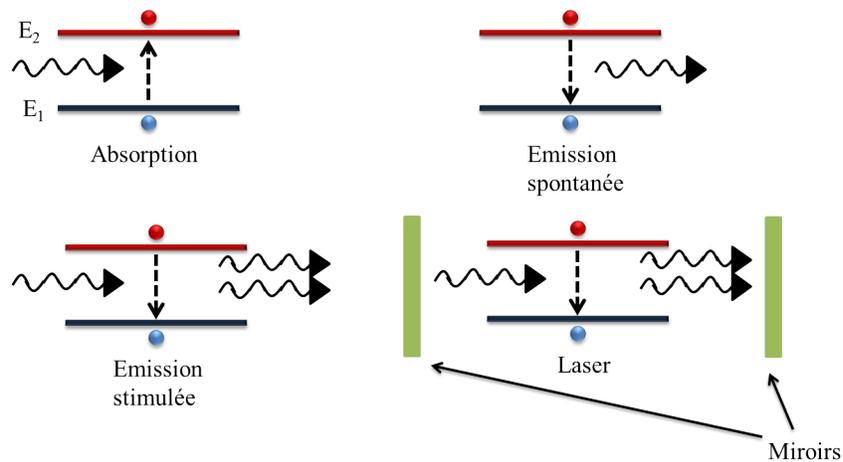


FIGURE 1.19 – Les interactions fondamentales lumière/matière.

Le premier laser semiconducteur a été inventé en 1962 par R. Hall [54] à base de jonction GaAs dopé-n avec des facettes clivées formant une cavité Fabry-Pérot.

Le seuil des premiers lasers était élevé atteignant une densité seuil de courant de $10^4 A.cm^{-2}$ avec un refroidissement à l'azote liquide. Aujourd'hui les seuils sont de l'ordre de quelques centaines de $A.cm^{-2}$, je prends pour exemple le laser à base de boîtes quantiques InAs/GaAs sur silicium, dont le seuil sous injection électrique est de $330 A.cm^{-2}$ [55], ou encore un laser à base de puits quantiques AlGaAs/GaAs [56] avec un seuil de $333 A.cm^{-2}$ sous injection électrique.

Le GaAs est un matériau à bande interdite directe ce qui constitue une configuration favorable pour le dispositif laser, à l'opposé du germanium dont la configuration à bande interdite indirecte empêche une injection efficace des porteurs en centre de zone.

1.5.1 L'absorption porteurs libres

L'absorption porteurs libres est liée à l'interaction entre la lumière et les porteurs (électrons et/ou trous) occupant une même bande. Une approche phénoménologique qui se base sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu à faible conductivité aboutit à une absorption proportionnelle à la densité d'électrons dit modèle de Drude-Lorentz [57] :

$$\alpha_{fca} = n_c \frac{e^2}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n_r m_{eff} \tau} \lambda^2 \quad (1.6)$$

Avec λ la longueur d'onde du photon, e la charge électrique élémentaire, c la vitesse de la lumière, ε_0 la permittivité électrique dans le vide, n_c la densité des porteurs, n_r l'indice optique du matériau, m_{eff} la masse effective des porteurs.

La référence [58] adapte ce modèle de Drude-Lorentz au cas du germanium contraint avec l'expression suivante :

$$\alpha_{fca} = \frac{e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^3 n_r} \left[\frac{n_\Gamma}{\tau_\Gamma \times m_\Gamma} + \frac{n_L}{\tau_L \times m_L} + \frac{p_{LH}}{\tau_{LH} \times m_{LH}} + \frac{p_{HH}}{\tau_{HH} \times m_{HH}} \right] \times \lambda^2 \quad (1.7)$$

En considérant $\mu = e\frac{\tau}{m^*}$ l'équation se ramène à :

$$\alpha_{fca} = \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0 c^3 n_r} \left[\frac{n_\Gamma}{\mu_\Gamma \times m_\Gamma^2} + \frac{n_L}{\mu_L \times m_L^2} + \frac{p_{LH}}{\mu_{LH} \times m_{LH}^2} + \frac{p_{HH}}{\mu_{HH} \times m_{HH}^2} \right] \times \lambda^2 \quad (1.8)$$

La référence [57] pointe les faiblesses de cette approche. La variation en λ^2 n'est pas vérifiée expérimentalement. En pratique le coefficient d'absorption est proportionnel à λ^p avec p variant entre 1.5 et 3 [59].

En effet à plus fort dopage, les interactions e-e et h-h deviennent élevées, le modèle de Drude-Lorentz ne permet pas de décrire l'absorption porteurs libres [60].

Liu *et al.* en s'appuyant sur les mesures de Spitzer *et al.* pour du germanium dopé n [61] et de Newman pour germanium dopé p [62] aboutit à la formule interpolée :

$$\alpha_{fca} = 3.4 \times 10^{-25} n_e \lambda^{2.25} + 3.2 \times 10^{-25} n_p \lambda^{2.43} \quad (1.9)$$

Avec $n_e(n_p)$ la densité d'électrons (de trous)

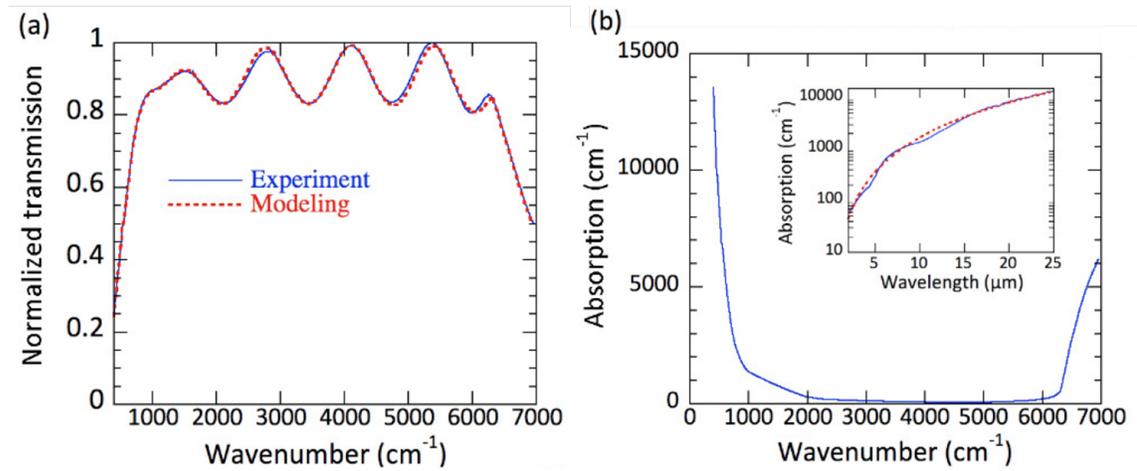


FIGURE 1.20 – Mesures par spectroscopie FT-IR de la transmission d'une couche de germanium sur substrat GaAs (échantillon Ge187). a) Mesure de la transmission en fonction du nombre d'onde. b) Déduction de l'absorption, l'insert montre la variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde. La modélisation apparaît en traits pointillés [63].

Nous avons réalisé des mesures d'absorption par spectroscopie en transmission utilisant un spectromètre à Transformée de Fourier (FT-IR) sur l'échantillon de référence Ge187 de germanium sur GaAs (présenté dans la section 1.3) et qui est dopé à hauteur de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le spectre de transmission de l'échantillon (figure 1.20a) présente des oscillations liées à des interférences de type Fabry-Pérot dans la couche de germanium. Connaissant l'épaisseur de germanium, une modélisation mettant en jeu l'absorption du germanium est utilisée afin d'obtenir le spectre présenté (Figure 1.20b). Cette mesure vérifie une variation de l'absorption des électrons en $\lambda^{2.25}$ mais avec un facteur deux fois moins élevé que la valeur donnée par Liu *et al.* Cette nouvelle estimation est vérifiée par les mesures de Carroll *et al.* [40] Dans la suite nous utilisons l'absorption qui a été estimée par nos propres mesures pour l'absorption des électrons et par l'expression de Liu *et al.* pour l'absorption des trous, ce qui conduit à :

$$\alpha_{fca} = 1.7 \times 10^{-25} n_e \lambda^{2.25} + 3.2 \times 10^{-25} n_p \lambda^{2.43} \quad (1.10)$$

1.5.2 Dynamique des porteurs

L'injection des porteurs dans la vallée Gamma est difficile, la proportion de ce qu'on peut injecter en centre de zone est très faible par rapport à la densité de porteurs dans la vallée L au vu de leur densité d'état respective.

Je considère un calcul de densité de porteurs, donné pour la vallée L par :

$$n_L = \int_{E_{c,L}}^{\infty} \frac{2m_{DOS}^L}{2\pi^2 \hbar^2} \times \frac{\sqrt{E - E_{c,L}}}{1 + e^{\frac{(E - E_c)}{k_B T}}} dE \quad (1.11)$$

et pour la vallée Γ par :

$$n_{\Gamma} = \int_{E_{c,\Gamma}}^{\infty} \frac{2m_{DOS}^{\Gamma}}{2\pi^2\hbar^2} \times \frac{\sqrt{E - E_{c,\Gamma}}}{1 + e^{\frac{(E-F_c)}{k_B T}}} dE \quad (1.12)$$

F_c désigne le niveau de Fermi qui est fixé en remplissant la vallée L et Γ par l'ensemble des porteurs, m_{DOS}^L et m_{DOS}^{Γ} sont les masses effective de densité d'état pour les vallées L et Γ , respectivement $m_L = 0.56m_0$ et $m_{\Gamma} = 0.038m_0$.

Cette différence marquée entre les masses effectives a une influence sur la distribution des électrons n_{Γ} en vallée Γ et n_L en vallée L.

La figure 1.21 montre un calcul de la densité de porteurs répartie dans la bande de valence et la bande de conduction.

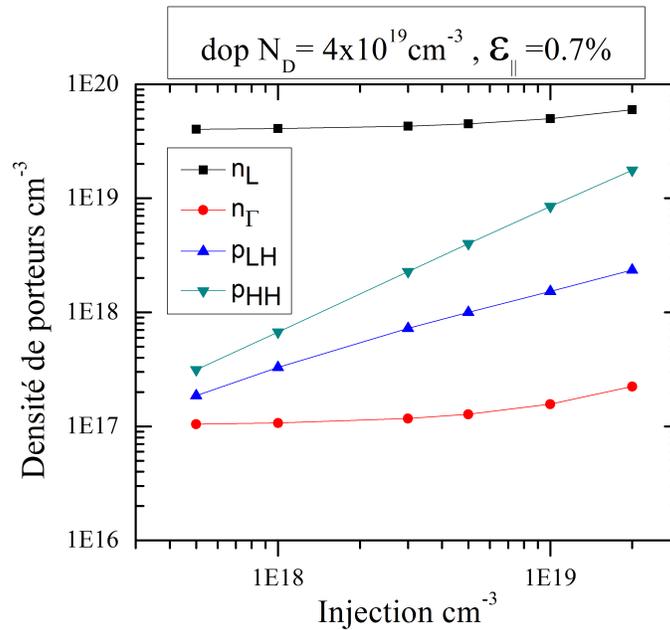


FIGURE 1.21 – Variation de la densité des porteurs dans la bande de conduction (Vallée L et Γ) et la bande de valence (trous lourds HH et trous légers LH). La déformation considérée est de 0.7% biaxial et la densité de dopage est de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La densité des porteurs en centre de zone (vallée Γ) est très faible par rapport

à la vallée indirecte (vallée L) si bien que $\frac{n_{\Gamma}}{n_L} \approx 0.3\%$ dans le cas de figure d'une déformation biaxiale de 0.7%, d'un dopage de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et d'une injection d'électron de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 1.22 montre la variation de la proportion $\frac{n_{\Gamma}}{n_L}$ en fonction du dopage en

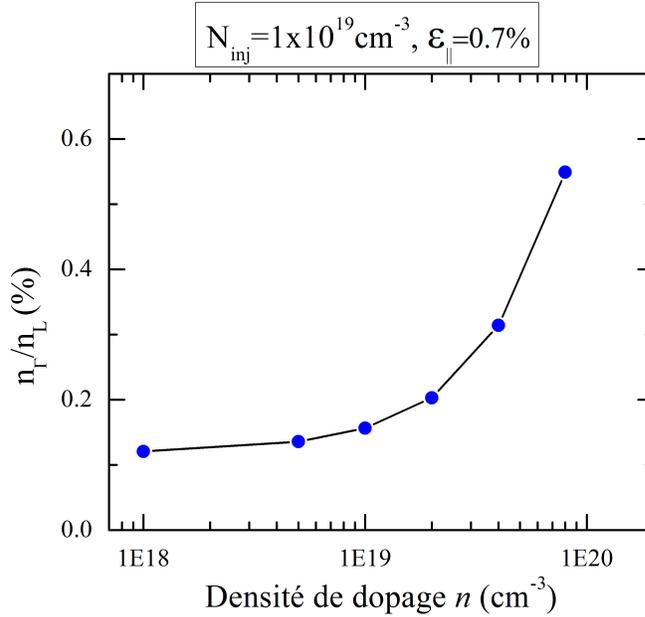


FIGURE 1.22 – Variation du rapport $\frac{n_{\Gamma}}{n_L}$ en supposant une déformation biaxiale de 0.7%, d'une injection de porteurs de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

considérant une injection fixe $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une déformation fixe. Même à très fort dopage, la proportion reste très limitée.

Ces proportions sont à comparer avec le cas du germanium relaxé et intrinsèque qui est de l'ordre de 0.01% à 300 K. Cette difficulté à injecter les porteurs dans la vallée Γ traduit la difficulté d'établir un régime d'émission de photon en centre de zone efficace. L'utilisation de la contrainte en tension et du dopage n permettent de pallier cette difficulté ce qui est au coeur du développement de mon travail de thèse.

1.5.3 Modélisation et calcul du gain

J'ai implémenté un modèle simple qui utilise les transitions en bande interdite directe et qui permet d'évaluer le gain dans le germanium à partir du niveau d'injection, du dopage n , et de la déformation.

L'absorption dans un matériau semiconducteur peut être décrite par [64] :

$$\alpha(\hbar\omega) = C_0(\hat{e} \cdot p_{cv})^2 \int \frac{2d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \delta\left(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \hbar\omega\right) [f_v(k) - f_c(k)] \quad (1.13)$$

Avec :

$$C_0 = \frac{\pi e^2}{n_r C \epsilon_0 m_0^2 \omega} \quad (1.14)$$

où f_c et f_v sont les distributions Fermi-Dirac des porteurs respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence, données par :

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp((E_g + (m_r/m_e^*)E - F_c)/k_B T)} \quad (1.15)$$

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + \exp((- (m_r/m_h^*)E - F_v)/k_B T)} \quad (1.16)$$

en considérant $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_h^*} + \frac{1}{m_e^*}$ et où F_c et F_v sont les niveaux de Fermi respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence. F_c étant calculé en tenant compte de la vallée indirecte L et de la vallée directe Γ , et F_v tient compte de la bande des trous lourds et la bande des trous légers. Le signe de l'expression 1.13 dépend de :

$$f_v(k) - f_c(k) = \frac{e^{(E_c - F_c)/k_B T} - e^{(E_v - F_v)/k_B T}}{(1 + e^{(E_v - F_v)/k_B T})(1 + e^{(E_c - F_c)/k_B T})} \quad (1.17)$$

La condition d'avoir un gain positif se traduit par une absorption négative qui est

donnée par la relation :

$$e^{(E_c - F_c)/k_B T} \prec e^{(E_v - F_v)} \Rightarrow F_c - F_v \succ E_c - E_v = \hbar\omega \quad (1.18)$$

Il s'agit de la condition de Bernard-Durrafourg (B-D) qui correspond à une inversion de population [65]. Le gain est donné par $g(\hbar\omega) = -\alpha(\hbar\omega)$.

En considérant la densité d'état réduite donnée par :

$$\rho_r(\hbar\omega - E_g) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{\hbar\omega - E_g} \quad (1.19)$$

Le gain s'exprime par l'expression :

$$g(\hbar\omega) = C_0 |\hat{e} \cdot p_{cv}|^2 \rho_r(E = \hbar\omega - E_g) \times [f_v(E = \hbar\omega - E_g) - f_c(E = \hbar\omega - E_g)]$$

$\hat{e} \cdot p_{cv}$ désigne le dipôle d'interaction entre la bande de conduction et la bande de valence en centre de zone *i.e* la transition $\Gamma - HH$ et $\Gamma - LH$. Ce dipôle sera calculé pour les polarisations TM et TE.

$$\hat{e} \cdot p_{cv} = D_{HH,LH}^{TE,TM} = \frac{m_0}{\hbar} \left\langle u_{\Gamma} \left| \vec{\varepsilon} \vec{\nabla}_k H_{k,p} \right| u_{HH,LH} \right\rangle$$

où $\vec{\varepsilon}$ définit l'orientation du champ électromagnétique.

Le gain TM et TE pour les transitions $\Gamma - HH$ et $\Gamma - LH$ s'exprime alors par :

$$g(\hbar\omega) = C_0 \left| D_{HH,LH}^{TE,TM} \right|^2 \rho_{HH,LH}(\hbar\omega - E_{\Gamma,(HH,LH)}) \times [f_v(\hbar\omega - E_{\Gamma,(HH,LH)}) - f_c(\hbar\omega - E_{\Gamma,(HH,LH)})]$$

Pour illustrer la condition d'établissement du gain et son évolution en fonction de l'injection, je propose un calcul émanant de ce modèle, dans les conditions de fort

dopage $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et de déformation biaxiale en tension de 0.7%. Je considère un niveau de Fermi de la bande de conduction (bande de valence) dont l'origine pour la bande de conduction (de valence) est le bas de la vallée Γ (le haut de la bande des trous légers).

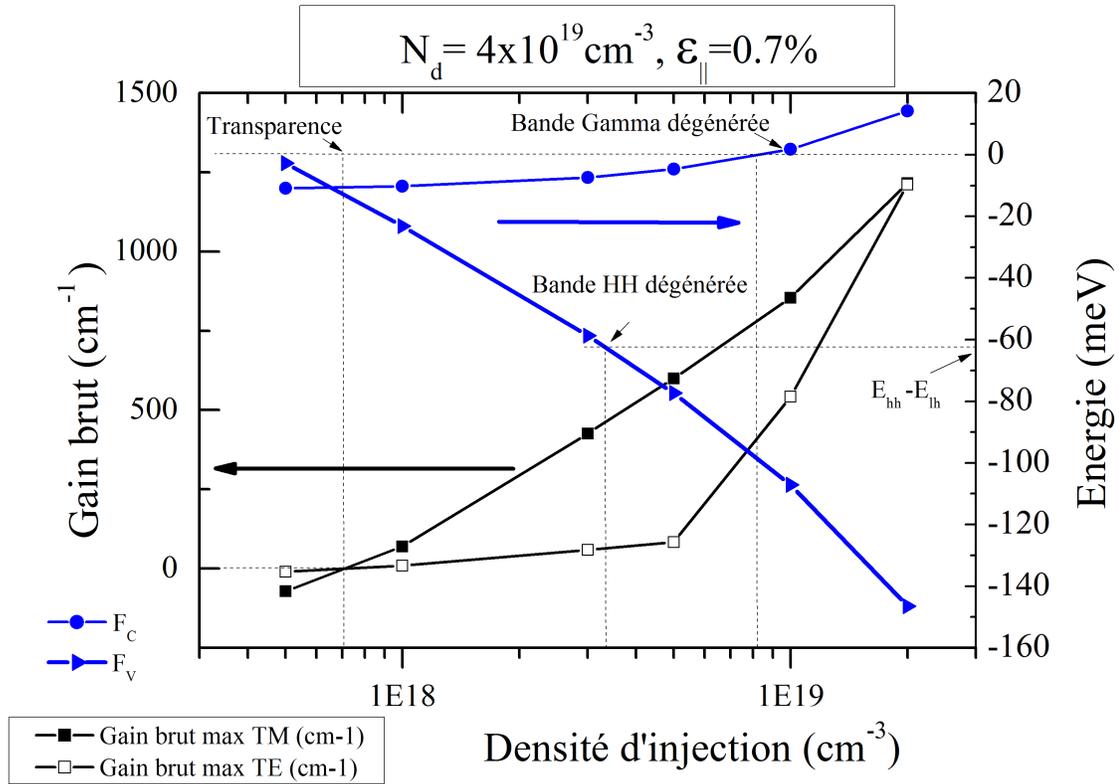


FIGURE 1.23 – Variation du gain TM et TE en fonction de la densité de l'injection. La déformation biaxiale est fixée à 0.7%. L'évolution du niveau de Fermi par rapport aux bandes de valence et de conduction est présentée. L'échelle à gauche correspond au gain brut (en cm^{-1}) et l'échelle à droite correspond à l'énergie des niveaux de Fermi (en meV).

La figure 1.23 décrit le scénario de l'établissement d'un gain dans le germanium. La condition de B-D stipule que la condition pour obtenir un gain positif est de vérifier : $F_c - F_v \succ E_c - E_v$. La dynamique de F_c est plus faible que celle de F_v à cause de la très forte masse effective de la vallée L par rapport à la masse effective

de la bande des trous légers. La condition de B-D est vérifiée en premier lieu avec une bande de trous légers dégénérée et une bande Γ qui n'est pas dégénérée. Cette condition est vérifiée à plus forte injection par rapport à la bande des trous lourds. L'émission des trous lourds est polarisée TE (le dipôle trous lourds TM est nul en centre de zone), alors que les trous légers sont polarisés essentiellement en TM [66]. Le gain "brut" calculé dans cette illustration est minoré par l'absorption porteurs libres qui diminue considérablement la valeur du gain. Je note que l'absorption porteurs libres augmente avec la densité de porteurs et avec la longueur d'onde.

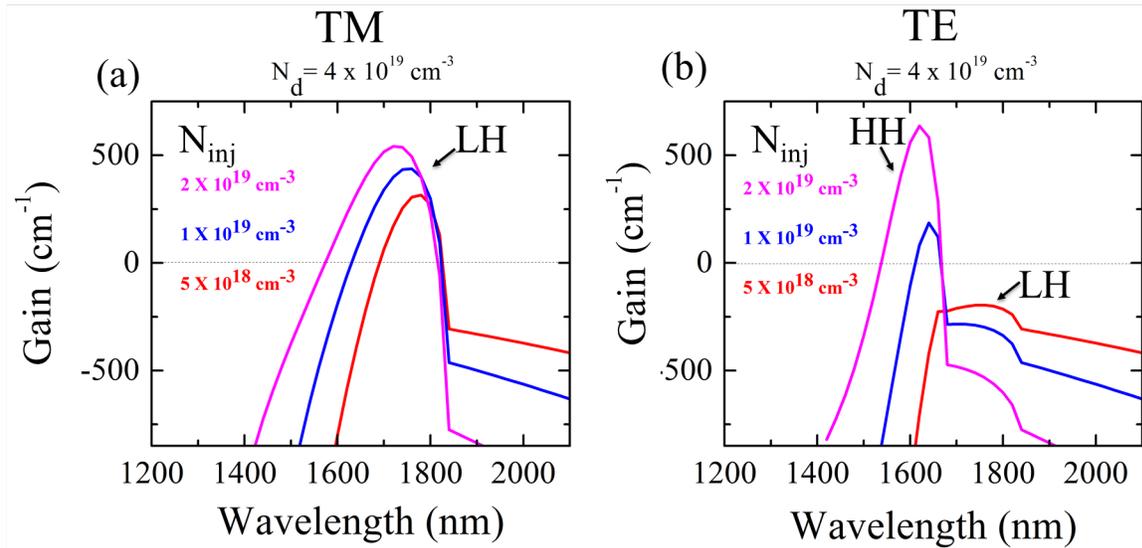


FIGURE 1.24 – Spectre de gain (a) TM et (b)TE. La déformation biaxiale est fixée à 0.7% et le dopage à $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les spectres correspondent à différents niveaux d'injection.

La figure 1.24 montre un calcul du gain en polarisation TE et TM. Le maximum de gain augmente avec la densité d'injection. La longueur d'onde du maximum du gain se décale vers les hautes énergies, ceci est dû à la forte absorption vers les basses énergies qui limite l'augmentation du gain.

Comme évoqué à travers la figure 1.23 le gain observé en TE provient essentiellement

de la transition $\Gamma - HH$ à plus haute énergie. La dynamique du gain TE est plus importante que la dynamique du gain TM car la densité d'états est plus importante pour la bande des trous lourds.

Je montre dans la figure 1.25 d'autres exemples de calcul de gain pour une déformation biaxiale de 0.25% (la déformation induite par épitaxie sur silicium) et pour une forte déformation biaxiale de 2% (le germanium est à gap direct).

La figure 1.25a montre que c'est difficile d'obtenir un régime de gain à 0.25% de déformation biaxiale. La modélisation montre l'importance de doper fortement le germanium pour atteindre un régime de gain. Je note pour une injection de porteurs de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et un dopage de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ un gain maximum de 240 cm^{-1} . La référence [67] montre un calcul de gain pour la même valeur de déformation culminant à 1100 cm^{-1} pour un dopage de $7.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une injection de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ce calcul est surévalué même par rapport à d'autres références dans la littérature. Pour la même valeur de déformation, je cite le calcul de la référence [58] qui montre un gain de $\approx 100 \text{ cm}^{-1}$ pour un dopage de $7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une injection de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est plus cohérent avec la modélisation que j'ai reporté.

La modélisation de gain dépend des paramètres utilisés notamment le potentiel de déformation qui va définir l'effet de la déformation sur le rapprochement de l'énergie de la vallée L et la vallée Γ .

La figure 1.25b montre un exemple de calcul pour une configuration où le germanium est à bande interdite directe (déformation biaxiale de 2%) avec des hypothèses d'injection et de dopage comparables aux exemples de déformations de 0.25% et 0.7%. Je note la forte valeur de gain pour un germanium à bande interdite directe avec une valeur maximale de $\approx 3000 \text{ cm}^{-1}$ pour un dopage $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La fenêtre spectrale de gain positif s'étendant de $\approx 1800 \text{ nm}$ jusqu'à $\approx 2900 \text{ nm}$. L'augmentation du dopage permet d'augmenter encore le gain maximum jusqu'à $\approx 5500 \text{ cm}^{-1}$ pour un

dopage de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et d'étaler le spectre de gain vers les courtes longueurs d'onde. La fenêtre de gain s'étend alors de $\approx 1600 \text{ nm}$ jusqu'à $\approx 2900 \text{ nm}$.

La figure 1.26 montre la variation du spectre de gain en fonction de l'injection dans

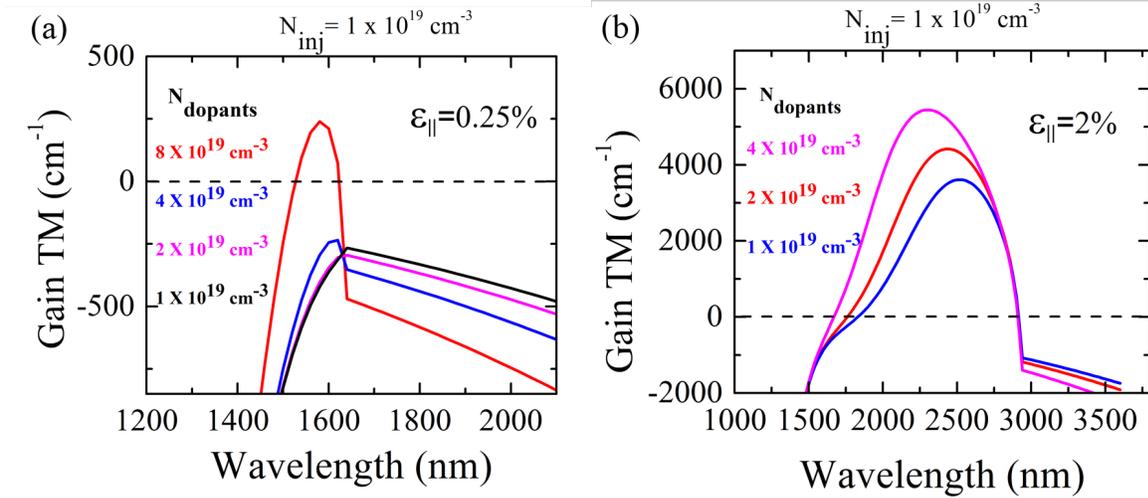


FIGURE 1.25 – Spectres de gain TM en supposant une injection fixe à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour plusieurs valeurs de densité de dopage. (a) La déformation biaxiale est fixée à 0.25%. (b) La déformation biaxiale est fixée à 2%.

les conditions annoncées par Liu *et al.* [24] (déformation 0.25% biaxiale et dopage n à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Cette modélisation montre qu'augmenter la densité de porteurs injectés amène à une forte absorption des trous qui empêche d'atteindre un gain net positif. D'après mon modèle, un dispositif avec ces paramètres de déformation et de dopage ne devrait pas laser.

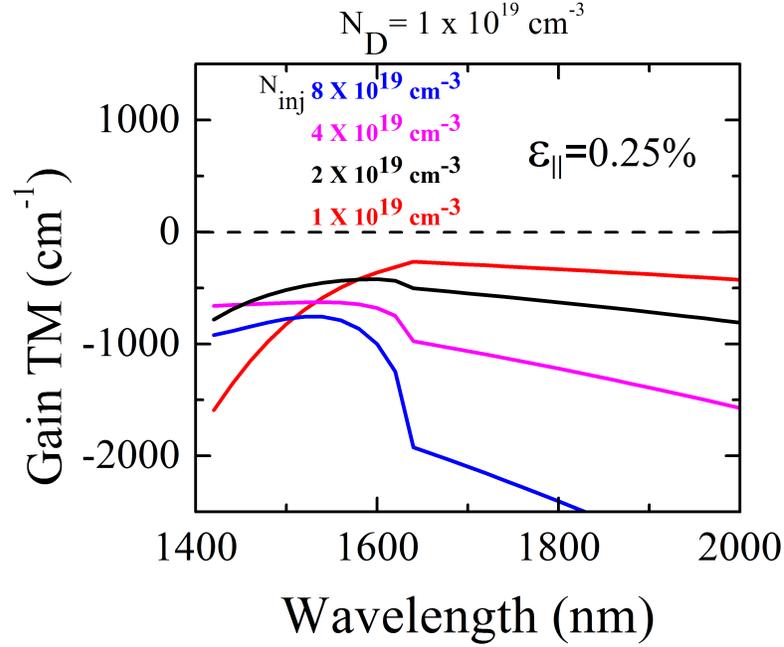


FIGURE 1.26 – Spectres de gain TM en supposant un dopage fixe à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour plusieurs valeurs de densité de porteurs injectés. La déformation biaxiale est fixée à 0.25%.

Introduire un fort dopage ou une forte densité d'excitation est susceptible d'introduire une augmentation de l'élargissement homogène. Pour tenir compte de cette propriété, une distribution Lorentzienne de largeur Γ_0 est introduite dans le modèle [64] :

$$g(\hbar\omega) = C_0 |\hat{e} \cdot p_{cv}|^2 \int_0^\infty \rho_r(E) \frac{\Gamma_0/(2\pi)}{(E_g + E - \hbar\omega)^2 + (\Gamma_0/2)^2} \times [f_v(E) - f_c(E)]$$

L'élargissement homogène est un paramètre qui n'a pas été identifié expérimentalement pour le germanium mais dont la prise en compte permet d'estimer un gain plus réaliste. La figure 1.27 montre l'impact de l'introduction de ce paramètre pour une déformation en tension de 0.7%. Le spectre de gain s'élargit, et le gain maximal baisse au fur et à mesure que la valeur de l'élargissement augmente.

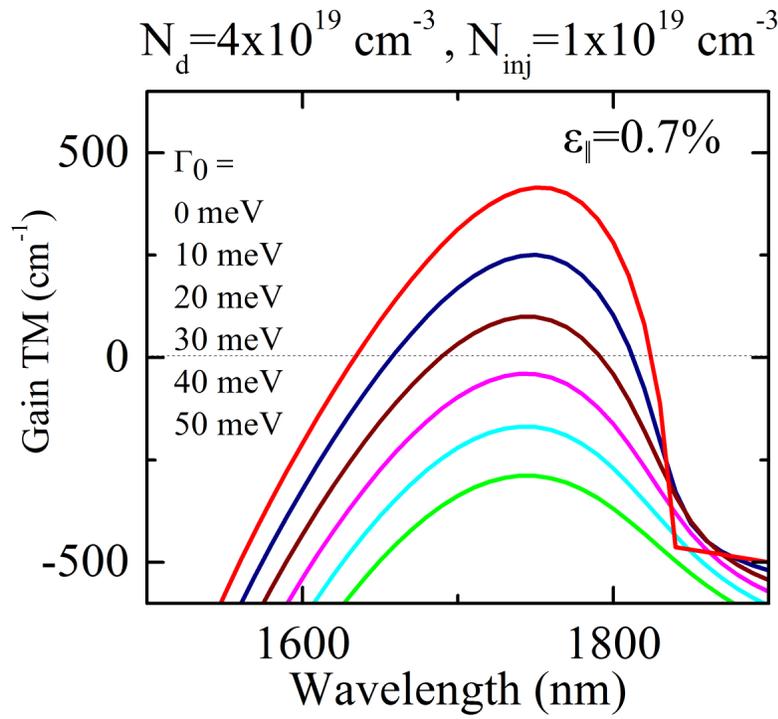


FIGURE 1.27 – Spectre de gain TM en introduisant plusieurs valeurs d'élargissement. La déformation biaxiale est fixée à 0.7%, l'injection à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et le dopage à $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Pour un élargissement de 30 meV le gain devient négatif alors que le spectre de gain dénotait un maximum de 414 cm^{-1} sans considérer l'élargissement homogène. Doper fortement le germanium n'est pas nécessairement favorable pour un milieu à gain.

1.6 Conclusion

Le germanium a été introduit en tant que semiconducteur difficilement exploitable à l'état intrinsèque pour des applications d'émission optique. La structure de bande présentée montre le potentiel de l'ingénierie de bande qui rapproche le germanium

d'une configuration de bande interdite directe en se basant sur le dopage-n et l'introduction de contrainte en tension.

J'ai démontré les éléments de base de l'obtention de gain. L'évaluation du gain dépend de trois paramètres : la déformation en tension, la densité d'injection de porteurs et le dopage.

L'élargissement homogène est un paramètre très important qui limite le gain disponible pour le germanium dopé ou le germanium sous très forte injection. Dans la suite, je vais introduire les méthodes de transfert de contrainte et de l'adaptation du modèle de calcul de gain pour modéliser un dispositif photonique à base de germanium contraint.

Chapitre 2

Ingénierie de contraintes : fabrication, modélisation et gain modal

Sommaire

2.1	État de l'art des méthodes de transfert de contrainte	51
2.1.1	Transfert de contrainte par voie épitaxiale	51
2.1.2	Transfert de contrainte par dispositif MEMS	55
2.1.3	Déformation uni-axiale dans des ponts de germanium et des guides longs	55
2.1.4	Transfert de contrainte par un dépôt de SiN contraint	60
2.2	Optimisation du SiN contraint initialement en compression	61
2.2.1	Propriétés du dépôt de SiN et origine des contraintes	61
2.2.2	Optimisation des paramètres de dépôts	63
2.3	Microfabrication de cavités optiques de germanium contraint	66
2.3.1	Croissance du germanium sur GaAs	66
2.3.2	Cavités de germanium sur GaAs gravées à la verticale	67
2.3.3	Sous-gravure de structures germanium sur GaAs	69

2.3.4	Bi-encapsulation par couches de SiN : transfert homogène de contrainte vers le volume de Ge	71
2.4	Modélisation	76
2.4.1	Modélisation de transfert de contrainte	77
2.4.2	Modélisation du confinement optique	82
2.4.3	Influence du gradient de contrainte sur le calcul du gain optique	84
2.4.4	Facteur de mérite d'une structure photonique contrainte : le gain modal	85
2.4.5	Cas d'étude	86
2.5	Conclusion	90

Dans le chapitre 1, j'ai introduit l'effet d'une déformation mécanique en tension et un fort dopage n sur les bandes d'énergie du germanium. Il s'agit des deux critères de base qui peuvent amener à la démonstration d'un effet laser dans le germanium. Optimiser la contrainte mécanique dans le germanium permet d'augmenter le gain potentiel dans le matériau et de baisser le seuil de l'effet laser.

Dans ce chapitre je présente les différentes techniques de transfert de contrainte rapportées dans la littérature. Je présenterai aussi les techniques que j'ai développées durant ma thèse, l'objectif étant de contraindre le germanium dans des structures photoniques en vue de réaliser un dispositif laser.

Dans un second temps, j'explique le modèle utilisé pour estimer les contraintes dans le germanium notamment pour les structures contraintes par dépôt de SiN initialement en compression.

Finalement un facteur de mérite qui tient compte du champ de déformation et du confinement optique sera introduit pour évaluer et comparer la pertinence des structures pour une application laser.

2.1 État de l'art des méthodes de transfert de contrainte

2.1.1 Transfert de contrainte par voie épitaxiale

La croissance du germanium sur silicium est une méthode attractive, car elle permet à la fois d'induire une déformation mécanique résiduelle de l'ordre de 0.25% tout en étant dans un environnement CMOS [68]. Il est possible d'exploiter la différence de coefficient de dilatation thermique pour transférer la contrainte au germanium. En effectuant l'épitaxie du germanium sur silicium à haute température, (typiquement 650 – 800 °C) suivie par un retour à la température ambiante, la couche du germanium et le substrat silicium se rétractent. La différence de coefficients de dilatation thermique du germanium par rapport au silicium conduit à une déformation résiduelle au germanium autour de 0.25% (voir figure 2.1a).

Cette déformation permet difficilement de démontrer un effet laser avec un seuil raisonnable. La seule démonstration de laser germanium se base sur ce principe [24,25] mais avec des seuils annoncés très élevés de l'ordre de 300 kA cm^{-2} .

Une deuxième approche permettant de réaliser une déformation plus élevée par épitaxie est d'utiliser des couches tampon (pseudo-substrat) ayant un paramètre de maille plus élevé. Cette différence de paramètre de maille induit une déformation en tension vers le germanium dans le cas où la couche de germanium suit une croissance pseudomorphique. Le réseau cristallin du substrat tend à imposer son paramètre de maille à la couche de germanium beaucoup moins épaisse. Cette méthode peut être appliquée avec la croissance sur un pseudo-substrat InGaAs ou GeSn.

La croissance sur un pseudo-substrat III-V $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ permet d'atteindre des déformations plus élevées [51,70,71] qui atteignent une valeur de 2.33% sur l'épaisseur d'un nanomètre [72].

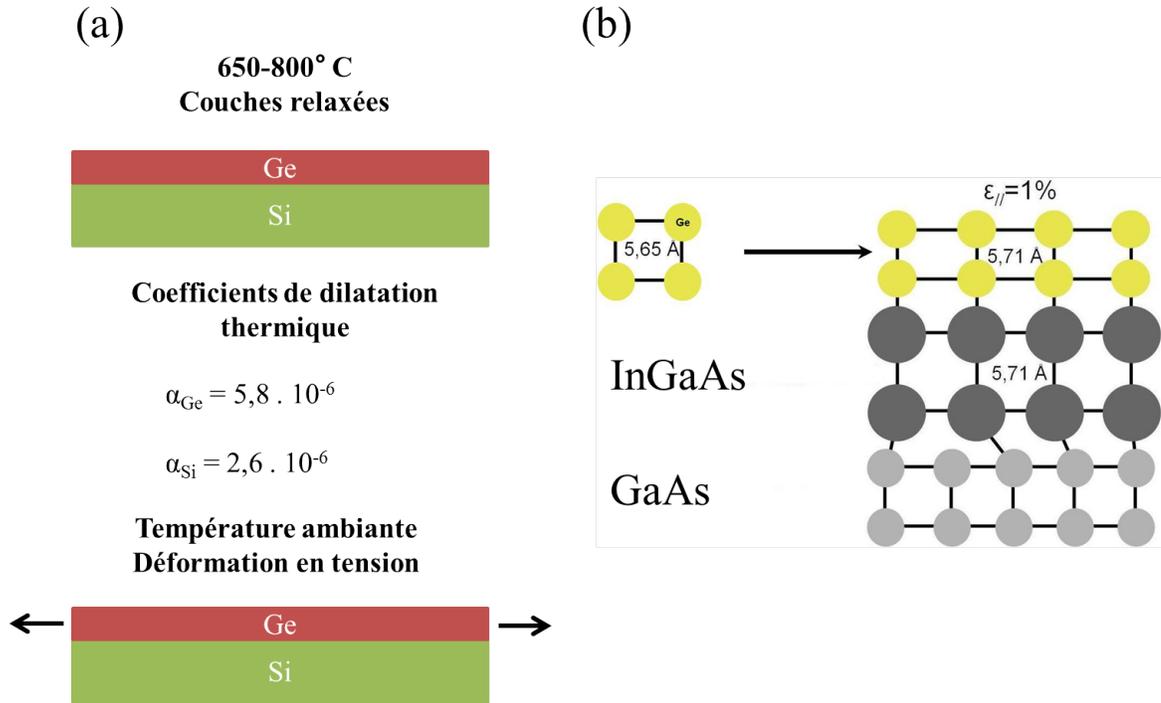


FIGURE 2.1 – a) Épitaxie du germanium sur silicium à haute température. Le transfert de la déformation est du à la différence de coefficient de dilatation thermique b) Déformation théorique d'une couche de germanium en hétéroépitaxie sur un pseudo-substrat d'InGaAs à 15% d'indium [69].

La figure 2.1b montre le principe de cette technique d'hétéro-épitaxie. En considérant le paramètre de maille de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $a_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} = 5.6533 + 0.405 \cdot x$ (Angstrom) la déformation biaxiale en tension transférée vaut

$$\epsilon_{||}(x) = \frac{a_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} - a_{\text{Ge}}}{a_{\text{Ge}}} = -0.0046 + 0.0715 \cdot x.$$

A travers cette relation, on peut noter que la croissance du germanium sur GaAs induit une légère compression dans la couche de germanium. La figure 2.2 montre un empilement Ge(50 nm)/InGaAs(1 μm)/GaAs. Nous avons démontré une déformation biaxiale de 0.75% sur 150 nm d'épaisseur avec un pourcentage d'Indium de 13% [69]. La figure 2.3 montre un résumé de plusieurs mesures de déformation de germanium avec

plusieurs valeur de concentration d'Indium dans les couches de pseudo-substrat InGaAs. Avec cette configuration le paramètre de maille de l'InGaAs est contrôlé par la

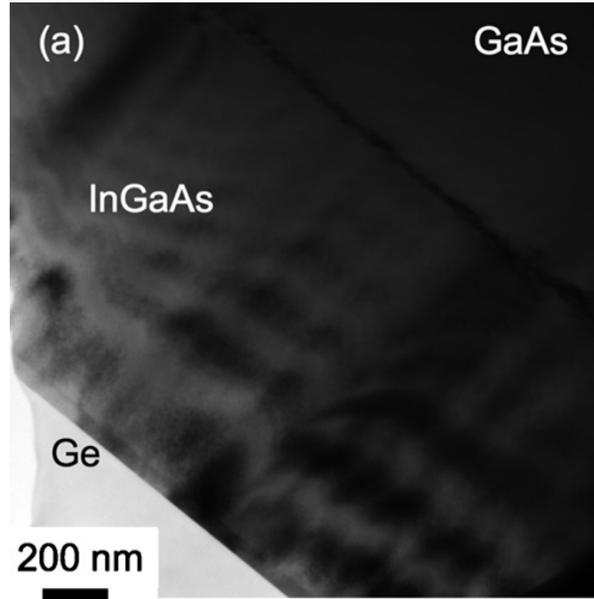


FIGURE 2.2 – Image MEB d'un empilement Ge/InGaAs/GaAs [70].

concentration en indium. Au delà d'une certaine concentration d'indium, le transfert de contrainte par cette méthode devient limité et dégrade la qualité de l'interface germanium/InGaAs introduisant des défauts d'interface qui génèrent des transitions non-radiatives qui affectent la qualité optique du matériau.

En considérant un coefficient Auger autour de $10^{-30} - 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ (voir chapitre 1), le temps de recombinaison dans le volume de la couche de germanium est estimée à $25 - 100 \text{ ns}$. Une analyse de la variation du signal de luminescence en fonction de l'épaisseur de la couche de germanium, on déduit une vitesse de recombinaison de surface de $100 - 300 \text{ cm s}^{-1}$ [73]. L'épaisseur du germanium contraint est aussi limitée. Par exemple pour une couche de germanium épitaxié sur un substrat InGaAs avec une concentration d'indium de 11.2%, l'épaisseur critique de relaxation est de

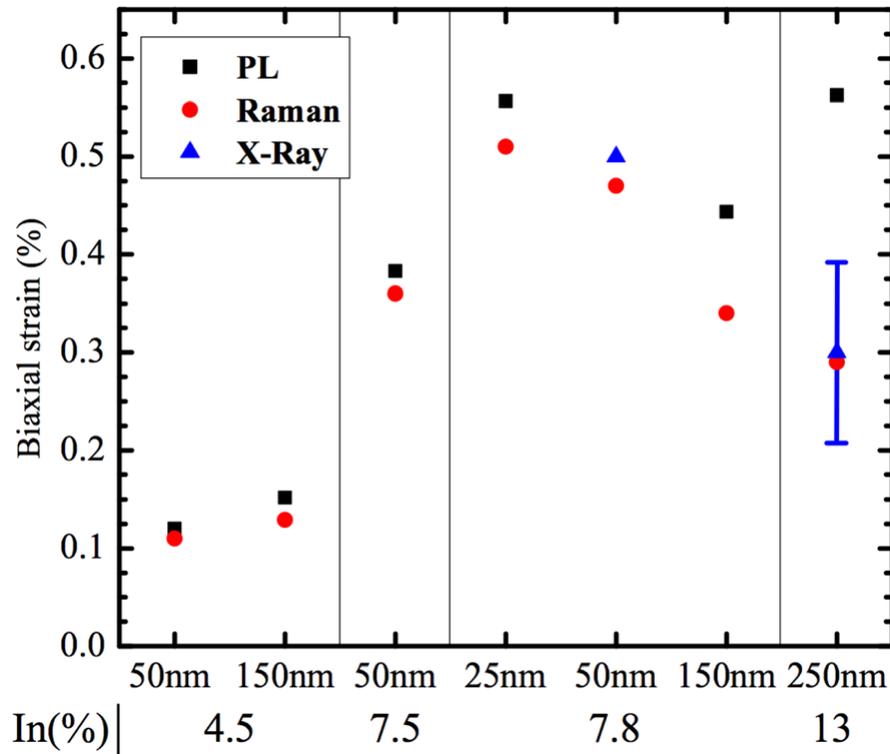


FIGURE 2.3 – Résumé des mesures de déformations biaxiales déduites par Raman (points), photoluminescence (carrés) et rayons X (triangles) effectuées sur des échantillons Ge/InGaAs [69].

l'ordre de 250 nm. A cette épaisseur il est possible de confiner le mode optique en TE mais pas en TM.

