Fabrication et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium

Jean-Baptiste Jager

▶ **To cite this version:**

Jean-Baptiste Jager. Fabrication et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY017 . tel-00768049

HAL Id: tel-00768049

https://theses.hal.science/tel-00768049

Submitted on 20 Dec 2012

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 DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **physique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Jean-Baptiste JAGER

Thèse dirigée par **Emmanuel Hadji**

préparée au sein du **Sinaps**
dans **l'École Doctorale de l'université Joseph Fourier**

Fabrication et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium

Thèse soutenue publiquement le **14 juin 2012**,
devant le jury composé de :

Mr Jean HARE
Professeur, Président du jury
Mr David CASSAGNE
Professeur, Rapporteur
Mr Christian SEASSAL
Directeur de recherche, Rapporteur
Mr Alain MORAND
Maître de conférences, Examinateur
Mr Vincent CALVO
Ingénieur chercheur HDR, encadrant de thèse

Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP

Remerciements

Je remercie chaleureusement tous les membres de mon jury de thèse, David Cassagne, Christian Seassal, Jean Hare, Alain Morand et Vincent Calvo.

J'adresse mes remerciements les plus particuliers à Vincent Calvo, pour environ 1 000 trucs : en premier lieu pour avoir tout simplement assurer un vrai encadrement de thèse me permettant d'avoir des discussions constructives sur mon doctorat avec quelqu'un, de pouvoir compter sur mon encadrant dans les moments positifs mais aussi négatifs de la thèse, pour son implication et son suivi régulier du travail présenté dans ce manuscrit ; pour avoir été réellement intéressé par ce travail ; pour son aide sur ce manuscrit ainsi que sur les différents papiers que j'ai rédigés; pour ses grandes qualités humaines ; pour avoir essayer de me prévenir de certaines filoutcheries ou « coutumes » qui ont lieu dans notre domaine avant que je tombe dans le panneau…, pour nos discussions tout azimute…
Je remercie très fortement mon co-bureau, Eric Delamadeleine, pour m'avoir supporté lors de ces derniers mois, dans ces moments agréables de rédaction…, mais aussi pour sa bonne humeur, sa participation dans ce travail notamment via la réalisation de plusieurs montages électroniques.

Je remercie les membres ou anciens membres du groupe technique de la PTA, notamment Frédéric Gustavo, Helge Haas, Christophe Lémonias, Marie Panabière, Philippe Sabon, Jean-Luc Thomassin. Mention spéciale pour Marlène Terrier pour ses travaux sur le FIB et nos pauses café, et pour Thibault Haccart pour son aide extrêmement précieuse en début de thèse lors de la mise en place des étapes de gravures plasmas, pour son aide sur le hardware de la STS, pour avoir été, de temps en temps, indulgent et compréhensif sur mon implication au sein du groupe technique au cours de cette thèse et pour sa bonne humeur communicative.
Je remercie également Marie-Thérèse Delaye et ses coups de pied au derrière, Nicolas Pauc, Guillaume Rosaz et Bassem Salem (mon tout premier co-bureau ☺) pour toutes les petites astuces qu'ils m'ont transmises en fabrication en salle blanche.
En parallèle de mon travail de thèse, j'ai été responsable d'un bâti de gravure à la PTA. Je remercie chaudement deux supers gars, Stephane Auffrey (ou l'homme à la plus grande tchatche of the world) ainsi que Claude Gaillard de la société Game pour leur aide sur la STS.

Je remercie l'équipe du LKB (Yves Candéla, Jean Hare et Fedja Orucevic) pour leur aide sur le procédé de fusion, l'élaboration de tapers et le banc de mesure des facteurs de qualité. Je remercie également Alain Morand de l'IMEP pour nos discussions en électromagnétisme. Je remercie Emmanuel Picard pour ses coups de mains sur le montage des différents bancs optiques. Un grand merci à Pierre Noé (le « master of puppets » des « macro »-cristaux de silicium…on se comprend☺) pour ses travaux sur le SRO :Er et notre étude sur le couplage de ces émetteurs avec les modes des cavités WGM mais qui n'a pas pu se finir malheureusement. Merci à la communauté du fil germanium au laboratoire, Quentin Benoit A La Guillaume, Vincent Calvo, Pascal Gentile et Nicolas Pauc. Je remercie tous les petits jeunes que j'ai pu croiser à la PTA ou au laboratoire.