La qualité de l'épitaxie des échantillons étudiés n'est pas optimale amenant à la présence de défauts ponctuels et des défauts traversants.

L'efficacité des processus radiatifs dans des structures à base de germanium contraint par voie épitaxiale peut être problématique, vu l'interface dégradée germanium/substrat qui introduit des recombinaisons de surface susceptibles d'être des processus plus rapides que les transitions radiatives, dégradant l'efficacité de l'émission.

On a caractérisé des structures de germanium sur InGaAs dans le but de démontrer

un effet laser. On a noté que l'InGaAs clignote et évolue dans le temps ce qui peut être dû aux défauts ponctuels. Ces mesures n'ont pas abouti à la démonstration de laser.

En ayant comme point de départ, du germanium avec une bonne qualité cristalline (épitaxie sur un substrat sans désaccord de maille comme le GaAs) il est possible de contrôler le transfert de contrainte en tension par un système externe.

2.1.2 Transfert de contrainte par dispositif MEMS

Les records de transfert de contrainte sont obtenus avec des systèmes externes de transfert de contrainte [74, 75] qui agissent sur des membranes de germanium pour les contraindre en tension. Il s'agit par exemple d'introduire une forte pression (avec un gaz ou un liquide) en dessous d'une membrane germanium sous-gravée, ce qui la courbe et induit une déformation en tension.

Cette méthode a permis de démontrer un transfert de contrainte de l'ordre de 2% permettant d'observer l'émission du germanium à bande interdite directe [74].

Il est difficile de démontrer un laser avec une méthode similaire principalement pour deux raisons :

- Pour les meilleurs résultats de transfert de contrainte, l'épaisseur du germanium est très faible 50 nm, ce qui n'est pas suffisant pour confiner un mode optique
- Il est difficile de construire une cavité exploitable sur un circuit photonique (voir figure 2.4 pour l'illustration de ces systèmes)

2.1.3 Déformation uni-axiale dans des ponts de germanium et des guides longs

Une technique de transfert de contrainte par effet géométrique a permis de démontrer une déformation uniaxiale élevée de 3.1% [76] au Paul Scherrer Insti-

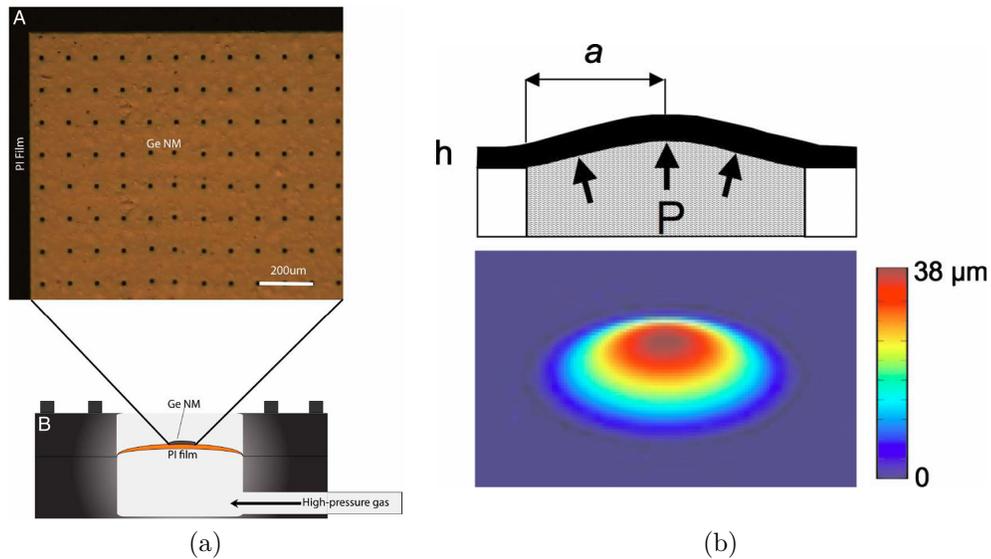


FIGURE 2.4 – Illustration de dispositif de contrainte externe : (a) La membrane de germanium est contrainte par l’injection d’un gaz sous pression vers sa face arrière [74]. (b) Dispositif de Blister, une arrivée d’eau à la face arrière la membrane de germanium d’épaisseur $38 \mu\text{m}$ induit une déformation donc une contrainte en tension dans la membrane [75].

tut, et de 5.7% [77] à l’université de Stanford.

Le principe est de réaliser un motif de pont (ou poutre) suspendu à partir d’une membrane germanium sur silicium initialement contrainte en tension à 0.2%. La figure 2.5a montre un aperçu du schéma de principe de la structure du pont. Le pont est la zone qui accumule un maximum de déformation de tension, il est étiré par deux blocs de germanium relaxés.

L’ingénierie de bande avec une déformation uniaxiale diffère d’une déformation biaxiale, dans la mesure où la valeur de la déformation uniaxiale nécessaire pour atteindre une bande interdite directe est de l’ordre du double d’une déformation biaxiale. Il est possible d’introduire une déformation uniaxiale avec une configuration de guide long (la méthode de transfert de déformation sera expliquée dans la section 2.1.4). La figure 2.5 montre une représentation de ces deux configurations. Dans le cas du pont, la déformation en tension s’effectue selon l’axe Y. La structure

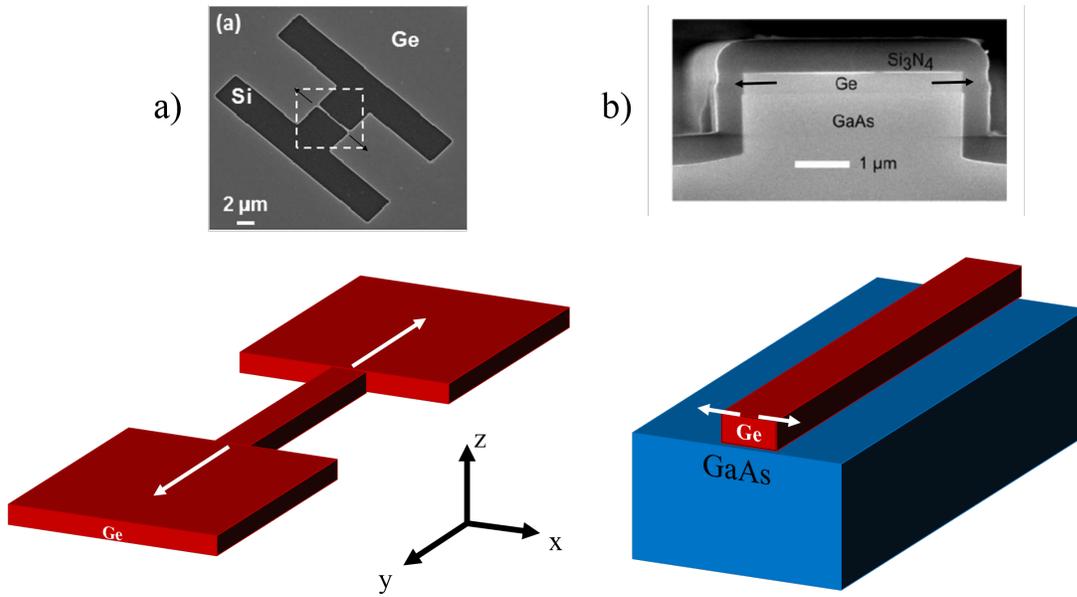


FIGURE 2.5 – Schémas représentatifs de a) une structure de poutre [77] b) guide long.

se contracte suivant la loi $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = -\nu\varepsilon_{yy}$, où ν est le coefficient de Poisson.

La configuration de guide long présente un déformation uniaxiale en tension selon l'axe X. La déformation est nulle selon l'axe Y $\varepsilon_{yy} = 0$ (car le guide est très long par rapport à sa largeur) et la déformation selon Z vaut $\varepsilon_{zz} = -\nu\varepsilon_{xx}$.

La figure 2.6 montre l'évolution du décalage d'énergie entre la vallée Γ et la vallée L pour cette configuration, dans le cas d'une bande interdite directe, ce décalage vaut zéro. La configuration de poutre demande une déformation uniaxiale de 4.3% pour atteindre une bande interdite directe, alors que pour un guide long une déformation de 3.2% est requise pour l'atteindre.

Ce fait peut être expliqué en considérant l'expression du décalage entre la bande Γ et L avec le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ 30 bande [21]. En effet, la variation des énergies des bandes Γ et L est proportionnelle à la trace du tenseur de déformation *i.e.* $\varepsilon = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})$, et vu que $\varepsilon_{Pont} < \varepsilon_{Guide\ uniaxial}$ la variation du décalage $E_{\Gamma} - E_L$ est plus rapide (en

considérant sa variation avec la déformation uniaxiale) pour un guide long que pour un pont et c'est ce que montre la figure 2.6.

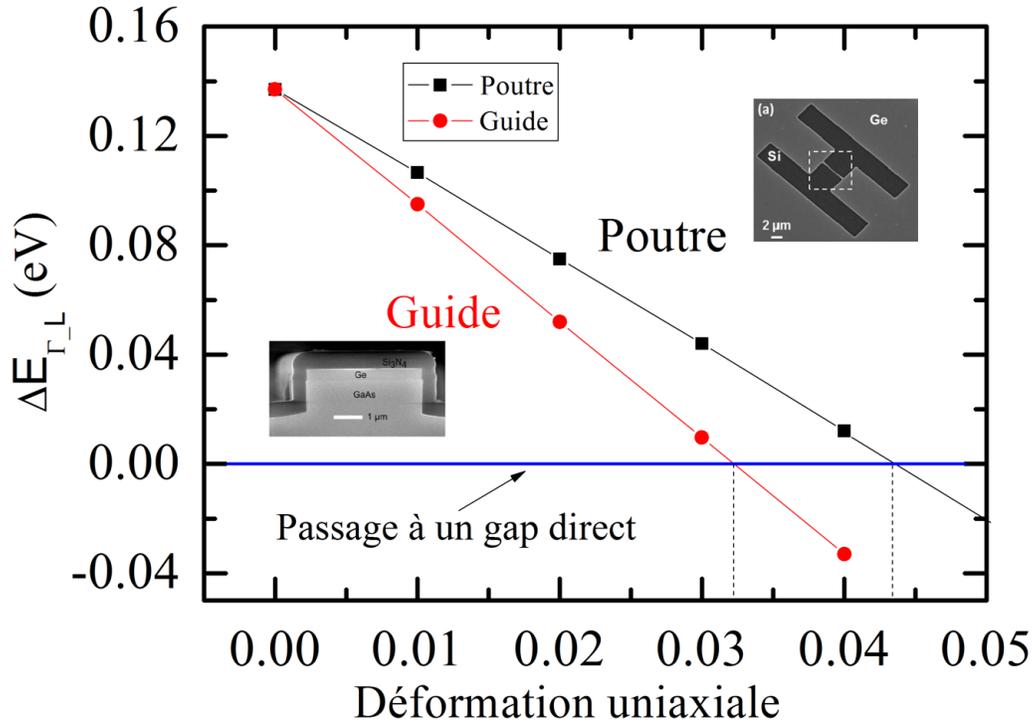


FIGURE 2.6 – Décalage d'énergie entre la vallée Γ et la vallée L en fonction de la déformation uniaxiale pour les deux stratégies : poutre et guide long.

La structure de pont est moins favorable en terme de structure de bande pour obtenir un effet laser qu'un guide "standard" contraint, même si elle permet d'atteindre des déformations uniaxiales records. Les dimensions de ces structures sont réduites car la base de ce fort transfert de contrainte est le facteur de forme entre deux structures qui libèrent une contrainte. En l'occurrence la longueur de ce pont est de $4 \mu m$ [77] pour une largeur de $2 \mu m$ alors que pour une géométrie de guide long on peut réaliser des cavités Fabry-Pérot très longues (quelques millimètres) et

favoriser le gain optique.

Une autre limitation de ces structures réside dans la qualité de l'interface germanium/silicium. Les dislocations à cette interface peuvent engendrer la cassure de la poutre. En l'occurrence, pour atteindre la déformation record de 5.7%, l'interface germanium/silicium a été éliminée en réalisant un collage du germanium et aboutir à une structure GOI (Germanium on Insulator).

L'intérêt de transférer la contrainte en tension au germanium est de démontrer un laser qui soit intégrable en plateforme C-MOS. Les méthodes présentées ci-dessous (outre la croissance sur substrat silicium) sont difficilement exploitables sur une plateforme C-MOS, outre le fait que dans l'essentiel de ces méthodes permettant d'introduire des déformations en tension record, la réalisation d'une cavité optique germanium avec une épaisseur suffisante pour confiner un mode optique et une géométrie de cavité optique est un véritable défi.

Le tableau 2.1 montre une récapitulation des méthodes présentées.

Méthode	Référence	Déformation en tension	Confinement optique
Epitaxie sur Si	Liu <i>et al.</i> [24]	0.25% biaxiale	Oui
MEMS	Sanchez-Perez <i>et al.</i> [74]	2% biaxiale	Non
Bridge	Sukhdeo <i>et al.</i> [77]	5.7% uniaxiale	Non
Bridge	Süess <i>et al.</i> [76]	3.1% uniaxiale	Non
Epitaxie sur InGaAs	Huo <i>et al.</i> [72]	2.33% biaxiale	Non
Epitaxie sur InGaAs	de Kersauson <i>et al.</i> [69]	0.75% biaxiale	TE ₀ <i>uniquement</i>

TABLE 2.1 – Récapitulation des méthodes d'introduction de contraintes en tension dans une couche de germanium dans l'état de l'art.

Introduire de fortes contraintes susceptibles de créer un milieu à gain dans le germanium est possible, mais démontrer un effet laser est un problème pluri-paramétrique qui requiert l'introduction de ce milieu à gain dans une cavité, et un dimensionnement qui garantit un transfert homogène de contrainte.

La finalité de cet effort est de démontrer un effet laser en plate-forme C-MOS. J'in-

trodis dans la suite une méthode de transfert de contrainte qui est compatible avec cet environnement.

2.1.4 Transfert de contrainte par un dépôt de SiN contraint

Il est possible d'exploiter un système externe de transfert de contrainte tout en conservant un environnement de process C-MOS. Le nitrure de silicium présente un intérêt dans cette perspective. Ayant des propriétés de contrainte contrôlables par les conditions en dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD), il peut agir comme un "stressor" externe pour transférer une contrainte en tension ou en compression. Initialement en contrainte de compression (pendant le dépôt), le passage de cet état "hors équilibre" à l'état d'"équilibre" s'accompagne par la libération d'une contrainte qui va étirer la surface du germanium. Le germanium subit alors une déformation en tension dans l'état final d'équilibre.

La figure 2.7 montre une démonstration de cette technique. Une couche de SiN initialement en compression est déposée au dessus d'une structure de guide germanium. La libération de la contrainte de la couche SiN transfère une déformation en tension à la couche de germanium. La simulation par éléments finis montre que le transfert de contrainte en tension s'effectue de l'interface SiN/germanium vers le volume de la couche germanium. Dans le cadre de ma thèse, je focalise sur l'optimisation de cette méthode dans le but de transférer une déformation homogène vers des cavités optiques, l'intérêt principal de cette méthode étant :

- La conservation d'un environnement C-MOS
- La possibilité de transférer des contraintes élevées
- La facilité d'appliquer cette stratégie à des cavités photoniques germanium (guide d'onde ou microdisques)

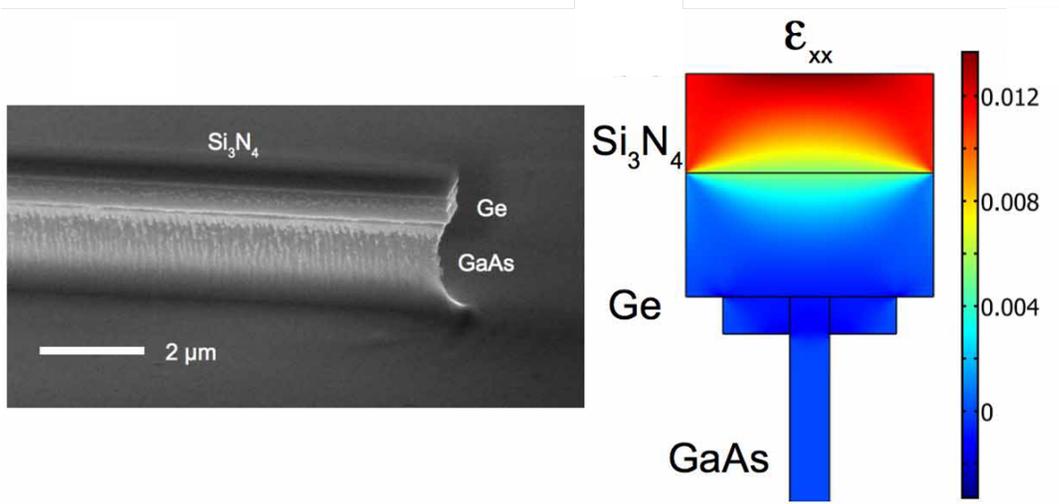


FIGURE 2.7 – Exemple de structure de nanofils germanium contraint par dépôt de SiN [78].

2.2 Optimisation du SiN contraint initialement en compression

Les techniques de transfert de contrainte dans le cadre de ma thèse reposent essentiellement sur le transfert de contrainte par dépôt de nitrure initialement en compression. Dans la littérature cette méthode a été exploitée par différents auteurs [79,80]. J'ai pris en main l'optimisation de l'étape de dépôt de SiN pour maximiser la contrainte transférée.

2.2.1 Propriétés du dépôt de SiN et origine des contraintes

Le dépôt PECVD (*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) est une étape de dépôt de couches minces utilisée dans l'industrie microélectronique. Le principe de ce dépôt consiste dans la décomposition d'espèces gazeuses par le biais d'un plasma composé de radicaux, électrons, et molécules ionisées. Ce plasma est créé par un signal électrique Radio-Fréquence (RF) établi entre deux électrodes (voir figure 2.8).

Les espèces réactives créées réagissent à la surface de l'échantillon pour former la couche mince.

La PECVD permet le dépôt de films diélectriques notamment de SiO_2 et SiN . Dans le cas du SiO_2 les gaz précurseurs sont le SiH_4 et le N_2O . Pour le SiN , les gaz précurseurs sont SiH_4 et le NH_3 . L'arrivée des gaz est perpendiculaire au substrat et se situe au niveau de la douche en haut de la chambre avec un débit contrôlé. Les deux électrodes sont activées par un générateur RF qui permet un fonctionnement sur une haute fréquence 13.56 MHz et une basse fréquence 380 kHz . La figure 2.9 récapitule les réactions et les entités chimiques qui accompagnent l'étape de dépôt PECVD.

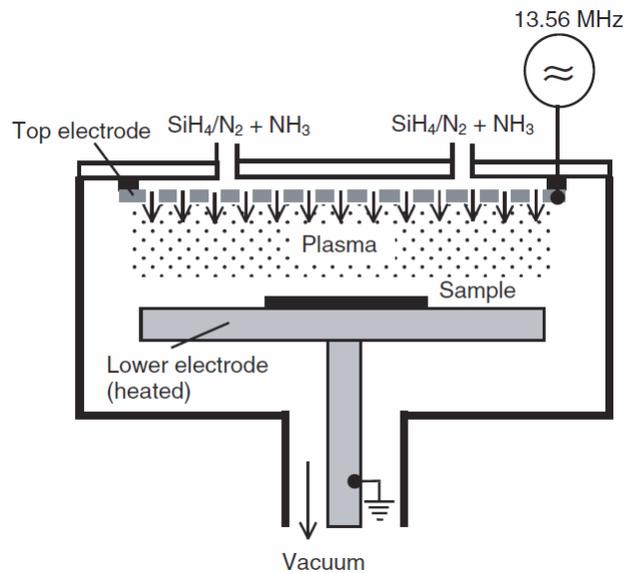


FIGURE 2.8 – Schéma de principe d'un réacteur de PECVD (*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) [81].

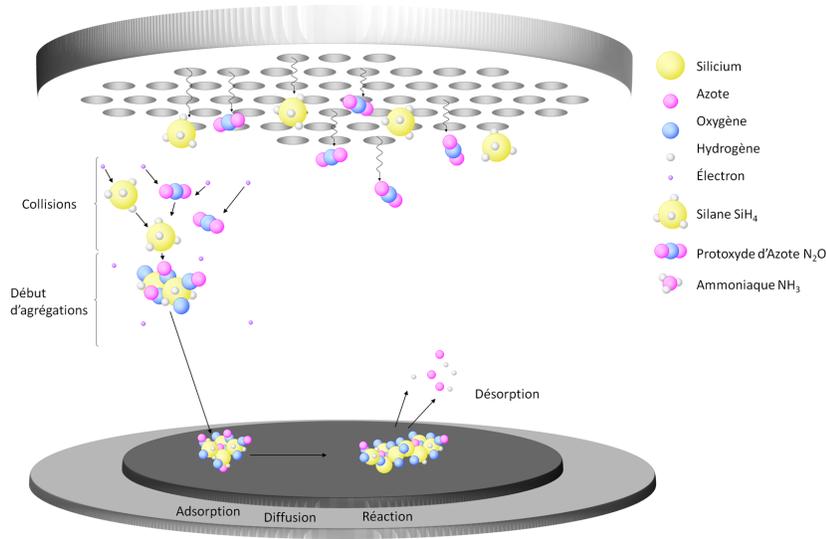


FIGURE 2.9 – Schéma explicatif des réactions qui accompagnent le dépôt PECVD.

2.2.2 Optimisation des paramètres de dépôts

Afin de maximiser la contrainte en tension transférée vers les structures germanium, on se propose d'étudier les principaux paramètres de dépôt : la pression dans la chambre, le débit de NH_3 et de SiH_4 , la puissance des électrodes.

La contrainte transférée est évaluée par la mesure de contraintes sur une plaque de silicium de 4 pouces de diamètre, sur laquelle on dépose une couche contrainte de SiN.

La mesure de contrainte est effectuée en évaluant la courbure de la plaque silicium après dépôt de SiN contraint. Cette mesure consiste à évaluer la courbure de la plaque silicium avant et après le dépôt de SiN par la déflexion d'un faisceau incident sur la plaque le montre la figure 2.10.

La contrainte emmagasinée dans la couche de SiN est évaluée par la suite via la

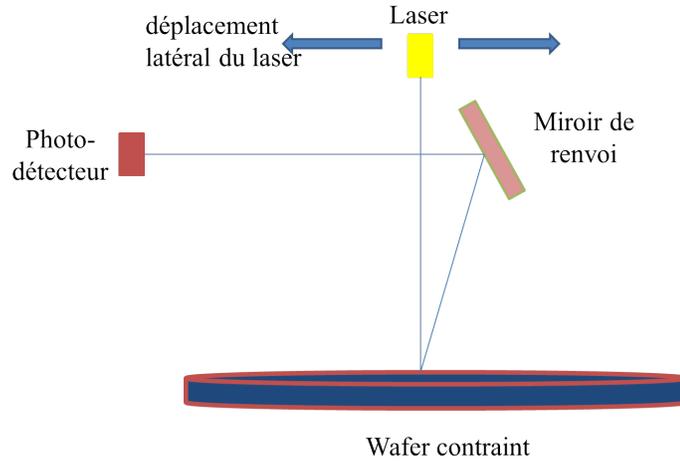


FIGURE 2.10 – Schéma de principe du dispositif de mesure de courbure de wafer contraint

Paramètre	Valeur
Pression	550 <i>mT</i>
Puissance	60 <i>W</i>
2% SiH ₄	2000 <i>sccm</i>
NH ₃	20 <i>sccm</i>

TABLE 2.2 – Paramètres du *process initial* de dépôt par PECVD de couche SiN contraint.

formule de Stoney :

$$\sigma_f = \frac{E_s}{1 - \nu_s} \frac{e_s^2}{6e_f} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) \quad (2.1)$$

Avec σ_f la contrainte dans le film, E_s le module de Young du silicium, ν_s le coefficient de poisson, e_s l'épaisseur du substrat silicium, e_f l'épaisseur du film contraint, ρ courbure après dépôt, ρ_0 courbure initiale.

Je considère la variation du paramètre pression en considérant un temps de dépôt de ≈ 12 *min*, les résultats sont présentés dans la figure 2.11.

Le point de départ des tests de mesures de contrainte est l'utilisation du dépôt de

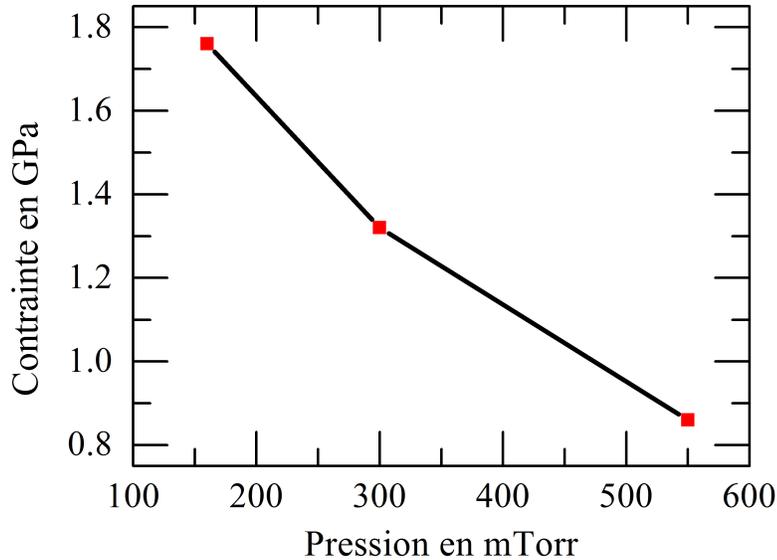


FIGURE 2.11 – Evolution de la contrainte dans le film de SiN (valeur absolue) en fonction de la pression dans la chambre du bâti PECVD.

Paramètre	Valeur
Pression	160 <i>mT</i>
Puissance	60 <i>W</i>
2% SiH ₄	2000 <i>sccm</i>
NH ₃	20 <i>sccm</i>

TABLE 2.3 – Paramètres du *process Référence*.

SiN contraint dont les paramètres sont détaillés dans le tableau 2.2. Ce process sera désigné par *process initial*. Je reporte une mesure de contrainte en compression de 0.9 *GPa*.

Nous atteignons une contrainte maximale en compression de ≈ 1.8 *GPa* pour une pression de 160 *mTorr*. En deçà de cette valeur de pression, le plasma ne se déclenche pas. Ce process sera désigné par *process référence*.

La variation des autres paramètres n'a pas abouti à une contrainte plus forte. Le

transfert de contrainte via le dépôt de nitrure sera basé sur ce *process référence* qui permet d'optimiser le transfert de contrainte vers les structures photoniques.

2.3 Microfabrication de cavités optiques de germanium contraint

2.3.1 Croissance du germanium sur GaAs

Le principal enjeu de l'étude d'un dispositif de laser germanium est la possibilité de l'intégrer sur un substrat silicium. Néanmoins la croissance du germanium sur silicium est problématique (l'étude de la croissance du germanium sur silicium sera traitée dans le chapitre 3). La croissance sur substrat GaAs présente un grand intérêt du fait que son paramètre de maille est très proche de celui du germanium [70, 82–92]. En effet le désaccord de maille entre le germanium et le GaAs est moins que 0.1% ce qui permet de limiter les dislocations à l'interface, et d'avoir une couche de germanium de très bonne qualité cristalline.

Les échantillons étudiés dans cette étude ont été réalisés au LPN par I. Sagnes et G. Beaudoin [70]. L'épitaxie des couches de germanium s'est effectuée par un procédé MOCVD (metalorganic chemical vapor deposition) à 650 °C à partir d'un précurseur d'iso-butyl germane (IBGe).

Ces couches minces sont dopées *n in situ*. L'arsenic est l'espèce dopante qui est amenée par un flux continu de AsH₃. Une mesure effet Hall a estimé le dopage à $2.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Des mesures de résistivité à 4 pointes situent le dopage à un niveau plus faible $1 - 1.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Le pic de photoluminescence des échantillons situé à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ (voir le spectre de l'échantillon référence Ge187 présenté sur la figure 1.15 du chapitre 1) ne permet pas de justifier le fort dopage estimé par les mesures par effet Hall. Nous considérons que les échantillons épitaxiés par MOCVD sont dopés

autour de $\approx 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Je présente dans la suite un aperçu sur les méthodes de fabrication à partir de ces échantillons et les différentes techniques appliquées sur ces couches de germanium et qui utilisent le dépôt de SiN contraint comme moyen de transfert de contrainte.

2.3.2 Cavités de germanium sur GaAs gravées à la verticale

Cette structure relativement simple consiste dans la fabrication de cavités germanium sur un substrat GaAs avec des flancs droits de GaAs dans la continuité des flancs verticaux du germanium.

La fabrication se déroule comme suit :

- Lithographie électronique des structures en utilisant une résine négative maN.
- Gravure du germanium : gravure ICP (Induced Coupled Plasma) utilisant des gaz : C_4F_8 et SF_6 avec des débits respectifs de 250 et 200 sccm.
- Gravure du GaAs : gravure ICP utilisant les gaz BCl_3 et Cl_2 avec des débits respectifs de 30 et 2 sccm sous une pression de 20 *mTorr*. Cette recette de gravure a été optimisée afin d'avoir des flancs droits. (voir figure 2.13)
- Dépôt de SiN initialement contraint en compression.

La figure 2.12 montre un récapitulatif des étapes.

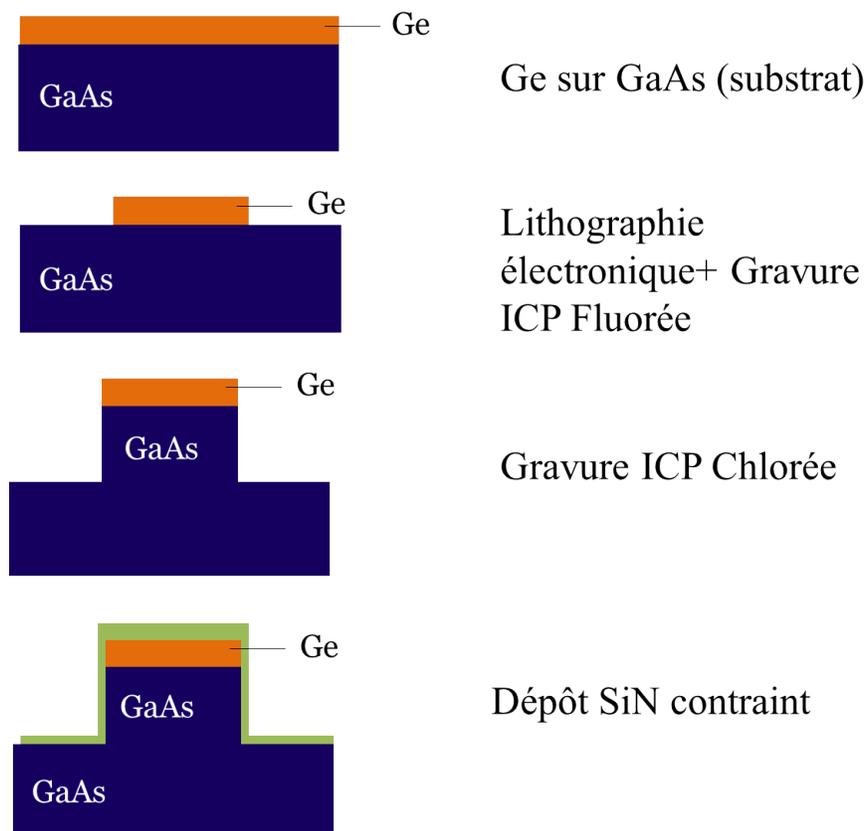


FIGURE 2.12 – Transfert de contrainte sur une structure gravée droit.

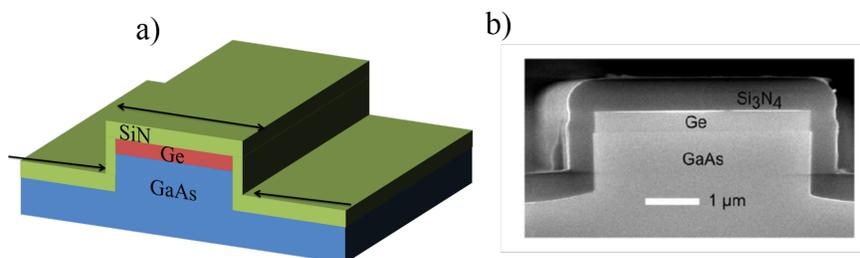


FIGURE 2.13 – a) Schéma d'une cavité germanium gravée droit, les flèches montrent la direction de la relaxation de la couche de SiN. b) Image MEB de la réalisation d'un guide gravé droit.

2.3.3 Sous-gravure de structures germanium sur GaAs

La gravure chimique du pied GaAs permet de libérer partiellement la couche de Ge du substrat. En d'autres termes le nitrure déposé à la surface supérieure de la structure de germanium peut libérer plus de contrainte et fléchir la couche du germanium.

La figure 2.14 montre les étapes technologiques de cette configuration. La définition des structures est identique à la fabrication de structures gravées droit.

La dernière étape consiste dans la gravure chimique du pied GaAs de la structure.

J'ai utilisé deux méthodes différentes pour la gravure chimique du GaAs :

- Solution 1 : Gravure à base d'acide citrique : $C_6H_8O_7 : H_2O : H_2O_2$ avec les proportions 3 : 3 : 1 à 50 °C
- Solution 2 : Gravure à base à d'acide nitrique et d'acide phosphorique $H_3PO_4 : HNO_3$ avec les proportions 50 : 1 à 40 °C

Cette étape de gravure est précédée par un traitement avec une solution de $HCl : H_2O$, 1 : 1 pour désoxyder la surface de GaAs.

La différence entre les solutions se résume principalement dans deux points :

- La sélectivité : la solution 2 est plus sélective vis à vis du germanium par rapport à la solution 1.
- L'isotropie de la gravure : la solution 1 grave suivant des plans cristallins (donc anisotrope) ce qui n'est pas le cas avec la solution 2 dont la gravure est isotrope.

L'étape de dépôt de nitrure va induire un transfert de contrainte plus efficace, vu que la face inférieure du germanium n'est pas maintenue mécaniquement par le substrat.

Une étude détaillée de la contrainte de ces structures sera discutée dans les chapitres 3 et 4.

Pour optimiser l'émission du guide, un usinage de la face par FIB est réalisé (voir figure 2.15)

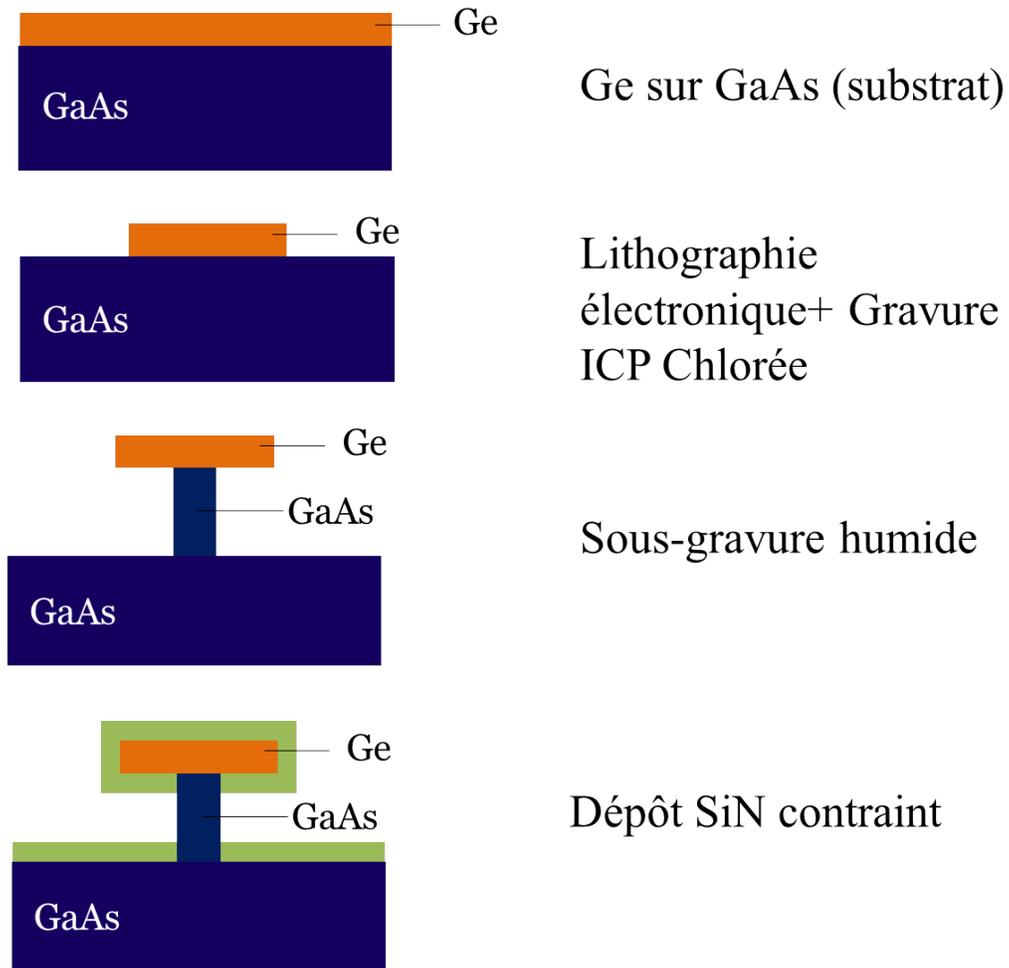


FIGURE 2.14 – Étapes du process technologique pour réaliser une structure sous-gravée.

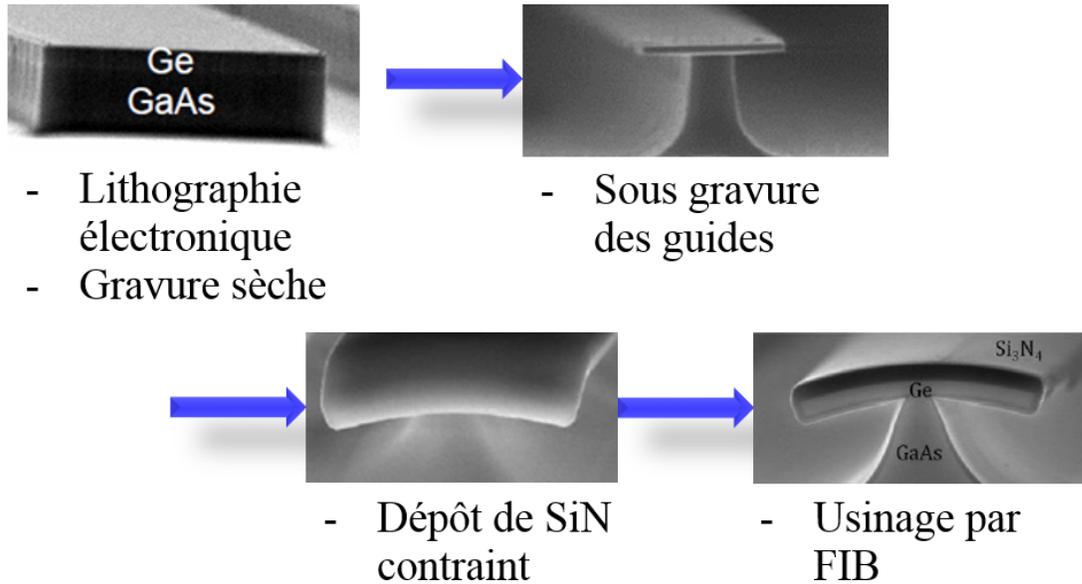


FIGURE 2.15 – Images MEB d'étapes de fabrication de guides sous-gravés.

2.3.4 Bi-encapsulation par couches de SiN : transfert homogène de contrainte vers le volume de Ge

Le dépôt de SiN uniquement sur une face du guide d'onde permet de transférer une forte déformation notamment à l'interface SiN/germanium. Cependant le volume de la couche de germanium n'est pas nécessairement en forte déformation.

Je propose une méthode de transfert de contrainte qui permet de contraindre la cavité de germanium par les faces supérieure et inférieure exclusivement avec le stressor SiN afin d'homogénéiser le transfert de déformation.

Ce process se base sur une technique de collage. Le point de départ du process est

une structure Ge (500 nm) sur $\text{Al}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}$ (1 μm) sur substrat GaAs. Les étapes de fabrication se déroulent comme suit (voir figure 2.16) :

- Dépôt d'une couche de SiN contraint initialement en compression sur la plaque de 250 nm.
- Dépôt d'une couche de SiO_2 par PECVD de 800 nm.
- Dépôt d'une couche d'accroche de Titane de 10 – 20 nm.
- Dépôt d'une couche d'or de 500 nm.

D'autre part, nous effectuons une série de dépôts sur un substrat silicium :

- Dépôt d'une couche d'accroche de Titane de 10 – 20 nm.
- Dépôt d'une couche d'or de 500 nm.

La couche d'or va servir d'interface pour effectuer un collage de substrat. Les deux wafers sont appliqués l'un contre l'autre. Une pression est appliquée afin de faire adhérer les deux substrats, à une température de 380 °C. La force appliquée sur la plaque est de 2500 N.

L'objectif de la suite du process est d'atteindre la couche de germanium à partir de la face GaAs. L'épaisseur du substrat GaAs est de l'ordre du 350 μm . Afin d'amincir l'essentiel du substrat GaAs (autour de 250 μm), il est possible d'utiliser l'une des méthodes suivantes :

- Amincissement mécanico-chimique manuel en utilisant des grains allant de 30 μm et en amincissant jusqu'à une taille de grain de 1 μm . La difficulté de cette étape est d'arriver à une surface homogène à la fin du process. Il est préférable alors d'utiliser des surfaces d'échantillons réduites (1 cm^2).
- Gravure chimique rapide : cette étape peut être réalisée avec une solution à base d'ammoniac NH_3 : H_2O_2 à 1 : 4 . La vitesse de cette réaction est de l'ordre de 9 $\mu\text{m}/\text{min}$.

A ce stade il reste une couche de GaAs d'environ $100 \mu m$ avant d'atteindre la couche de AlGaAs. Nous utilisons une solution sélective par rapport à l'AlGaAs et qui est relativement lente. Nous utilisons une solution à base d'acide citrique $C_6H_8O_7$: H_2O : H_2O_2 à 3 : 3 : 1 à une température $\approx 40^\circ C$ pour s'arrêter au niveau de la couche AlGaAs qui joue le rôle de couche d'arrêt. Cette gravure permet de finir sur une surface uniforme.

La couche de germanium est contrainte par le bas et elle est accrochée au substrat silicium par l'empilement Ti/Au. Déposer une couche insuffisante de titane peut détériorer l'empilement. La figure 2.17 montre la détérioration d'un échantillon dont la couche d'accroche de Ti est de $5 nm$.

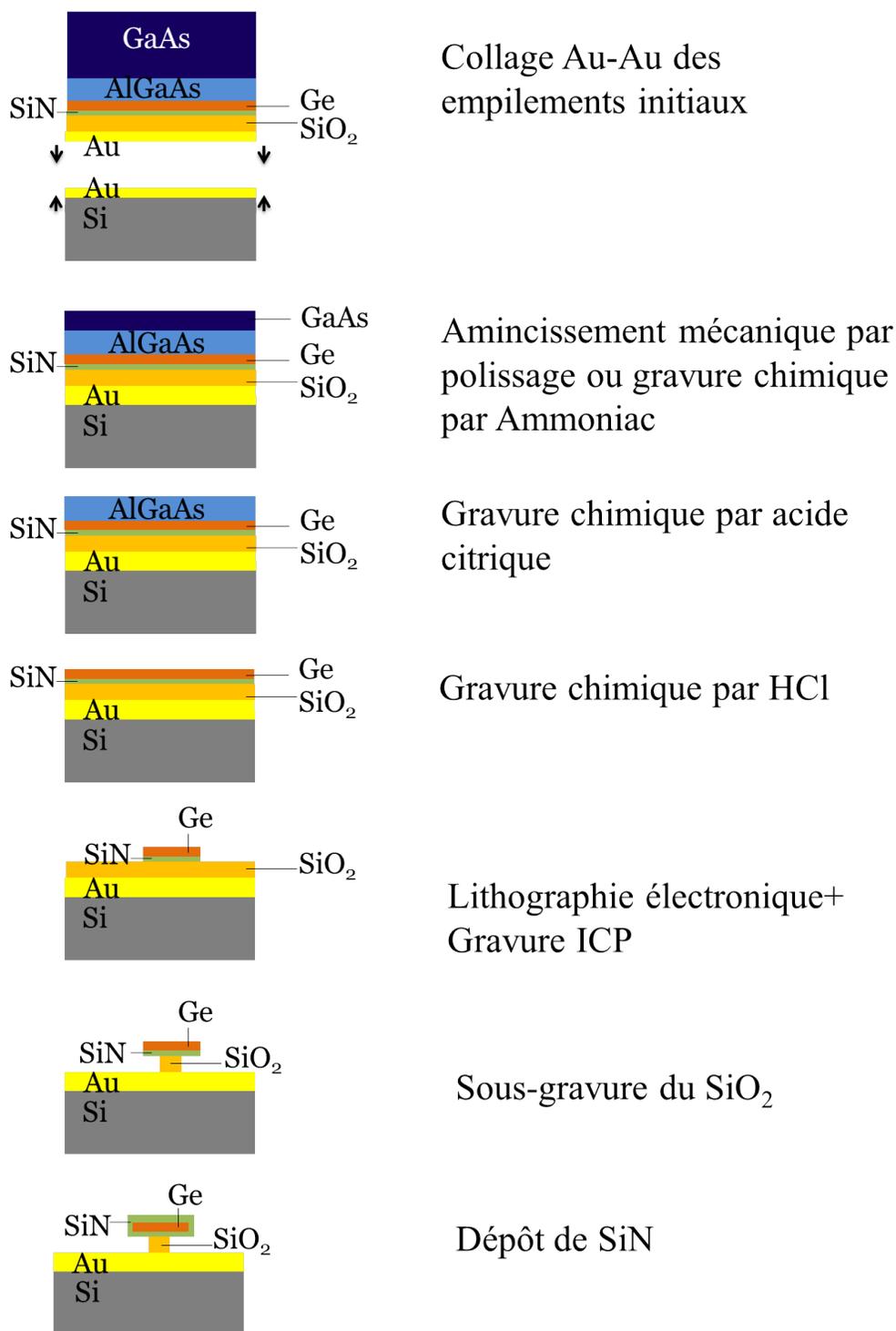


FIGURE 2.16 – Etapes du process technologique pour réaliser une structure bi-encapsulée.