Je remercie la hiérarchie.

Un énorme merci aux colocs de début de thèse, Eva et papa gâteaux Gwyze, pour les différents moments Guitar Hero style ; pour les quelques craquages du lundi soir ; pour les pots au feu, les lasagnes et autres (en version ultra familiale), mais aussi les fameuses grosses

tartes, les tiramisus, les Samir Masse-riz… ; pour l'apprentissage de Metallica, NOFX, Dragonforce… ; pour les trajets en Polo (Rhm Rhmmm !!!!) et son fameux lecteur CD -four micro-ondes -...bref pour leur soutien lors de la première année !
Un gros gros merci également à Pargass nin nin nin tch powachhhhhhhh bing bing ♫♪ ♫♫♪ HIN HIN HIN Ho ho sometimes! ♪♫♫♪
Merci à toutes les personnes que je côtoie en dehors du taf !!!!!

Enfin, je remercie ma maman, mon grand frère et ma petite sœur pour leur grand soutien moral au cours de cette thèse. J'ai également une pensée toute particulière pour mon papa en écrivant ces mots […….]

Introduction 9
Chapitre 1 : Les microcavités à modes de galerie 13
1.1 Historique 13
1.2 Première approche en optique géométrique 15
1.3 Les deux grandes caractéristiques des modes optiques 17
1.4 Microsphères de silice 19
1.4.1 Description électromagnétique des modes 19
1.4.1.1 solutions formelles 19
1.4.1.2 Equation radiale et analogie 21
1.4.2 Cartes de champs de modes de sphères 23
1.4.3 Valeurs approchées 24
1.4.3.1 Positions des résonances 24
1.4.3.2 Volume modal 26
1.4.3.3 Intervalles spectraux 26
1.4.4 Facteur de qualité d'une sphère en silice 27
1.4.4.1 Les pertes radiatives 27
1.4.4.2 Les pertes par absorption de la silice 28
1.4.4.3 Les pertes par diffusion 29
1.4.4.4 Les pertes par adsorption de l'eau 29
1.4.4.5 Discussions 31
1.5 Microtores de silice 32
Chapitre 2 : Fabrication des microcavités 34
2.1 Substrats utilisés 34
2.2 Etape de lithographie 35
2.2.1 Lithographie électronique / lithographie optique 35
2.2.2 Réalisation des motifs en résine 35
2.3. Gravure du disque en silice 36
2.3.1 Gravure humide 36
2.3.2 Gravure plasma 37
2.4 Gravure du pied silicium 37
2.4.1 Le bâti ICP fluoré de la PTA 38
2.4.2 Mise en place du procédé de gravure plasma 38
2.5 Etape de fusion de la silice 40
2.5.1 Principe 41
2.5.2 Dispositif expérimental 41
2.5.3 Réalisations de microtores en silice sur puce 42
Chapitre 3 : Mesures des modes de galerie 46
3.1 La fibre optique amincie : le taper 46
3.1.1 La forme du taper : l'adiabaticité 47
3.1.2 Structure modale des tapers 48
3.1.3 Réalisation des tapers 50
3.2 Modèle théorique du couplage 54
3.2.1 Description 54
3.2.2 Le gap taper-cavité 58
3.2.3 Le doublet d'un mode de galerie 59
3.3 Couplage aux WGM des microtores 61
3.3.1 Première approche : source laser large bande 61
3.3.2 Discussions 1 64
3.3.3 Seconde approche : source laser accordable 65