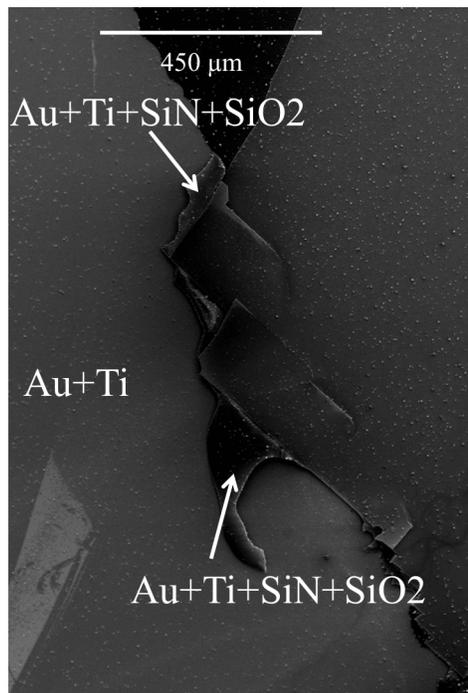


FIGURE 2.17 – Analyse par imagerie EDX de la surface détériorée d’un empilement de bi-encapsulation. L’analyse montre les différents parts des couches qui ont été déposées et qui se détériorent à cause de la couche d’accroche de Ti qui n’était assez épaisse.

La couche AlGaAs est éliminée par gravure chimique HCl :H₂O à 1 : 1. La couche de germanium est finalement atteinte. Je procède à des étapes de lithographie électronique et gravure sèche du germanium et du SiN par ICP pour avoir finalement des structures définies.

Une sous-gravure du pied SiO₂ est délicate car les solutions disponibles (HF ou BHF) gravent aussi bien le SiO₂ que le SiN. Nous avons utilisé un dépôt de SiO₂ basse fréquence, car sa vitesse de gravure au HF est plus rapide que le SiN d’un facteur 10. La couche de SiN est épargnée par cette gravure humide avec de légères gravures sur les bords des structures à l’interface germanium SiN (voir figure 2.18b) qui sont de l’ordre de 100 nm.

Le dépôt final de SiN permet d’encapsuler totalement la structure germanium comme

le montre l'illustration de la figure 2.18.

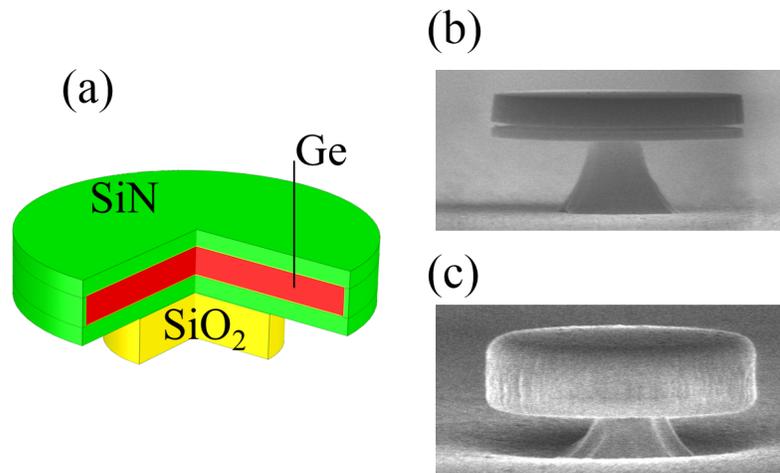


FIGURE 2.18 – Exemple de réalisation de structures de microdisques biencapsulés. (a) Illustration 3D d'une structure de disque bi-encapsulé. (b) Image MEB d'un disque contraint par la face inférieure. (c) Image MEB d'un disque contraint par la face inférieure et supérieure (stade final du process).

2.4 Modélisation

Dans cette section je présente le modèle que je considère dans l'évaluation des contraintes et comment cette évaluation de la déformation est prise en compte pour le calcul du gain. Le calcul de gain modal est présenté afin de comparer le potentiel des structures photoniques.

Pour estimer les déformations et le champ optique des différentes configurations, je m'appuie sur un calcul éléments finis avec le logiciel COMSOL. Dans cette partie, je détaille les étapes de modélisation qui amènent au calcul de spectre de gain modal qui sera le critère de comparaison des structures photoniques.

2.4.1 Modélisation de transfert de contrainte

Un solide subissant une sollicitation mécanique (pression, application d'une force mécanique ...) admet un état de déformation qui décrit la variation de la distance entre deux points de ce solide entre l'état initial et l'état final. D'un point de vue microscopique, une déformation correspond à la variation de la distance qui sépare deux atomes voisins.

Une sollicitation mécanique est représentée par une grandeur qui est la contrainte σ . La déformation est représentée par ε . Je précise deux situations de sollicitation mécanique : la traction uniaxiale et la traction biaxiale.

Soit E le module de Young et ν le coefficient de Poisson.

Traction uniaxiale (suivant la direction x) : $\varepsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E}$

$$\varepsilon_{yy} = -\nu \frac{\sigma_{xx}}{E}$$

$$\varepsilon_{zz} = -\nu \frac{\sigma_{xx}}{E}$$

Traction biaxiale (suivant les directions x et y) :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E}$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{\sigma_{yy}}{E} - \nu \frac{\sigma_{xx}}{E}$$

$$\varepsilon_{zz} = -\nu \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E}$$

Nous utilisons pour simuler la déformation ε un calcul éléments finis assisté par COMSOL. Les propriétés mécaniques des matériaux en jeux sont paramétrés et les conditions initiales de contraintes sont les seuls paramètres ajustables.

La simulation du transfert de contrainte via le dépôt de SiN réside dans l'attribution d'une valeur de contrainte en compression $\sigma < 0$.

Pour estimer la valeur de σ , je me suis basé sur une série d'échantillons de guides droits (décrits dans la section 1.3.2). Deux dépôts de SiN sur deux échantillons distincts sont effectués : un dépôt avec le *process initial* et un dépôt avec le *process référence*. Des guides avec plusieurs largeurs ont été réalisés. Des mesures de pho-

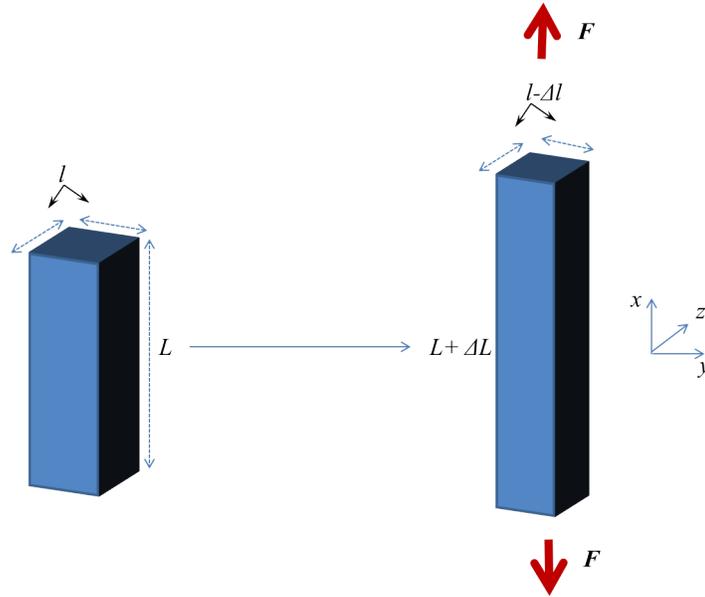


FIGURE 2.19 – Schéma explicatif d'une traction selon l'axe x , l'étirement de la structure dans une direction a pour conséquence un rétrécissement dans les deux autres directions.

toluminescence pour chaque série d'échantillons on été effectuées pour estimer la déformation maximale dans ces structures de guides.

J'ai réalisé des calculs de photoluminescence qui se basent sur les déformations calculées par éléments finis. Les calculs de photoluminescence tiennent compte de la déformation au centre du guide. Pour estimer la contrainte initiale correspondant à la couche de nitrure déposée, je modifie la contrainte initiale du SiN et je compare avec les mesures de photoluminescence jusqu'à converger sur un bon accord entre l'ensemble des guides qui sont contraints par le même type de dépôt.

La figure 2.21 montre les résultats de cette combinaison de calculs éléments finis et de photoluminescence. En considérant dans le calcul une contrainte initiale hydrostatique de -3 GPa pour le *process initial* et -4.5 GPa pour le *process de référence*, un bon accord est obtenu entre modélisation et résultats expérimentaux de photolu-

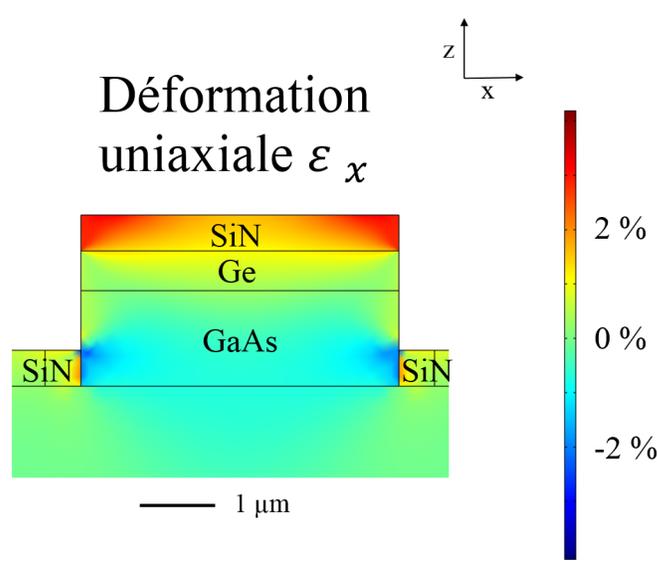


FIGURE 2.20 – Modélisation COMSOL d'un guide droit. La couche de SiN est de contrainte initiale σ .

minescence.

La simulation de la photoluminescence repose sur les déformations calculées via la simulation éléments finis. Les énergies de bandes du germanium déformé sont déduites du modèle $\mathbf{k.p}$ 30 bandes. Les énergies de bandes interdites sont injectées par la suite dans le modèle de calcul d'émission spontanée pour déduire la réponse spectrale de photoluminescence.

Le calcul du spectre de photoluminescence qui correspond au calcul de la réponse spontanée est donnée par [57] :

$$R_{spont}(\hbar\omega) \propto \omega^3 \rho_j(\hbar\omega) f_c(E_c(\hbar\omega)) (1 - f_v(E_v(\hbar\omega))) \quad (2.2)$$

Les termes de cette équation ont été présentés dans le chapitre précédent.

Notons que les contraintes résiduelles estimées sur les couches de SiN déposées par PECVD (-1.8 GPa pour le *process de référence* et -0.9 GPa pour le *process*

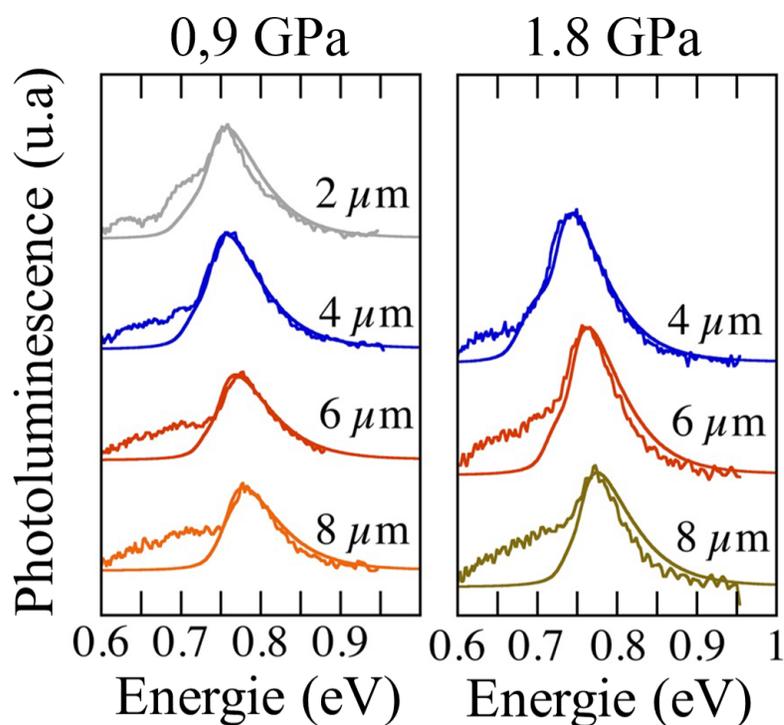


FIGURE 2.21 – Comparaison entre modélisation et mesures expérimentales de photoluminescence. La modélisation correspond aux traits lisses. La comparaison est effectuée pour plusieurs tailles de guides avec deux dépôts différents. La recombinaison indirecte n'est pas prise en compte.

initial section 1.2.2) sont des contraintes dans le plan considérant une contrainte nulle à l'équilibre dans la direction verticale. Pour la simulation je considère une contrainte hydrostatique *i.e.* $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -4.5 \text{ GPa}$ (-3 GPa) équivalente pour modéliser le *process de référence* (le *process initial*). Une simulation éléments finis utilisant une contrainte initiale hydrostatique de -4.5 GPa dans une couche de SiN sur une plaque de silicium 4 pouces (même dimensions que celles utilisées lors des tests PECVD en section 2.2) montre que la contrainte résiduelle obtenue à l'équilibre est de l'ordre de -1.8 GPa dans le plan, la contrainte verticale ayant relaxée. La contrainte hydrostatique entrée dans la simulation de la couche de SiN

permet de reproduire les résultats expérimentaux de déformation.

L'évaluation directe des contraintes sur des guides d'ondes tels que modélisés sur la figure 2.21 s'effectue par spectroscopie Raman. La Figure 2.22 montre une comparaison pour un guide de $4 \mu\text{m}$ de largeur contraint avec le dépôt du *process initial*. Ces mesures montrent la variation spatiale de la déformation le long de la largeur d'un guide. La déformation étant maximale au niveau des bords, elle atteint un minimum au centre du guide. La simulation éléments finis prédit $\approx 0.7\%$ au centre du guide contre $\approx 0.6\%$ pour la mesure Raman. Ces mesures montrent une bonne concordance entre modélisation éléments finis, mesures de photoluminescence et spectroscopie Raman ce qui valide notre approche.

Une étude plus approfondie des déformations dans les guides contraints sera présentée dans le chapitre 3.

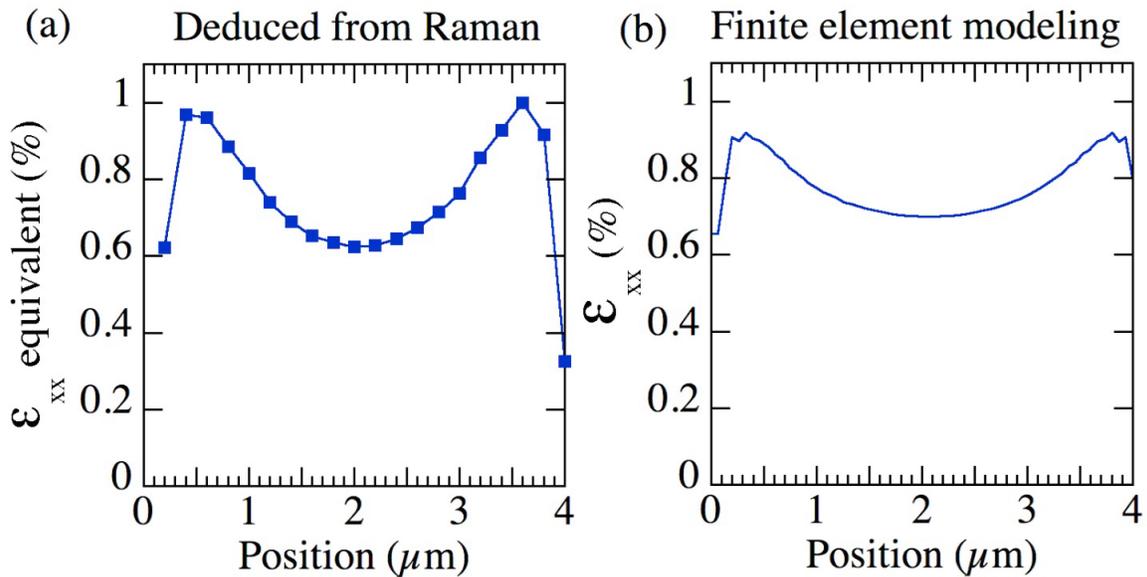


FIGURE 2.22 – Estimation de la déformation uniaxiale d'un guide contraint par *dépôt initial* a) Par spectroscopie Raman b) Par modélisation COMSOL d'un guide droit.

Cette première mise en situation du *process de référence* a permis d'atteindre deux objectifs [93] :

- Montrer une déformation maximale uniaxiale de 1% dans un guide droit.
- Définir les paramètres de la modélisation mécanique des structures contraintes par SiN par le biais de la concordance entre 4 méthodes différentes : les mesures Raman, la mesure de photoluminescence, le calcul éléments finis et le calcul de photoluminescence.

2.4.2 Modélisation du confinement optique

Le confinement optique dans les structures germanium constitue avec l'introduction de contrainte en tension les briques de base dans la construction d'un laser semiconducteur.

L'évaluation du champ électromagnétique pour une structure photonique de germanium donnée permettra de localiser la zone active. Une onde électromagnétique est régie par l'équation de Maxwell :

$$\Delta \mathbf{E} + n^2 k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.3)$$

Avec \mathbf{E} le champ électrique, k le vecteur d'onde, c la vitesse de la lumière, et n l'indice du milieu.

Considérer l'environnement autour de la zone active (germanium) se traduit par le calcul d'un indice effectif qui va rendre compte de l'épaisseur du germanium et l'effet des matériaux à ses interfaces (ou l'air).

Considérons un milieu dont l'indice est défini selon l'axe z par :

$$\begin{aligned} & d \mid z, n=n_1 \\ -d < z < d, n = n_2 \\ z < -d, n = n_1 \end{aligned}$$

L'équation de Maxwell est réécrite en considérant la dépendance en fonction de la longueur d'onde de l'indice optique par :

$$\Delta \mathbf{E}(z) + (n_i^2 - n_{eff}^2)k^2 \mathbf{E}(z) = 0 \quad (2.4)$$

Avec $n_{eff} = \frac{\beta}{k}$.

n_{eff} est déterminé en résolvant le système suivant [94] :

$$\begin{cases} k^2 n_1^2 = \beta^2 - \alpha^2 \\ k^2 n_2^2 = q_0^2 + \beta^2 \end{cases} \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow q_0^2 d^2 + \alpha^2 d^2 = k^2 d^2 (n_2^2 - n_1^2) \quad (2.6)$$

conditions pour les solutions modes TE :

solutions paires :

$$\frac{\alpha}{q_0} = \tan(q_0 d) \quad (2.7)$$

solutions impaires :

$$-\frac{q_0}{\alpha} = \tan(q_0 d) \quad (2.8)$$

conditions pour les solutions modes TM :

solutions paires :

$$\frac{\alpha}{q_0} \frac{n_2^2}{n_1^2} = \tan(q_0 d) \quad (2.9)$$

solutions impaires :

$$-\frac{q_0}{\alpha} \frac{n_1^2}{n_2^2} = \tan(q_0 d) \quad (2.10)$$

La résolution de ces systèmes pour déduire n_{eff} est numérique, et elle permettra dans la suite de calculer la position des résonances Fabry-Pérot et des modes de

galerie, ce qui sera traité dans le chapitre 4.

2.4.3 Influence du gradient de contrainte sur le calcul du gain optique

J'utilise le modèle décrit dans le chapitre 1 pour calculer le gain à un point donnée de la zone active contrainte, avec les variables d'entrée : déformation, densité de dopage, densité d'injection. Un dispositif germanium contraint par dépôt de SiN présente un champ de déformation, cette déformation n'est pas homogène dans le volume de la cavité. Une déformation inhomogène dans le volume a pour conséquence une répartition inhomogène des énergies des bandes, donc de la répartition de la densité des porteurs, et donc du gain.

La structure contrainte est discrétisée en une matrice de points, et à chaque point la déformation est calculée par éléments finis. On déduit à partir de ce champ de déformation, un champ d'énergie de bande interdite et de dipôle.

Je considère le point ayant la bande interdite la plus réduite. La densité de porteurs injectée n_{inj} est fixée dans ce point de référence.

Le niveau de Fermi dans la bande de valence E_{Fv} est fixé pour toute la structure. Il s'ensuit un calcul en chaque point de la densité des trous dans la bande de valence n_p qui tient compte du gradient des niveaux d'énergies des trous légers (LH) et des trous lourds (HH). Par la suite la densité d'électrons est fixée à chaque point par $n_e = n_p + N_d$ avec N_d la densité du dopage n . Et au final le niveau de Fermi E_{Fc} en chaque point en tenant compte de la densité n_e .

Je note que le niveau de Fermi E_{Fc} est peu sensible à la variation de n_e vu que les structures étudiées sont en régime de fort dopage n et que la densité d'état en bande de conduction est élevée.

2.4.4 Facteur de mérite d'une structure photonique contrainte : le gain modal

L'inclusion des critères de calcul de gain et de confinement optique permet de dresser une description complète du dispositif contraint. Le gain à un point de l'espace dépend de la densité des porteurs. Le modèle décrit rend compte de l'effet de l'inhomogénéité sur la densité des porteurs, ce qui va impacter le calcul de gain.

D'une part il est essentiel d'établir une forte déformation homogène pour assurer un gain dans la structure contrainte. D'autre part, un laser résulte d'un bon recouvrement du mode optique avec le milieu à gain pour minimiser les pertes propagatives. Le design optimisé d'une cavité résulte de la maximisation du recouvrement entre le mode guidé et la zone active.

Le facteur de mérite sera donné par :

$$g_{eff} = \frac{\int_{Zone\ active} dx dz |E_{(x,z)}|^2 \times g_{(x,z)}}{\int_{\infty} dx dz |E_{(x,z)}|^2} \quad (2.11)$$

$g(x, z)$ est le gain dans le volume du germanium qui a été calculé avec le modèle présenté dans le chapitre 1 et la distribution des densités des porteurs qui tient compte de l'inhomogénéité de la déformation. Le calcul de ce gain modal tient compte de l'ensemble des modélisations présentées jusqu'alors.

Le diagramme présenté dans la figure 2.23 montre les étapes de calcul du gain modal. Ce critère englobe une description multi-paramétrique de la zone active de germanium contraint. Il s'agit du **facteur de mérite** qui caractérisera les structures de germanium contraint.

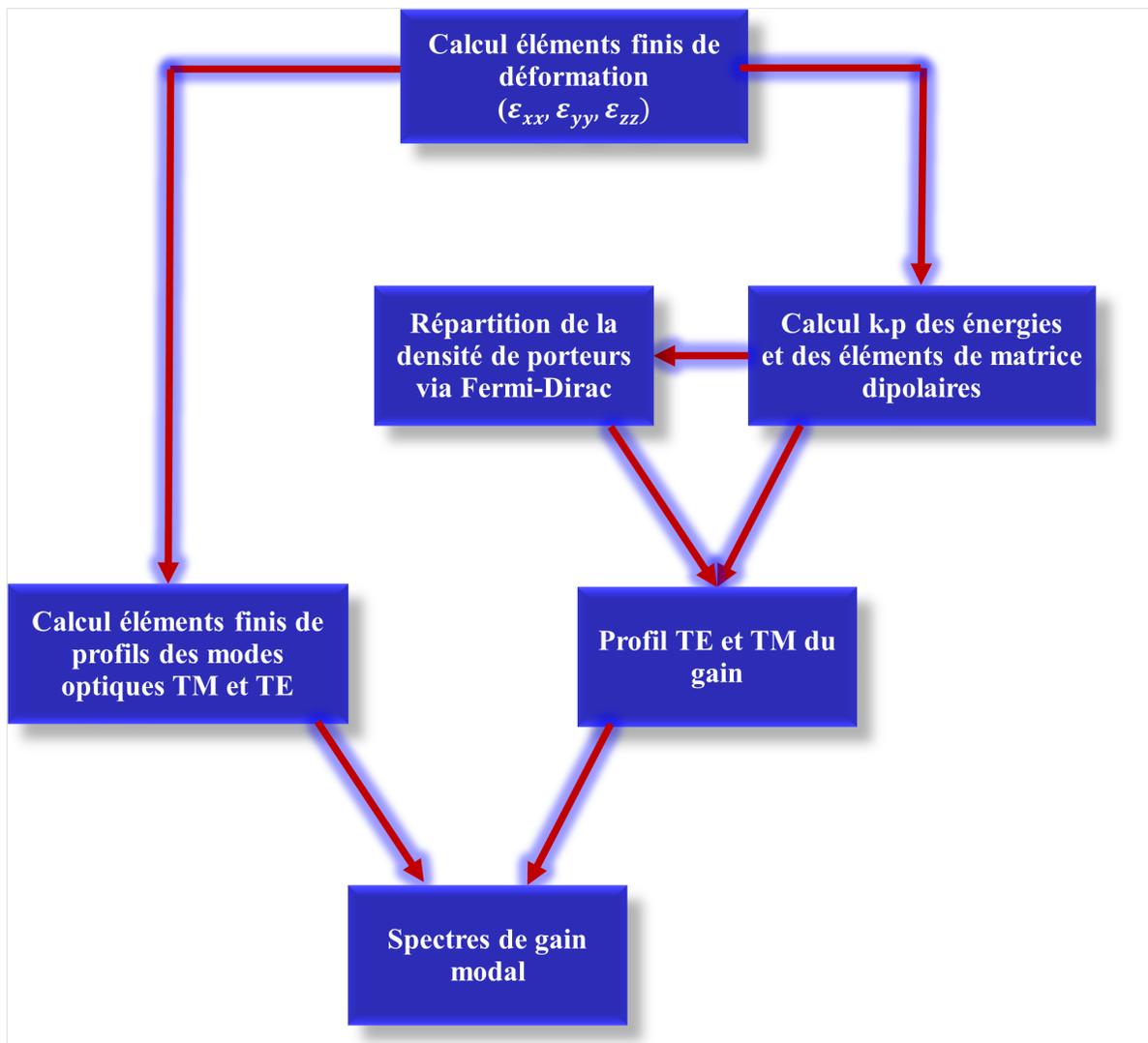


FIGURE 2.23 – Etapes de calcul du gain modal.

2.4.5 Cas d'étude

Dans la suite je traite l'exemple du guide germanium (500 nm) d'épaisseur gravé droit et contraint par simple dépôt de SiN.

La figure 2.24 (I) montre les calculs qui correspondent à la dispersion de déformation

déduits par simulation éléments finis. Ce résultat est utilisé comme des variables d'entrée pour le modèle $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ pour évaluer la dispersion des énergie le long de l'épaisseur du germanium et les dipôles des transitions directes $\Gamma - HH$ et $\Gamma - LH$ (figure 2.24 a et b).

On considère une forte injection ($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) dans la zone la plus contrainte qui se situe à la face supérieure du guide. Dans ce cas de figure la vallée des trous lourds est dégénérée. La densité des trous vaut ($\approx 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) le long de l'épaisseur du germanium.

La figure 2.25 montre un diagramme qui illustre les étapes de calcul qui aboutissent au calcul de la répartition de gain.

Je considère un dopage de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le calcul de gain qui tient compte de la variation de la déformation montre une variation de gain qui est positive sur les derniers 100 nm correspondant à la zone la plus contrainte.

Ce cas d'étude montre notamment les limites de cette structure. Cette évaluation montre que de la valeur maximale de la déformation ne peut pas refléter le potentiel du gain de la cavité car elle possède une zone limitée de gain. Il est désormais inévitable de tenir compte de l'estimation du gradient de déformation par éléments finis.

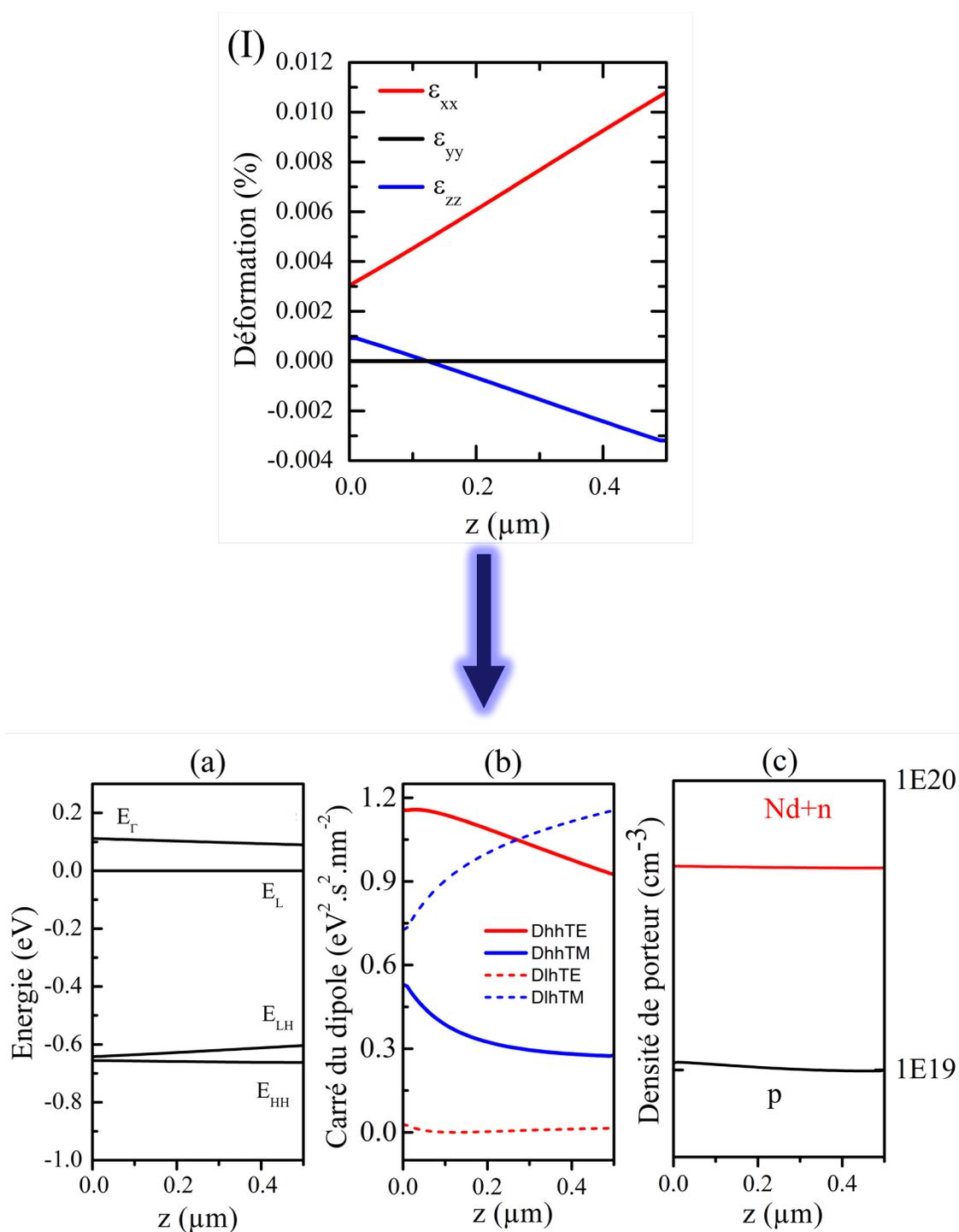


FIGURE 2.24 – (I) La dispersion de la déformation au centre du guide. (a) Structure de bande déduite par le calcul $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$. (b) Le carré du dipôle pour les directions TM et TE et correspondant à la transition LH et HH. (c) Application de la statique de Fermi-Dirac en supposant l'injection de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et un dopage de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

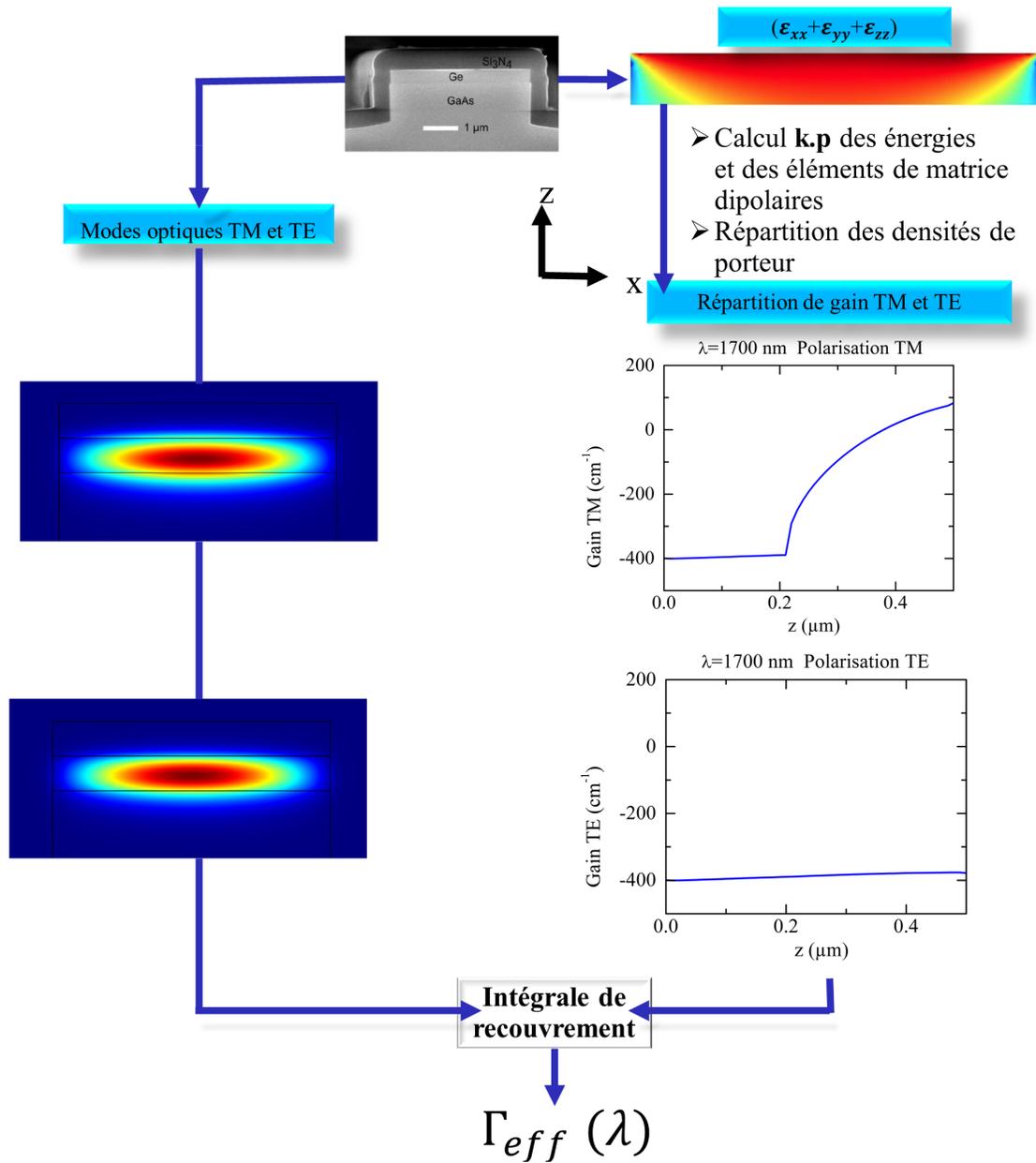


FIGURE 2.25 – Illustration des calculs de gain modal pour une structure de guide gravé droit.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de situer la technique de transfert de contrainte par **dépôt de couche SiN initialement en compression** par rapport à l'ensemble des techniques utilisées pour transférer une déformation en tension vers le germanium (voie épitaxiale, MEMS, membrane...).

Dans le but de réaliser un dispositif laser dans un environnement CMOS, le transfert de contrainte par dépôt de SiN présente des avantages pour la réalisation d'une cavité photonique germanium contraint. Une optimisation du process de dépôt a été effectuée qui conduit à la fabrication des structures de germanium contraint sur plusieurs formes : cavités gravées droit, cavités sous-gravées, et structures contraintes par bi-encapsulation de SiN.

Je montre dans les chapitres 3 et 4 comment ces méthodes permettent d'augmenter le transfert de déformation.

Les étapes de fabrication en salle blanche ainsi que la modélisation de déformation, de gain, ont été introduites. Dans la suite, deux types de cavités photoniques seront étudiés : les guides d'onde et les microdisques.

Le gain modal sera le facteur de mérite qui permet une comparaison entre les différentes stratégies.

Chapitre 3

Etude de cavités optiques en guide d'onde germanium

Sommaire

3.1 Résonateur Fabry-Pérot	92
3.2 Étude des guides d'onde droits et contraints par simple dépôt SiN	94
3.3 Guides sous-gravés	100
3.3.1 Photoluminescence et simulation des déformations	101
3.3.2 Mesures en excitation pulsée	108
3.4 Perspectives : guides de germanium sur silicium	114
3.4.1 Epitaxie : renforcement de la densité de dopants par co-dopage	115
3.4.2 Fabrication et caractérisation	119
3.5 Conclusion	123

Une cavité optique (ou résonateur) est un objet géométrique dont les propriétés optiques permettent de confiner la lumière sur une plage de longueur d'onde : une cavité est un piège à photon et un dispositif qui permet de sélectionner les longueurs d'onde d'émission. Dans le cadre de ma thèse j'ai traité les guides longs (résonateurs Fabry-Pérot) et les cavités microdisques. Je traite dans ce chapitre l'étude expérimentale

des cavités type Fabry-Férot de germanium contraint.

3.1 Résonateur Fabry-Pérot

Il s'agit d'une structure simple dont la géométrie est un parallélépipède. Pour maintenir un champ électrique confiné, deux facettes permettent de réfléchir la lumière qui se propage le long de la structure. Les facettes peuvent résulter d'un clivage du guide (voir l'exemple du laser III-V à base de GaInAsP dans la figure 3.1). L'avantage d'une telle structure est la possibilité d'avoir un large volume d'interac-

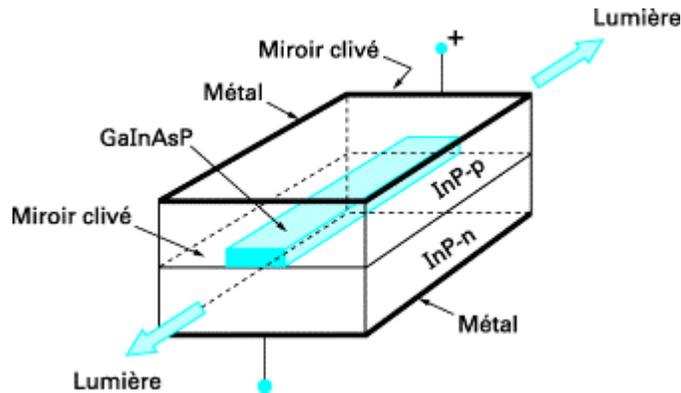


FIGURE 3.1 – Exemple d'un laser semi-conducteur Fabry-Pérot [95].

tion lumière/matière pour un long guide qui permet de compenser les pertes et de démontrer un effet de gain et en conséquence un laser.

La seule démonstration de laser germanium à ce jour sous pompage optique est à base d'un guide de germanium long (5 mm) [24] contraint en tension biaxiale à 0.25% par épitaxie sur silicium et dopé à hauteur de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (voir figure 3.2). Cette démonstration a été citée par Carroll *et al.* [40] qui démontre que les échantillons utilisés dans la démonstration du laser avaient une forte absorption porteurs libres de l'ordre de 7000 cm^{-1} à une injection de $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et montre la difficulté de compenser ces pertes avec cette déformation résiduelle.

J'ai montré à la fin du chapitre 1, qu'une déformation biaxiale de 0.25% n'est pas suffisante pour obtenir un gain positif dans les conditions de dopage à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. A partir des paramètres mentionnés par Liu *et al.*, une modélisation standard du gain ne permet pas de justifier le fonctionnement du laser.

Je propose dans la suite deux stratégies qui permettent d'augmenter la déformation

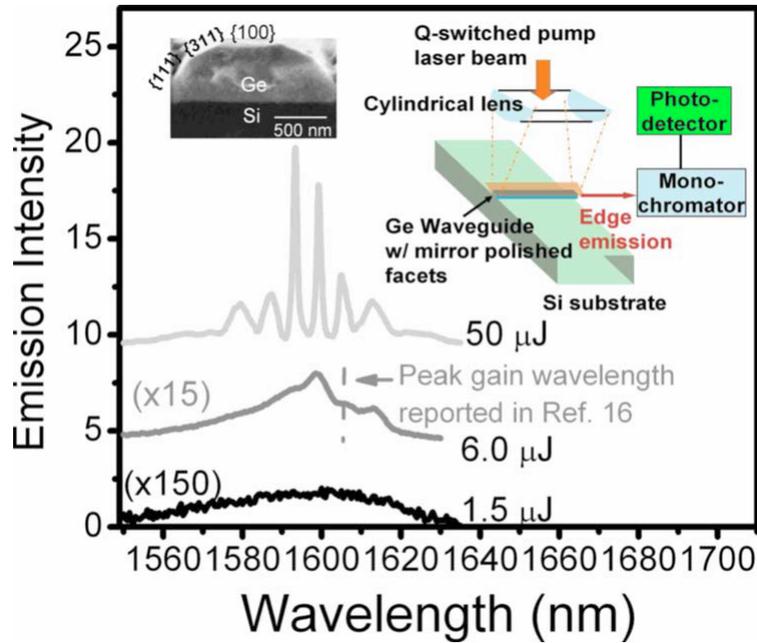


FIGURE 3.2 – Démonstration d'un laser germanium sur substrat silicium pompé optiquement à base d'un guide de 5 mm [24]. La déformation introduite est de 0.25% de déformation biaxiale, et le dopage n est de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

en tension transférable vers les guides de germanium et qui se base sur une technique de dépôt de stressor externe SiN.

3.2 Étude des guides d'onde droits et contraints par simple dépôt SiN

J'ai présenté dans la section 2.4 une étude sur les guides gravés verticalement de 500 nm de germanium. Cette étude a permis de paramétrer la contrainte initiale du SiN, pour le *process initial* et le *process de référence* et de montrer qu'il est possible d'introduire 1.07% de déformation uniaxiale. La valeur maximale de la déformation est dépendante de la largeur du guide, et elle augmente quand la largeur du guide diminue.

La figure 3.3 montre la variation de la déformation maximale au centre du guide gravé verticalement et contraint par simple dépôt SiN. Cette variation a été calculée par des simulations éléments finis.

Via cette série d'échantillons, j'ai étudié la dépendance de la direction du guide sur

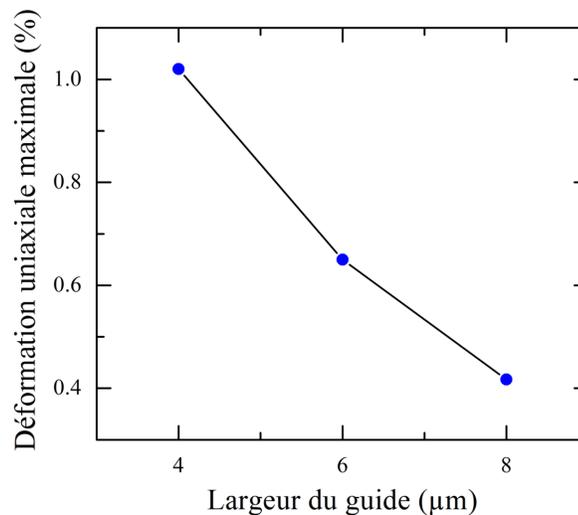


FIGURE 3.3 – La variation de la déformation maximale en fonction de la largeur du guide gravé verticalement, et contraint par dépôt de SiN avec les paramètres du *process de référence*.

l'émission. Deux directions de guides ont été étudiées : $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$. La fabrication

a été décrite dans le paragraphe 2.3.2 .

La différence entre appliquer la déformation selon l'une ou l'autre direction réside

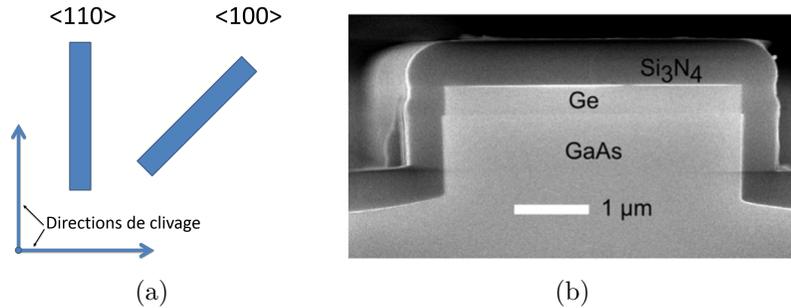


FIGURE 3.4 – (a) Direction cristalline des guides d'onde et comparaison avec les directions de clivage (b) Image MEB d'une section de guide d'onde germanium (500 nm d'épaisseur) sur GaAs contraint par dépôt de SiN de 4 μm de largeur.

dans la levée ou pas de la dégénérescence de la bande L. La densité de porteurs dans la vallée Γ dépend de cette levée de dégénérescence.

Généralement, appliquer la contrainte en tension réduit le décalage d'énergie entre la bande L et la bande Γ . Appliquer la contrainte dans la direction $\langle 100 \rangle$ induit un rapprochement entre les niveaux L et Γ mais ne produit pas une levée de dégénérescence. Par ailleurs, appliquer la contrainte uniaxiale sur le guide de direction $\langle 110 \rangle$ produit une levée de dégénérescence de la bande L comme le montre l'illustration de la figure 3.5b. Le décalage d'énergie entre les bandes L dégénérées est d'autant plus important que la déformation est forte.

L'amplitude du signal de photoluminescence est différente selon que le guide est en direction $\langle 110 \rangle$ ou $\langle 100 \rangle$. La figure 3.5 montre la comparaison du spectre de photoluminescence des guides contraints par le *process de référence*, de directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$ dans les mêmes conditions expérimentales.

La luminescence des guides de direction $\langle 100 \rangle$ est plus importante que la luminescence des guides de direction $\langle 110 \rangle$ et ce pour des guides avec différentes largeurs.

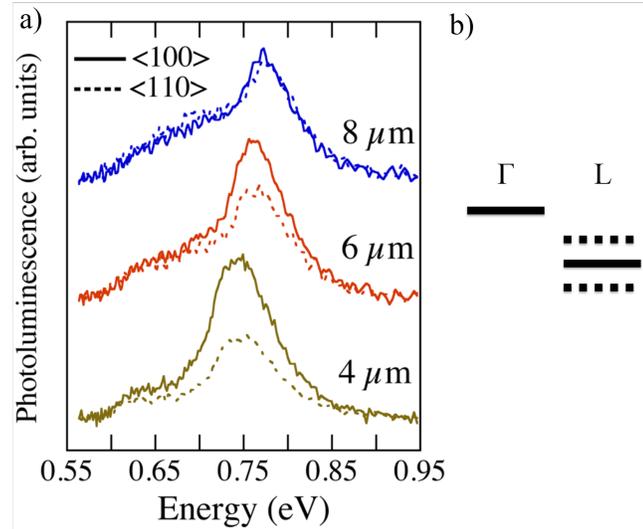


FIGURE 3.5 – a) Rapport entre les populations dans les guides contraints par *le process de référence* selon la direction $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$. b) Illustration de la différence de la structure de bande dans le cas d'un guide selon la direction $\langle 100 \rangle$ (trait continu) et selon la direction $\langle 110 \rangle$ (trait discontinu).

Le décalage de l'intensité de la luminescence est d'autant plus important que la déformation est élevée. Cette différence provient d'une distribution différente de la densité des porteurs en centre de zone qui est due à la levée de dégénérescence de la vallée L dans le cas de l'orientation $\langle 110 \rangle$.

La luminescence dépend de la densité des porteurs en centre de zone (vallée Γ). Je compare dans la figure 3.6a les densités de porteurs n_{Γ} dans les deux cas de figure. La densité n_{Γ} augmente avec la déformation uniaxiale pour les guides de direction $\langle 100 \rangle$ d'un facteur 6 quand la déformation passe de 0 à 1.5% uniaxiale, alors que pour les guides de direction $\langle 110 \rangle$ la densité de n_{Γ} est quasi-fixe pour l'ensemble des déformations. La figure 3.6b propose une interprétation expérimentale de cette tendance. Le rapport entre les densités de porteurs pour les deux directions est comparé avec le rapport des signaux de photoluminescence. Je récapitule dans la figure 3.6b l'ensemble des mesures qui ont été effectuées avec *le process initial* et le *pro-*

cess de référence pour différentes largeurs de guides ce qui correspond à 7 mesures. La comparaison des estimations théoriques et expérimentale montre une tendance concordante.

Dans la suite, l'ensemble des guides caractérisés correspondent à la direction $\langle 100 \rangle$ vu son avantage pour maximiser la densité de porteurs injectés en centre de zone.

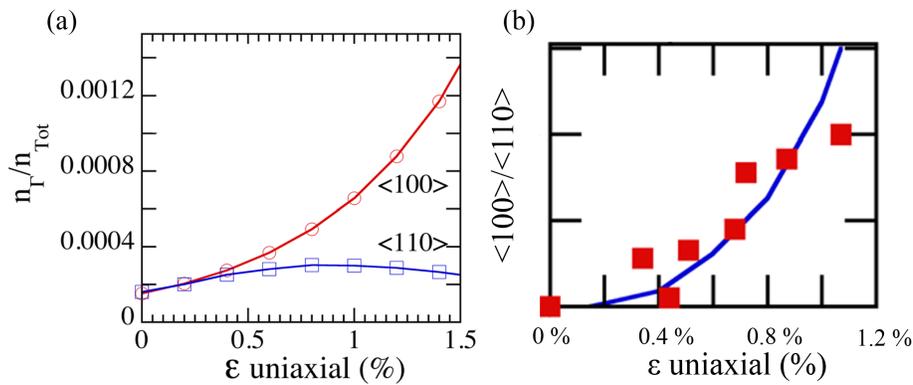


FIGURE 3.6 – (a) Rapport entre la densité de population en vallée Γ selon les deux directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$ et la densité totale (b) Rapport entre les populations selon la direction $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ et comparaison avec les rapports de luminescence.

La déformation uniaxiale maximale obtenue est de 1.07% pour un guide de $4 \mu m$ de largeur. Diminuer la largeur du guide en dessous de $4 \mu m$ produit un décollement de la couche de nitrure déposée (craquage) en utilisant le *process de référence*. Ce constat nous impose de trouver une nouvelle stratégie pour augmenter la déformation uniaxiale.

Sur quelques structures, et grâce à une collaboration avec le LTM-Grenoble, nous avons effectué une imagerie par microscopie électronique par transmission (TEM) des guides de germanium contraints. Les guides sont découpés en des lames de $80 - 100 \text{ nm}$ d'épaisseur figées par un dépôt de platine.

La figure 3.7 montre un exemple d'imagerie TEM de guide de germanium avec simple dépôt de SiN. Il s'agit de guides dont les spectres de photoluminescence n'ont pas présenté de décalage vers les basses énergies (pas de déformation). On note un décollement du SiN au centre du guide et aux bords ce qui est susceptible de créer des zones non-contraintes.

Un décollement qui se produit même localement sur un guide long crée des zones d'absorption très néfastes pour l'émission stimulée. Il s'agit d'une faiblesse de cette méthode qui peut être résolue par un traitement de la surface de germanium par dépôt d'une couche fine de SiO_2 (3 nm).

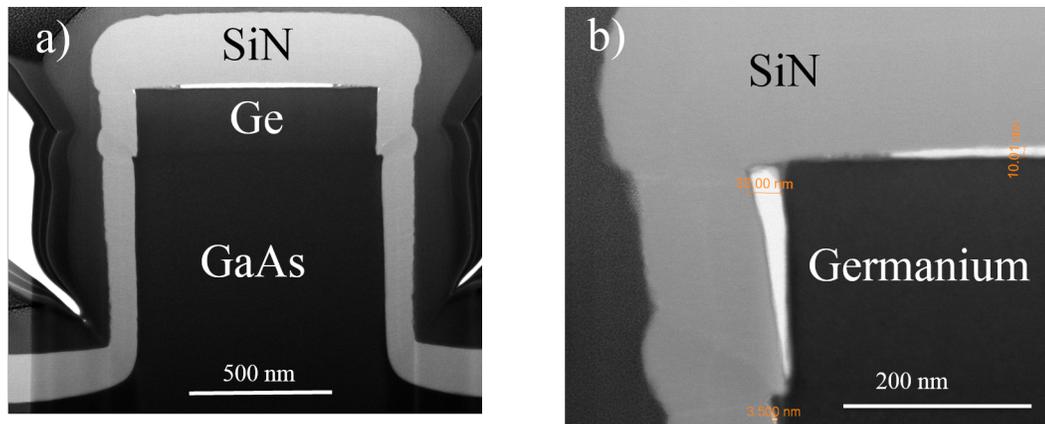


FIGURE 3.7 – a) Imagerie TEM d'un guide gravé verticalement de $1 \mu\text{m}$ de largeur l'interface germanium / SiN présente un décollement. b) Zoom sur un bord d'un guide qui montre un décollement à l'interface latérale germanium / SiN.

Pour évaluer le potentiel de ces structures, je présente dans la figure un calcul de spectre de gain modal pour une injection de porteurs de $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ calculé avec la méthode détaillée dans le chapitre 2. Le calcul du spectre de gain à un dopage de $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ montre que le gain est négatif dans la fenêtre d'émission du germanium avec un maximum de gain modal de -240 cm^{-1} à $\lambda = 1700 \text{ nm}$.

Ces estimations de gain sont à comparer avec le dispositif laser démontré par le MIT [24]. Dans l'exemple montré, la déformation uniaxiale maximale est de 1.07% ce qui est équivalent à $\approx 0.5\%$ biaxiale. Cette valeur est le double de la déformation en tension introduite dans le dispositif du MIT et pourtant le gain modal est négatif pour une condition d'injection de $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

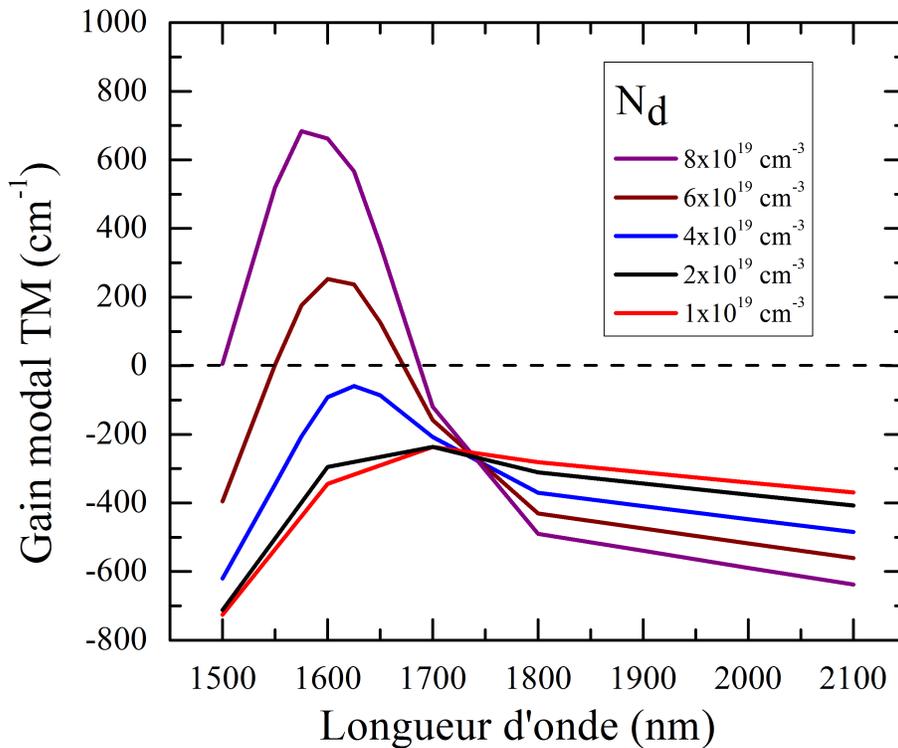


FIGURE 3.8 – a) Spectre de gain modal TM calculé pour un guide gravé verticalement de $4 \mu\text{m}$ de largeur (ayant 1.07% de déformation uniaxiale maximale). La densité d'injection de porteurs est de $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Une dépendance en fonction de la densité de dopage est montrée.

L'augmentation du dopage permet d'augmenter le gain modal. Les spectres de gain modal pour un dopage plus important que $6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ montre une fenêtre de

gain positif centrée autour de 1600 *nm*.

La configuration de guide gravé verticalement permet d'atteindre 1.07% de **déformation uniaxiale** et donc requiert un niveau de dopage élevé pour présenter un gain modal positif qui est de l'ordre de $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.

Comme montré dans le chapitre 1, un fort dopage s'accompagne d'un élargissement homogène qui induit une baisse du gain optique estimé. La configuration de guide gravé verticalement nécessite une optimisation du transfert de déformation afin de baisser le niveau de dopage requis et assurer une stabilité spatiale de la déformation.

3.3 Guides sous-gravés

La sous-gravure des guides permet le déplacement vertical du guide. Enlever la matière en dessous du guide a pour objectif d'augmenter le transfert de contrainte du SiN vers le guide de germanium afin que la couche SiN libère sa contrainte au point de courber le guide de germanium.

Nous appliquons la recette décrite dans la section 2.5 sur des guides de germanium sur GaAs fabriqués dans des tranchées (voir figure 3.9). L'avantage d'introduire une structure de tranchées est de limiter le volume de gravure sèche et assurer une meilleure verticalité de la gravure.

L'échantillon à la base de ces structures est une couche de germanium (300 *nm*) sur substrat GaAs. La sous-gravure chimique des guides attaque également le germanium et conduit à l'amincissement de la couche de germanium. J'ai noté que l'épaisseur de la couche de germanium varie entre 300 *nm* et 230 *nm*.

La face frontale du guide est suspendue à la suite de la sous-gravure. Le dépôt de la couche contrainte fléchit la face frontale du guide (voir figure 3.10a). Cette face courbée est enlevée par FIB (Focused Ion Beam) qui est une technique qui consiste à focaliser un faisceau d'ions (généralement des ions de gallium) sur une

zone précise d'un semiconducteur. En l'occurrence, cette technique a permis d'optimiser la réflexion de la lumière au niveau des facettes du guide comme le montre la figure 3.10b.

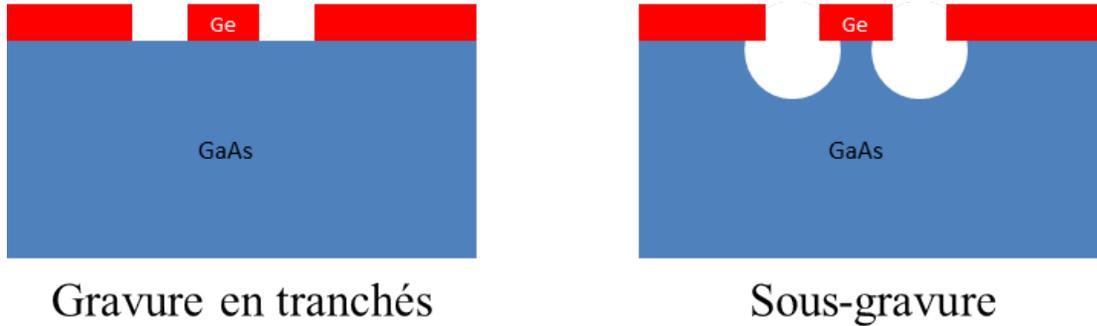


FIGURE 3.9 – Représentation des structures en tranchées qui sont définies par lithographie électronique et gravure sèche du germanium. La sous-gravure du GaAs s'effectue par voie chimique.

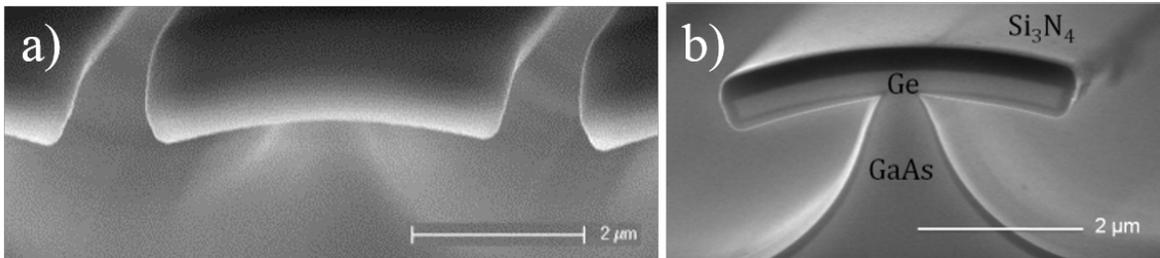


FIGURE 3.10 – Guide de germanium de $4 \mu\text{m}$ sous-gravé sur pied GaAs. (a) Le dépôt de SiN contraint induit une flexion de la face frontale du guide (b) La partie courbée de la face frontale du guide est éliminée par FIB ce qui permet d'optimiser la réflexion au niveau des facettes du guide.

3.3.1 Photoluminescence et simulation des déformations

Une forte introduction de contrainte est mise en évidence par l'observation de forte courbure du guide comme le montre l'image TEM (figure 3.11). La courbure du guide est un premier indicateur de la forte déformation introduite. Dans la suite

j'appelle la flexion le déplacement maximal de la structure comme montré dans la figure 3.12.

En tenant compte des paramètres de SiN définis dans le chapitre 2, j'ai réalisé des simulations de la courbure du guide sous-gravé en considérant le paramètre de la flexion (voir figure 3.12).

La réalisation de ces structures repose sur la sous-gravure de structures de guide en

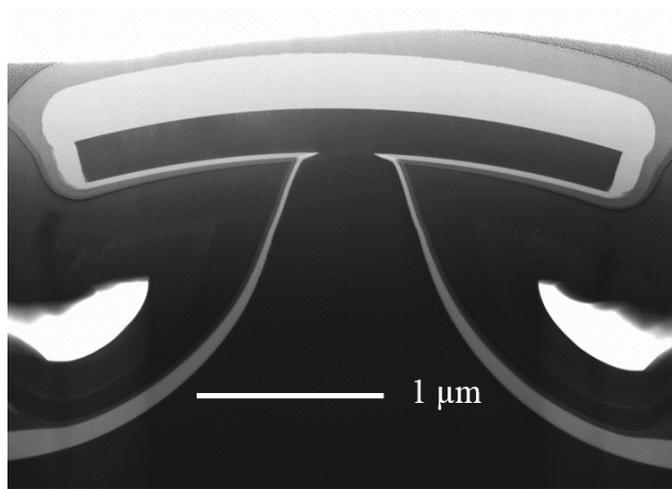


FIGURE 3.11 – Imagerie TEM d'un guide germanium contraint par dépôt SiN sur pied GaAs sous-gravé. Pour fixer la structure afin de réaliser l'imagerie, le guide est fixé par un dépôt de platine.

tranchées. La largeur des tranchées va impacter le flux des espèces chimiques. C'est ce que j'ai noté en mesurant la taille des pieds des guides sous-gravés en fonction de la largeur des tranchées. La figure 3.13a reporte la variation de la taille du pied mesurée par imagerie MEB avec la largeur de la tranchée pour une série de guide appartenant au même échantillon.

Le guide avec les tranchées les plus larges présente la taille de pied la plus petite. Je note également une dépendance de la flexion avec la taille du pied. Le guide sous-gravé est d'autant plus courbé que son pied est réduit. Cette tendance est confirmée par les simulations par éléments finis (voir figure 3.13b). La flexion simulée est moins forte

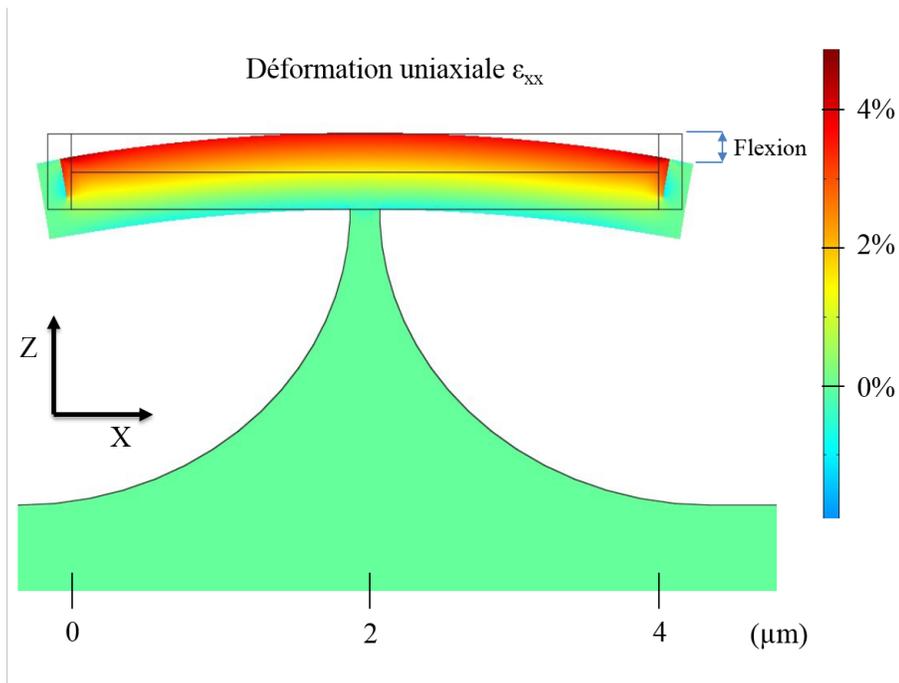


FIGURE 3.12 – Simulation éléments finis d'un guide sous-gravé de $4 \mu m$ de large contraint par une couche de SiN ayant une contrainte hydrostatique initiale de $-4.5 GPa$.

que ce qui est estimée par l'observation TEM. Cette différence peut s'expliquer par une contrainte supplémentaire subie pendant la préparation des échantillons TEM et qui peut conduire à une flexion supplémentaire des membranes suspendues.

Je considère les simulations par éléments finis pour le guide sous gravé avec le pied le plus petit ($203 nm$ de largeur). La figure 3.14 montre le niveau de déformation le long de l'épaisseur de germanium et à la surface supérieure du guide. La déformation atteint un maximum de $\approx 1.5\%$ uniaxiale à la surface supérieure du guide germanium *i.e.* à l'interface Ge/SiN. La variation de la déformation uniaxiale le long de l'épaisseur de la couche de germanium montre un fort gradient de déformation si bien que la face inférieure du guide devient contrainte en compression.

Je considère d'autre part la simulation du guide sous-gravé avec le pied le plus large

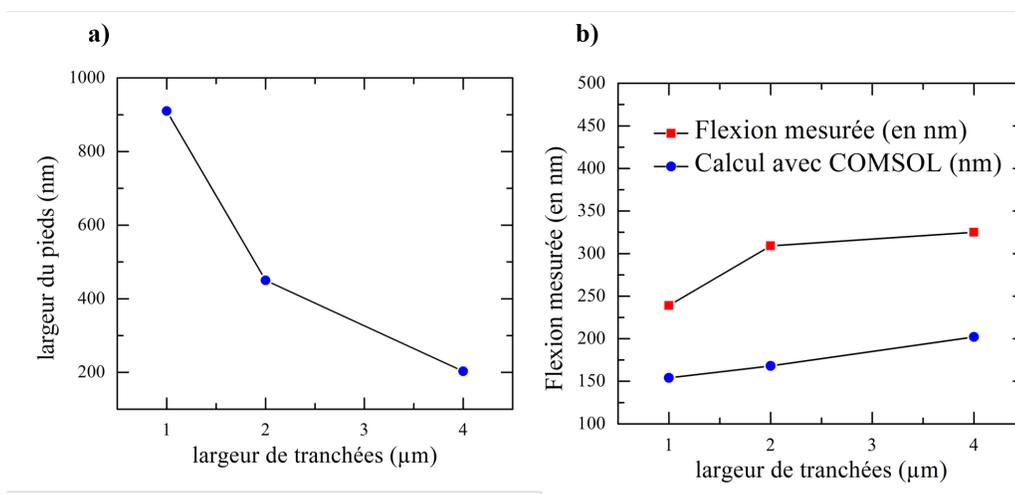


FIGURE 3.13 – a) Mesures via imagerie MEB de la taille du pied du guide en fonction de la taille de tranchée. b) Comparaison entre la flexion calculée par éléments finis et la flexion déduite par imagerie TEM.

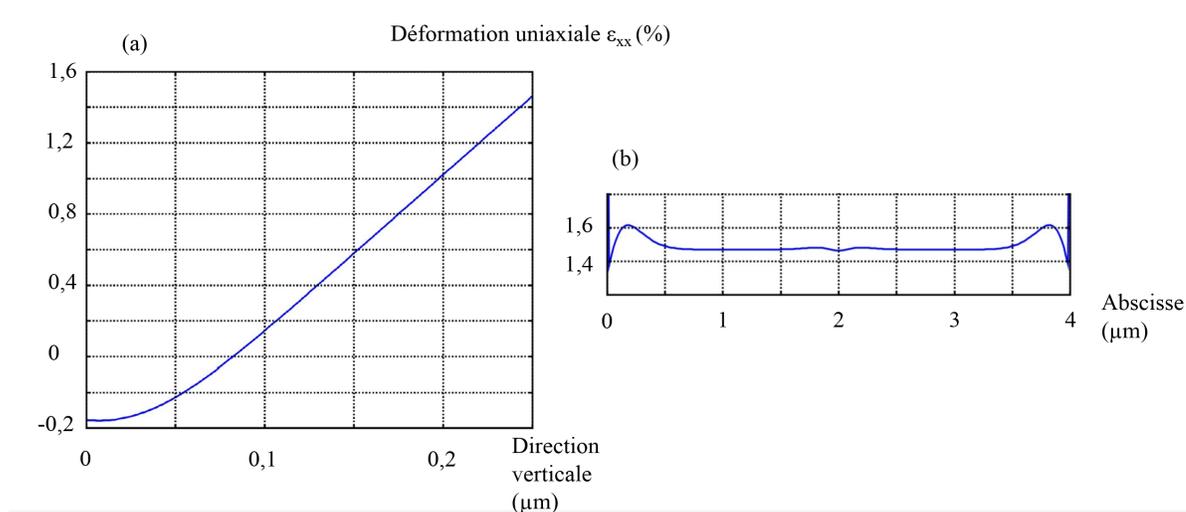


FIGURE 3.14 – Modélisation éléments finis de la déformation uniaxiale de guide sous-gravé dont le pied est de largeur 203 nm . a) Coupe verticale au centre du guide. b) Coupe longitudinale au niveau de la surface supérieure du guide sous-gravé.

(910 nm de largeur), les résultats de la modélisation sont représentés sur la figure 3.15. La déformation maximum au centre du disque est quasi-équivalente à la valeur

reportée pour le guide au plus petit pied par contre la valeur de la déformation au bas du pied est positive à l'opposé de ce qui a été noté pour un pied réduit.

Les structures étant courbées, (constat macroscopique) une conséquence microscopique se décline dans le "rapprochement" des atomes du matériau dans la face inférieure de la membrane de germanium et donc la face inférieure est en état de compression dans le cas d'un pied de largeur réduite.

Le point d'attache du guide au substrat est le pied GaAs. Un pied plus large est susceptible de freiner la courbure du guide (c'est ce que montre la figure 3.13) et donc limiter la compression dans la face inférieure de la membrane.

Néanmoins, augmenter davantage la taille du pied conduit à une baisse progressive

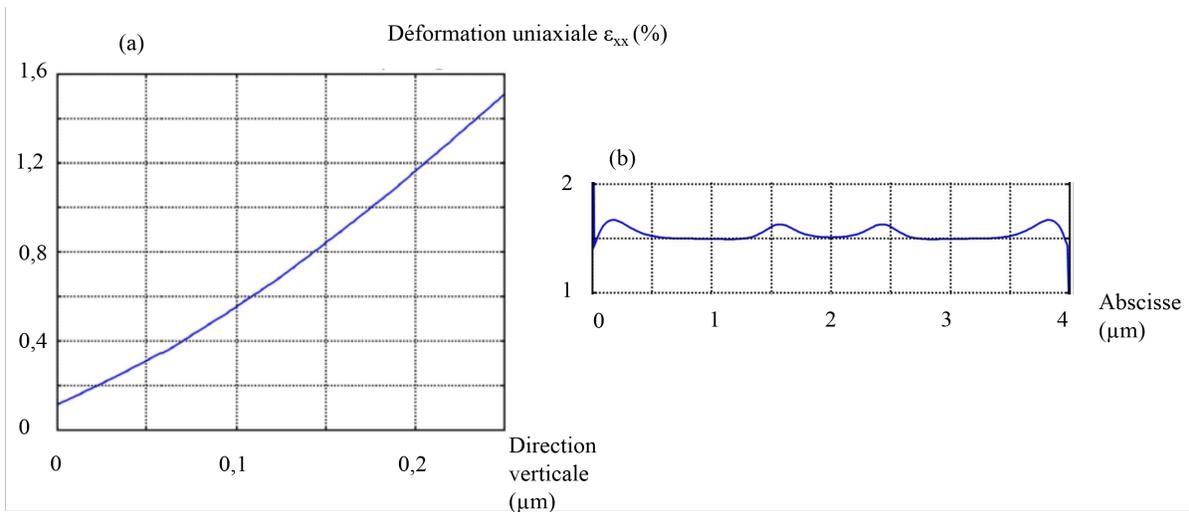


FIGURE 3.15 – Modélisation éléments finis de la déformation uniaxiale de guide sous-gravé dont le pied est de largeur 910 nm . a) Coupe verticale au centre du guide. b) Coupe longitudinale au niveau de la surface supérieure du guide sous-gravé.

de la déformation uniaxiale maximale. Par exemple, avec un pied de $3 \mu\text{m}$ les calculs par éléments finis montrent un maximum de déformation de 1.18% uniaxiale. Il convient alors de trouver un compromis entre taille de pied et largeur du guide. En l'occurrence pour les guides de $4 \mu\text{m}$ de largeur, il convient de viser une largeur de

piéd de $1 \rightarrow 2 \mu m$.

Outre les simulations par éléments finis, les mesures de photoluminescence permettent d'estimer l'état de la déformation à la surface du guide. La mesure de photoluminescence s'effectue en pompant en incidence normale au guide avec un laser focalisé avec un objectif. La collection s'effectue avec le même objectif. La lame dichroïque permet de rediriger le signal vers le spectromètre, et un filtre passe haut 1200 nm permettra de récupérer uniquement le signal d'émission du germanium. La figure 3.16 montre un aperçu sur le banc de mesure.

La figure 3.17 montre les spectres de luminescence d'un guide sous gravé contraint

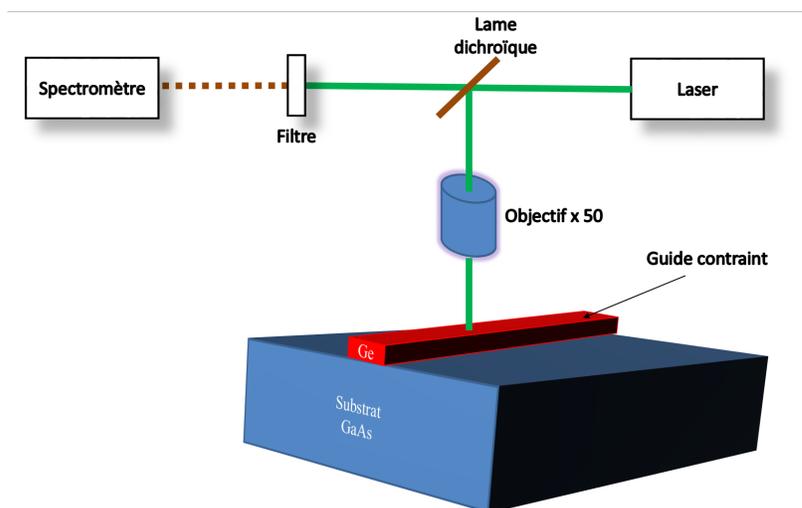


FIGURE 3.16 – Schéma explicatif du banc de mesure de photoluminescence en incidence normale. On utilise une source d'excitation laser continu de faible puissance $\approx 3 \text{ mW}$.

et d'un guide non-contraint. Je note que les spectres de photoluminescence sont modulés par des oscillations. Ces modulations correspondent à des modes Fabry-Pérot se propageant le long de la largeur du guide (l'analyse de ce type d'oscillations sera détaillée dans le chapitre 4). Le pic de résonance du guide contraint est plus décalé vers les basses énergies ($\lambda \approx 1820 \text{ nm}$) que le pic du spectre du guide non-contraint

($\lambda \approx 1550 \text{ nm}$). Ce décalage correspond à une déformation uniaxiale maximale de 1.6%. Cette estimation correspond à l'état de la déformation à la surface supérieure du guide, ce qui est cohérent avec la déformation maximale estimée dans les simulations par éléments finis ($\approx 1.5\%$ de déformation uniaxiale).

Cette mesure de photoluminescence est réalisée sous pompage continu ce qui ne

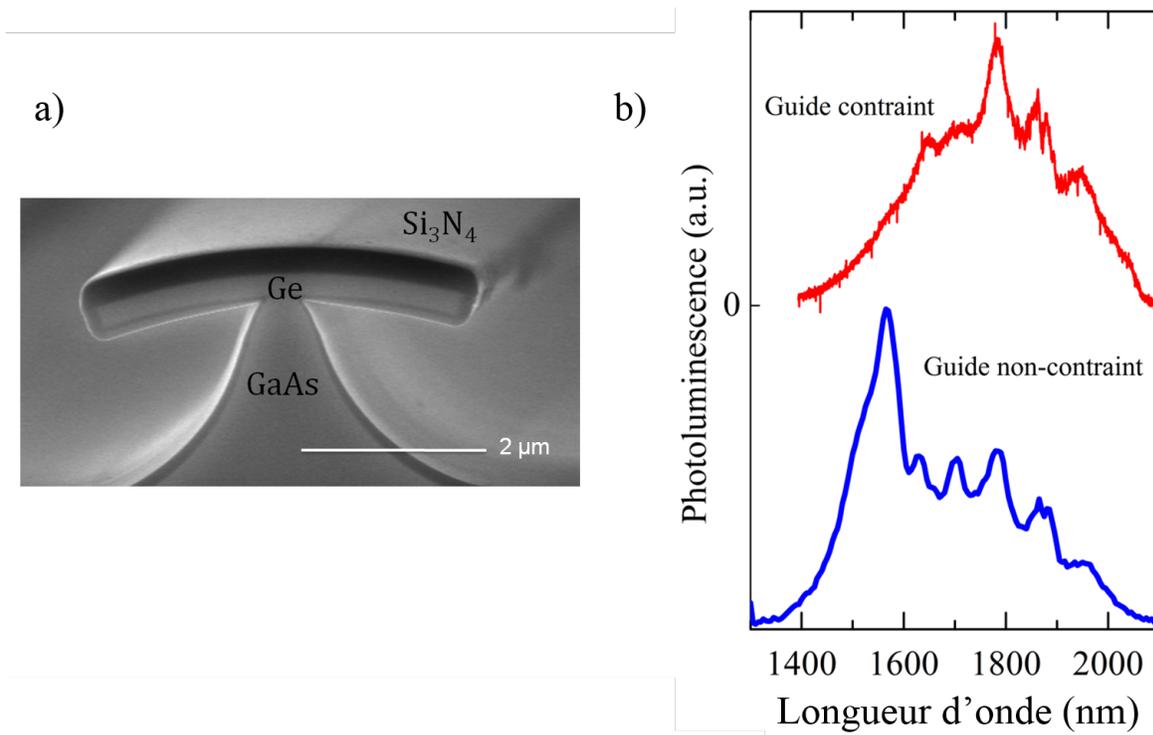


FIGURE 3.17 – (a) Image MEB d'un guide sous-gravé et contraint de $4 \mu\text{m}$ de largeur (b) Comparaison entre les spectres de photoluminescence d'un guide non-contraint et d'un guide sous-gravé contraint par dépôt de SiN de $4 \mu\text{m}$ de largeur. La déformation uniaxiale estimée est de 1.6% uniaxial.

permet pas d'introduire de forte densités de porteurs sans chauffer la cavité. D'où la nécessité de réaliser un pompage optique pulsé. D'autre part, pour essayer de faire laser les structures de guides longs, le protocole expérimental doit permettre d'exciter toute la surface du guide afin d'injecter les porteurs d'une manière homogène.

3.3.2 Mesures en excitation pulsée

Cette mesure est réalisée dans le but de démontrer un effet de gain. Ayant optimisé les facettes du guide sous-gravé avec une étape de FIB, la cavité est assimilée à un guide long avec des facettes polies qui jouent le rôle de deux miroirs. Le taux de réflexion est de l'ordre de 34% en considérant le contraste d'indice air/germanium. Le SiN et le GaAs ayant un indice plus faible que le germanium, la structure de guide dont l'épaisseur est entre 300 nm et 230 nm permet d'assurer un guidage en mode TM et TE.

Vu que l'indice du GaAs (≈ 3.5) est proche de l'indice du germanium (≈ 4), le

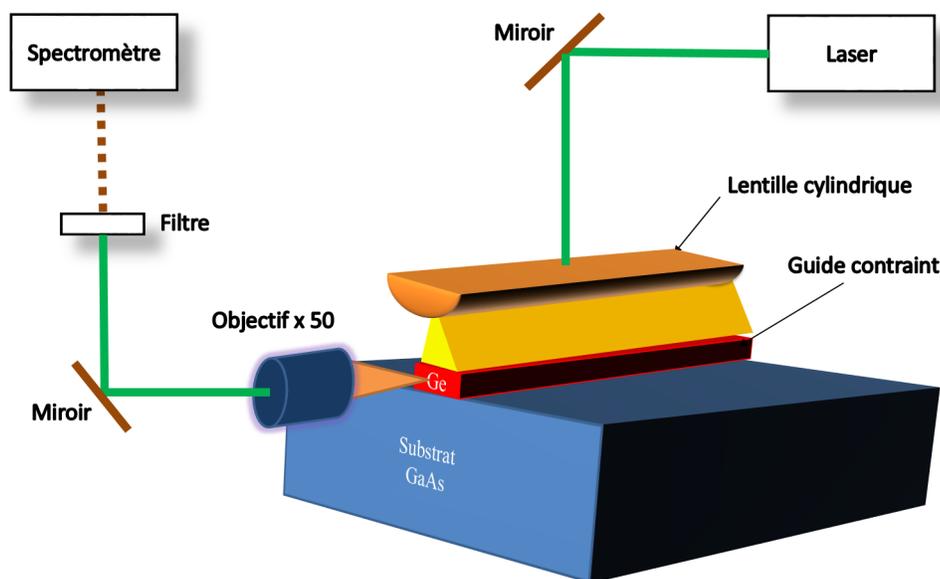


FIGURE 3.18 – Schéma explicatif du banc de mesure d'excitation en régime pulsé. On utilise un laser YAG pulsé sub-nanoseconde (0.7 ns) à une fréquence de 10 kHz .

mode optique est dissymétrique et le maximum du mode optique est plus décalé vers l'interface germanium GaAs que l'interface germanium SiN. Cet effet se montre

surtout avec le guidage TM qui atteint sa limite avec l'épaisseur de 230 nm avec un maximum du champ optique très proche de l'interface germanium / pied de GaAs (voir figure 3.19).

Afin d'introduire une forte densité de porteurs, il est nécessaire d'utiliser un laser

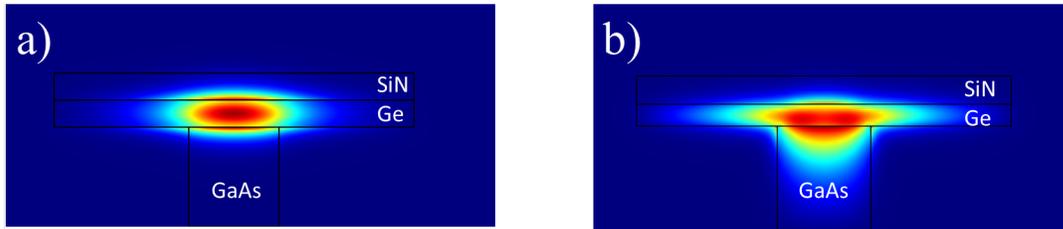


FIGURE 3.19 – Aperçu du profil du champ optique TM dans un guide d'onde germanium sur un pied GaAs de $4 \mu\text{m}$ de largeur. a) Épaisseur de la couche de germanium 300 nm . b) Épaisseur de la couche de germanium 230 nm .

pulsé afin de pouvoir injecter les porteurs sans chauffer le germanium. Je présente dans la figure 3.18 le banc de mesure avec une source pulsée. Le principe de cette mesure est d'exciter uniformément la surface du guide en étalant le faisceau du laser pompe avec une lentille cylindrique. L'uniformité de l'excitation est un point clef de cette mesure car une zone avec une faible densité de porteurs est susceptible de devenir une zone d'absorption.

J'utilise un laser YAG Q-switch pulsé émettant à 1064 nm . La durée des impulsions est de 0.7 ns à une fréquence de 10 kHz . La figure 3.20 montre la mesure des spectres de l'émission collectée par la facette d'un guide germanium sous-gravé (similaire au guide montré dans la figure 3.17a). A la plus faible excitation, le spectre d'émission est maximum vers $\approx 1830 \text{ nm}$ ce qui est de l'ordre de grandeur du pic de photoluminescence d'un guide sous-gravé sous pompage continu (voir figure 3.17b). On note néanmoins que le spectre basse puissance en régime d'excitation pulsée ne présente pas de modulation par modes Fabry-Pérot à l'opposé des spectres collectées en incidence normale. Cette différence peut s'expliquer par la méthode de collection. La

collection dans le régime d'incidence normale (voir figure 3.16) est plus susceptible de collecter les modes qui se propagent le long de la largeur du guide et qui sont diffractés par les bords, ce qui n'est pas le cas pour la collection par la facette dans la configuration d'excitation pulsée. Il est plus que probable que les recombinaisons avec la bande interdite indirecte dominant à basse excitation. En configuration guidée, on collecte plus facilement la lumière qui est faiblement absorbée, ce qui est le cas pour la bande interdite indirecte.

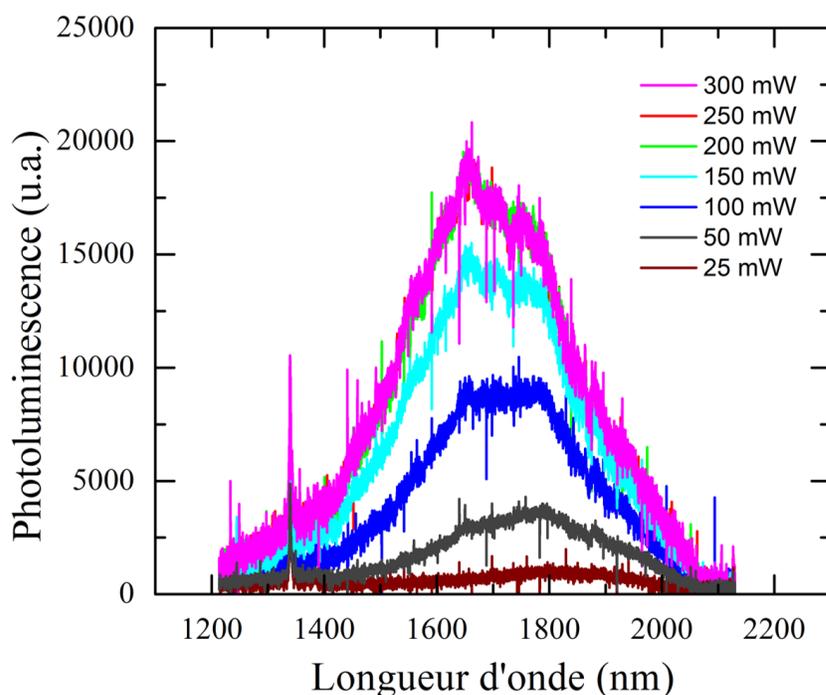


FIGURE 3.20 – Caractérisation sous régime pulsé d'un guide germanium sous-gravé sur un pied GaAs, contraint par dépôt de SiN. L'évolution du signal de photoluminescence en fonction de la puissance de pompage optique pulsé est représentée. La source utilisée est un laser pulsé sub-nanoseconde émettant à 1064 nm (100 mW correspond à $\approx 1.9 \times 10^7 \text{ W.cm}^{-2}$).

L'augmentation de la puissance d'excitation induit un décalage vers le bleu de la photoluminescence qui s'affine progressivement à 1640 nm comme le montre la

figure 3.20. La figure montre qu'à partir d'une puissance de pompe de 200 mW ($\approx 3.8 \times 10^7 \text{ W.cm}^{-2}$) l'émission sature et le maximum de signal n'augmente plus jusqu'à atteindre la limite de la puissance du laser d'excitation (300 mW). La saturation du signal traduit le fait que les transitions non-radiatives sont dominantes notamment à cause de l'effet Auger.

L'affinement observé vers $\lambda = 1640 \text{ nm}$ peut être expliqué par un effet de remplissage de bande de trous lourds. Il est difficile de juger si cet affinement est signe de blanchiment de l'absorption.

Les mesures en régime pulsé n'ont pas abouti à l'observation de gain optique. Pour comprendre les limites de cette structure je calcule le gain modal pour un guide sous-gravé contraint en considérant les deux épaisseurs extrêmes possibles : 230 nm et 300 nm .

La figure 3.21 montre la variation de gain modal TM pour une épaisseur de germa-

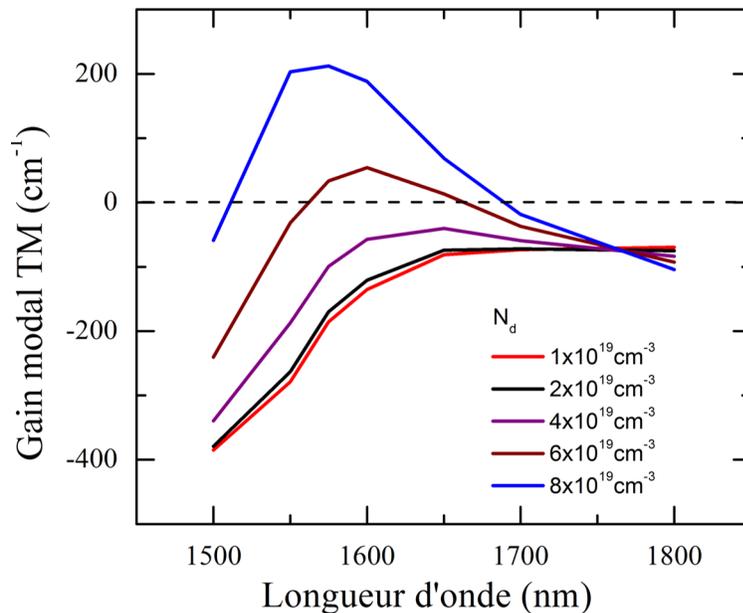


FIGURE 3.21 – Calcul du gain modal TM pour différentes valeurs de densités de dopage pour un guide sous-gravé de 230 nm d'épaisseur. L'injection est fixé à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

nium de 230 nm . Cette modélisation montre que pour un dopage de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ le gain modal estimé est négatif. Il vaut -73 cm^{-1} pour $\lambda = 1700 \text{ nm}$ (contre -236 cm^{-1} pour le guide droit présenté dans la section précédente). Pour atteindre un gain positif il est nécessaire de doper du même ordre de grandeur que le guide droit *i.e.* autour de $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

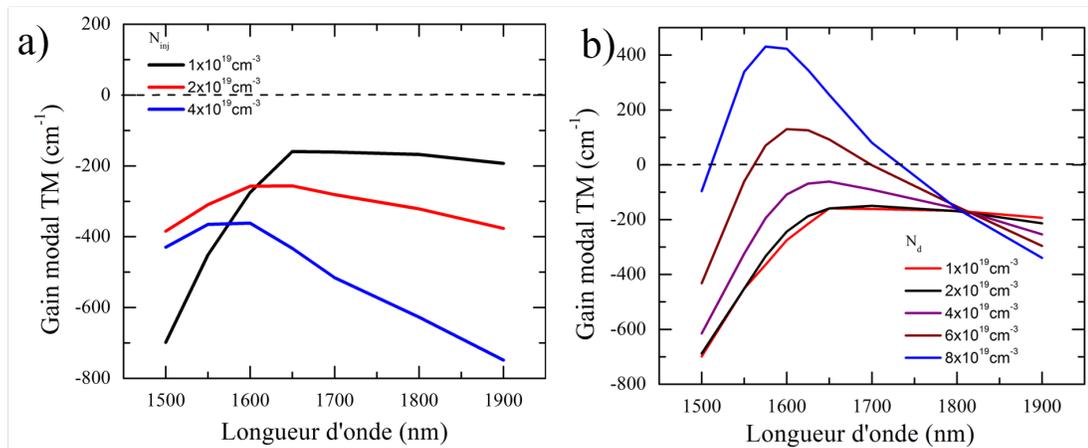


FIGURE 3.22 – Calcul du gain modal TM pour différentes valeurs de densités de dopage pour un guide sous-gravé de 300 nm d'épaisseur. a) Spectres de gain modal pour une structure dopée à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et pour plusieurs valeurs d'injection. b) Spectres de gain modal à une injection fixée à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et plusieurs valeur de densité de dopage.

La modélisation pour une épaisseur de germanium de 300 nm montre des variations similaires comme le montre la figure 3.22. A un dopage de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, même une augmentation de l'injection ne permettrait pas d'atteindre un régime de gain positif vu la forte absorption des trous qui augmente fortement avec l'injection.

La piste de l'augmentation du dopage n a été abordée via la méthode GILD appliqué sur des échantillons germanium sur substrat GaAs.