3.3.4 Limitations du banc de mesure 66
3.3.5 Mesures fines des résonances 71
3.3.6 Interaction source laser – mode de galerie 72
3.3.7 Discussions 2 74
3.4 Du microtore à la microsphère sur puce 76
3.4.1 Réalisation de nouveaux résonateurs 76
3.4.2 Mesures fines des modes de microsphères sur puce 77
3.4.3 Impact du gap sur la mesure 80
Chapitre 4 : Vers un microlaser sur silicium à base de matériaux de la colonne IV 83
4.1 Le SiO_x : Er, un révélateur de modes 84
4.1.1 Le matériau SiO_x : Er 84
4.1.2 Réalisations 86
4.1.3 Caractérisations en photoluminescence 88
4.1.4 Discussions 91
4.2 Perspectives autour du Germanium et des cavités WGM 91
4.2.1 Avancées récentes sur l'élaboration de Ge à « gap direct » 91
4.2.2 Vers le laser Ge avec une cavité WGM 94
4.2.2.1 Microcavités Si et germanium 95
4.2.2.2 Microcavités SiO_2 et germanium 97
4.2.3. Discussion 99
Conclusion générale & perspectives 101
Bibliographie 103

ACRONYMES :

BOE : Buffered Oxide Etch (solution de HF tamponnée avec du NH_4F)
CVD : Chemical Vapor Deposition (machine permettant de réaliser des dépôts chimiques en phase vapeur)
EDI : Eau Dé-Ionisée
FIB : Focused Ion Beam (ou faisceau d'ions focalisé).
FMNT : Fédération des Micro et NanoTechnologies
FSR : Free Spectral Range (intervalle spectral libre)
ICP : Inductively Coupled Plasma
INAC : Institut NAnosciences et Cryogénie
ISL : Intervalle Spectrale Libre (ou FSR en anglais)
LETI : Laboratoire d'Electronique et de Technologies de l'Information
PTA : Plateforme Technologique Amont
SOI : Silicon On Insulator
Wafer de silicium : substrat de silicium en forme de galette pouvant présenter une ou deux faces polies. Le silicium peut être dopé. Une wafer standard de silicium de 200mm a une épaisseur de 725µm, pour un diamètre de 300mm 775µmet pour 450mm 925µm.

Introduction

Le silicium est un des éléments majeurs de la croûte terrestre : il représente environ 25% de sa masse. Il se trouve dans des minerais (silicates du type SiO_4 avec du fer ou de l'aluminium…) ou bien sous forme oxydée (silice, SiO_2). Ce matériau fait parti des semi-conducteurs de la colonne IV du tableau de Mendeleïev. La maîtrise industrielle de l'obtention de silicium monocristallin est relativement récente, vers 1950 environ, suite à la mise au point de différentes étapes permettant une purification du cristal de silicium (notamment le procédé Czochralski [69] [70]). Cette maîtrise liée au fait que l'oxyde de silicium SiO_2 est un bon isolant électrique et une barrière de diffusion efficace a permis au silicium de prendre la place de matériau n° :1 dans l'industrie des semi-conducteurs. Aujourd'hui, le silicium fait parti des matériaux les mieux maîtrisés (structure du cristal, dopage, épaisseur, implantation, orientation cristalline, rugosité…) et les plus « façonnables » (gravure isotrope ou anisotrope par plasma ou voie humide, croissance par épitaxie, silicium nanoporeux…). Il fait partie intégrante de l'évolution fulgurante des techniques de l'information depuis des dizaines d'années via les transistors ou, de façon plus générale, les circuits intégrés. Mais l'industrie de la microélectronique sur silicium, à force de connaître régulièrement des innovations pour augmenter la vitesse et le volume de transfert d'informations, tout en réduisant encore et encore la taille des composants, se rapproche des limites de la physique. Dans la réduction de la taille des transistors FET dans les processeurs, la couche d'oxyde de silicium séparant la grille du trio canal-source-drain a atteint une épaisseur critique de l'ordre d'un nanomètre. Au-delà, sa propriété d'isolant n'est plus satisfaisante. Il est possible de remplacer le SiO_2 comme isolant de grille par un matériau high-*k* (à forte constante diélectrique) comme le HfO_2, mais même pour ce dernier la limite en épaisseur n'est pas loin (entre 1 et 0,5 nm environ). La miniaturisation de ces transistors a également provoqué une baisse de leur tension de fonctionnement, du coup les seuils V_{max} et V_{min} correspondant à l'état haut (1) et à l'état bas (0) se rapprochent [76]. Les problèmes les plus importants semblent se situer autour des interconnections électriques en cuivre. L'augmentation de leur densité couplée à la diminution de leur taille provoque des interférences électromagnétiques entre les connections et peut modifier l'information. Cela peut entrainer des fuites de courant, augmenter la chaleur interne du composant et donc limiter sa fréquence. A l'avenir, l'électron sera de plus en plus associé à un autre vecteur pour le transfert d'informations dans ces composants : le photon. A l'échelle micro ou nanoscopique, cette association sera liée au développement de la photonique sur silicium. Ce domaine cherche à utiliser toute la maîtrise industrielle acquise sur le silicium depuis de longues années mais, cette fois-ci, pour l'émission, la modulation, le guidage et la détection de photons. L'utilisation de la lumière comme vecteur d'information permet de s'affranchir des problèmes d'interférences électromagnétiques, d'élargir la bande passante, d'augmenter fortement le multiplexage en jouant sur la longueur d'onde des signaux circulant dans un même canal…