Ce dopage a permis d'atteindre une densité de dopage de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Je tiens à mentionner quelques réserves sur cette introduction de dopage :

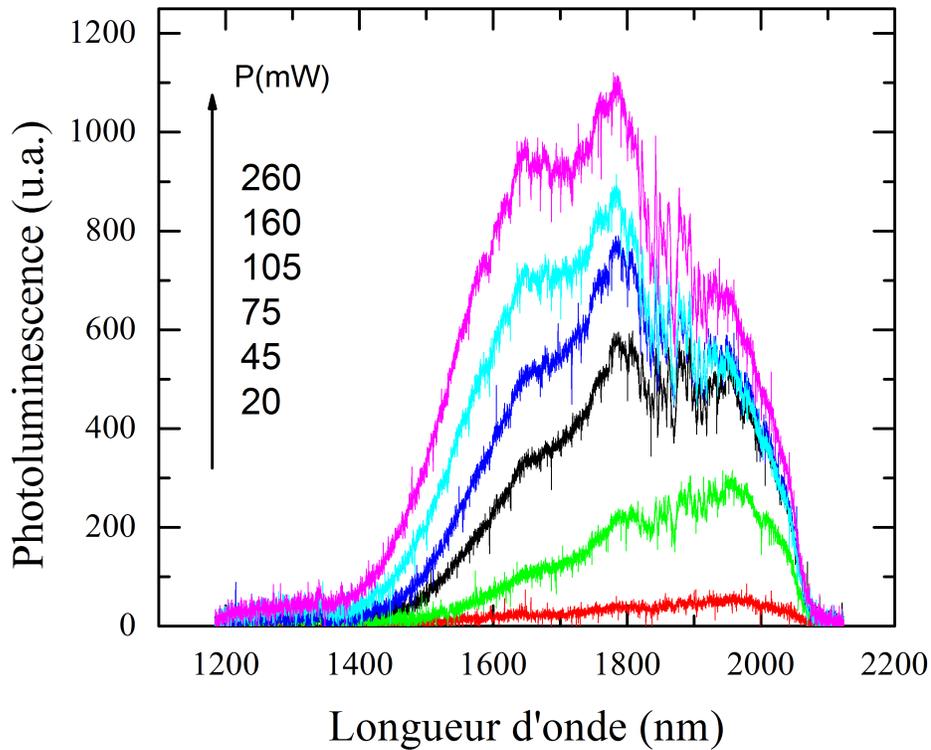


FIGURE 3.23 – Caractérisation d'un guide germanium sur GaAs de $6 \mu m$ de largeur dopé par GILD. Évolution du signal de photoluminescence en fonction de la puissance de pompage optique pulsé. La source utilisée est un laser pulsé sub-nanoseconde émettant à $1064 nm$.

- Le signal de photoluminescence n'a pas augmenté en augmentant le dopage
- Le procédé GILD a été appliqué sur un échantillon germanium sur GaAs déjà dopé → les impuretés contenues dans la couche de germanium peuvent diffuser sous l'effet de la haute température, ainsi que les atomes du substrat, ce qui introduit des centres de recombinaison très nuisibles.

Je présente dans la figure 3.23 une étude en puissance d'un guide dopé par GILD. On retrouve une variation assez similaire avec l'étude expérimentale du guide non-dopé

114 3.4. PERSPECTIVES : GUIDES DE GERMANIUM SUR SILICIUM

par GILD. Le spectre basse puissance est maximum à $\lambda \approx 1900 \text{ nm}$ ce décalage plus prononcé que le spectre basse puissance de la mesure précédente est du au dopage élevé. L'augmentation de la puissance de pompe induit également un décalage du spectre de photoluminescence vers les grandes énergies.

J'ai démontré qu'il est possible d'atteindre de forte déformation uniaxiale de (1.6%) avec les guides sous-gravés, mais est-ce que c'est une meilleure configuration que les guides droits ?

Le calcul de gain modal montre qu'en tenant compte du gradient de déformation, l'évolution du gain en fonction du dopage est assez similaire.

Les guides sous gravés peuvent être intéressants avec éventuellement une couche de SiN plus contrainte qui permettrait d'avoir une zone de gain plus robuste.

L'introduction de dopage est à optimiser pour atteindre le régime de gain sur les guides contraints. Dans la section suivante je traite une méthode de croissance qui permet d'introduire *in situ* une forte densité de dopage.

3.4 Perspectives : guides de germanium sur silicium

L'augmentation de la densité du dopage n comme cela a été discuté dans le chapitre 1 et aussi dans ce chapitre, permet de diminuer le seuil d'injection de porteurs pour obtenir un gain positif [52]. Les échantillons étudiés dans les mesures précédentes (germanium sur GaAs) qui ont été élaborés par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD) sont limités en dopage ($1 - 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

En collaboration avec le CINam, on s'est intéressé à l'épitaxie de couches de germanium sur silicium dans la perspective d'introduire un fort dopage actif tout en introduisant une déformation résiduelle de $\approx 0.2\%$.

Optimiser la croissance du germanium sur silicium est un verrou important, vu que le but ultime est de réaliser un laser germanium dans un environnement C-MOS. Dans

cette étude, j'ai assuré la caractérisation d'émission optique par photoluminescence des échantillons germanium sur silicium qui ont été élaborés au CINam afin de suivre l'optimisation de la qualité de ces couches. Je montre également que les techniques de microfabrication de guides sous-gravés développées pour les échantillons germanium sur GaAs sont adaptables pour un environnement C-MOS.

3.4.1 Epitaxie : renforcement de la densité de dopants par co-dopage

Une forte densité de dopants peut être introduite par épitaxie par jets moléculaires MBE (Molecular Beam Epitaxy). Ce mode de croissance s'effectue sous ultra-vide. Il consiste dans l'envoi de molécules sur un substrat permettant la croissance couche par couche du germanium. Les paramètres de la croissance sont principalement la température de la source de dopants, la température de la source de germanium, la température du substrat et la température de recuit post-croissance.

Afin d'optimiser la qualité cristalline de la croissance, deux étapes de croissance sont effectuées comme le montre la figure 3.24. En premier lieu, on effectue la croissance d'une première couche de germanium (dite 2D) à basse température qui est relaxée et joue le rôle de couche tampon qui confine les dislocations à l'interface. La fenêtre de température pour cette étape est $270 \rightarrow 300^\circ C$. Dans un second temps la croissance de la couche la plus épaisse (dite 3D) s'effectue à plus haute température $300 \rightarrow 770^\circ C$. Cette croissance à haute température permet d'introduire la déformation résiduelle.

La croissance est effectuée à une pression de moins de $5 \times 10^{-8} Pa$. Elle est assistée par un dispositif de diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) qui permet de suivre la structure cristalline de la surface en temps réel. Cette première étude a mis en évidence les conditions de croissance favorables à fort dopage n , la figure 3.25a et b montrent des images TEM de cette réalisation.

Principe de la croissance à deux étapes

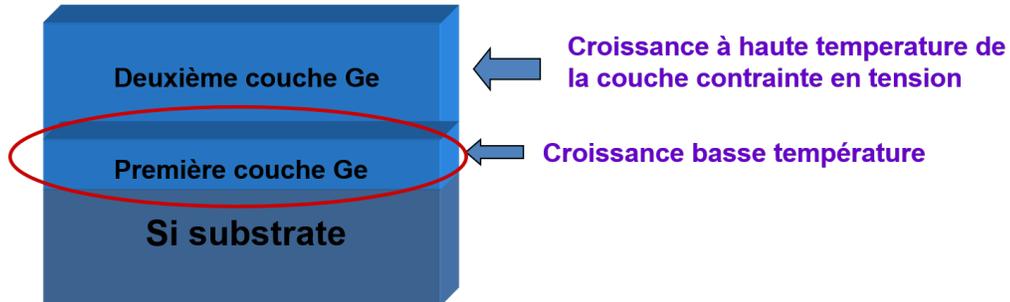


FIGURE 3.24 – Illustration d'étapes de croissance de couche de germanium sur silicium.

La comparaison des mesures de photoluminescence ont permis de converger vers les conditions optimales de la croissance, le critère étant l'intensité de l'émission et sa comparaison avec un échantillon standard germanium sur GaAs (Ge187). La figure 3.25c montre l'évolution du signal suite à l'optimisation des conditions de la croissance. Cette évolution montre deux axes d'amélioration de la qualité des échantillons :

- Deux méthodes de dopage sont explorées : le dopage phosphore et le co-dopage phosphore-antimoine. Le co-dopage a permis l'exaltation de l'émission du germanium de deux ordres de grandeur.
- La température de la croissance a été également optimisée pour la méthode de co-dopage.

La figure 3.26 montre une comparaison de mesure de photoluminescence entre un échantillon germanium sur GaAs standard (croissance MOCVD) et un échantillon co-dopé. L'utilisation d'un détecteur InGaAs étendu permet de situer le maximum de photoluminescence de l'échantillon co-dopé avec les conditions de croissance optimisées. Cette mesure montre un fort décalage vers les basses énergies de 90 nm par rapport à l'échantillon standard, ce qui suggère une réduction de la bande inter-

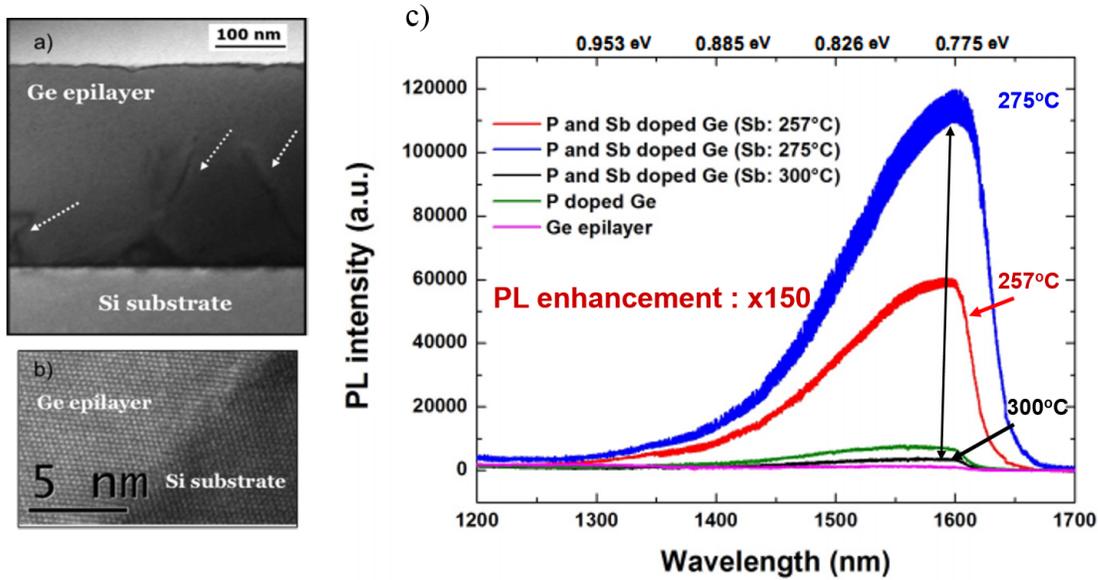


FIGURE 3.25 – (a) Image MEB d’une couche de 300 nm d’épaisseur sur substrat silicium. Les dislocations traversantes sont indiquées par les flèches. (b) Zoom sur l’interface germanium/silicium montrant une faible densité de dislocation et un faible désaccord de maille. [96] (c) Dépendance du signal de photoluminescence les conditions de croissance. Les mesures sont effectuées avec le détecteur InGaAs coupant à 1600 nm.

dite due au fort dopage actif. **La caractérisation par effet Hall démontre une forte densité de dopants de $4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$.** Néanmoins, je note que la comparaison du niveau de signal de photoluminescence entre l’échantillon référence Ge187 et l’échantillon co-dopé, montre que le signal de l’échantillon référence est deux fois plus important, sachant qu’il est 4 fois moins dopé.

L’augmentation de dopage entraîne théoriquement une augmentation du signal (comme je l’ai montré dans le chapitre 1). Ce constat suggère que d’importants processus non-radiatifs interviennent. Les recombinaisons de surface pour les échantillons germanium sur silicium présentent un mécanisme prépondérant dans les recombinaisons non-radiatives vu la forte densité de dislocations possible due au désaccord de maille, ce qui n’est pas le cas pour les échantillons germanium sur GaAs. Pour cette

118 3.4. PERSPECTIVES : GUIDES DE GERMANIUM SUR SILICIUM

croissance, uniquement 20% des dopants introduits sont actifs. Ce qui suggère que les impuretés non actives constituent des centres de recombinaisons non-radiatifs qui affaiblissent encore les processus radiatifs.

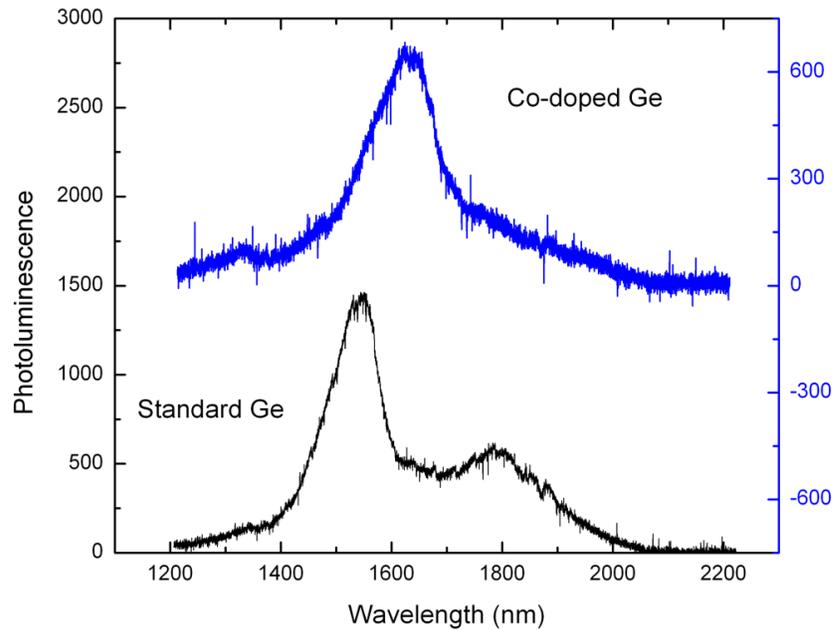


FIGURE 3.26 – Comparaison de mesure de photoluminescence entre un échantillon de germanium épitaxié sur GaAs par MOCVD (spectre noir) et un échantillon germanium sur silicium épitaxié par MBE et dopé par phosphore et antimoine (spectre bleu).

D'autres méthodes sont en cours de test pour améliorer la qualité cristalline et le dopage du germanium. Le dépôt de barrière de diffusion type Si_3N_4 , Al_2O_3 , SiO_2 ou HfO_2 peut permettre d'activer les dopants à plus haute température tout en évitant d'être désorbé à la surface (ce qui est le cas pour le phosphore au delà d'une température de recuit supérieure à 650°C).

3.4.2 Fabrication et caractérisation

J'ai adapté les étapes technologiques utilisées pour les échantillons germanium sur GaAs pour réaliser des guides sous-gravés à base d'échantillons germanium sur silicium fortement dopé n . J'ai adapté les doses de lithographie et de gravure sèche pour ces nouvelles structures (voir figure 3.27a). La sous-gravure des guides a été réalisée par solution de KOH :H₂O. La figure 3.27b montre une figure MEB d'un guide sous-gravé germanium sur silicium. L'attaque chimique est anisotrope et il en résulte des pieds de silicium verticaux. Le dépôt de SiN cause la flexion de la face frontale du guide, comme le montre la figure 3.27c. Ceci valide la méthode de transfert de déformation pour le système germanium sur silicium. Je présente dans la

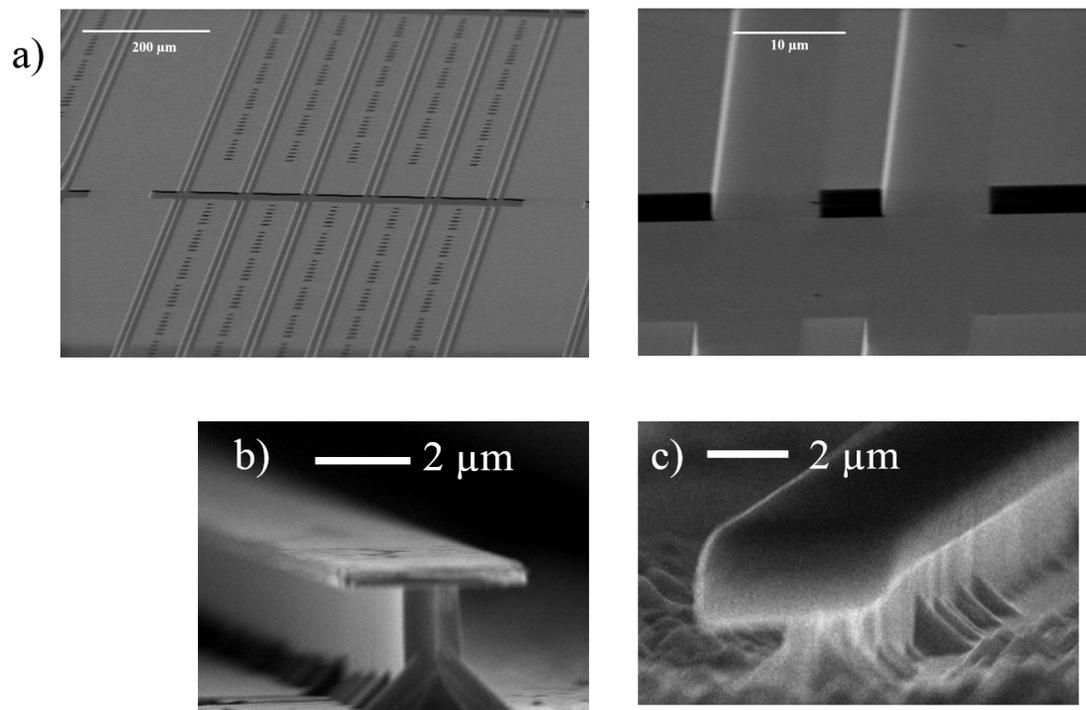


FIGURE 3.27 – Images MEB d'étapes de microfabrication : a) Lithographie et gravure sèche de guide de germanium sur silicium. b) Sous-gravure des guides germanium par une solution KOH. c) Dépôt de SiN contraint. Le SiN déposé en dehors du guide subit un craquage.

120 3.4. PERSPECTIVES : GUIDES DE GERMANIUM SUR SILICIUM

figure 3.28 une comparaison entre un spectre de luminescence d'un guide contraint et d'une zone de germanium hors guide. Le décalage du pic de luminescence est assez prononcé, de l'ordre du décalage observé dans le guide sous-gravé germanium sur GaAs avec une déformation uniaxiale estimée à 1.4%.

Cette observation valide l'efficacité des étapes de transfert de déformation pour la

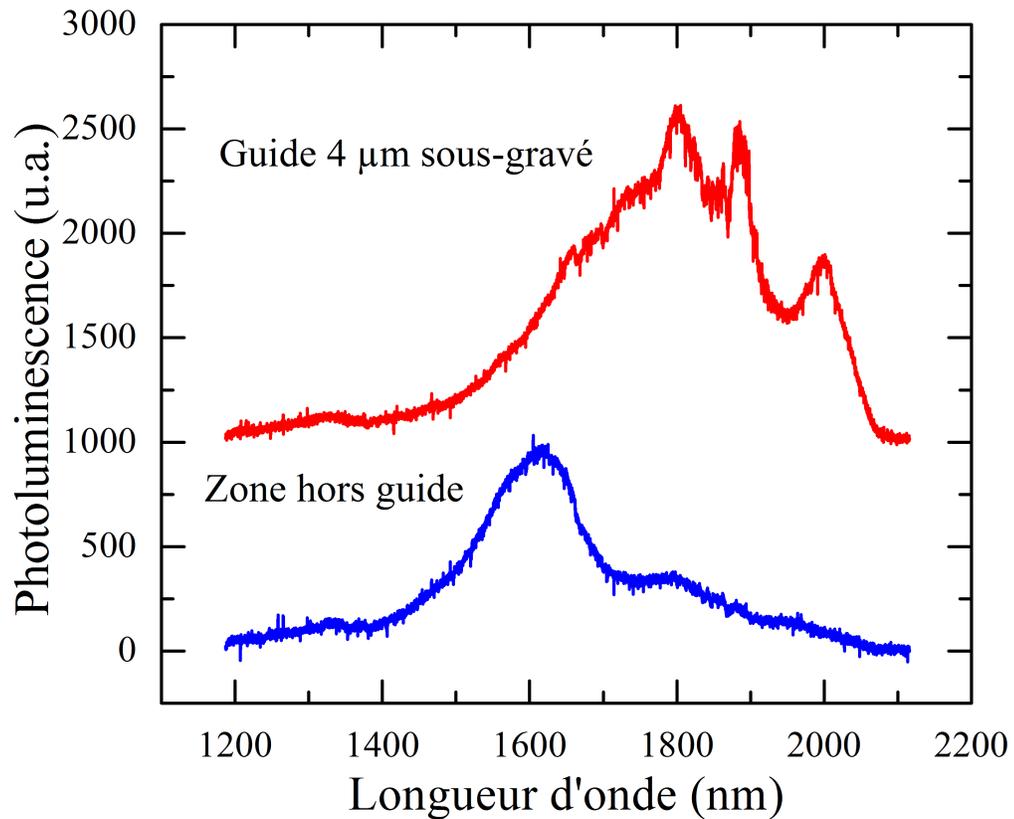


FIGURE 3.28 – Comparaison entre un spectre de luminescence d'un guide contraint et d'une zone hors guide. Le dispositif expérimental utilisé est décrit dans la figure 3.16 .

configuration germanium sur silicium. Néanmoins les mesures sous excitation pulsée montrent un très faible signal de sortie comme le montre la figure 3.29 .

J'ai mis en évidence la forte densité de dopage de la croissance de germanium sur sili-

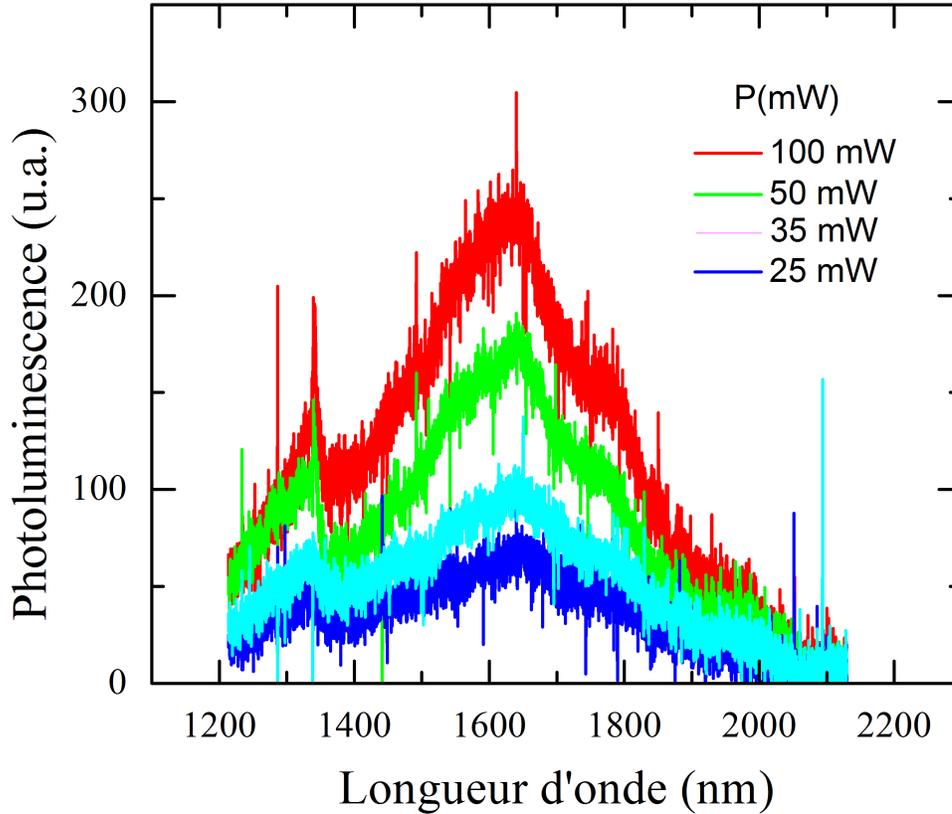


FIGURE 3.29 – Évolution du signal de photoluminescence en fonction de la puissance de pompage optique pulsé. La source utilisée est un laser pulsé sub-nanoseconde émettant à 1064 nm (100 mW correspond à $\approx 1.9 \times 10^7 \text{ W.cm}^{-2}$).

cium. Le dopage n'est pas le seul paramètre garant d'un effet d'amplification optique. En effet, une forte densité de défauts notamment à l'interface germanium/silicium peut générer des centres de recombinaison qui se mettront en concurrence avec les transitions optiques en centre de zone. Une spectroscopie de défauts appliquée à ces dispositifs peut amener de nouvelles réponses sur les aspects à optimiser dans la

122 3.4. PERSPECTIVES : GUIDES DE GERMANIUM SUR SILICIUM

croissance du germanium du silicium.

Afin d'annuler cet effet d'interface germanium/silicium il convient de reporter la couche de germanium sur un autre substrat, et d'attaquer chimiquement le substrat silicium ainsi que l'interface silicium germanium.

Comme je l'ai montré à la fin du chapitre 1, l'augmentation de dopage s'accompagne d'une augmentation de l'élargissement homogène. A titre d'exemple, je montre dans la figure 3.30 le calcul du gain modal pour une structure de guide sous-gravé pour un dopage de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Sans considérer d'élargissement homogène, le gain culmine à 431 cm^{-1} pour $\lambda = 1575 \text{ nm}$. L'introduction d'un élargissement homogène de 40 meV conduit à une chute du gain modal de $\approx 450 \text{ cm}^{-1}$ et finalement le gain modal est négatif pour l'ensemble de la fenêtre d'émission du guide. **Il est nécessaire de considérer un compromis entre le dopage et l'élargissement homogène.** Pour les structures sous-gravés étudiés, il est plus judicieux d'augmenter encore la déformation transférée afin de réduire le dopage nécessaire pour atteindre un gain tangible.

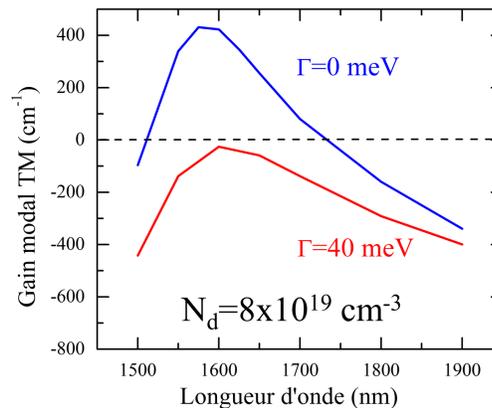


FIGURE 3.30 – Calcul du gain modal TM pour une densité de dopage de $8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une densité d'injection de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour un guide sous-gravé de 300 nm d'épaisseur. Je considère dans le calcul de gain deux valeurs d'élargissement homogène $\Gamma = 0 \text{ meV}$ et $\Gamma = 40 \text{ meV}$ pour mettre en évidence la réduction du gain qui accompagne l'augmentation du dopage.

3.5 Conclusion

Des résultats préliminaires encourageants étaient en faveur des structures de cavités de guides longs, notamment à travers la démonstration du laser germanium au MIT.

L'application du transfert de contrainte par dépôt de SiN sur des guides longs n'a pas amené à l'observation de gain, néanmoins cette méthode a montré la possibilité de contraindre des cavités germanium à hauteur de 1.6% uniaxial. La figure 3.31 montre une vue d'ensemble des résultats obtenus et un positionnement par rapport à la littérature notamment les travaux de Capellini *et al.*

J'ai montré que les conditions actuelles de dopage et de déformation ne sont pas

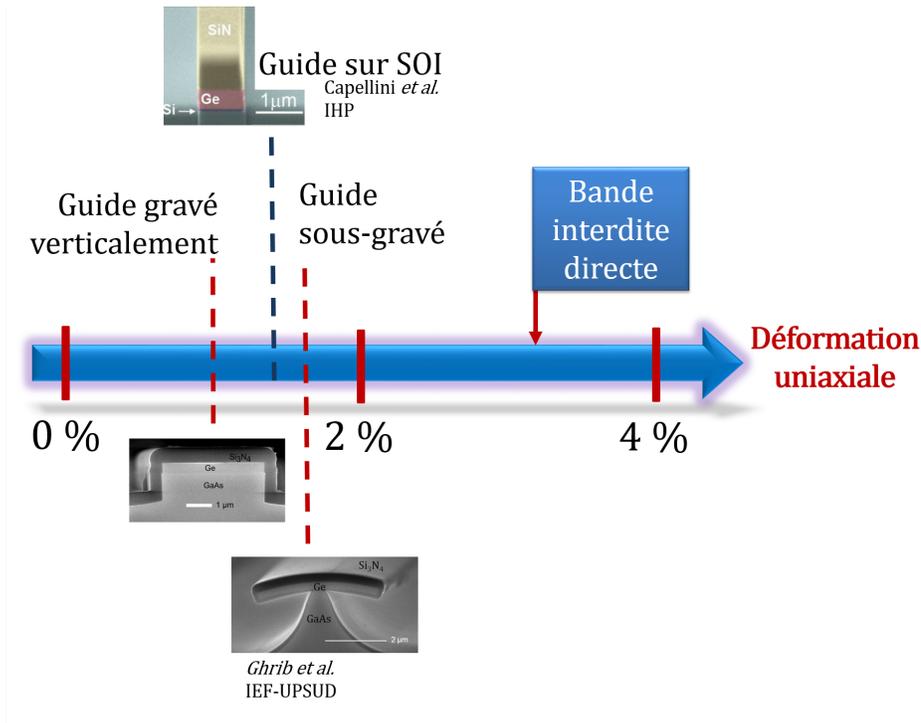


FIGURE 3.31 – Vue d'ensemble sur les principaux résultats pour les guides contraints par dépôt SiN.

encore favorables à la démonstration de gain. L'augmentation du dopage et une éventuelle amélioration de la contrainte initiale du SiN peuvent consolider un régime de gain dans les structures de guides longs. Le processus de bi-encapsulation a été initié pour les guides long mais pas encore totalement maîtrisé. Déformer de longue structure avec SiN peut présenter des difficultés d'accroche (tel que je l'ai montré dans l'exemple du décollement local).

Les performances en déformation et en dopage atteintes sont meilleures que celles du dispositif qui a montré le laser germanium. La seule différence qu'on peut noter est le fait que le laser démontré ne subit pas de gravure et la surface du germanium n'est pas du tout attaquée par des étapes qui peuvent altérer la passivation de la surface de germanium. **Une étude des méthodes de passivation est peut être cruciale pour garantir des transitions radiatives efficaces.**

Déformer par SiN des cavités de dimension réduite peut présenter plusieurs avantages. J'ai montré que pour les guides longs la déformation est uniaxiale, vu le facteur de forme de la structure, qui favorise l'étirement de la couche du germanium selon la largeur du guide (la dimension réduite du guide). Par analogie, le dépôt de SiN sur une cavité avec une symétrie cylindrique et des dimensions réduites aura tendance à transférer la déformation dans le plan. La méthode étudiée dans ce chapitre permet d'atteindre de forte déformation uniaxiale. **Appliquer cette méthode sur des microdisques a l'avantage de ramener le transfert de déformation à une configuration biaxiale et se rapprocher plus d'une configuration de bande interdite directe.** D'autant plus, les microrésonateurs ont l'avantage d'un nombre réduit de modes possibles, ce qui permet de baisser le seuil laser.

Chapitre 4

Etude des microdisques de germanium contraint

Sommaire

4.1	Les microrésonateurs optiques et les modes de galerie	126
4.1.1	Description des modes de galerie	127
4.1.2	Etat de l'art des microdisques germanium	130
4.2	Les microdisques contraints par simple dépôt de SiN	132
4.2.1	Transfert de contraintes	132
4.2.2	Évaluation des contraintes	135
4.2.3	Effet d'échauffement	140
4.2.4	Observation des modes de galerie	144
4.3	Vers un transfert homogène de déformation dans une cavité germanium : la bi-encapsulation	154
4.3.1	Évaluation de la contrainte	156
4.3.2	Mesures en régime pulsé	161
4.4	Comparaison des stratégies de transfert de contraintes et perspectives	164
4.5	Conclusion	167

Dans ce chapitre j'aborde l'intérêt des cavités microdisques et la spécificité des modes de galerie qui sont caractéristiques de ces structures. Le traitement théorique du confinement optique dans ces structures sera abordé avant de détailler les méthodes de transfert de contrainte. Les microdisques sont des cavités qui permettent une déformation biaxiale ce qui est plus avantageux qu'une déformation uniaxiale permettant un rapprochement plus efficace vers la configuration de la bande interdite directe.

4.1 Les microrésonateurs optiques et les modes de galerie

Il faut revenir en 1910 pour comprendre l'histoire de la découverte de ces modes optiques. Lord Rayleigh, étant à l'intérieur de la cathédrale Saint-Paul à Londres, a remarqué un phénomène acoustique surprenant. Le son se propage en longeant les parois intérieures du dôme de la cathédrale (voir figure 4.1), si bien qu'on écoute le murmure d'une personne de l'autre côté de la galerie : une onde acoustique qui effectue des réflexions totales internes, d'où leur appellation *Whispering Gallery Modes* [97].

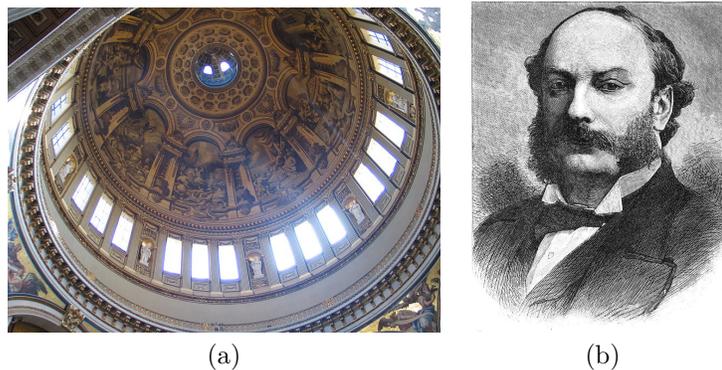


FIGURE 4.1 – (a) Le dôme de la cathédrale Saint-Paul à Londres [98]. (b) Lord Rayleigh (1842 – 1919).

Par analogie à une cavité Fabry-Pérot dont l'établissement des modes repose sur la réflexion de la lumière sur deux miroirs en face, établir des modes de galerie repose sur les réflexions totales internes de la lumière sur les parois du microdisque. Une résonance dans ce type de cavité est assimilée à un déphasage de l'onde après un tour à la périphérie de la structure qui soit multiple de 2π .

Ce type de système peut être décrit comme un oscillateur amorti qui perd de l'énergie. Un facteur de mérite caractéristique est associé à un mode de galerie. Il est donné par $Q = \omega_0 \cdot \tau$ où ω_0 est la pulsation de résonance et τ est le temps de relaxation. Ce facteur de qualité caractérise le temps de vie du photon résonnant *i.e.* sa capacité à conserver l'énergie $Q = \omega_0 \cdot \frac{\text{Energie emmagasinée}}{\text{Energie dissipée}}$. Cette grandeur est mesurée par la largeur spectrale du pic de résonance via la relation :

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (4.1)$$

Avec λ_0 la longueur d'onde de la résonance et $\Delta\lambda$ l'élargissement à mi-hauteur du pic de résonance qui prend la forme d'une fonction Lorentzienne définie par : $L(\lambda) = \frac{\frac{2}{\pi\Gamma}}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\frac{\Gamma}{2}}\right)^2}$ où λ_0 est la longueur d'onde de résonance et Γ la largeur à mi-hauteur.

4.1.1 Description des modes de galerie

Considérons un système ayant une symétrie cylindrique (r, θ, z) . Pour tenir compte du confinement vertical, on injecte l'indice effectif n_{eff} selon la polarisation TM ou TE dans l'équation de Maxwell. Le champ électromagnétique radial est la solution

de l'équation [94] :

$$\frac{\partial^2 \psi_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_r}{\partial r} + (k^2 n_{eff}^2 - \frac{m^2}{r^2}) \psi_r = 0 \quad (4.2)$$

En tenant compte de l'expression du champ avec la méthode de la séparation des variables, l'expression du champ radial est donné par :

$$E_r = \psi_r(r) e^{im\theta} \quad (4.3)$$

ainsi, le champ orthoradial est donné par :

$$E_\theta = \psi_\theta(r) e^{im\theta} \quad (4.4)$$

Je considère l'exemple des solutions pour les modes TE :

à l'intérieur du disque :

$$\psi_r = C \frac{1}{\omega \epsilon_0 n_{eff}^2} \frac{m}{r} J_m(k.n_{eff}.r) \quad (4.5)$$

$$\psi_\theta = iC \frac{k.n_{eff}}{\omega \epsilon_0 n_{eff}^2} \frac{m}{r} \frac{dJ_m}{du}_{u=k.n_{eff}.r} \quad (4.6)$$

hors du disque :

$$\psi_r = A \frac{1}{\omega \epsilon_0 n_1^2} \frac{m}{r} H_m^{(1)}(k.n_1.r) + B \frac{1}{\omega \epsilon_0 n_1^2} \frac{m}{r} H_m^{(2)}(k.n_1.r) \quad (4.7)$$

$$\psi_\theta = iA \frac{k.n_1}{\omega \epsilon_0 n_1^2} \frac{m}{r} \frac{dH_m^{(1)}}{du}_{u=k.n_{eff}.r} + iB \frac{k.n_1}{\omega \epsilon_0 n_1^2} \frac{m}{r} \frac{dH_m^{(2)}}{du}_{u=k.n_{eff}.r} \quad (4.8)$$

La fonction de Bessel d'ordre m (J_m) décrit une solution stationnaire, alors que l'équation de Hankel d'ordre m (H_m) de première et deuxième espèce décrit une solution propagatrice.

La résolution des équations du champ donne une infinité de possibilités. Les solutions sont indexées par un nombre radial n qui s'ajoute à l'ordre azimutal m qui désigne l'ordre de la fonction de Bessel et de Hankel. Il s'y ajoute l'indice axial qui considère le confinement dans la direction Z (perpendiculaire au disque) comme le montre la figure 4.2. Un mode de galerie est décrit par un triplet (m, n, l) .

La détermination des résonances des modes de galerie revient à calculer les zéros de la fonction de Bessel $J_m(k.n_{eff}.a)$ [99]. L'indice n désignera l'ordre de la solution de cette fonction. L'indice effectif n_{eff} est indexé par l'indice l dans la mesure où cet indice désignera l'ordre du mode vertical ($TE_0, TE_1, TM_0, TM_1\dots$).

Une autre méthode consiste à calculer les résonances de modes de galerie via une transformation conforme, qui consiste à transformer la géométrie disque en géométrie guide d'onde rectangulaire avec un indice effectif "transformé" [100] (voir figure 4.2). La transformation du système de coordonnées dans le plan cylindrique

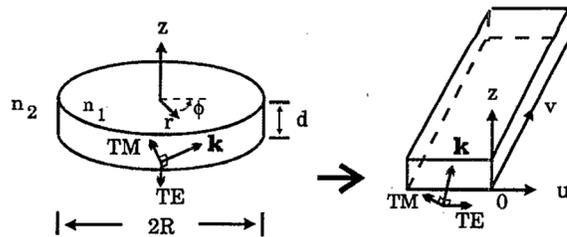


FIGURE 4.2 – La transformation conforme permet d'assimiler les modes de galerie à des modes Fabry-Pérot via la transformation de l'indice effectif [100].

(r, θ) vers un système de coordonnées cartésien (u, v) avec $u = a.ln(\frac{r}{a})$ et $v = a.\theta$. Cette transformation permet de déterminer les résonances des modes de galerie en considérant tout simplement une condition de résonance type Fabry-Pérot pour un guide de longueur $2\pi a$ *i.e.* le périmètre du disque.

Les résonances des modes de galerie s'expriment alors par :

$$\lambda = \frac{2\pi a n_v}{m} \quad (4.9)$$

avec n_v un indice effectif résultant de la transformation conforme [100].

Je considère le modèle analytique (équation 4.5 à 4.8) pour simuler les modes de galerie et déterminer les longueurs d'onde de résonance. Je présente dans la figure 4.3 un exemple de répartition du champ électromagnétique que j'ai calculé. Les modes sont localisés à la périphérie du disque.

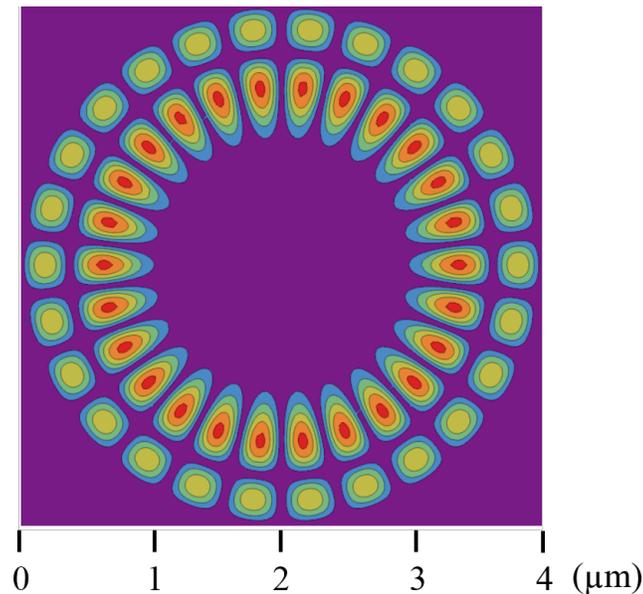


FIGURE 4.3 – Aperçu de la répartition spatiale du champ électromagnétique des modes de galerie pour $m=13$, et $n=2$. Diamètre du disque $4 \mu m$, de $300 nm$ d'épaisseur et à $\lambda = 1.9 \mu m$.

4.1.2 Etat de l'art des microdisques germanium

Les microdisques de germanium ont été étudiés dans la littérature [101, 102]. Notamment avec les travaux de Shambat *et al.* qui considèrent des disques de $1 \mu m$

d'épaisseur de germanium non-dopé. Des modes de galeries atteignant un facteur de qualité de l'ordre de 700 ont été observés. Ces travaux ont mis en évidence que le fac-

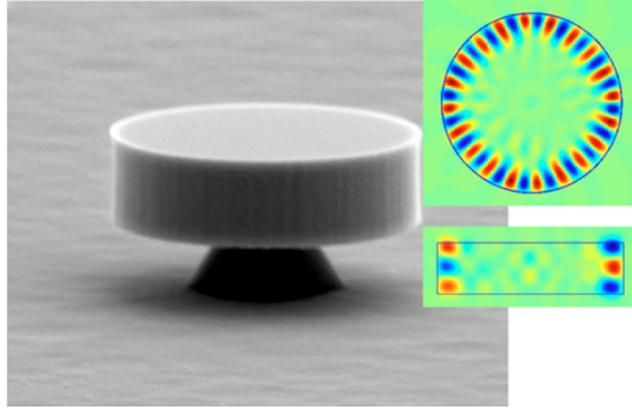


FIGURE 4.4 – Microdisque de germanium de $1 \mu m$ d'épaisseur et $3.4 \mu m$ de diamètre. Le germanium a été déposé sur un isolant/substrat silicium [101].

teur de qualité observé est limité par l'absorption du germanium et que le pompage pulsé est plus favorable pour limiter l'effet d'échauffement des cavités microdisques. Les échantillons utilisés pour l'étude des microdisques durant mon travail de thèse reposent sur l'épitaxie du germanium dopé n à hauteur de $1 \times 10^{19} cm^{-3}$ sur un substrat GaAs. Je discute dans ce chapitre les mécanismes de transfert de contrainte et les résultats de modélisation et de mesures optiques. Je démontre un facteur de qualité à l'état de l'art qui atteint 1540 à $\lambda = 1940 nm$.

Je discute à la fin du chapitre le potentiel et les limites des structures microdisques contraints.

4.2 Les microdisques contraints par simple dépôt de SiN

4.2.1 Transfert de contraintes

Nous utilisons les étapes mentionnées dans la section (2.4) où la source du transfert de contrainte est le dépôt du SiN initialement en compression sur les disques de germanium.

Nous obtenons deux profils différents selon que la gravure chimique s'effectue par un mélange $C_6H_8O_7 : H_2O : H_2O_2$ ou par un mélange $H_3PO_4 : HNO_3$. Ce dernier mélange présente une meilleure sélectivité et une attaque chimique isotrope comme le montre la figure 4.5b, alors que la gravure à l'acide citrique révèle des plans cristallins conduisant à la formation de pieds de disque carrés (figure 4.5a).

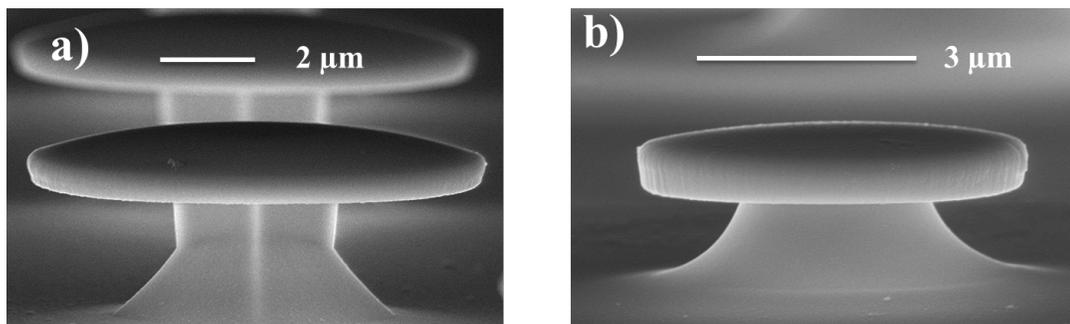


FIGURE 4.5 – (a) Microdisque contraint sous-gravé par $C_6H_8O_7 : H_2O : H_2O_2$, les pieds présentent des arêtes amenant à une forme carrée. (b) Microdisque contraint sous-gravé par $H_3PO_4 : HNO_3$, la gravure est isotrope conduisant à des pieds de base circulaire.

La figure 4.6 montre les étapes de fabrication pour un microdisque. La lithographie peut se faire aussi bien avec une résine positive (ZEP 520A) que négative ma-N. La couche de SiN déposé est de l'ordre de 300 nm d'épaisseur. L'observation de courbure du disque de germanium atteste de la forte contrainte transmise au niveau de la face supérieure du disque. La relaxation du SiN s'effectue dans le plan du disque. Étant

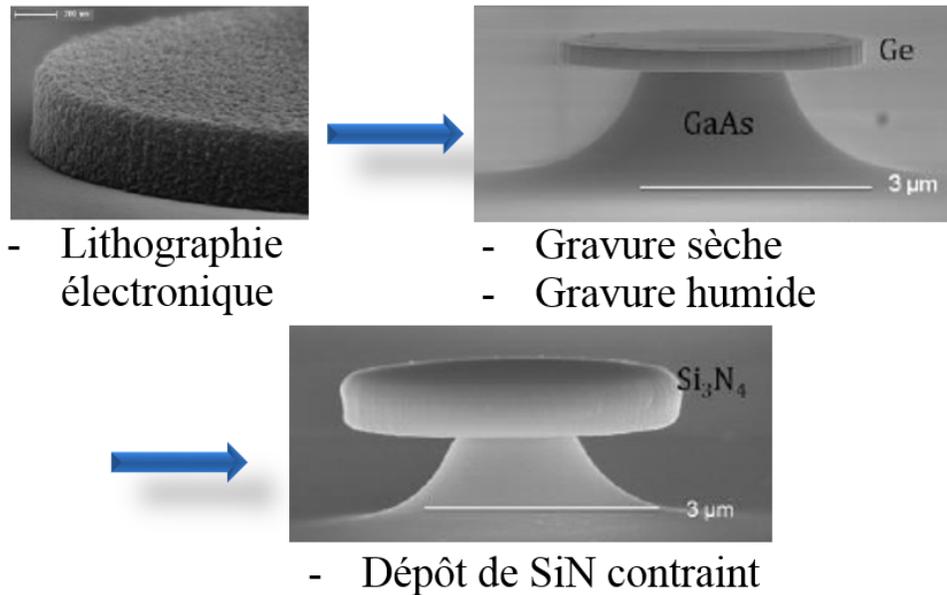


FIGURE 4.6 – Description des étapes de fabrication de microdisques germanium contraint par dépôt de SiN initialement contraint en compression.

sous-gravé, le disque de germanium est fortement susceptible de se déformer ce qui implique une courbure du disque comme montré dans la figure 4.7.

L'observation de cette forte courbure est due aussi à un important facteur de forme (conséquente dimension du diamètre du disque par rapport à la petite taille du pied du microdisque). Cette observation permet de comparer la courbure observée avec la modélisation éléments finis dont l'hypothèse est de considérer une contrainte hydrostatique équivalente initiale de -4.5 GPa .

Le critère de comparaison est la mesure du déplacement maximal qui est constaté au niveau du bord du microdisque. La figure 4.7b montre un déplacement maximal de 420 nm .

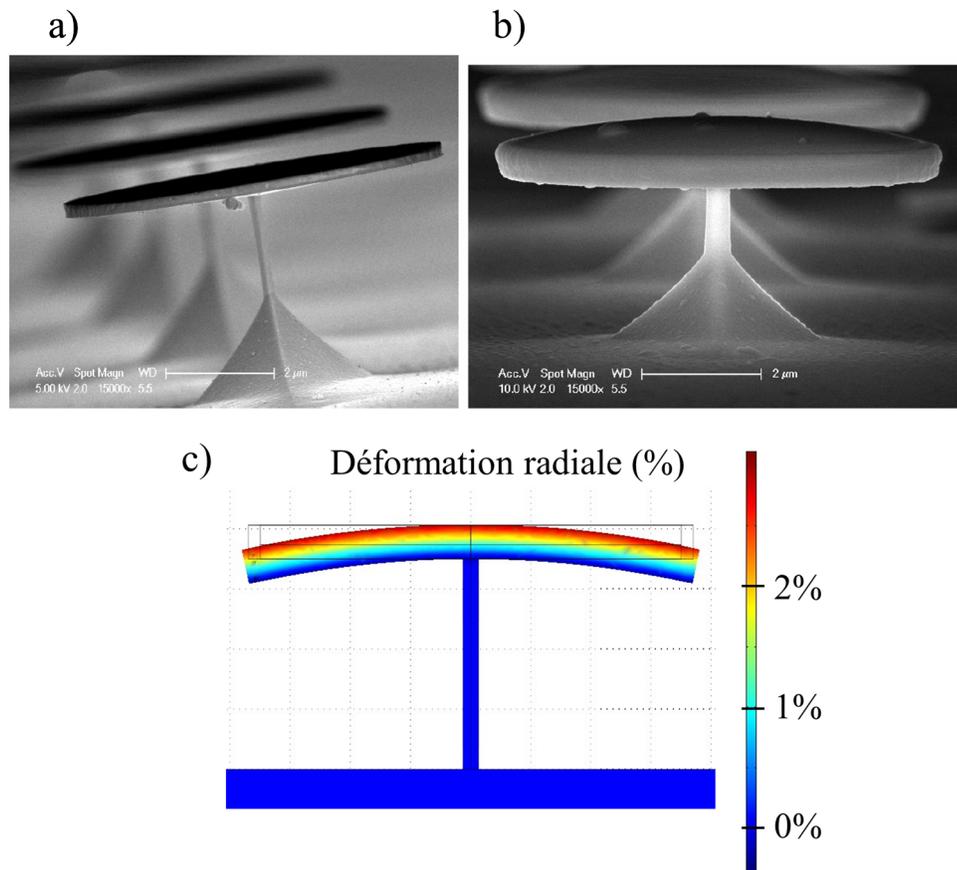


FIGURE 4.7 – Observation de la courbure d'un disque de germanium contraint par dépôt de SiN sur un microdisque de $7 \mu m$ de diamètre. a) Microdisque après sous-gravure. b) Microdisque après dépôt de SiN. c) Simulation éléments finis d'un disque de $7 \mu m$ de diamètre.

La figure 4.7c montre la simulation de la déformation de ce microdisque. La flexion est de l'ordre du 410 nm donc avec un bon accord avec l'observation MEB. Le paramètre de contrainte initiale utilisé pour simuler les guides (chapitre 2) permet d'estimer la flexion des microdisques.

4.2.2 Évaluation des contraintes

Le microdisque germanium repose sur un pied GaAs. La taille du pied du microdisque définit la zone qui sera retenue par le substrat. Cette zone restera fixe et ne fléchira pas avec la partie suspendu du microdisque.

Je considère un calcul par éléments finis de microdisques de $4 \mu m$ de diamètre pour étudier l'effet de la taille du pied du microdisque. La figure 4.8 montre le champ de déformation radiale du microdisque.

Je note que l'influence de la taille du pied du disque se situe à deux niveaux :

- Le maximum de déformation au centre du disque baisse quand la taille du pied augmente
- Le gradient de déformation suivant l'épaisseur de la couche de germanium diminue lorsque la taille du pied augmente

La figure 4.8b montre plusieurs profils de déformation biaxiale transférée dans la couche de germanium (300 nm d'épaisseur) et pour différentes tailles du pied. Le maximum de la déformation est obtenu à la surface supérieure du germanium (au niveau de l'interface germanium/SiN). Plus la taille du pied augmente et plus le maximum de déformation diminue. Cette dépendance peut être expliquée par une flexion freinée par le pied, d'autant plus importante que le pied est large. Ce contact avec le pied peut empêcher d'atteindre de fortes déformations. En contrepartie, un pied large garantit au microdisque contraint une meilleure homogénéité.

Le centre du disque avec un pied de $1 \mu m$ (voir figure 4.8b) atteint une forte déformation maximale biaxiale de l'ordre de 1.2%. En revanche cette déformation maximale s'accompagne d'un fort gradient qui est proche de 1.3% *i.e.* la surface inférieure du microdisque passe en déformation négative (en compression). Dans ce cas de figure, la couche de SiN libère un maximum d'énergie élastique vu qu'il n'y a pas de matière en dessous de l'essentiel du disque qui s'oppose à la flexion. En contre

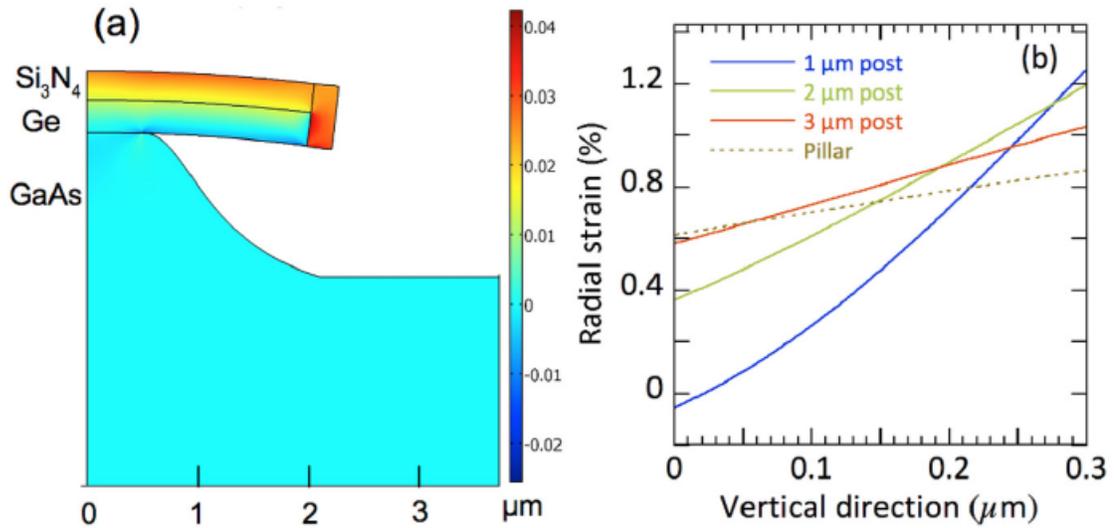


FIGURE 4.8 – Simulation par éléments finis des disques contraints étudiés. a) Profil de déformation dans un disque de $4 \mu m$ de diamètre. b) Effet de la taille du pied sur le gradient de déformation suivant l'épaisseur de la couche de germanium.

partie la face inférieure se rétracte générant une chute de la déformation.

Au fur et à mesure que la taille du pied augmente, le maximum de la déformation diminue et le gradient diminue. Le cas extrême d'un pilier montre une chute du maximum de déformation à $\approx 0.8\%$ et un gradient de contrainte de l'ordre de 0.4% . Il existe alors un compromis à trouver entre la valeur maximale estimée de la déformation et le gradient de contrainte dans la couche de germanium.

Les mesures de photoluminescence permettent d'estimer le maximum de la déformation. Je présente des résultats pour des microdisques sous-gravés à l'acide phosphorique. Le diamètre du plus petit microdisque est de $4 \mu m$. Ceci sous-entend que le disque de $4 \mu m$ détient le plus petit pied de la série.

La figure 4.9 montre une comparaison de photoluminescence entre un disque contraint (pic à 1990 nm) et un microdisque relaxé. Cette comparaison met en évidence le décalage élevé du pic de luminescence qui se décale après dépôt de SiN

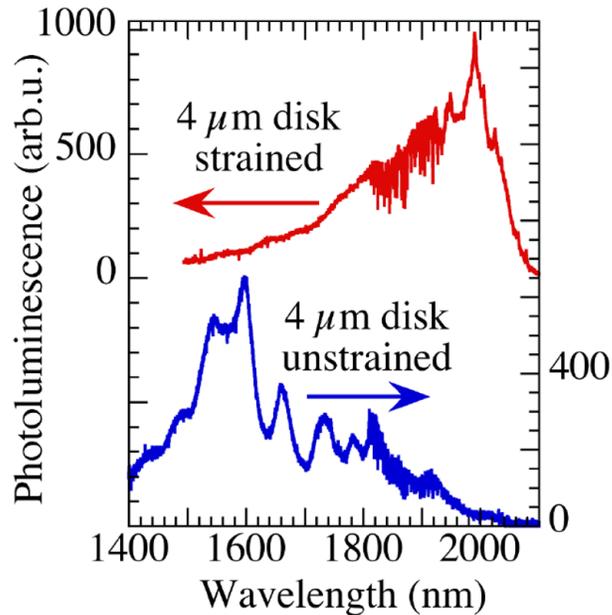


FIGURE 4.9 – Comparaison par un spectre de photoluminescence de microdisque contraint et un microdisque non-contraint.

de 440 *nm*. Ce transfert de contrainte correspondant à une déformation biaxiale de l'ordre de 1%. Je note que les spectres d'émission sont modulés par des résonances (comme c'est le cas pour les spectres d'émission des guides d'ondes présentés au chapitre précédent). Ces résonances correspondent à des modes Fabry-Pérot qui se propagent le long du diamètre du disque. L'étude de ces modes sera traitée dans la sous-section 4.2.4 .

La figure 4.10 montre des mesures de photoluminescence réalisées sur plusieurs disques de tailles de pied différentes. Le pic de photoluminescence des spectres tend vers les grandes énergies en augmentant la taille de diamètre du disque ce qui est en accord avec la tendance constatée avec les calculs éléments finis (figure 4.8) qui prévoit une baisse de la déformation maximale quand la taille du pied augmente.

La figure 4.11 montre les mesures Raman effectuées sur plusieurs disques de

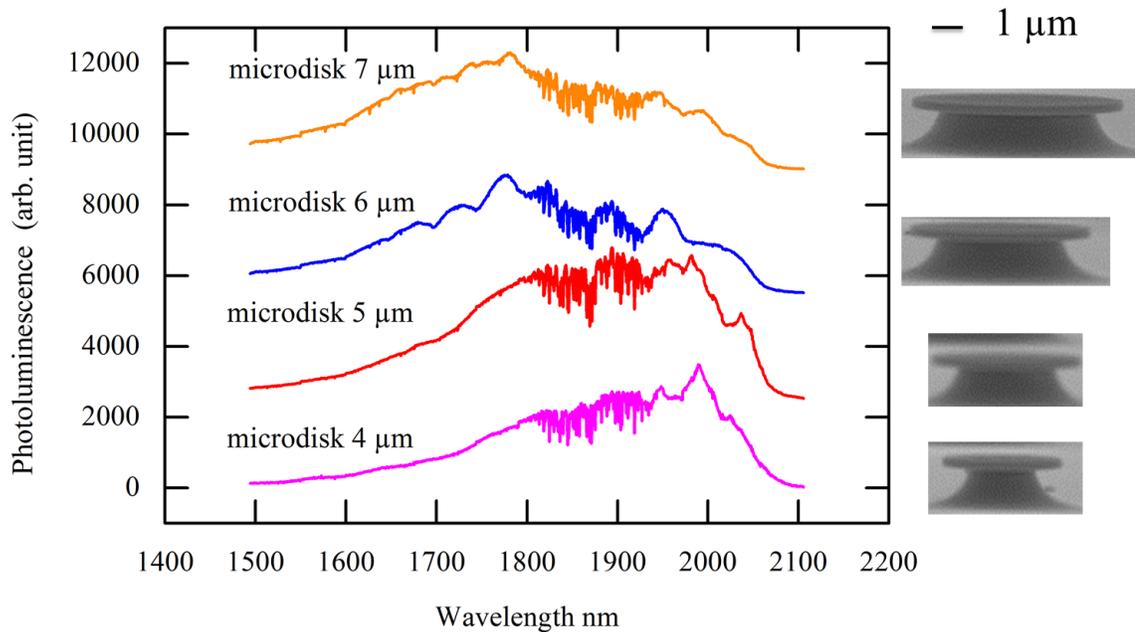


FIGURE 4.10 – Spectres de photoluminescence de microdisques germanium contraints avec différents diamètres. Les images MEB correspondent à des microdisques non-contraints appartenant à une même série afin de souligner la variation de la taille du pied du microdisque en fonction du diamètre du disque.

diamètres différents (donc de tailles de pied différentes). La coupe le long du diamètre du microdisque montre une chute de la déformation au centre du disque qui s'accroît à mesure que le diamètre du pied augmente. Pour le disque de $4 \mu\text{m}$ le profil est quasiment plat avec une déformation en tension de l'ordre de 1.4%, alors que pour un disque de $7 \mu\text{m}$ la déformation chute au centre du disque à 0.7% sachant que les périphéries du disque restent fortement contraintes.

La figure 4.12b montre un balayage 2D de la mesure de déformation d'un disque de $9 \mu\text{m}$ de diamètre qui a été sous gravé par l'acide citrique (la base du pied est carrée). La déformation biaxiale s'éloigne un peu d'une symétrie cylindrique. Le pied

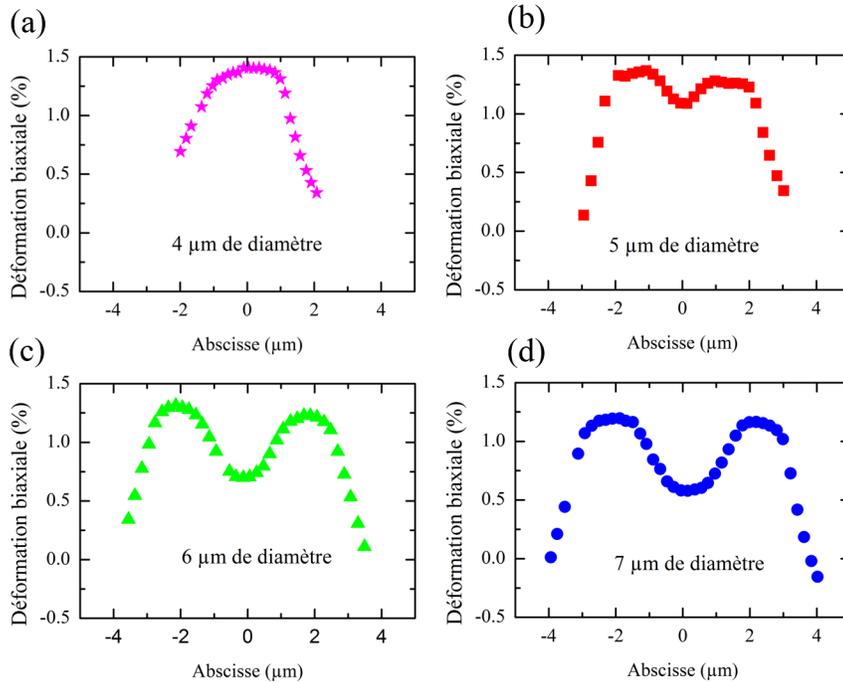


FIGURE 4.11 – Mesures par spectroscopie Raman des microdisques sous-gravés et contraints en tension (mesures effectuées au LPICM).

GaAs qui tient la structure microdisque bloque la déformation au centre du disque. Ceci se traduit par une chute progressive de la déformation entre la périphérie et le centre du disque. On peut distinguer une forme carrée au centre du profil Raman associée à une chute de déformation au niveau du pied de GaAs.

Cette configuration présente un fort intérêt, vu les déformations biaxiales ”maximales” record qu’elle permet d’atteindre tout en restant dans une configuration de cavité photonique.

L’inhomogénéité des déformations soulève cependant plus d’une question. Si la déformation observée (par photoluminescence et par Raman) montre que la déformation à la surface est inhomogène, qu’en est-il de la déformation dans le vo-

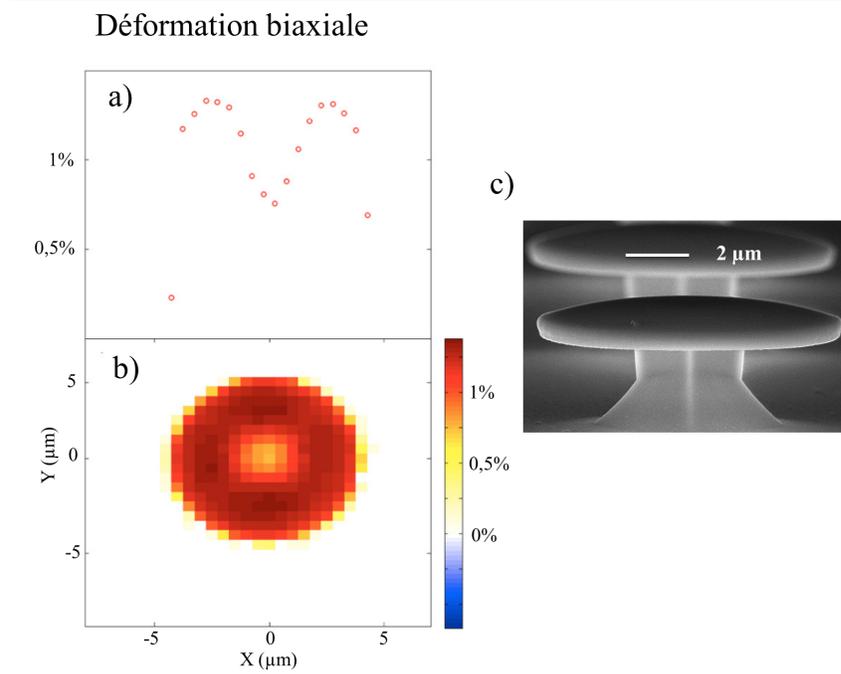


FIGURE 4.12 – Mesures par spectroscopie Raman d’un disque de $9 \mu m$ de diamètre. a) Profil Raman le long du diamètre du disque. b) Profil 2D dans le plan du disque. c) Image MEB d’un disque à pied carré.

lume de la couche de germanium ? Et quelle est la conséquence sur le gain modal ?
Suffit-il de démontrer une déformation élevée pour maximiser les chances de démontrer un effet laser ?

4.2.3 Effet d’échauffement

Une faiblesse de ces structures est leur faible capacité à dissiper la chaleur. Je caractérise dans cette sous-section, un effet d’augmentation de la température constaté sur des microdisques dont la gravure a engendré un diamètre du pied très réduite entre $\approx 350 \text{ nm}$ et $\approx 750 \text{ nm}$ (voir figure 4.13). Une étude de transfert thermique par éléments finis ainsi que l’analyse des spectres de photoluminescence ont permis

de mettre en évidence l'échauffement prononcé de cette structure.

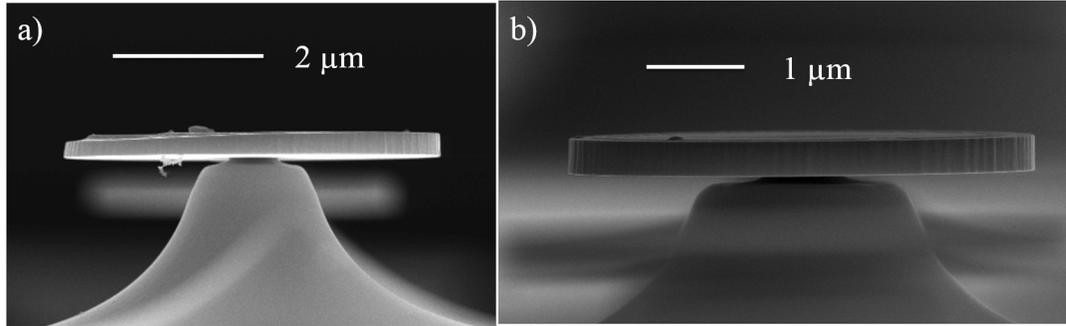


FIGURE 4.13 – Microdisque germanium sous-gravé par acide phosphorique et ayant un contact réduit avec le pied GaAs de l'ordre de (a) 350 nm au bord de l'échantillon (b) 750 nm en profondeur de l'échantillon.

La figure 4.14 montre une série de spectres avec des puissances de pompage différentes (de 3 mW à 9 mW). Le microdisque se dégrade au delà de 9 mW. Les

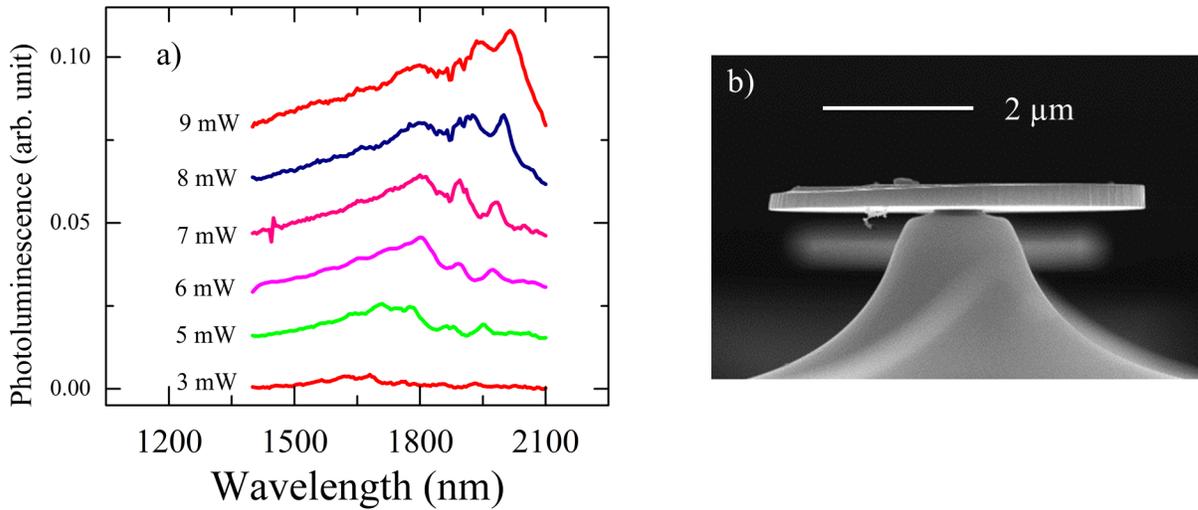


FIGURE 4.14 – a) Spectres de photoluminescence de microdisque germanium à contact réduit en pompage optique continu ($\lambda = 532 \text{ nm}$). b) Image MEB d'un disque avec un contact réduit avec le pied GaAs.

spectres montrent un décalage vers les basses énergies en augmentant la puissance de

pompage. Ce décalage s'explique par la variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la température. La variation de la bande interdite E_{gap} en fonction de la température est donnée par [22] (avec T exprimé en Kelvin) :

$$E_{gap} = 0.89 - 5.82 \times 10^{-4} \times T^2 / (T + 296) \quad (4.10)$$

A partir des spectres, j'extrais pour chaque spectre l'énergie du maximum d'émission E_{pic} . Je ne tiens pas compte des modulations du signal du spectre qui correspondent aux modes Fabry-Pérot. La relation entre E_{pic} et E_{gap} est donnée par :

$$E_{pic} = E_{gap} + \frac{k_B T}{2} \quad (4.11)$$

La figure 4.15 (courbe bleue) présente la déduction de la température à partir des mesures de photoluminescence. La température avoisine un maximum de 400 °C. L'excitation des microdisques sous-gravés induit un échauffement qui est dû à son contact thermique réduit.

Ce constat impose de favoriser le pompage impulsif qui limite l'échauffement de l'échantillon [101]. J'ai réalisé des simulations COMSOL d'échauffement de microdisque à 750 nm de taille de pied qui sont de l'ordre de grandeur de la taille du pied du microdisque caractérisé en photoluminescence.

La simulation suppose que la chaleur est déposée sur la surface du microdisque sur un spot de 2 μm. La température de la face arrière du substrat est fixée à 300 K (voir figure 4.15b). Le microdisque est entouré par l'air et les conditions limites de l'interface germanium/air tiennent compte de l'échange par convection avec l'air.

La figure (voir figure 4.15a) montre une comparaison entre la température maximale estimée par le calcul par éléments finis et la température déduite des spectres de photoluminescence. Un bon accord est constaté entre l'estimation de l'énergie de la

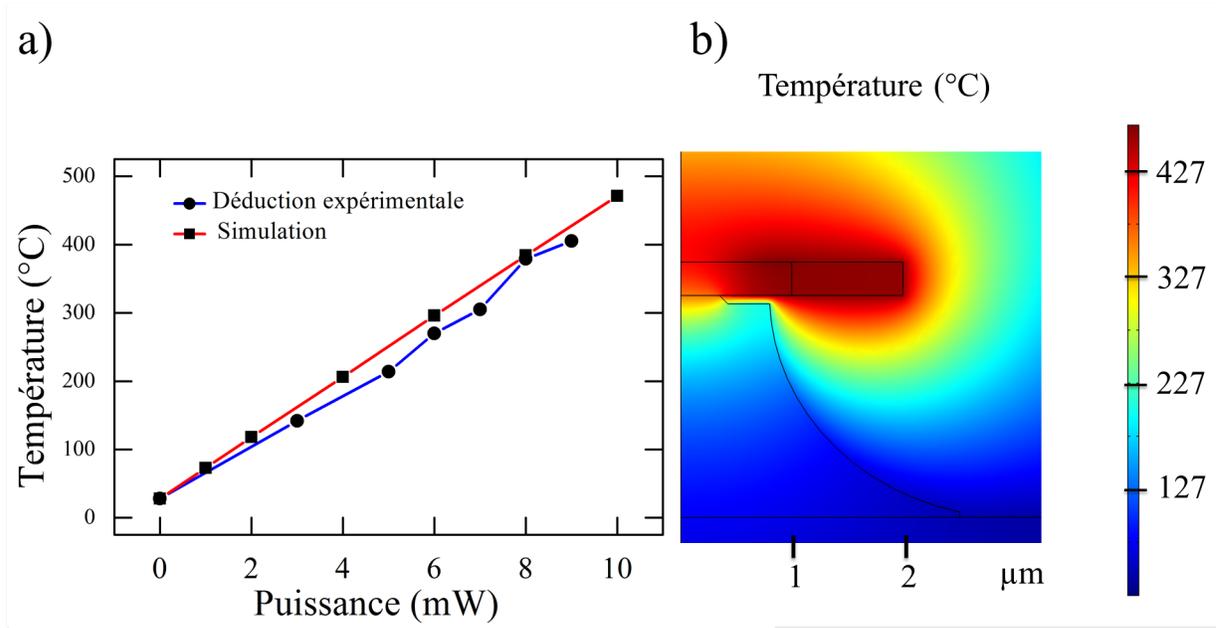


FIGURE 4.15 – (courbe bleue) Evolution de la température déduite en fonction de la puissance de pompe. Au delà de 9 mW le disque se dégrade. (courbe rouge) Simulation par éléments finis de la température maximale dans le microdisque. 1 mW correspond à $3.2 \times 10^4 W.cm^{-2}$. b) Simulation de la température par éléments finis sur un microdisque à pied réduit de 750 nm de diamètre.

bande interdite et la température. En utilisant ce modèle, j’estime l’évolution de la température pour un microdisque ayant une taille de pied de 1.4 μm .

La figure 4.16 montre la température maximale estimée pour un disque de germanium standard. Potentiellement, la température peut augmenter rapidement avec la puissance d’excitation du laser. Il convient d’exciter le disque à une basse puissance de l’ordre de $\approx 2 mW$ en pompage continu focalisé, pour limiter l’effet d’échauffement. En pratique, on diminue la puissance de pompage jusqu’à ce que le décalage “thermique” soit nul.

Étaler le faisceau laser avec une lentille pour exciter l’ensemble de la surface du microdisque ou exciter le microdisque avec une source laser pulsée permet de limiter l’échauffement des disques.

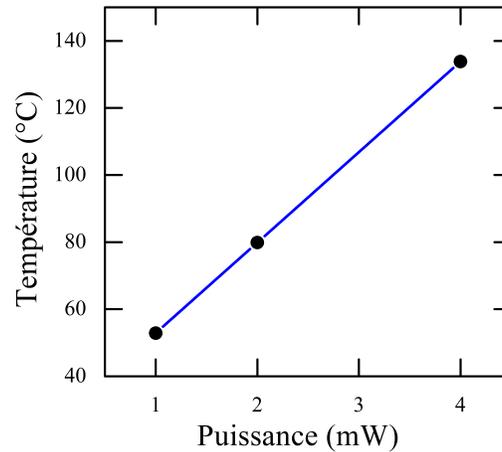


FIGURE 4.16 – Estimation de la température maximale à la surface d’un disque de $4 \mu m$ de diamètre et de $1.4 \mu m$ de diamètre de pied.

4.2.4 Observation des modes de galerie

L’émission de microdisques est collectée par la surface (figure 4.17a). Il est possible de collecter l’émission de deux types de modes optiques : des modes de galerie et des modes Fabry-Pérot [103] comme le montre la figure 4.17b.

J’ai mis en évidence l’observation des modes Fabry-Pérot et des modes de galeries. La figure 4.18b montre la concordance entre les positions des modes Fabry-Pérot calculés et les positions des modulations observées sur le signal de photoluminescence. L’identification des résonances des modes Fabry-Pérot tient compte de la variation de l’indice du germanium tel que montré dans la référence [104]. J’ai considéré l’indice du germanium déduit des mesures d’absorption que nous avons réalisées sur l’échantillon référence Ge187 (voir chapitre 1) à la longueur d’onde $\lambda = 1810 \text{ nm}$ et qui vaut $n_{Ge} = 3.96$. En considérant la variation de l’indice qui passe par le point de mesure expérimentale, je déduis la dispersion de l’indice de germanium que je montre dans la figure 4.18a. A partir de cette dispersion, je calcule l’indice effectif (n_{eff}) cor-

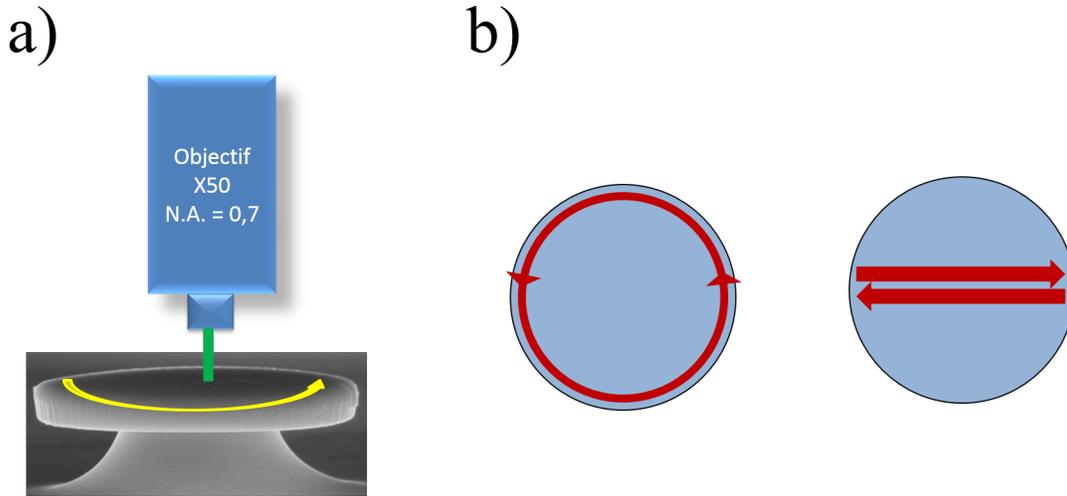


FIGURE 4.17 – a) Principe de la mesure de collection des modes de galerie b) Les modes possibles à observer dans une cavité microdisque : modes Fabry-Pérot et modes de galerie.

respondant à la structure de 300 nm d'épaisseur. Les positions des résonances sont alors données par $\lambda_{\text{Résonances}} = \frac{2 \times D \times n_{\text{eff}}}{m}$ avec D le diamètre du disque et m un entier qui constitue l'ordre de la résonance Fabry-Pérot sachant qu'il s'agit d'un disque de $4 \mu\text{m}$ de diamètre.

La configuration de la collection par la surface n'est pas optimale pour l'observation des modes de galerie. D'autres techniques sont plus adaptées notamment la collection par fibre optique, par couplage avec un guide d'onde [105] ou en collectant par la surface latérale du disque.

J'ai fabriqué des microdisques silicium sur pied SiO_2 à partir d'une plaque SOI (voir figure 4.19a). La figure 4.19b montre un exemple de mesures effectuées par la même procédure de collection par la surface. Le spectre collecté montre des modes Fabry-Pérot assignés aux ondulations larges (voir figure 4.19c) et une multitude de modes de galerie qui correspondent aux modes de largeur réduite. Je note un exemple de mode de galerie dont le facteur de qualité est de $Q = 14430$ à $\lambda = 1178 \text{ nm}$ (voir

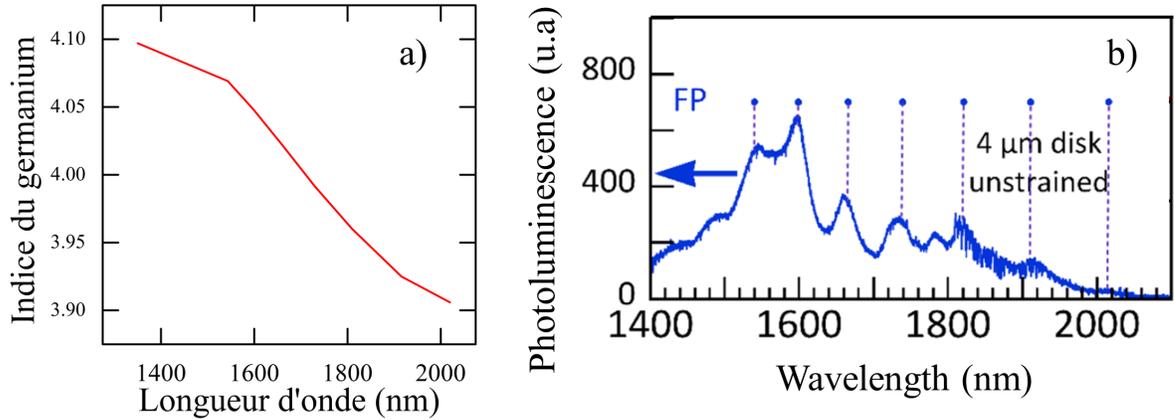


FIGURE 4.18 – a) Indice du germanium considéré. b) Observation de modes Fabry-Pérot dans un disque non-contraint de $4 \mu m$ de diamètre. Les traits pointillés correspondent à la modélisation.

figure 4.19d). Cette mesure montre que cette méthode de collection permet de collecter efficacement les modes de galerie et les modes Fabry-Pérot. Je précise néanmoins que la collection des modes de galerie peut dépendre de la rugosité et la diffusion au bord du microdisque.

A l'opposition de l'étude des microdisques de la référence [101], les échantillons étudiés sont dopés- n à hauteur de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ avec une épaisseur de 300 nm . Les microdisques sont excités par un laser pulsé à $\lambda = 790 \text{ nm}$ avec une durée du pulse de 10 ns et un temps de répétition de 400 ns afin de limiter l'échauffement du microdisque, ou à l'aide d'un laser HeNe continu à faible puissance.

Pour ces microdisques, j'ai pu également observer de l'émission couplée à des modes de galeries. La figure 4.20 présente les observations de modes de galerie dans des microdisques contraints et non-contraints. Le record de facteur de qualité a été observé sur une structure non-contrainte et qui est de l'ordre de 1400 à $\lambda = 1744 \text{ nm}$ (figure 4.20a). Sur une structure contrainte j'ai observé un facteur de qualité de 1000 à $\lambda = 1998 \text{ nm}$ (figure 4.20b). Ces valeurs reportées sont supérieures aux facteurs de

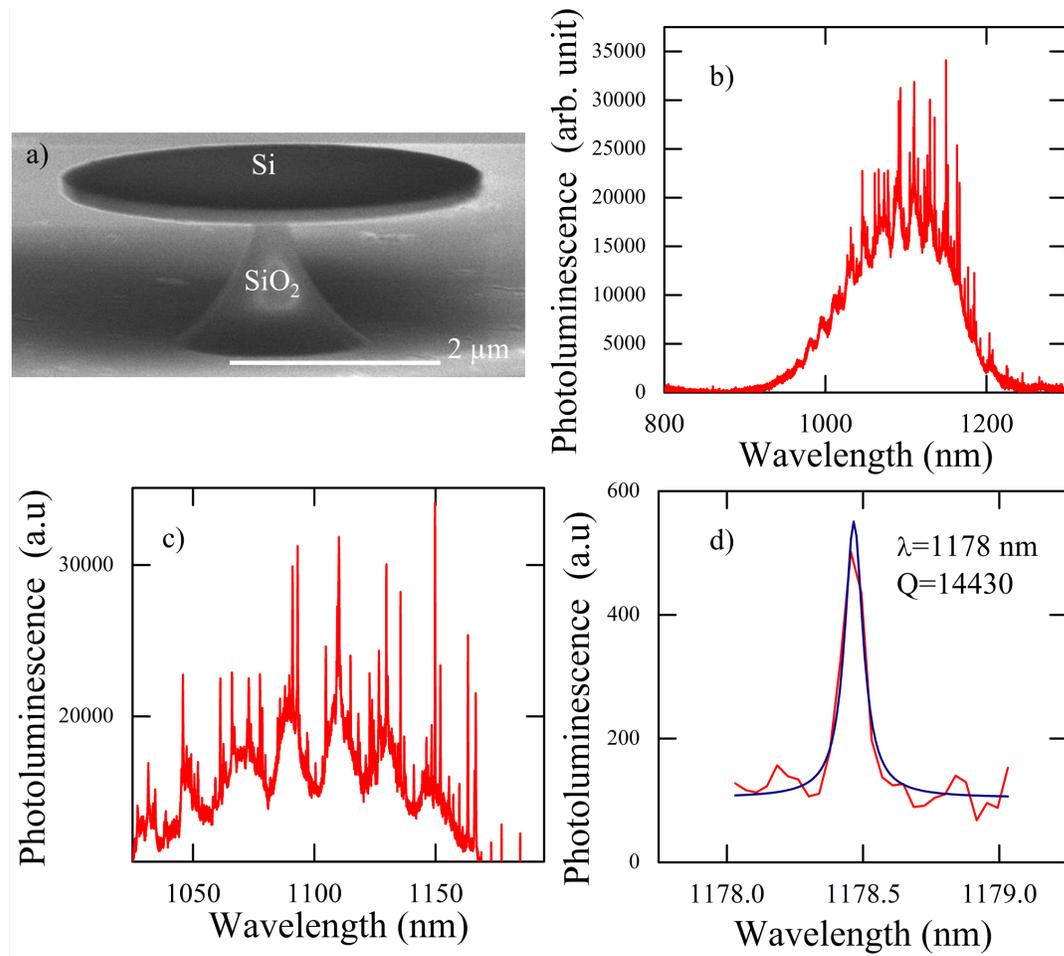


FIGURE 4.19 – a) Réalisation de microdisque silicium sur un pied SiO₂ de 4 μm de diamètre. b) Spectre de photoluminescence du microdisque silicium de 7 μm de diamètre. c) Agrandissement du spectre de photoluminescence qui montre les modes Fabry-Pérot et les modes de galerie. d) Exemple d'un mode de galerie observé sur un disque de 7 μm de diamètre.

qualité cités dans la littérature pour des microdisques de germanium [101]. Le facteur de qualité d'un microdisque est limité par plusieurs facteurs. En effet, la valeur du facteur de qualité traduit des phénomènes de pertes qui sont majoritairement dues à

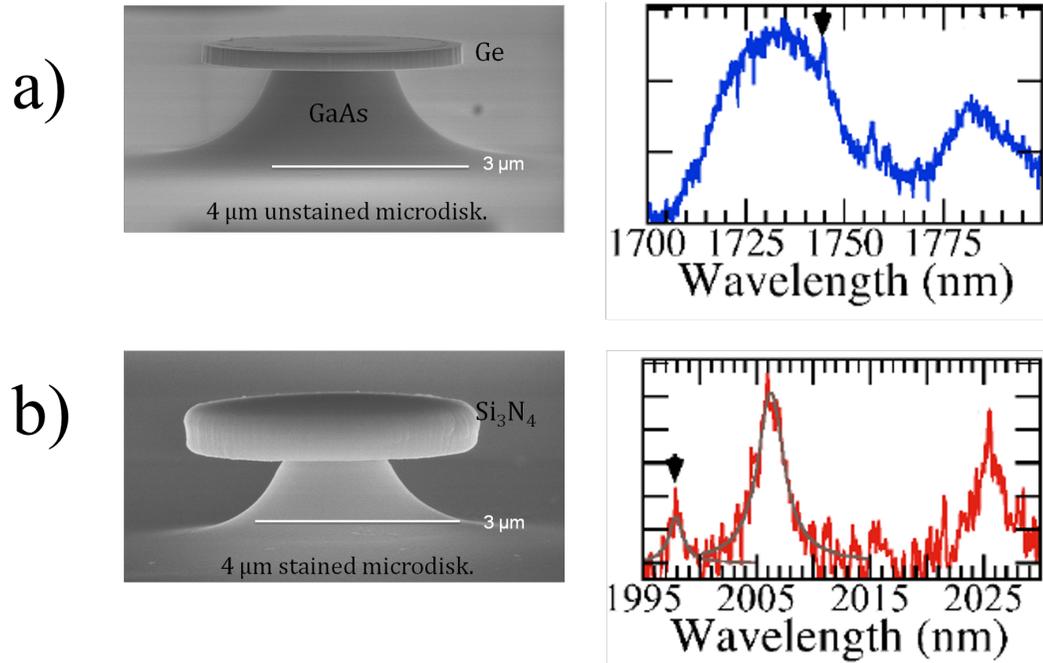


FIGURE 4.20 – Observation de modes de galerie : a) sur une structure non-contrainte b) sur une structure contrainte.

l'absorption du matériau dans notre cas [105]. Ce terme d'absorption est donné par :

$$Q_{Absorption} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda\alpha} \quad (4.12)$$

où α désigne l'absorption porteur libre. La densité d'électrons est estimée à $1.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ qui est de l'ordre de grandeur de la densité de dopage n estimée.

Le facteur de qualité d'un mode de galerie est d'autant plus important que le mode résonne à une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de la bande interdite qui correspond à une zone de forte absorption. C'est ce qui explique la différence entre les facteurs de qualité record mesurés pour le disque contraint et le disque non-contraint. Le mode de galerie pour le disque contraint ($\lambda = 1998 \text{ nm}$) est très proche du pic de la photoluminescence ($\lambda = 1990 \text{ nm}$). Par ailleurs, le mode de gale-

rie repéré pour le disque non-contraint ($\lambda = 1744 \text{ nm}$) se situe à une longueur d'onde supérieure à celle du pic de photoluminescence ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) ce qui est favorable à une baisse d'absorption et donc un facteur de qualité plus important, ce qui a été vérifié expérimentalement.

Une dépendance du facteur de qualité en fonction de la puissance a été aussi observée. La figure 4.21 traduit cette dépendance à la puissance de pompe qui se manifeste avec un élargissement des modes de galerie à mesure que la puissance de pompe augmente. La figure 4.21b montre cette baisse de facteur de qualité pour une longueur d'onde $\lambda = 2006 \text{ nm}$ ce qui dénote une augmentation de l'absorption optique. Le choix de ce mode est du au bon contraste relevé pour l'ensemble de l'étude en puissance. Je note que généralement il est difficile d'avoir un bon contraste du mode par rapport à l'émission totale. Cette difficulté est due au mode de collection par l'objectif standard.

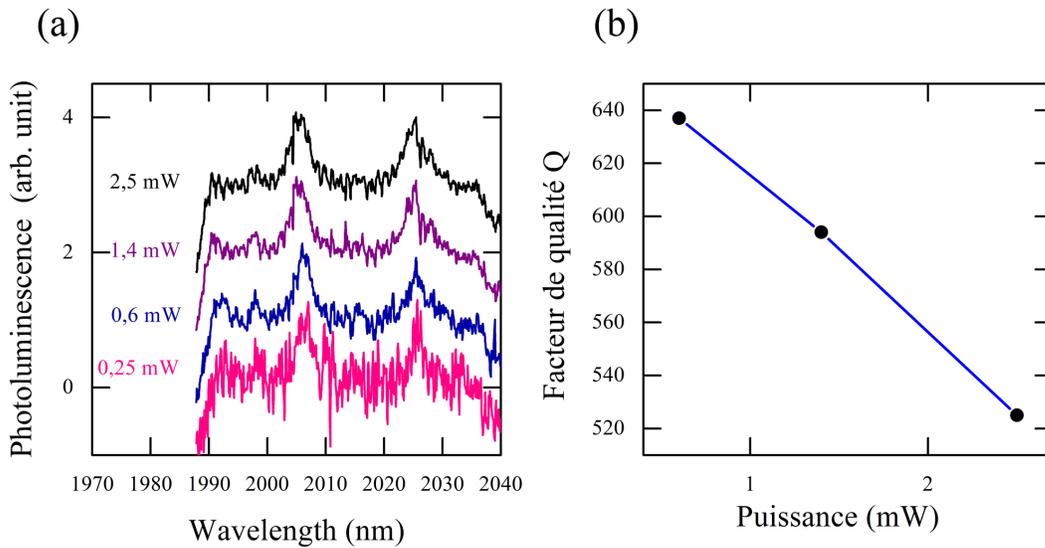


FIGURE 4.21 – a) Mesures de photoluminescence en fonction de la puissance des modes de galerie sur un microdisque contraint. b) Variation du facteur de qualité en fonction de la puissance à $\lambda = 2006 \text{ nm}$.