Aujourd'hui, il est déjà possible de réaliser des circuits optiques sur puces. Le silicium a un fort contraste d'indice optique avec son oxyde et cela permet de réaliser les fonctions dites « passives » comme le guidage, le filtrage ou le confinement de la lumière dans un résonateur. Un des points limitant l'essor de la photonique sur silicium est l'absence d'un microlaser tout silicium en pompage électrique (c'est « LE graal » en photonique sur silicium). Le gros problème est que le silicium, matériau à gap indirect, n'est pas un émetteur de lumière suffisamment efficace. Les modifications de l'environnement autour du silicium et de sa structure de bandes permettent de faire évoluer son moteur à photons mais pour l'instant les

améliorations ne sont pas encore suffisantes pour atteindre « LE graal ». Notons toutefois que des recherches ont abouti récemment à la réalisation d'un laser Raman silicium sur puce [77], mais celui-ci nécessite une excitation optique, et actuellement ce deuxième laser n'est pas du tout intégrable sur la même puce.
Pour contourner le problème d'émission du silicium, il est envisagé d'utiliser des émetteurs efficaces type III-V comme matériau à gain. Des démonstrateurs ont déjà été réalisés et leur industrialisation d'ici quelques années semble être envisageable [78] [79] [80] [81]. De façon générale, deux techniques sont mises en œuvre pour mettre des III-V sur un substrat silicium ou *SOI* (*S*ilicon *O*n *I*nsulator): soit ils sont directement epitaxiés sur le substrat en ayant réalisé au préalable une couche « buffer » (SiGe, GaSb), soit ils sont rapportés par collage direct SiO_2-SiO_2 d'un substrat mère vers un *SOI*. A l'heure actuelle le nombre de défauts dans la couche épitaxiée de la première solution reste à améliorer, et dans la seconde toute la surface du wafer *SOI* n'est pas encore utilisable pour du collage de III-V. Aujourd'hui, réaliser un laser sur substrat silicium à base de matériau III-V en excitation électrique est possible.
Actuellement, l'utilisation du germanium en tant que matériau à gain est également envisagée mais cette filière n'est pas au même stade d'avancement que celle du laser hybride III-V silicium. Sur le papier, le germanium est également un émetteur de lumière peu efficace comme le silicium. Des chercheurs du MIT ont réussi très récemment à élaborer du germanium à « gap direct artificiel » en jouant sur sa structure de bandes (grâce à du dopage et à de la contrainte en tension). Ils ont même pu aller jusqu'à la réalisation d'un laser germanium sur substrat silicium en pompage optique [67]…et réaliser un laser Ge en pompage électrique serait en bonne voie, ou tout du moins plus qu'envisageable. Par rapport au laser utilisant des III-V, celui-ci a l'avantage que le germanium est déjà un matériau utilisé dans l'industrie de la microélectronique.
Quoiqu'il arrive, un laser par pompage électrique sur puce silicium utilisé pour du transfert d'informations à l'échelle micro ou nanoscopique devra fonctionner avec un seuil laser le plus bas possible, en adéquation avec les très faibles tensions utilisées actuellement dans les circuits microélectroniques. Ce seuil dépend directement de la qualité du confinement des photons dans la cavité optique. Plus la résonance optique est fine spectralement ou plus son facteur de qualité Q est élevé ($Q = \lambda / \Delta\lambda$), plus le seuil laser sera faible. Pour aller vers une haute densité de transport d'informations et donc vers du multiplexage en longueurs d'onde, il est également extrêmement intéressant de travailler avec une cavité optique permettant une excellente sélectivité spectrale.