Pour favoriser l'observation des modes de galerie sur une large gamme spectrale autour de $2 \mu m$, nous avons également utilisé un objectif à base de miroir Cassegrain qui permet d'éliminer les aberrations chromatiques. La figure 4.22 montre un schéma de principe de ce mode de collection qui se base sur un miroir primaire et un miroir secondaire pour collecter l'émission du germanium.

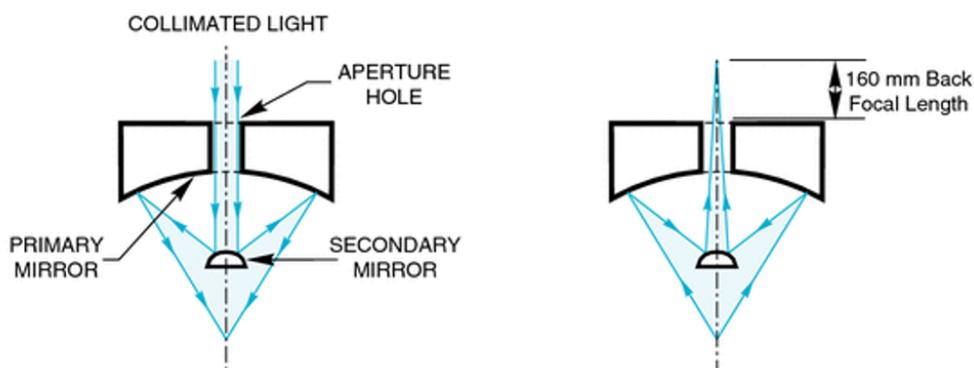


FIGURE 4.22 – a) Schéma de principe du microscope Cassegrain [106].

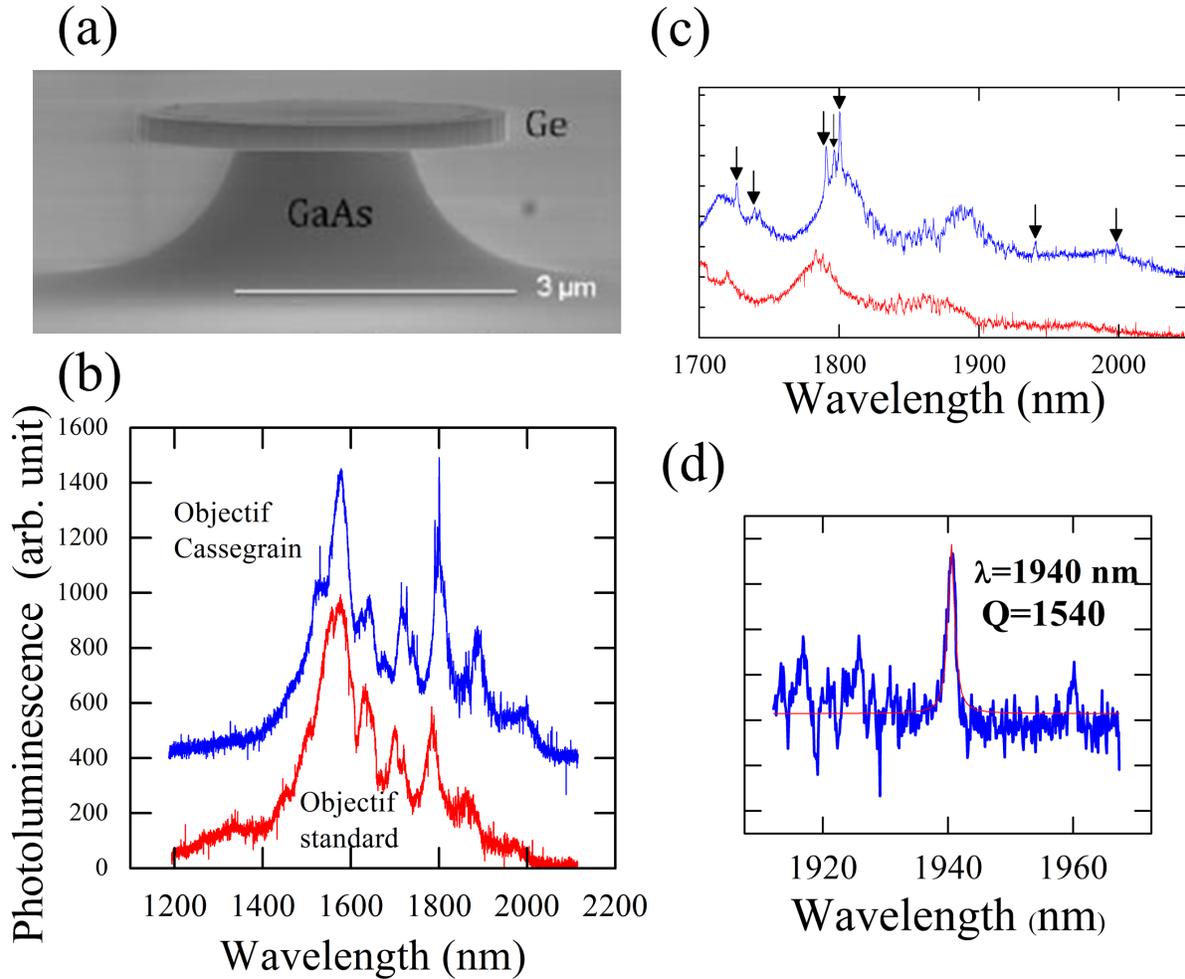


FIGURE 4.23 – a) Image MEB d'un disque de 4 μm de diamètre et 300 nm d'épaisseur. b) Comparaison entre une collection par objectif Cassegrain et par un objectif standard d'un spectre de photoluminescence de disque de germanium non-contraint (même type que le disque de la figure 4.20). Les résonances de mode galerie sont autour de $\lambda = 1750 nm, 1800 nm, 1940 nm, 2000 nm$. Le signal est modulé par les modes Fabry-Pérot le long du diamètre du disque. b) Agrandissement sur des modes de galerie repérés avec la mesure par l'objectif Cassegrain. Mesure d'un mode de galerie avec un facteur qualité record de 1540 à $\lambda = 1940 nm$.

L'objectif Cassegrain a permis d'observer plus efficacement les modes de galerie comme le montre la figure 4.23 pour un disque non-contraint. **Ces observations ont permis de mettre un évidence un facteur qualité encore plus important** ($Q = 1540$ à $\lambda = 1940 \text{ nm}$) comme le montre la figure 4.23. Il reste néanmoins difficile de les observer comme c'est le cas pour un disque silicium (figure 4.19). La forte absorption du germanium peut expliquer cette difficulté.

L'indexation des modes de galerie est possible notamment via l'étude analytique que j'ai présentée au début du chapitre. La difficulté dans l'indexation des modes de galerie observés est leur faible nombre par rapport aux modes de galerie possibles. La figure 4.24 montre un aperçu des modes possibles en considérant le confinement vertical (TE_0, TM_0, TE_1). J'ai reporté sur la même figure, les positions des modes observés avec l'objectif standard et l'objectif Cassegrain. La forte densité des modes de galerie possibles empêche une indexation précise des modes observés.

Je note à travers cette série d'observation que les modes de galerie sont observables au delà de la longueur d'onde de la transition bande interdite directe. Avec un microdisque contraint, une difficulté expérimentale se pose, vu que le détecteur utilisé coupe à 2100 nm qui est une longueur d'onde de coupure proche de la transition de la bande interdite directe pour un microdisque contraint.

Cette première étude sur les microdisques contraints montre leur potentiels ainsi que les limitations :

- La possibilité de transférer une forte déformation biaxiale de plus de 1% → un fort intérêt pour s'approcher d'une configuration bande interdite directe.
- La possibilité d'exciter des modes de galerie.
- Le fort gradient de contrainte limite la zone active → à quel point cette propriété peut détériorer le gain optique dans la structure ?

Le potentiel des microdisques réside dans la possibilité d'obtenir des facteurs de

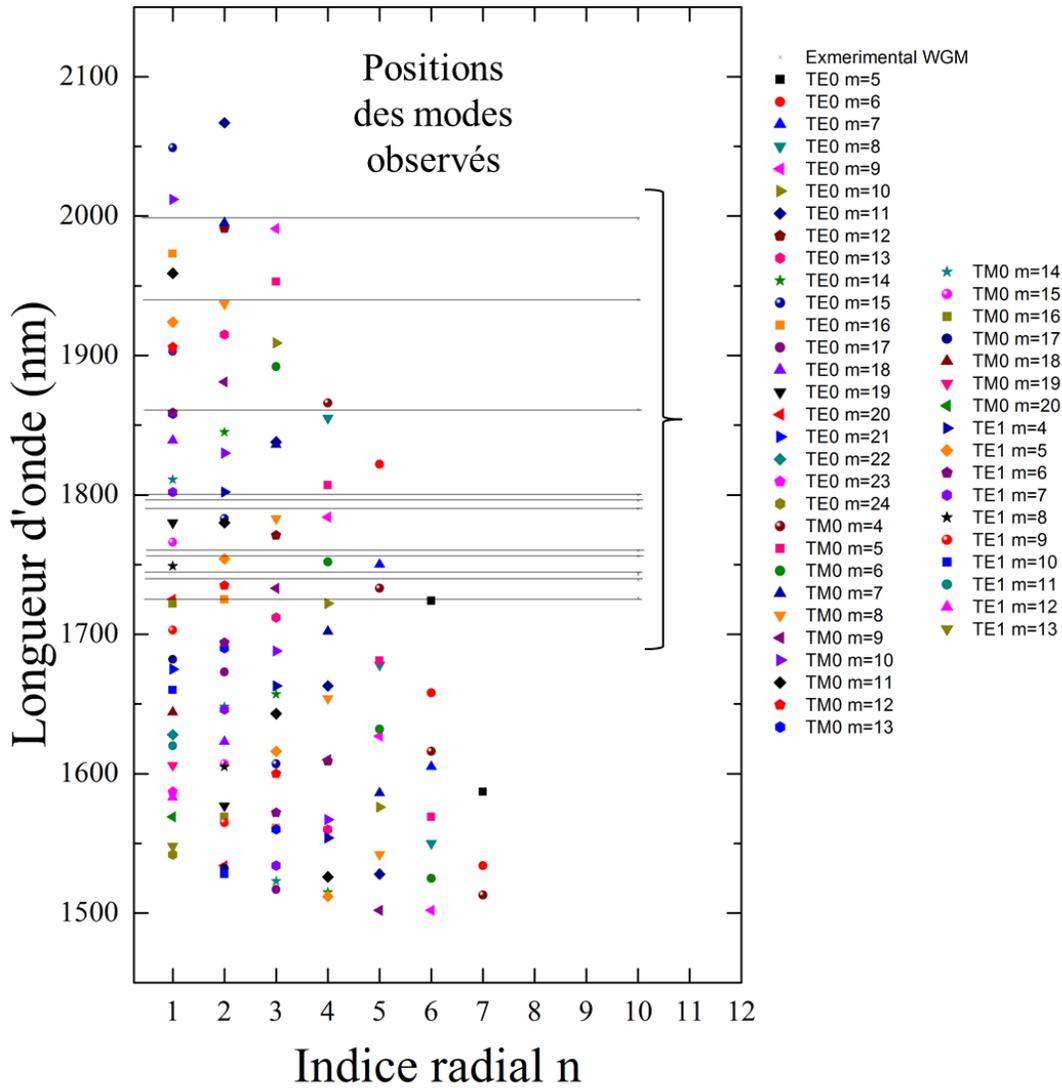


FIGURE 4.24 – Indexation des modes de galerie pour un microdisque non-contraint de $4 \mu m$ de diamètre et $300 nm$. L'indexation repose sur le calcul de l'indice effectif TE et TM. L'indexation est confrontée aux positions des modes de galerie relevées.

qualité élevé *i.e.* un temps de vie du photon important dans la cavité. C'est l'avantage des réflexions totales internes à l'intérieur du disque.

Deux verrous sont adressés :

- Les conditions expérimentales d'extraction des modes galeries
- L'obtention de gain suffisant dans le volume du microdisque

La section suivante explore une technique de transfert de déformation plus homogène dans le volume de la cavité.

4.3 Vers un transfert homogène de déformation dans une cavité germanium : la bi-encapsulation

L'homogénéité de la déformation est un critère important pour aboutir à un gain modal positif. Transférer une forte contrainte avec le dépôt de SiN est possible mais il s'accompagne par une forte inhomogénéité dans le volume. **Pour obtenir une meilleure homogénéité de la déformation dans le volume du germanium l'idéal serait de symétriser l'empilement pour obtenir une configuration stressor/germanium/stressor.**

Il s'agit d'un véritable défi de réalisation, j'ai présenté dans la section 2.3.4 les étapes de réalisation. Avec un process de collage, la couche de germanium est contrainte par la face inférieure. La figure 4.25 montre un schéma de la structure finalisée, et des figures MEB des deux étapes clés de la fabrication : le microdisque sous-gravé contraint par la surface inférieure et le même microdisque après le deuxième dépôt de SiN. La figure 4.25a montre que les bords du disque sont attaqués (à l'interface Ge/SiN). Cet effet est dû à la gravure du pied SiO₂ par un mélange HF/BHF. Le SiN est gravé moins vite que le SiO₂. La couche contrainte en dessous du germanium maintient néanmoins sa contrainte. La deuxième étape clé consiste à réaliser un deuxième dépôt de SiN contraint ce qui finit par encapsuler le disque de germanium (voir l'illustration de la figure 4.25c)

Dans la simulation éléments finis, j'utiliserai le même paramètre de contrainte (-4.5 GPa) pour simuler l'effet de relaxation de la couche de SiN.

Outre son concept novateur de transfert de contrainte, les microdisques bi-encapsulés

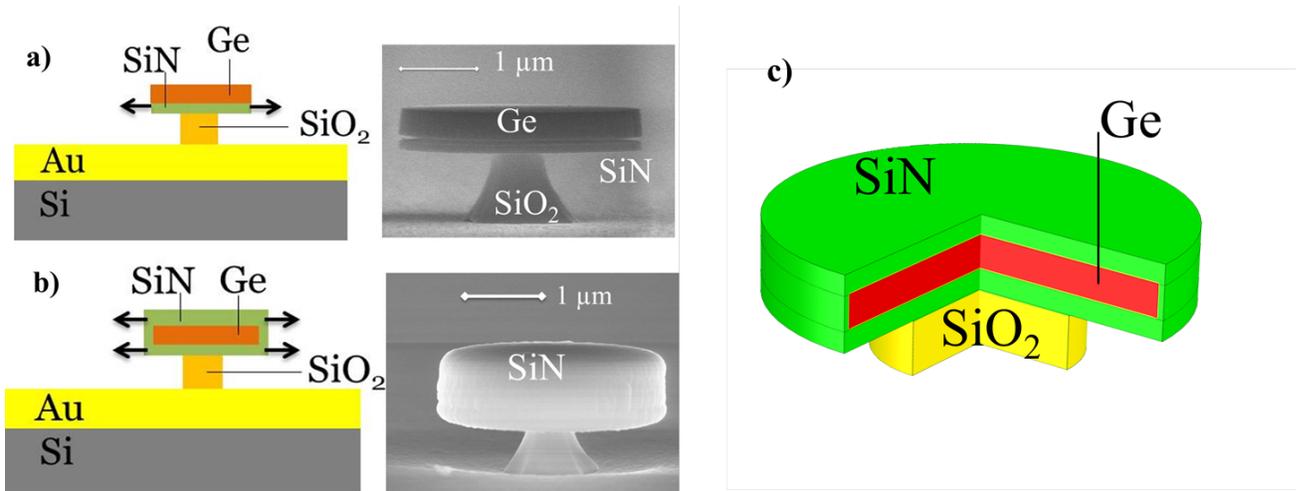


FIGURE 4.25 – Description de la structure de microdisque germanium bi-encapsulé. a) Image MEB de la structure après sous gravure. b) Image MEB de la structure finale. c) Illustration 3D de la structure finale.

présentent une capacité à dissiper la chaleur grâce au contact thermique de la membrane de germanium avec le SiN. La figure 4.26 montre une comparaison entre l'étude précédente (section 4.2.3). Cette étude théorique montre que le microdisque bi-encapsulé a tendance à moins chauffer lors de l'augmentation de la puissance d'excitation qu'un disque germanium sur pied GaAs.

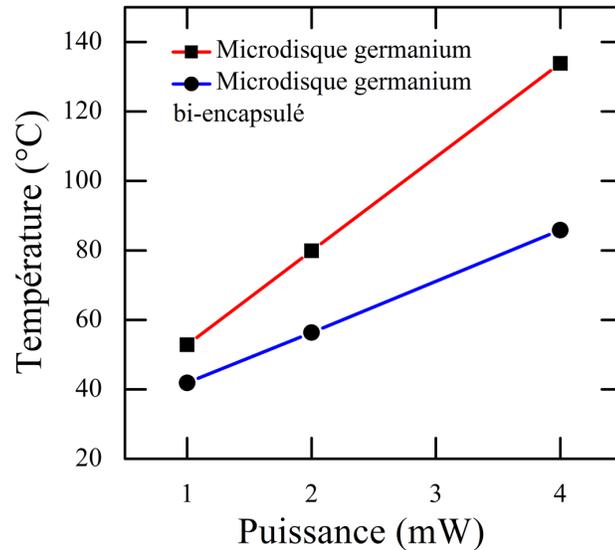


FIGURE 4.26 – Représentation de la température maximale pour un disque de germanium (diamètre $4 \mu m$) sur pied GaAs de ($1.4 \mu m$) (section 4.2.3) et un disque biencapsulé (diamètre $6 \mu m$) sur pied SiO_2 de $3 \mu m$.

4.3.1 Évaluation de la contrainte

L'épaisseur de la couche de germanium de l'échantillon étudié est de 500 nm . Nous considérons les mesures de photoluminescence et les simulations de déformation pour un disque de $6 \mu m$ de diamètre. La figure 4.27 montre les mesures de photoluminescence pour les deux étapes de transfert de contrainte. La première étape de transfert de déformation assure un transfert de 0.6% de déformation bi-axiale. La propagation de la déformation s'effectue de la surface inférieure vers la surface supérieure. Le maximum de luminescence est situé à $\lambda \approx 1650 \text{ nm}$. La mesure de photoluminescence sur l'échantillon final montre un décalage supplémentaire du maximum d'émission vers 2100 nm . Ce décalage concorde avec une déformation biaxiale de 1.45% . Les spectres montrent une modulation du signal de luminescence qui correspond aux modes Fabry-Pérot correspondant au diamètre du disque. Je note que l'intervalle spectrale libre (ISL) des modes Fabry-Pérot pour chaque configuration. Le spectre

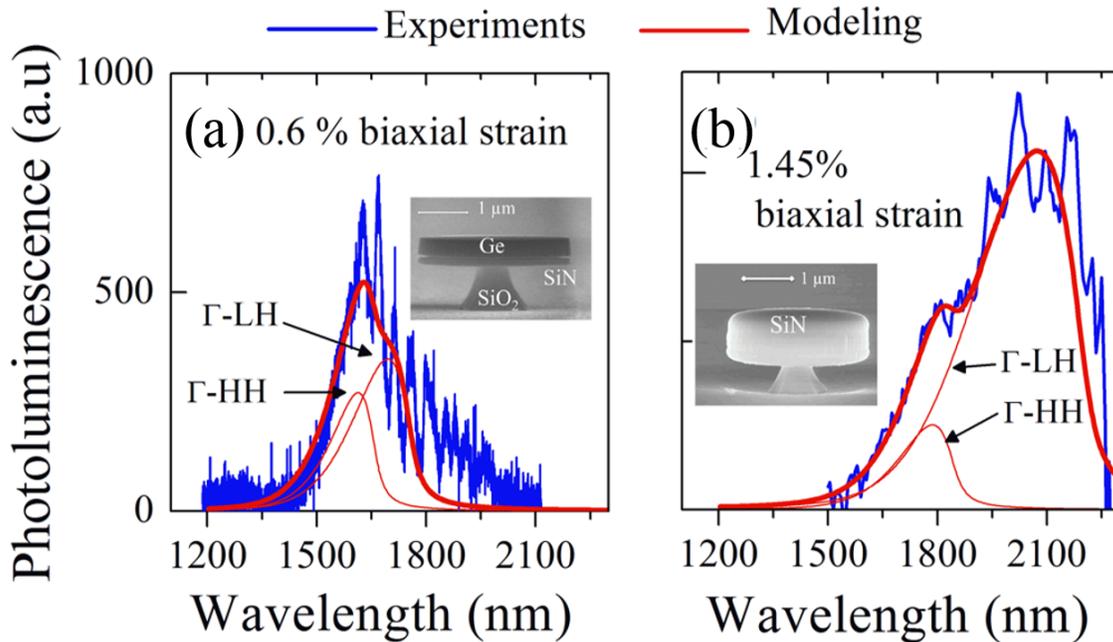


FIGURE 4.27 – Mesures de photoluminescence sur les microdisques aux deux étapes clef de transfert de contrainte (courbes bleu). Les courbes rouges présentent la modélisation de l'émission en précisant la contribution des trous lourds et des trous légers (a) après sous-gravure (b) après un deuxième dépôt de SiN.

du disque contraint uniquement par la surface inférieure présente un ISL de $\approx 45 \text{ nm}$ pour $\lambda \approx 1700 \text{ nm}$ alors que pour le disque bi-encapsulé, il est de $\approx 70 \text{ nm}$ pour $\lambda \approx 2000 \text{ nm}$. L'intervalle spectral libre varie avec la longueur d'onde, et il tend à augmenter, tel que c'est constaté pour les résonances Fabry-Pérot modélisées dans la section précédente (figure 4.18).

Les simulations de la contribution de l'émission des trous lourds et des trous légers montre une différence dans le ratio de la contribution des trous lourds (HH) par rapport à la contribution des trous légers (LH). En effet, cette contribution dépend de la densité d'états joints et le remplissage des bandes. Pour ces simulations, je considère une injection de porteurs de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le ratio HH/LH baisse avec l'augmentation de la déformation. Il s'agit d'un effet de remplissage des bandes de valence. Le

4.3. VERS UN TRANSFERT HOMOGÈNE DE DÉFORMATION DANS 158 UNE CAVITÉ GERMANIUM : LA BI-ENCAPSULATION

niveau d'énergie des trous légers (LH) étant supérieur au niveau d'énergie des trous lourds (HH), à faible injection l'émission des trous légers est plus importante que l'émission des trous lourds. Cet effet est d'autant plus marqué que le décalage entre les deux bandes est important.

Pour la première étape de transfert de contrainte ce décalage est estimé à 48 meV . À l'état final, ce décalage correspond à 108 meV . La modélisation de l'émission HH et LH dans la figure 4.27 montre la contribution des deux bandes dans les deux cas de figure de transfert de déformation.

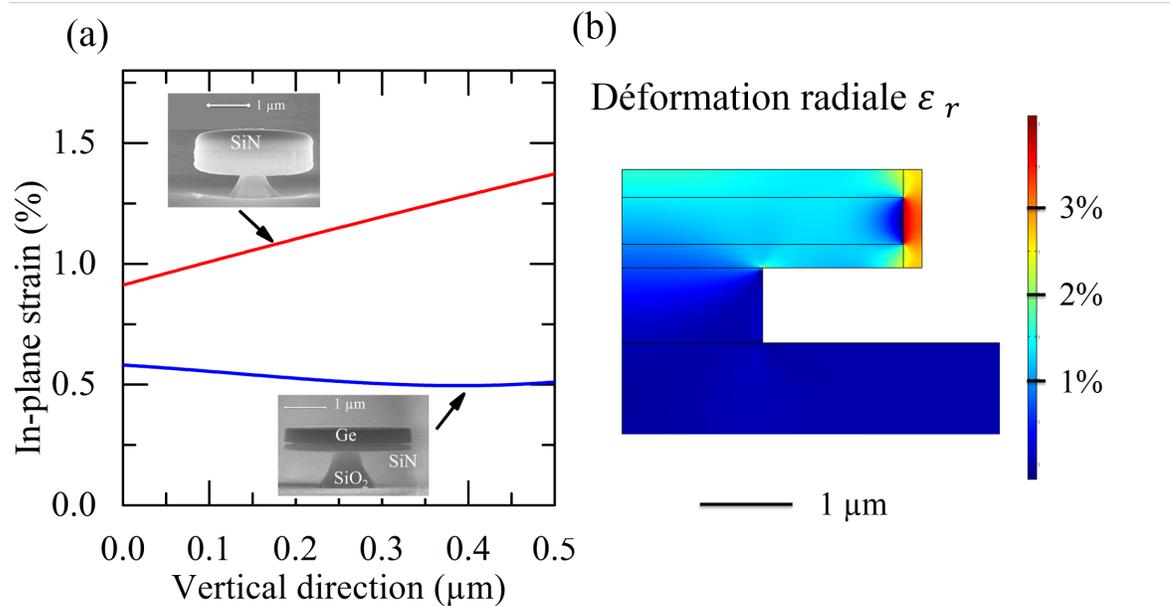


FIGURE 4.28 – Simulations par éléments finis pour un disque bi-encapsulé de $6 \mu\text{m}$ de diamètre a) Profil de déformation le long de l'épaisseur de la couche de germanium : après sous-gravure (courbe bleue) et après le deuxième dépôt (courbe rouge). b) Champ de la déformation radiale dans le disque bi-encapsulé.

Je présente l'analyse de la déformation dans le volume de la cavité ce qui nous donnera un aperçu sur la répartition spatiale de la déformation. La figure 4.28 montre

des simulations par éléments finis de la déformation radiale au centre du microdisque. La simulation le long de la couche de germanium montre qu'après sous-gravure, la déformation biaxiale est estimée entre (0.5% et 0.6%).

Le deuxième dépôt s'accompagne par une augmentation de la déformation sur l'épaisseur du germanium. Contrairement à la configuration de simple dépôt SiN, l'effet du pied est limité. La déformation biaxiale devient comprise entre 0.9% et 1.4% pour ramener le gradient de déformation au centre du disque autour de 0.5%.

La figure 4.28b montre la simulation en axisymétrie de la déformation radiale de la structure finale. Hormis le bord du disque, la déformation est sensiblement homogène dans le volume. L'effet de flexion est limité. Je note que la contrainte appliquée par le SiN contraint sur le bord produit une déformation radiale quasi-nulle. La couche contrainte au bord produit une forte déformation le long de la direction verticale.

Ce faible gradient de contrainte n'a pas été vérifié expérimentalement. Il est possible de sonder la déformation à plusieurs profondeurs de la couche de germanium avec des mesures Raman à plusieurs longueurs d'onde de la source d'excitation [52].

La profondeur d'absorption de la source d'excitation augmente lorsque la longueur d'onde du laser d'excitation augmente ce qui permet d'avoir une information sur la déformation à plusieurs niveau de profondeur de la couche de germanium.

Dans le cadre de ma thèse, les mesures sont réalisées à une seule longueur d'onde. Des mesures expérimentales ont été réalisées sur les microdisques bi-encapsulés. Je présente dans la figure 4.29 une coupe le long du diamètre d'un microdisque de $6 \mu\text{m}$ de diamètre qui représente l'état de la déformation biaxiale. Cette figure montre une comparaison entre un microdisque contraint par simple dépôt SiN et d'un microdisque bi-encapsulé.

Je note la différence du profil de déformation entre les deux configurations. Comme je l'ai expliqué dans la section 4.2.2 un simple dépôt de SiN s'accompagne par une chute

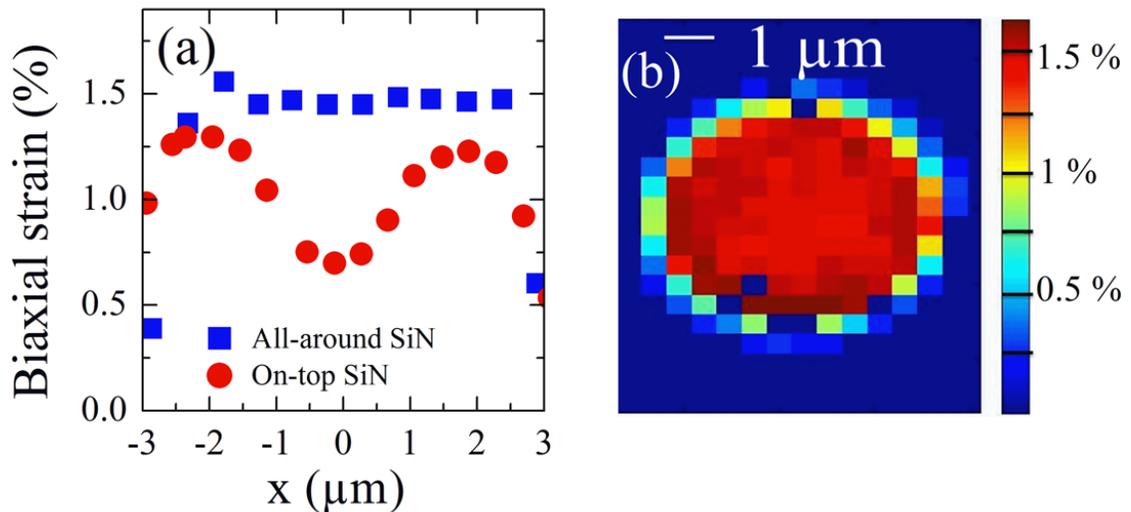


FIGURE 4.29 – Mesures Raman d’un microdisque bi-encapsulé de $6 \mu m$ de diamètre. a) Coupe le long du diamètre d’un disque bi-encapsulé (en bleu). Comparaison avec le profil Raman d’un disque contraint par simple dépôt de SiN (en rouge). b) Profil 2D dans le plan du microdisque bi-encapsulé.

de la déformation au centre du microdisque. La différence entre les deux profils est marquée. Dans le cas d’un microdisque bi-encapsulé le profil est sensiblement plat sur toute la surface du disque comme le montre le balayage en surface de la déformation (figure 4.29b). Le maximum de la déformation biaxiale est plus élevé dans le cas du microdisque bi-encapsulé atteignant 1.5% sur toute la surface, contre 1.3% sur la périphérie du microdisque contraint par simple dépôt. La déformation biaxiale du microdisque bi-encapsulé chute à hauteur de 0.5% au bord de l’échantillon.

L’ensemble des mesures expérimentales (photoluminescence et Raman) montrent une bonne concordance autour d’une déformation biaxiale de l’ordre de 1.5% et qui est uniforme sur la surface du microdisque. Les simulations éléments finis montrent une estimation de 0.5% de gradient de déformation le long de la couche de germanium. Ces structures présentent alors un double avantage : **une déformation maximale plus importante** que ce qui a été mesuré avec la précédente stratégie, et **une**

déformation biaxiale uniforme dans le plan du microdisque ce qui n'est pas le cas pour la configuration de microdisque contraint par simple dépôt.

Cette stratégie permet donc une optimisation de l'ingénierie de contrainte.

Dans la suite de la section je présente les mesures expérimentale en régime pulsé qui ont pour objectif de montrer un effet de gain optique.

4.3.2 Mesures en régime pulsé

Utiliser une source excitatrice pulsée permet de limiter l'échauffement de la structure. Shambat *et al.* ont montré l'influence de la durée du pulse sur l'élargissement de mode de galerie mettant en évidence que pour limiter l'échauffement de la structure il est nécessaire que la durée du pulse de l'excitation soit inférieure au temps de relaxation thermique de la structure (qui était en l'occurrence entre $2 - 5 \mu s$). Nous utilisons un laser pulsé émettant à 930 nm . La durée du pulse est de 4 ns pour une période de $40 \mu s$. Les mesures de photoluminescence (figure 4.30a) effectuées à plusieurs puissances montrent qu'à la plus basse puissance, le spectre d'émission présente un maximum se situant vers la coupure du détecteur (2050 nm). Ce spectre est assez similaire à la mesure avec le laser continu (figure 4.27b). Les résonances Fabry-Pérot ne sont plus visibles à cause de la coupure du détecteur. Augmenter la puissance crête du laser vise à augmenter la densité de porteurs injectés. Cette augmentation s'accompagne par un décalage progressif du pic d'émission vers les fortes énergies.

A forte déformation le fort décalage d'énergie entre la bande des trous lourds et la bande des trous légers (voir figure 4.31a) conduit à ne pas peupler la bande des trous lourds à basse injection. L'effet de décalage de pic de photoluminescence peut s'expliquer par le remplissage de la bande des trous lourds. Nous avons également effectué une mesure à une puissance crête de 26 W qui est la puissance maximale disponible

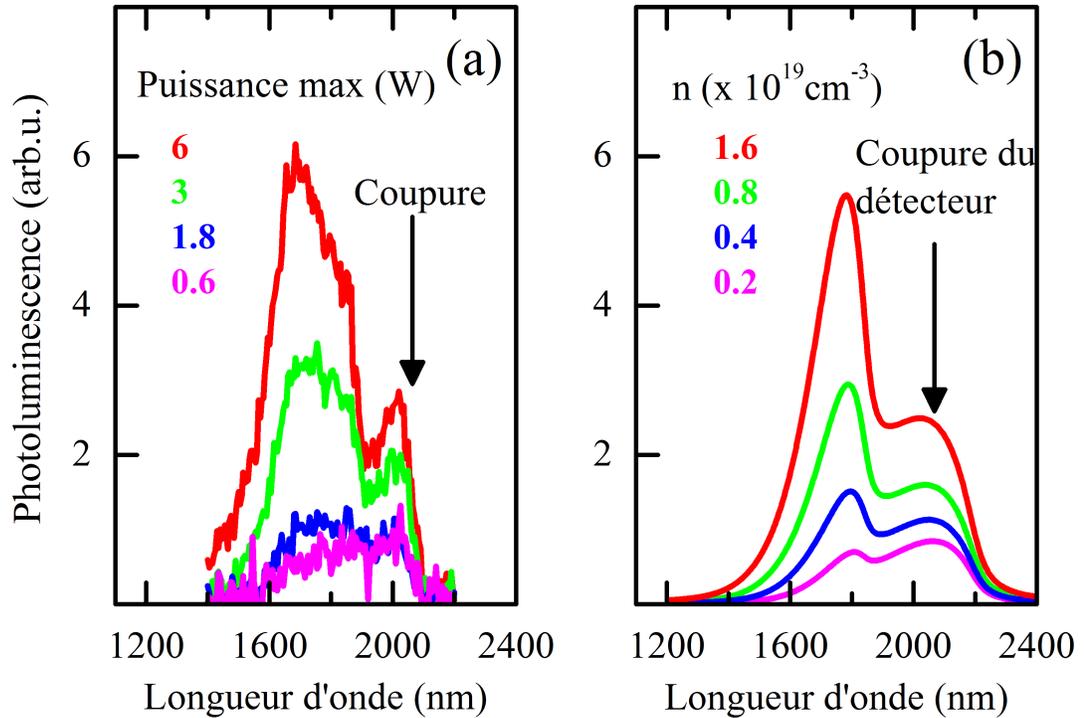


FIGURE 4.30 – a) Mesures de photoluminescence de microdisques bi-encapsulés de $6 \mu\text{m}$ de diamètre avec une source pulsé (1 W correspond à $\approx 80 \text{ kW/cm}^2$). b) Modélisation de l'émission et similitude avec les mesures en pulsé.

(elle n'est pas montrée sur la figure 4.30a). Cette dernière mesure ne montre pas de changement de tendance et l'augmentation du signal maximum de photoluminescence est linéaire par rapport à la mesure réalisée à la puissance 6 W .

La modélisation proposée (figure 4.30b) montre cette tendance de l'augmentation de l'émission des trous lourds avec une dynamique plus forte que l'émission des trous légers. Cette différence de dynamique est due notamment à la plus forte densité d'états des trous lourds.

La figure 4.31 montre la chaîne de la modélisation des énergies de la bande de valence et de la bande de conduction en tenant compte du gradient de déformation. Le calcul

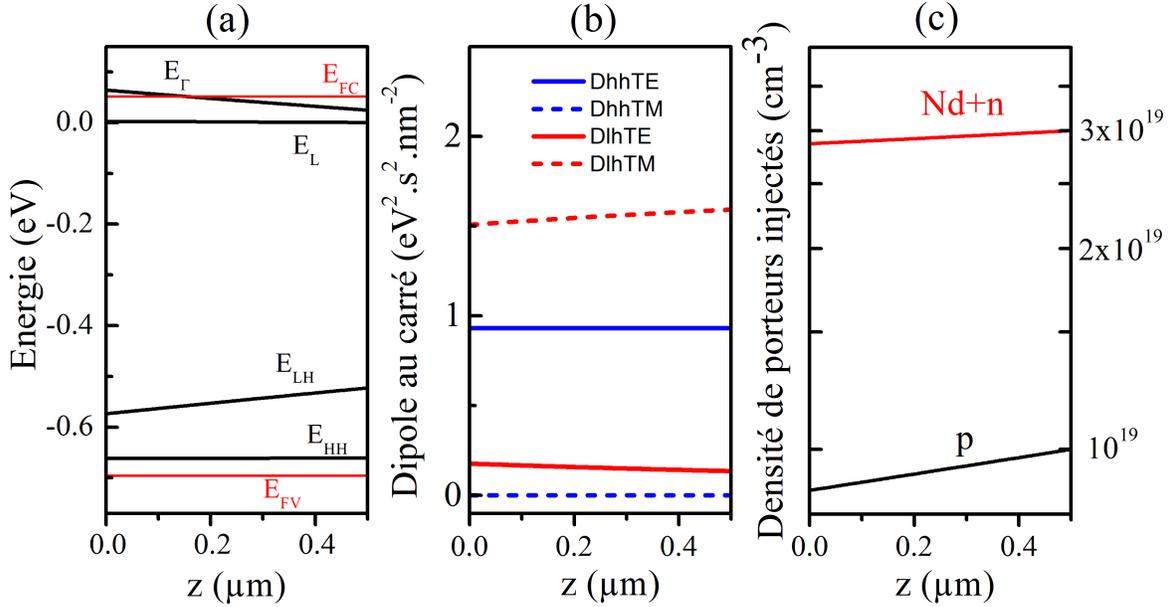


FIGURE 4.31 – Simulation en considérant la déformation le long de la couche de germanium pour un disque bi-encapsulé. On considère une densité de dopage de $2 \times 10^{19} cm^{-3}$ et $1 \times 10^{19} cm^{-3}$ d'injection. (a) Les énergies de bandes de valence et de conduction le long de la couche de germanium. (b) Module au carré des éléments de la matrice dipolaire pour les polarisations TE et TM polarisations, pour les transitions direct Γ -LH and Γ -HH transitions. (c) Estimation de la densité des porteurs dans la bande de valence et la bande de conduction.

du dipole TM et TE ainsi que la densité de porteurs vont permettre de calculer dans un second temps la dispersion de gain ainsi que le spectre de gain modal.

Les mesures en régime pulsé permettent de situer un paramètre important pour évaluer l'efficacité de l'injection.

Via les simulations de l'évolution de l'émission en fonction de la densité d'injection, on peut estimer la densité des porteurs injectés jusqu'à $\approx 7 \times 10^{19} cm^{-3}$. A ce niveau d'injection nous n'avons pas pu observer de gain dans les mesures en régime d'excitation pulsé. Sachant que le détecteur utilisé coupe au niveau de la transition de la bande interdite directe, il n'est pas possible d'observer les éventuels modes de galerie qui ont tendance à être observés au delà de la longueur d'onde de la transition bande

interdite directe.

4.4 Comparaison des stratégies de transfert de contraintes et perspectives

Nous avons présenté deux stratégies de transfert de forte déformation. La structure bi-encapsulée se montre comme une stratégie attractive pour limiter l'inhomogénéité de la déformation dans le plan de la couche de germanium ainsi que dans l'épaisseur. Je compare les deux méthodes présentées dans ce chapitre pour comparer les performances. Je me base sur une simulation de déformation de disques de $6 \mu\text{m}$ de diamètre et 500 nm d'épaisseur, pour chacune des deux stratégies.

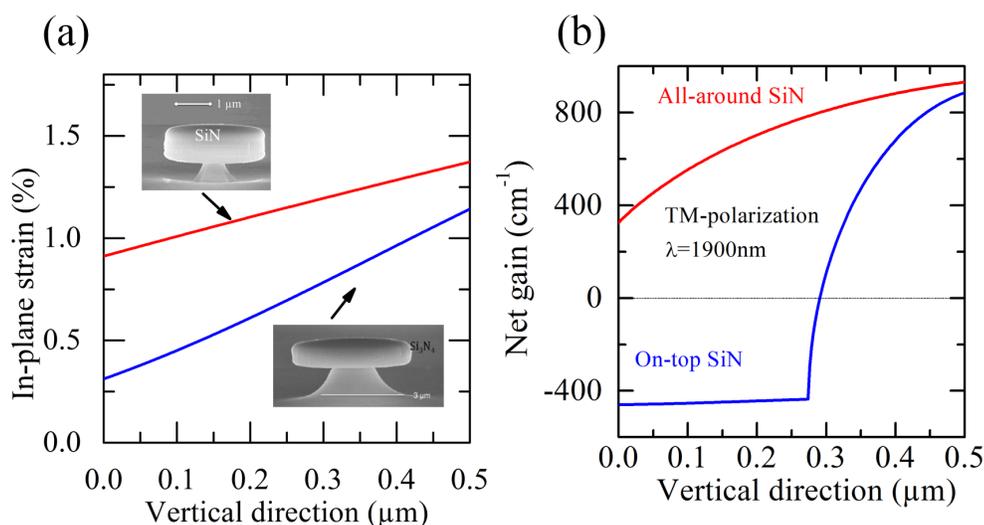


FIGURE 4.32 – Comparaison entre les deux stratégies de transfert de contrainte en considérant la simulation de déformation et de gain le long de l'épaisseur de la couche de germanium et au centre du disque. a) Profil de déformation radiale, en rouge le disque bi-encapsulé, en noir le disque contraint par simple dépôt. b) Gain net estimé pour chacune des structures en polarisation TM à $\lambda = 1900 \text{ nm}$.

La figure 4.32a montre une comparaison de profil de déformation biaxiale au

centre des disques. Le gradient de contrainte dans la configuration bi-encapsulée est inférieur de 0.4% par rapport à la configuration du simple dépôt.

Cette répartition de déformation pour les microdisques contraints par simple dépôt engendre une large zone d'absorption comme le montre la figure 4.32b. Pour un dopage de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une injection de porteurs de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, le profil du gain correspondant à la dispersion de la déformation le long de l'épaisseur du germanium est toujours positif pour le cas bi-encapsulé, et conduit à une valeur de gain modal de 700 cm^{-1} . Néanmoins, le disque contraint par simple dépôt présente une zone de gain positif limité sur les derniers 200 nm. Le calcul du gain modal donne une valeur négative de -41 cm^{-1} .

La figure 4.33 montre un spectre de gain modal pour la structure bi-encapsulée. Cette structure est plus favorable pour démontrer un gain positif.

Je note qu'au fur et à mesure que la densité de porteurs augmente, le pic du spectre

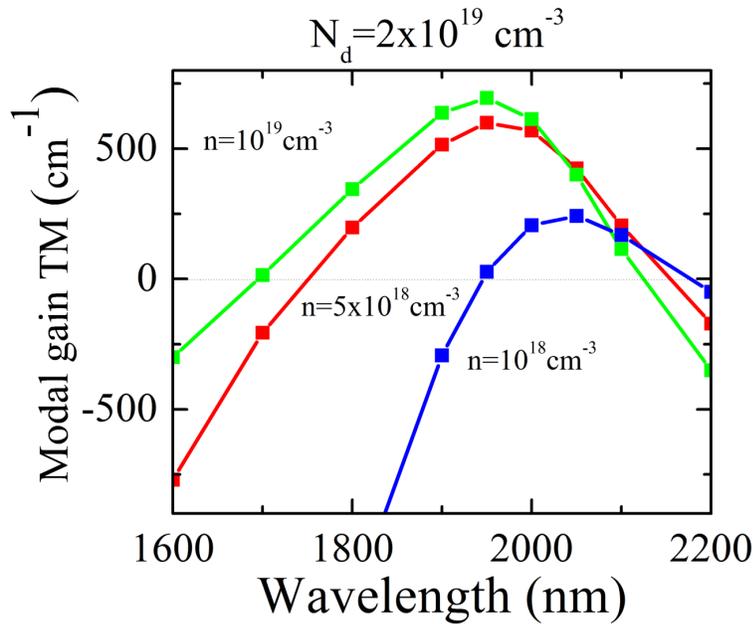


FIGURE 4.33 – Spectre de gain modal pour une structure bi-encapsulée.

gain modal tend vers les courtes longueurs d'onde. Le même effet peut être constaté en considérant des valeurs de dopage de plus en plus importantes.

Comme discuté à la fin du chapitre 1, l'élargissement homogène est un paramètre à prendre en compte pour estimer un gain réaliste compte tenu du fort dopage requis pour démontrer du gain.

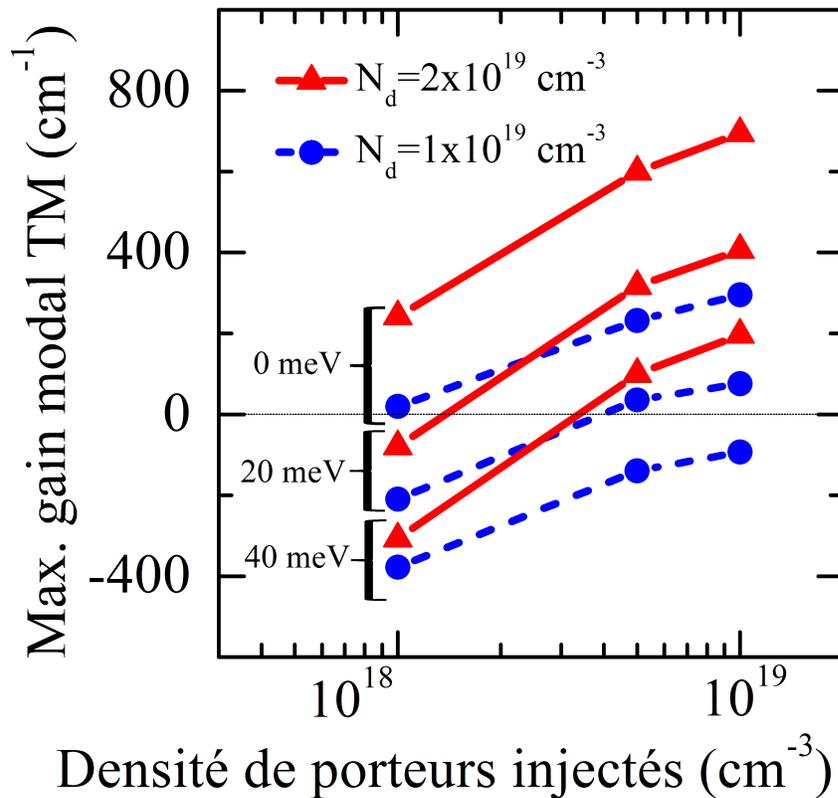


FIGURE 4.34 – Le maximum du gain modal en fonction de l'injection pour plusieurs paramètres de dopage et d'élargissement homogène.

La figure 4.34 montre l'influence de l'élargissement sur le gain modal maximum pour un dopage de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cette figure montre que le gain modal se dégrade à fur et à mesure que l'élargissement homogène est important.

En considérant que l'élargissement homogène augmente avec la densité de dopage, le gain modal estimé est limité pour un élargissement de 20 meV et il est négatif pour un élargissement de 40 meV , si on considère un dopage de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ qui est l'ordre de grandeur du dopage dans les structures caractérisées.

N'ayant pas dans la littérature une mesure de l'élargissement homogène du germanium, cette approche qui se base sur des ordres de grandeur d'élargissement homogène raisonnable à température ambiante, montre l'incertitude qu'on peut avoir dans l'estimation du gain d'une structure germanium même étant à des niveaux de déformations élevées.

La suite de ces différentes étapes est de mettre à profit le process de fabrication de la stratégie de bi-encapsulation avec des épaisseurs de germanium plus réduites ce qui permettra d'augmenter encore la déformation maximale et de réduire le gradient de déformation. El l'occurrence, une réduction de l'épaisseur de la couche de germanium à 200 nm (au lieu de 500 nm) permettrait d'après les simulation par éléments finis d'atteindre une déformation maximale de l'ordre de 1.7% avec un gradient de déformation de 0.3% le long de la couche de germanium.

4.5 Conclusion

Les microdisques sont des résonateurs potentiellement intéressants vu la possibilité d'obtenir des dispositifs laser à faibles seuils. De point de vue transfert de contrainte, les microdisques sous-gravés ont présenté un fort intérêt pour l'introduction de déformation biaxiale à l'opposé des guides qui admettent le transfert de déformation uniaxiale.

J'ai montré les différentes techniques et modèles qui permettent d'estimer le maxi-

mum de déformation et le gradient de déformation dans le volume du germanium. La technique de simple dépôt de SiN conduit de forte déformation d'environ 1.2%. J'ai démontré que cette valeur maximale ne donne pas une évaluation complète du dispositif. La dispersion du champ de déformation peut engendrer des zones d'absorption dans le volume du germanium.

Je propose une méthode qui limite cette dispersion de déformation, en appliquant ce transfert de contrainte à la face inférieure et à la face supérieure du germanium par un procédé de collage. J'ai démontré une déformation biaxiale de 1.5% avec un faible gradient de contrainte (estimé par la modélisation éléments-finis de la déformation). Ce process est susceptible d'être amélioré notamment en diminuant l'épaisseur de la couche de germanium pour augmenter la déformation et en appliquant la méthode GILD comme dans le cas des échantillons GOI (Germanium-on-Insulator) [41].

L'augmentation du dopage permet de favoriser le gain dans le germanium (comme je l'ai montré dans le chapitre 1). Néanmoins une augmentation du dopage peut s'accompagner par un élargissement homogène à prendre en compte dans l'évaluation du gain. La prise en compte de l'élargissement homogène réduit les valeurs du gain calculées pour donner une estimation réaliste.

Les microdisques bi-encapsulés sont des candidats potentiels pour démontrer une cavité germanium en bande interdite directe. Cependant le décalage de l'émission du germanium vers la fenêtre 2 \rightarrow 3 μm imposera d'adapter les moyens de détection afin d'étude l'évolution du facteur de qualité des modes de galerie susceptibles d'émettre dans cette plage spectrale.

Conclusions

L'objectif de ma thèse était de démontrer un effet laser à base de germanium contraint. Dans cette perspective, j'ai mis au point plusieurs méthodes de transfert de contrainte qui ont abouti à des records de déformation dans des cavités de guides ou de microdisques notamment en optimisant la techniques de dépôt contraint de SiN.

La forte déformation introduite dans les cavités germanium a été validée par plu-

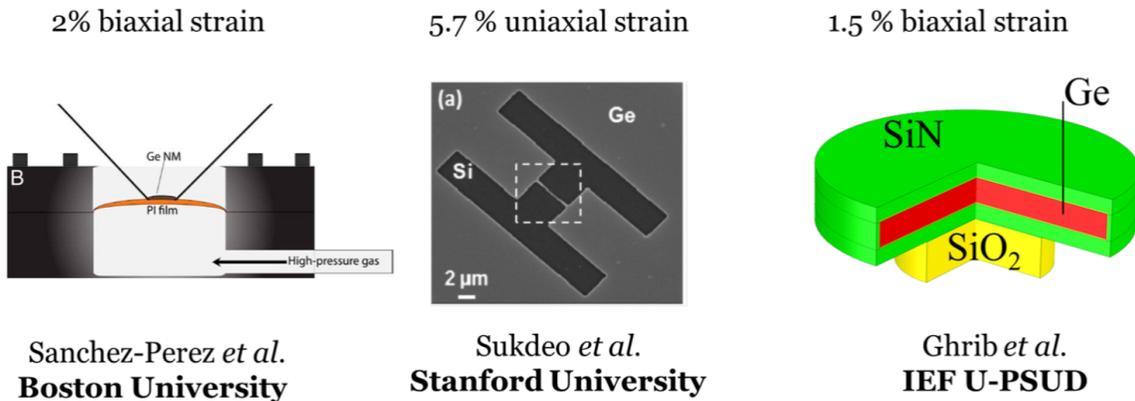


FIGURE 4.35 – Résumé des records de déformations atteintes dans la littérature.

sieurs méthodes (Raman, photoluminescence, imagerie MEB, simulation éléments finis) et l'effet du gradient de contrainte a été discuté et pris en compte pour calculer le gain modal d'une cavité de germanium contraint et dopé n .

Les microdisques bi-encapsulés représentent les structures les plus abouties en terme

d'ingénierie de déformation, avec une approche qui limite le gradient de déformation dans le volume de la cavité tout en assurant un niveau élevé de déformation.

La figure 4.35 montre une mise en contexte des travaux accomplis sur des cavités ou des membranes de germanium. Les records de déformation en approche biaxiale et uniaxiale ont été démontrés sur des membranes qui sont difficiles à exploiter en cavité résonnante. Quoique les structures contraintes bi-encapsulées sont à la pointe des déformations en tension dans les cavités optiques, elles n'ont pas abouti à la démonstration de gain.

Je rappelle que la seule démonstration de laser germanium sous pompage optique a été obtenue avec des paramètres beaucoup plus faibles que ce que j'ai démontré en terme de déformation, sachant que nous avons utilisé des couches de très bonne qualité (élaborées par MOCVD) et dopées à hauteur de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cette démonstration ne trouvant pas de support théorique solide pour être interprétée peut indiquer qu'il y a d'autres paramètres dans la croissance du germanium ou dans la fabrication des dispositifs qui sont aussi subtils que cruciaux pour démontrer l'effet laser.

Plusieurs paramètres nécessitent une connaissance approfondie. L'effet du dopage sur le temps de vie des porteurs pour des structures fortement dopées, et la mesure de l'élargissement homogène sont des paramètres non-maîtrisés jusqu'à présent. En l'occurrence, l'élargissement homogène est un paramètre fondamental pour un calcul rigoureux du gain et qui n'a pas été mesuré pour le germanium. Une étude de spectroscopie de défauts demeure nécessaire pour identifier l'impact de l'interface germanium/silicium ou germanium/(In)GaAs, ainsi que l'effet du fort dopage (introduit par GILD ou par croissance MBE) sur les différents temps de vie des transitions non-radiatives qui peuvent limiter le rendement des transitions radiatives dans le cas

du germanium dopé n .

Les avancées sur les couches germanium sur silicium présentées dans le chapitre 3 présentent des perspectives très intéressantes pour augmenter la densité de dopants si la déformation est faible. Le grand enjeu est de maîtriser le dopage très élevé du germanium sans pour autant dégrader ses propriétés optiques et ses temps de relaxation. Une association claire entre l'élargissement homogène et la densité de dopage est nécessaire afin de trouver un bon compromis qui amène à un gain positif dans la structure et donc viser une fourchette de densité de dopage.

Technique de croissance (ou de dopage)	Avantages	Inconvénients
MOCVD	<ul style="list-style-type: none"> – Très bonne qualité cristalline avec la croissance sur substrat GaAs 	<ul style="list-style-type: none"> – Limitation de la densité de dopage à $\approx 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
MBE	<ul style="list-style-type: none"> – Croissance sur silicium – Dopage actif jusqu'à $\approx 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 	<ul style="list-style-type: none"> – Interface germanium/silicium dégradé avec une forte densité de dislocation due au désaccord de maille – 20% des dopants sont actifs
GILD	<ul style="list-style-type: none"> – Démonstration de l'introduction de $\approx 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sur un substrat GOI avec une augmentation de l'intensité d'émission avec la densité de dopage 	<ul style="list-style-type: none"> – Diffusion d'impuretés du substrat (silicium ou GaAs) vers le germanium à cause de la haute température lors du process GILD.

FIGURE 4.36 – Comparaison entre les différentes techniques de croissance/dopage utilisées dans cette thèse.

Un des principaux enjeux de la démonstration d'un laser germanium est la maîtrise

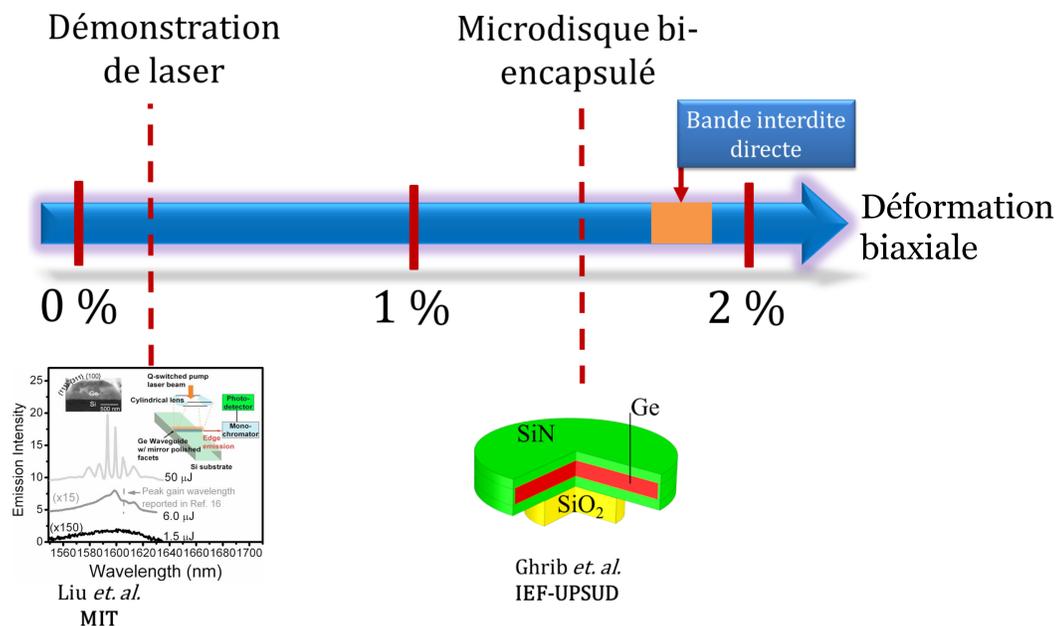


FIGURE 4.37 – Positionnement du niveau de déformation biaxiale atteint par rapport à la déformation requise pour atteindre une bande interdite directe.

du dopage et des effets parasites éventuels. Le tableau 4.36 récapitule les techniques que nous avons utilisées. D'une part, la technique la plus maîtrisée (MOCVD) ne permet que d'atteindre que $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, d'autre part la technique de croissance MBE permet d'atteindre de fortes densités de dopage à hauteur de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ mais il n'y a que 20% des dopants introduits qui sont actifs et la qualité du matériau est dégradée. Il convient de viser une fenêtre de dopage $2 - 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour éviter l'augmentation de l'élargissement homogène à plus fort dopage. La technique GILD peut permettre de maîtriser la densité de dopage, elle est à utiliser avec des échantillons germanium non-dopés sur isolant afin que les matériaux dans le substrat ou les impuretés ne diffusent pas à cause de la haute température introduisant des centres de recombinaisons non-radiatifs.

Favoriser l'augmentation du transfert de déformation dans les cavités de disque de germanium bi-encapsulées est une stratégie qui permet de limiter le niveau de dopage requis pour avoir du gain. La figure 4.37 montre que cette stratégie a permis de s'approcher d'une configuration de bande interdite directe. L'optimisation de cette méthode peut amener à une cavité germanium contrainte atteignant une bande interdite directe notamment en jouant sur deux leviers : la réduction de l'épaisseur du germanium jusqu'à une épaisseur critique qui permet de confiner le mode optique TM (autour de 200 nm) qui permettrait d'atteindre 1.7% de déformation biaxiale, et l'optimisation des conditions du dépôt de la couche de SiN contrainte pour augmenter la contrainte initiale.

Pour résumer, une stratégie qui s'appuie sur les moyens que j'ai montré dans ma thèse se résume dans :

- Optimiser le transfert de déformation dans des cavités germanium dans le but de passer en configuration bande interdite directe.
- Viser un dopage de l'ordre de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ en optimisant la croissance par MOCVD.
- Focaliser l'étude expérimentale dans la gamme 2 – 3 μm pour s'adapter au décalage spectrale du germanium contraint.

Dans la perspective de l'application des techniques de transfert de déformation et de dopage n élevé, la réalisation de dispositifs à hétérojonction germanium est un des enjeux pour la photonique sur silicium dans le but de l'intégration d'un composant laser sous injection électrique sur silicium. L'intégration d'un tel dispositif nécessite un point de fonctionnement caractérisé par seuil laser raisonnable. Une telle réalisation nécessite le transfert d'une forte déformation ainsi qu'un dopage n élevé.

Atteindre un régime de bande interdite directe, permet - d'après la modélisation - de démontrer un dispositif laser. Néanmoins, l'handicap du germanium pour

l'émission ne se limite pas à sa bande interdite indirecte. La forte densité d'états de la vallée L par rapport à la vallée Γ est une autre limitation qui conduit à une faible densité de porteurs en centre de zone même pour une situation de bande interdite directe.

Etant en bande interdite directe, un protocole expérimental à basse température sera une étape intermédiaire pour mieux comprendre cette limitation de remplissage de bande.

D'autres matériaux de la colonne IV sont en train d'émerger. Parmi ceux-ci, le GeSn est un des matériaux les plus étudiés en photonique silicium car une composition adaptée en Sn autour de 12% permet d'atteindre un régime de bande interdite directe. Ce type d'alliage est très attractif par rapport au germanium contraint qui exige d'adapter plusieurs paramètres (le dopage, et la déformation en tension) pour obtenir un gain tangible. Le GeSn est prometteur pour réaliser un dispositif laser même si actuellement l'optimisation de l'épitaxie reste un défi de taille.

Liste des publications

Articles dans des revues avec comité de lecture

- A. Ghrib, M. El Kurdi, M. Prost, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, M. Chaigneau, R. Ossikovski, I. Sagnes, P. Boucaud "All-around SiN Stressor for High and Homogeneous Tensile Strain in Germanium Microdisk Cavities" accepté à Advanced Optical Materials
- 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" Appl. Phys. Lett. **100** , 201104 (2012)
- 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" Appl. Phys. Lett. **102** 221112 (2013)
- M. Prost, M. El Kurdi, A. Ghrib, X. Checoury, N. Zerounian, F. Aniel, G. Beaudoin, I. Sagnes, C. Baudot, F. Boeuf, P. Boucaud "Schottky electroluminescent diodes with n-doped germanium" Appl. Phys. Lett. **104**, 241104 (2014)

- T. K. P. Luong, [A. Ghrib](#), M. T. Dau, M. A. Zrir, M. Stoffel, V. Le Thanh, R. Daineche, T. G. Le, V. Heresanu, O. Abbes, M. Petit, M. El Kurdi, P. Boucaud, H. Rinnert, J. Murota "Molecular-beam epitaxial growth of tensile-strained and *n*-doped Ge/Si (001) films using a GaP decomposition source" *Thin Solid Films* **557**, 70 (2014)
- G. Capellini, C. Reich, S. Guha, Y. Yamamoto, M. Lisker, M. Virgilio, [A. Ghrib](#), M. El Kurdi, P. Boucaud, B. Tillack, and T. Schroeder "Tensile Ge microstructures for lasing fabricated by means of a silicon complementary metal-oxide-semiconductor process" *Opt. Express* **22**, 399 (2014)
- T. K. P. Luong, M. T. Dau, M. A. Zrir, M. Stoffel, V. Le Thanh, M. Petit, [A. Ghrib](#), M. El Kurdi, P. Boucaud, H. Rinnert, and J. Murota "Control of tensile strain and interdiffusion in Ge/Si(001) epilayers grown by molecular-beam epitaxy" *J. Appl. Phys.* **114**, 083504 (2013)
- P. Boucaud, M. El Kurdi, [A. Ghrib](#), M. Prost, M. de Kersauson, S. Sauvage, F. Aniel, X. Checoury, G. Beaudoin, L. Largeau, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, and R. Ossikovski "Recent advances in germanium emission" *Photonics Research*, 1 vol. **3**, 102 (2013)
- M. de Kersauson, M. Prost, [A. Ghrib](#), M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Beaudoin, L. Largeau, O. Mauguin, R. Jakomin, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, and P. Boucaud "Effect of increasing thickness on tensile-strained germanium grown on InGaAs buffer layers" *J. Appl. Phys* **113** 183508 (2013)
- P. Boucaud, M. El Kurdi, S. Sauvage, M. de Kersauson, [A. Ghrib](#) and X. Checoury "Light emission from strained germanium" *Nature Photonics* **7**, 162 (2013)
- 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, T.

Schroeder

- ”Strain analysis in SiN/Ge microstructures obtained via Si-complementary metal oxide semiconductor compatible approach” J. Appl. Phys **113**, 013513 (2013)
- I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A. Ghrib, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond, P. Boucaud ”Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon” Appl. Phys. Lett. **105**, 011104 (2014)
 - L.-D. Haret, A. Ghrib, X. Checoury, N. Cazier, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, and P. Boucaud ”Effective thermal resistance of a photonic crystal microcavity” Opt. Lett. **39**, 458 (2014)

Communications avec actes

- A. Ghrib, M. El Kurdi, M. Prost, S. Sauvage, G. Beaudoin, L. Largeau, M. Chaigneau, R. Ossikovski, I. Sagnes, P. Boucaud ”High tensile strain transfer into germanium microdisks using all-around strained SiN” IEEE Group IV Photonics (2014)
- A. Ghrib, M. El Kurdi, M. Prost, M. de Kersauson, L. Largeau, O. Mauguin, G. Beaudoin, S. Sauvage, X. Checoury, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, S. David, I. Sagnes, P. Boucaud ”Strain engineering in germanium microdisks” SPIE OPTO, 89901C-89901C-7 (2014)
- M. El Kurdi, M. Prost, A. Ghrib, X. Checoury, S. Sauvage, N. Zerounian, F. Aniel, G. Beaudoin, I. Sagnes, V. Le Thanh, T.P.K. Luong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, C. Baudot, F. Boeuf, P. Boucaud ”Highly-Doped, Highly-Strained Germanium and Schottky Electroluminescent Diodes” ECS Transactions, **35**, 1794-1794 (2014)
- G. Capellini, C. Reich, S. Guha, Y. Yamamoto, S. Lischke, J. Kreissl, L. Zimmermann, M. Virgilio, A. Ghrib, M. El Kurdi, P. Boucaud, B. Tillack, T. Schroeder

- ”CMOS-fabricated tensile Ge microstructures : towards an edge-emitting laser”
Silicon-Germanium Technology and Device Meeting, 133-134 (2014)
- M. El Kurdi, A. Ghrib, M. de Kersauson, M. Prost, S. Sauvage, X. Checoury, G. Beaudoin, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, P. Boucaud
”Tensile-strained germanium microdisks using Si₃N₄ stressors” Group IV Photonics (GFP), 95-96 (2013)
 - M. El Kurdi, M. de Kersauson, A. Ghrib, M. Prost, S. Sauvage, R. Jakomin, G. Beaudoin, O. Mauguin, L. Largeau, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, P. Boucaud ”Strain Engineering for Optical Gain in Germanium” ECS Transactions, **50**, (9) 363-370 (2012)
 - G. Capellini, G. Kozlowski, Y. Yamamoto, M. Lisker, T. Schroeder, A. Ghrib, M. de Kersauson, M. El Kurdi, P. Boucaud, B. Tillack ”Tensile strained Ge layers obtained via a Si-CMOS compatible approach” Silicon-Germanium Technology and Device Meeting (ISTDM), 1-2 (2012)

Bibliographie

- [1] Gordon E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38(8), 1965.
- [2] *Clefs CEA*, (52), 2005.
- [3] MIT Microphotonics Center. 2005.
- [4] IBM corporation. 2006.
- [5] 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, 2010.
- [6] 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. *Opt. Express*, 21(1) :544–555, 2013.
- [7] D.J. Thomson, F.Y. Gardes, J. M Fedeli, S. Zlatanovic, Youfang Hu, B. P P Kuo, E. Myslivets, N. Alic, S. Radic, G.Z. Mashanovich, and G.T. Reed. 50-Gb/s Silicon Optical Modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(4) :234–236, 2012.
- [8] G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson. Silicon optical modulators. *Nature Photonics*, 4(8) :518–526, 2010.

- [9] S. Kawanishi, M.H. Chou, K. Fujiura, Fejer M.M., and Morioka T. All-optical modulation and time-division- multiplexing of 100Gbit/s signal using quasi-phasematched mixing in LiNbOB waveguides. *Electronics Letters*, 36(18) :1568–1569, 2000.
- [10] E. Palushani, H. C. Hansen Mulvad, D. Kong, P. Guan, M. Galili, and L.K. Oxenløwe. All-optical OFDM demultiplexing by spectral magnification and band-pass filtering. *Optics Express*, 22(1) :136–144, 2014.
- [11] Christopher T. DeRose, Douglas C. Trotter, William A. Zortman, Andrew L. Starbuck, Moz Fisher, Michael R. Watts, and Paul S. Davids. Ultra compact 45 GHz CMOS compatible Germanium waveguide photodiode with low dark current. *Optics express*, 19(25) :24897–24904, 2011.
- [12] K. Wada, J.F. Liu, S. Jongthammanurak, D.D. Cannon, D.T. Danielson, D.H. Ahn, S. Akiyama, M. Popovic, D.R. Lim, K.K. Lee, H.-C. Luan, Y. Ishikawa, X. Duan, J. Michel, H.A. Haus, and L.C. Kimerling. Si microphotronics for optical interconnection. In Lorenzo Pavesi and Gérard Guillot, editors, *Optical Interconnects*, volume 119 of *Springer Series in Optical Sciences*, pages 291–310. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [13] L. Pavesi. Silicon-Based Light Sources for Silicon Integrated Circuits. *Advances in Optical Technologies*, 2008 :1–12, 2008.
- [14] Alexander W. Fang, Hyundai Park, Oded Cohen, Richard Jones, Mario J. Paniccia, and John E. Bowers. Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser. *Optics express*, 14(20) :9203–9210, 2006.
- [15] Alexander W. Fang, Richard Jones, Hyundai Park, Oded Cohen, Omri Raday, Mario J. Paniccia, and John E. Bowers. Integrated AlGaInAs-silicon evanescent race track laser and photodetector. *Optics Express*, 15(5) :2315–2322, 2007.

- [16] G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, R. Nötzel, and M. Smit. Laser emission and photodetection in an InP/InGaAsP layer integrated on and coupled to a Silicon-on-Insulator waveguide circuit. *Optics Express*, 14(18) :8154–8159, 2006.
- [17] Di Liang and John E. Bowers. Recent progress in lasers on silicon. *Nature Photonics*, 4(8) :511–517, 2010.
- [18] E. F. Schubert. *Light emitting diodes*. Cambridge Univ. Press, 2005.
- [19] G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, P. Rojo Romeo, P. Regreny, A. Kazmierczak, C. Seassal, X. Letartre, G. Hollinger, J.M. Fedeli, L. Di Cioccio, and C. Lagahe-Blanchard. III-V/Si photonics by die-to-wafer bonding. *Materials Today*, 10(7–8) :36–43, 2007.
- [20] Bowen Cheng, D. De Bruyker, C. Chua, K. Sahasrabuddhe, I. Shubin, J.E. Cunningham, Ying Luo, K.F. Bohringer, A.V. Krishnamoorthy, and E.M. Chow. Microspring characterization and flip-chip assembly reliability. *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, 3(2) :187–196, 2013.
- [21] Moustafa El Kurdi, Guy Fishman, Sebastien Sauvage, and Philippe Boucaud. Band structure and optical gain of tensile-strained germanium based on a 30 band kp formalism. *Journal of Applied Physics*, 107(1) :013710, 2010.
- [22] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Ge/index.html>.
- [23] 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.

- [24] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Rodolfo Camacho-Aguilera, Lionel C Kimerling, and Jurgen Michel. Ge-on-Si laser operating at room temperature. *Optics Letters*, 35(5) :679–681, 2010.
- [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, 2012.
- [26] R. Pillarisetty, B. Chu-Kung, S. Corcoran, G. Dewey, J. Kavalieros, H. Kennel, R. Kotlyar, V. Le, D. Lionberger, M. Metz, N. Mukherjee, J. Nah, W. Rachmady, M. Radosavljevic, U. Shah, S. Taft, H. Then, N. Zelick, and R. Chau. High mobility strained germanium quantum well field effect transistor as the p-channel device option for low power ($V_{cc} = 0.5$ V) III-V CMOS architecture. In *2010 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 6.7.1–6.7.4, Dec 2010.
- [27] S.E. Thompson, M. Armstrong, C. Auth, M. Alavi, M. Buehler, R. Chau, S. Cea, T. Ghani, G. Glass, T. Hoffman, Chia-Hong Jan, C. Kenyon, J. Klaus, K. Kuhn, Zhiyong Ma, B. McIntyre, K. Mistry, A. Murthy, B. Obradovic, R. Nagisetty, Phi Nguyen, S. Sivakumar, R. Shaheed, L. Shifren, B. Tufts, S. Tyagi, M. Bohr, and Y. El-Mansy. A 90-nm logic technology featuring strained-silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 51(11) :1790–1797, Nov 2004.
- [28] F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, S. Gramlich, R. Staske, H. Wenzel, U. Zeimer, and M. Weyers. 12 W continuous-wave diode lasers at 1120 nm with InGaAs quantum wells. *Applied Physics Letters*, 79(13) :1965–1967, 2001.
- [29] Clemens Schriever, Christian Bohley, Jörg Schilling, and Ralf B Wehrspohn. Strained silicon photonics. *Materials*, 5(5) :889–908, 2012.
- [30] Royal Fort and Bristol B. S. Tl. An Absolute Measurement of the Lattice Parameter of Germanium Using Multiple-Beam X-ray Diffractometry. *Acta*

- Crystallographica Section A*, 31(3) :364–367, 1975.
- [31] G. Dresselhaus, A. F. Kip, and C. Kittel. Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals. *Phys. Rev.*, 98(2) :368–384, 1955.
- [32] J. M. Luttinger and W. Kohn. Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields. *Phys. Rev.*, 97 :869–883.
- [33] Manuel Cardona and Fred H. Pollak. Energy-band structure of germanium and silicon : The k·p method. *Phys. Rev.*, 142(2) :530–543, 1966.
- [34] Fred H. Pollak and Manuel Cardona. Energy band structure of germanium and gallium arsenide : The k.p method. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 27(2) :423–425, 1966.
- [35] S. Ben Radhia, K. Boujdaria, S. Ridene, H. Bouchriha, and G. Fishman. Band structures of GaAs, InAs, and Ge : A 24-k.p model. *Journal of Applied Physics*, 94(9) :5726–5731, 2003.
- [36] S. Ben Radhia, S. Ridene, K. Boujdaria, H. Bouchriha, and G. Fishman. Band structures of Ge and InAs : A 20 k.p model. *Journal of Applied Physics*, 92(8) :4422–4430, 2002.
- [37] M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Fishman, and P. Boucaud. Band-edge alignment of SiGeSi quantum wells and SiGeSi self-assembled islands. *Phys. Rev. B*, 73(19) :195327–195336, 2006.
- [38] Soline Richard, Frédéric Aniel, Guy Fishman, and Nicolas Cavassilas. Energy-band structure in strained silicon : A 20-band kp and Bir–Pikus Hamiltonian model. *Journal of Applied Physics*, 94(3) :1795–1799, 2003.
- [39] M. Virgilio, C. L. Manganello, G. Grosso, G. Pizzi, and G. Capellini. Radiative recombination and optical gain spectra in biaxially strained n-type germanium. *Physical Review B*, 87(23) :235313, 2013.

- [40] Lee Carroll, Peter Friedli, Stefan Neuenschwander, Hans Sigg, Stefano Cecchi, Fabio Isa, Daniel Chrastina, Giovanni Isella, Yuriy Fedoryshyn, and Jérôme Faist. Direct-gap gain and optical absorption in germanium correlated to the density of photoexcited carriers, doping, and strain. *Physical Review Letters*, 109(5) :057402, 2012.
- [41] 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, 2009.
- [42] S.C. Jain and D.J. Roulston. A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and $\text{Ge}_x\text{S}_{1-x}$ strained layers . *Solid-State Electronics*, 34(5) :453–465, 1991.
- [43] E. Yablonovitch, D. L. Allara, C. C. Chang, T. Gmitter, and T. B. Bright. Unusually low surface-recombination velocity on silicon and germanium surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 57(2) :249–252, 1986.
- [44] C. Haas. Infrared absorption in heavily doped *n*-type germanium. *Phys. Rev.*, 125(6) :1965–1971, 1962.
- [45] R. Conradt and J. Aengenheister. Minority carrier lifetime in highly doped Ge. *Solid State Communications*, 10(3) :321–323, 1972.
- [46] E. Gaubas and J. Vanhellemont. Dependence of carrier lifetime in germanium on resistivity and carrier injection level. *Applied Physics Letters*, 89(14) :142106, 2006.
- [47] R Geiger, J Frigerio, MJ Süess, D Chrastina, G Isella, R Spolenak, J Faist, and H Sigg. Excess carrier lifetimes in Ge layers on Si. *Applied Physics Letters*, 104(6) :062106, 2014.

- [48] Philippe Colombran. Imagerie Raman de matériaux et dispositifs hétérogènes. *Techniques de l'Ingénieur*, 2002.
- [49] Eddy Romain-Latu. *Mesures de contraintes par spectroscopie et imagerie Raman dans des dispositifs micro-électronique*. PhD thesis, INP Grenoble, 2006.
- [50] Razvigor Ossikovski, Gennaro Picardi, Gérald Ndong, and Marc Chaigneau. Raman spectroscopy and polarization : Selected case studies. *Comptes Rendus Physique*, 13(8) :837–852, 2012.
- [51] Yu Bai, Kenneth E. Lee, Chengwei Cheng, Minjoo L. Lee, and Eugene A. Fitzgerald. Growth of highly tensile-strained Ge on relaxed $In_xGa_{1-x}As$ by metal-organic chemical vapor deposition. *Journal of Applied Physics*, 104(8) :084518, 2008.
- [52] G. Capellini, C. Reich, S. Guha, Y. Yamamoto, M. Lisker, M. Virgilio, A. Ghrib, M. El Kurdi, P. Boucaud, B. Tillack, and T. Schroeder. Tensile Ge microstructures for lasing fabricated by means of a silicon complementary metal-oxide-semiconductor process. *Optics Express*, 22(1) :399–410, 2014.
- [53] T. S. Perova, J. Wasyluk, K. Lyutovich, E. Kasper, M. Oehme, K. Rode, and A. Waldron. Composition and strain in thin $Si_{1-x}Ge_x$ virtual substrates measured by micro-Raman spectroscopy and X-ray diffraction. *Journal of Applied Physics*, 109(3) :033502, 2011.
- [54] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :366–368, 1962.
- [55] Siming Chen, Mingchu Tang, Qi Jiang, Jiang Wu, Vitaliy G. Dorogan, Mourad Benamara, Yuriy I. Mazur, Gregory J. Salamo, Peter Snowton, Alwyn Seeds, and Huiyun Liu. InAs/GaAs Quantum-Dot Superluminescent Light-Emitting

- Diode Monolithically Grown on a Si Substrate. *ACS Photonics*, 1(7) :638–642, 2014.
- [56] X. Liu, G. Zhao, Y. Zhang, and D. G. Deppe. Semiconductor laser monolithically pumped with a light emitting diode operating in the thermoelectrophonic regime. *Applied Physics Letters*, 102(8) :081116, 2013.
- [57] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. DUNOD, 2011 (second edition).
- [58] Guo-En Chang and Henry H Cheng. Optical gain of germanium infrared lasers on different crystal orientations. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(6) :065103, 2013.
- [59] H. Y. Fan. *Semiconductors and Semimetals*. Williardson et Beer, 1967.
- [60] Xiaoxin Wang, Haofeng Li, Rodolfo Camacho-Aguilera, Yan Cai, Lionel C. Kimerling, Jurgen Michel, and Jifeng Liu. Infrared absorption of n-type tensile-strained Ge-on-Si. *Optics Letters*, 38(5) :652–654, 2013.
- [61] W. G. Spitzer, F. a. Trumbore, and R. a. Logan. Properties of Heavily Doped n-Type Germanium. *Journal of Applied Physics*, 32(10) :1822, 1961.
- [62] R. Newman and W. W. Tyler. Effect of impurities on free-hole infrared absorption in p-type germanium. *Physical Review*, 105(3) :885, 1957.
- [63] P. Boucaud, M. El Kurdi, A. Ghrib, M. Prost, M. de Kersauson, S. Sauvage, F. Aniel, X. Checoury, G. Beaudoin, L. Largeau, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, and R. Ossikovski. Recent advances in germanium emission. *Photonics Research*, 1(3) :102, 2013.
- [64] Shun Lien Chuang. *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley, New York, 1995.
- [65] M. G. A. Bernard and G. Durrafourg. Recent progress in lasers on silicon. *Phys. Status Solidi*, 1(8) :699–703, 1961.

- [66] G. Jones and E.P. O'Reilly. Improved performance of long-wavelength strained bulk-like semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(5) :1344–1354, 1993.
- [67] Jifeng Liu, Xiaochen Sun, Dong Pan, Xiaoxin Wang, Lionel C. Kimerling, Thomas L. Koch, and Jurgen Michel. Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si. *Optics Express*, 15(18) :11272–11277, 2007.
- [68] Yasuhiko Ishikawa, Kazumi Wada, Douglas D. Cannon, Jifeng Liu, Hsin-Chiao Luan, and Lionel C. Kimerling. Strain-induced band gap shrinkage in Ge grown on Si substrate. *Applied Physics Letters*, 82(13) :2044–2046, 2003.
- [69] M. de Kersauson, M. Prost, A. Ghrib, M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Beaudoin, L. Largeau, O. Mauguin, R. Jakomin, I. Sagnes, G. Ndong, M. Chaigneau, R. Ossikovski, and P. Boucaud. Effect of increasing thickness on tensile-strained germanium grown on InGaAs buffer layers. *Journal of Applied Physics*, 113(18) :183508, 2013.
- [70] R. Jakomin, M. De Kersauson, M. El Kurdi, L. Largeau, O. Mauguin, G. Beaudoin, S. Sauvage, R. Ossikovski, G. Ndong, M. Chaigneau, and I. Sagnes. High quality tensile-strained n-doped germanium thin films grown on InGaAs buffer layers by metal-organic chemical vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 98(9) :091901, 2011.
- [71] Yutaka Hoshina, Akira Yamada, and Makoto Konagai. Growth and Characterization of Highly Tensile-Strained Ge on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Virtual Substrate by Solid Source Molecular Beam Epitaxy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 48(11) :111102–111106, 2009.
- [72] Yijie Huo, Hai Lin, Robert Chen, Maria Makarova, Yiwen Rong, Mingyang Li, Theodore I Kamins, and James S Harris. Strong enhancement of direct tran-

- sition photoluminescence with highly tensile- strained Ge grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 98(1) :011111, 2011.
- [73] Malo de Kersauson. *Vers un laser germanium dopé n et contraint en tension*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2013.
- [74] Jose R Sánchez-Pérez, Cicek Boztug, Feng Chen, Faisal F Sudradjat, Deborah M Paskiewicz, R B Jacobson, Max G Lagally, and Roberto Paiella. Direct-bandgap light-emitting germanium in tensilely strained nanomembranes. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 108(47) :18893–18898, 2011.
- [75] M. El Kurdi, H. Bertin, E. Martincic, M. de Kersauson, G. Fishman, S. Sauvage, a. Bosseboeuf, and P. Boucaud. Control of direct band gap emission of bulk germanium by mechanical tensile strain. *Applied Physics Letters*, 96(4) :041909, 2010.
- [76] M. J. Süess, R. Geiger, R. A. Minamisawa, G. Schiefler, J. Frigerio, D. Chrasztina, 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, 2013.
- [77] 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]. *Photonics Research*, 2(3) :A8–A13, 2014.
- [78] M. de Kersauson, M. El Kurdi, S. David, X Checoury, Guy Fishman, S Sauvage, R. Jakomin, G. Beaudoin, I. Sagnes, and P. Boucaud. Optical gain in single tensile-strained germanium photonic wire. *Optics express*, 19(19) :17925, 2011.
- [79] Donguk Nam, David Sukhdeo, Szu-Lin Cheng, Arunanshu Roy, Kevin Chih-Yao Huang, Mark Brongersma, Yoshio Nishi, and Krishna Saraswat. Electrolumi-

- nescence from strained germanium membranes and implications for an efficient Si-compatible laser. *Applied Physics Letters*, 100(13) :131112, 2012.
- [80] 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, 2013.
- [81] Jan Schmidt and Mark Kerr. Surface passivation of silicon solar cells using plasma-enhanced chemical-vapour-deposited SiN films and thin thermal SiO₂ plasma SiN stacks. 16 :164–170, 2001.
- [82] B. Salazar-Hernández, M. A. Vidal, H. Navarro-Contreras, and C. Vázquez-López. Epitaxial Growth of Strained Ge Films on GaAs(001). *Thin Solid Films*, 352(1–2) :269–272, 1999.
- [83] K. M. Lui, K. P. Chik, and J. B. Xu. Epitaxial regrowth of Ge films on (001) GaAs by in situ thermal pulse annealing of evaporated amorphous germanium. *Applied Physics Letters*, 70(7) :865–867, 1997.
- [84] André Leycuras. Arsenic segregation and passivation in the heteroepitaxy of Ge/GaAs. *Applied Physics Letters*, 66(14) :1800–1802, 1995.
- [85] M. Dubey, K. A. Jones, W. Y. Han, L. C. West, C. W. Roberts, J. P. Dunkel, L. Peticolas, and J. C. Bean. Infrared absorption of Ge epitaxial films on a GaAs substrate. *Journal of Applied Physics*, 79(9) :7157–7160, 1996.
- [86] M. Dubey, K. A. Jones, D. W. Eckart, L. M. Casas, and R. L. Pfeffer. Growth of single crystal Ge films on GaAs and InGaP and highly oriented Au films on Ge. *Applied Physics Letters*, 64(20) :2697–2699, 1994.

- [87] J. Falta, M. C. Reuter, and R. M. Tromp. Growth modes of Ge on GaAs(001). *Applied Physics Letters*, 65(13) :1680–1682, 1994.
- [88] Kazuo Nakajima, Toshihiro Kusunoki, and Koji Otsubo. Bridgman growth of compositionally graded $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.05 - 0.30$) single crystals for use as seeds for $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ crystal growth . *Journal of Crystal Growth*, 173(1–2) :42–50, 1997.
- [89] A.D. Chaudhari, Lawrence C. West, Charles W. Roberts, and Yicheng Lu. Highly compact optical waveguides with a novel pedestal geometry. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(5) :526–528, 1995.
- [90] H. S. Lee, M. W. Cole, R. T. Lareau, S. N. Schauer, D. C. Fox, D. W. Eckart, R. P. Moerkirk, W. H. Chang, K. A. Jones, S. Elagoz, W. Vavra, and R. Clarke. The microstructure and electrical properties of nonalloyed epitaxial Au-Ge ohmic contacts to n-GaAs. *Journal of Applied Physics*, 72(10) :4773–4780, 1992.
- [91] A. Leycuras and M. G. Lee. Role of arsenic in the heteroepitaxy of Ge/GaAs. *Applied Physics Letters*, 65(18) :2296–2298, 1994.
- [92] Masafumi Kawanaka and Jun'ichi Sone. Doping properties of Ge on GaAs (100) grown by MBE. *Journal of Crystal Growth*, 95(1–4) :421–424, 1989.
- [93] 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, 2012.
- [94] Jérémy Verbert. *Réalisation et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2006.
- [95] Michel Sablier and Jean-claude Bouley. Lasers semi-conducteurs. *Techniques de l'Ingénieur*, 2014.

- [96] T. K. P. Luong, M. T. Dau, M. A. Zrir, M. Stoffel, V. Le Thanh, M. Petit, A. Ghrib, M. El Kurdi, P. Boucaud, H. Rinnert, and J. Murota. Control of tensile strain and interdiffusion in Ge / Si (001) epilayers grown by molecular-beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 114(8) :083504, 2013.
- [97] Lord Rayleigh. The problem of the whispering gallery. *Phil Mag*, 20 :1001–1004, 1910.
- [98] <http://www.mathsinthecity.com/>.
- [99] N. C. Frateschi and a. F. J. Levi. Resonant modes and laser spectrum of microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 66(22) :2932, 1995.
- [100] Mee Koy Chin, Daniel Y. Chu, and Seng-Tiong Ho. Estimation of the spontaneous emission factor for microdisk lasers via the approximation of whispering gallery modes. *Journal of Applied Physics*, 75(7) :3302, 1994.
- [101] Gary Shambat, Szu-Lin Cheng, Jesse Lu, Yoshio Nishi, and Jelena Vuckovic. Direct band Ge photoluminescence near 1.6 micron coupled to Ge-on-Si microdisk resonators. *Applied Physics Letters*, 97(24) :241102, 2010.
- [102] Szu-Lin Cheng, Gary Shambat, Jesse Lu, Hyun-Yong Yu, Krishna Saraswat, Theodore I Kamins, Jelena Vuckovic, and Yoshio Nishi. Cavity-enhanced direct band electroluminescence near 1550 nm from germanium microdisk resonator diode on silicon. *Applied Physics Letters*, 98(21) :211101, 2011.
- [103] J. S. Xia, Y. Ikegami, K. Nemoto, and Y. Shiraki. Observation of whispering-gallery modes in si microdisks at room temperature. *Applied Physics Letters*, 90(14) :141102, 2007.
- [104] <http://refractiveindex.info/>.
- [105] Mher Ghulinyan, Daniel Navarro-Urrios, Alessandro Pitanti, Alberto Lui, Georg Pucker, and Lorenzo Pavesi. Whispering-gallery modes and light emis-

sion from a Si-nanocrystal-based single microdisk resonator. *Optics express*, 16(17) :13218–13224, 2008.

[106] <http://www.newport.com/>.

Résumé

Le germanium dopé n et contraint en tension est un candidat potentiel pour démontrer un laser sur silicium compatible avec un environnement CMOS. Dans ce travail de thèse, j'ai d'abord développé un formalisme qui permet de calculer le gain optique en fonction de la déformation en tension, du dopage n et de l'injection des porteurs. Une technique de transfert de déformation via le dépôt de couche contrainte de SiN a été optimisée. J'ai réalisé plusieurs types de cavités germanium contraintes sous forme de guides d'onde et de microdisques. Le transfert de déformation a été optimisé par sous-gravure et par une méthode de bi-encapsulation qui a permis d'aboutir à une déformation biaxiale homogène et élevée de l'ordre de 1.5%. L'évaluation des déformations a été confrontée à des simulations par éléments finis, photoluminescence et spectroscopie Raman. L'étude expérimentale et théorique des guides d'onde a montré l'avantage de la direction $\langle 100 \rangle$ par rapport à la direction $\langle 110 \rangle$ permettant une injection plus efficace de porteurs en centre de zone. L'étude expérimentale des microdisques a permis d'observer des modes de galerie avec un facteur de qualité $Q = 1540$ à $\lambda = 1940 \text{ nm}$. D'autre part, j'ai mis en évidence par photoluminescence la présence d'un fort dopage de $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans des couches germanium sur silicium épitaxiées par épitaxie par jets moléculaires utilisant une technique de co-dopage. Une modélisation du gain modal a permis de mettre en exergue l'effet du gradient de déformation dans le volume de la cavité. L'élargissement homogène a été introduit dans la modélisation du gain optique afin de prendre en compte l'impact d'un dopage élevé.

Mots clefs : photonique sur silicium, germanium, transfert de contrainte, SiN, dopage n , gain optique, gain modal

Tensile strained and n -doped germanium is a potential candidate to demonstrate a laser on silicon in a CMOS-compatible environment. In this thesis, I developed a formalism to calculate the optical gain as a function of tensile strain, n -doping and carrier injection. A tensile strain transfer technique via strained SiN layer deposition has been optimized. I realized several types of strained germanium cavities. Tensile strain transfer was optimized by under-etching and a bi-encapsulation technique which allowed to achieve a high and uniform biaxial strain up to 1.5%. The evaluation of strain level was faced with finite elements modeling, photoluminescence and Raman spectroscopy. The experimental and theoretical study of the waveguides showed the advantage of the $\langle 100 \rangle$ direction as compared with the $\langle 110 \rangle$ direction for more efficient carrier injection at zone center. The experimental study of microdisks allowed us to observe gallery modes with quality factor up to $Q = 1540$ at $\lambda = 1940 \text{ nm}$. On the other hand, photoluminescence enhancement has shown the presence of a heavy doping of $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in germanium on silicon layers grown by molecular beam epitaxy and using a co-doping technique. Modeling the modal gain helped to emphasize the effect of the strain gradient in the cavity volume. The homogeneous broadening was introduced in the optical gain modeling to take into account the impact of a high doping.

Key words : silicon photonics, germanium, strain engineering, SiN, n doping, optical gain, modal gain