Les cavités optiques permettant d'atteindre des facteurs de qualité records sont incontestablement les cavités à modes de galerie (*W*hispering *G*allery *M*odes : *WGM*). Ce sont des résonateurs circulaires dans lesquels la circulation du photon s'effectue par réflexions totales internes successives à l'interface entre le matériau de la cavité et le milieu extérieur. Les formes les plus connues de ce type de résonateur sont la sphère et le disque. Aujourd'hui, les cavités *WGM* intégrées sur puces et ayant les plus grands facteurs de qualité sont les microtores de silice. Ces objets ont été réalisés pour la première fois en 2003 au Caltech (Pasadena, Californie) dans le groupe de K. J. Vahala [3]. Leur diamètre est de quelques dizaines de micromètres, leurs volumes modaux (correspondant au confinement spatial du mode) sont très faibles (quelques centaines de μm^3), des Q extrêmes de 4×10^8 à 1.55µm ont été mesurés (cela correspond à une largeur à mi-hauteur de la résonance de quelques 4×10^{-3} pm !) [35]. Leur procédé de fabrication correspond à la retranscription sur substrat silicium du procédé de réalisation de microsphères en bout de fibre par fusion de la silice [4]. Ces cavités en silice ont également l'avantage d'être du même matériau que les fibres optiques ce qui peut permettre des taux de couplage *WGM* – fibre optique proche de 100%. Enfin, si un jour l'élaboration de silicium présentant du gain net est avérée, il est probable qu'il soit

relativement modeste et on aura alors tout intérêt à l'intégrer dans une cavité sur puce ayant un *Q* record comme les microtores de silice. Ces cavités sont étudiées au sein de différents groupes comme ceux du Caltech (K. J. Vahala) précédemment cité ou encore au K-Lab à l'EPFL (T. J. Kippenberg), au Micro/Nano Photonics Lab à Washington (L. Yang), au LKB-ENS à Paris (J. Hare), au Microwave Photonics Group à Albuquerque (M. Hossein-Zadeh), à l'université de Queensland à Brisbane (W. P. Bowen) ou encore en Chine à l'USTC (University of Science and Technology of China) et dans le groupe de Yun-Feng Xiao à Pékin.

Le cadre de cette thèse se situe dans une perspective de réalisation d'un microlaser par pompage électrique, à base d'un matériau semi-conducteur de la colonne IV comme le silicium ou le germanium, compatible avec les standards de fabrication en microélectronique. Son cadre géographique est le bassin grenoblois bien connu pour ses recherches et développements dans l'industrie des semi-conducteurs notamment grâce aux liens entre le CEA-Leti et STMicroelectronics. Elle a été réalisée au sein de l'INAC, département de recherche fondamentale du CEA-Grenoble, dans un laboratoire dont la thématique principale est la photonique sur silicium. Cette thèse fait suite au doctorat de Jérémy Verbert effectuée au laboratoire, et en collaboration avec le LKB-ENS, entre 2003 et 2006 sur le même sujet : « Réalisation et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium » [2]. Les points forts de ce précédent travail ont été la mise en place d'un procédé de fabrication de microdisques en silice sur substrat silicium avant la dernière étape de fusion, réalisée au LKB, permettant la réalisation de microtores, la mise en place d'un banc de micro-photoluminescence, et l'exploration d'associations d'émetteurs à base de silicium et d'erbium à des cavités *WGM* [84] [85] [86].

Le travail que j'ai effectué au cours de cette présente thèse a consisté en premier lieu à mettre en place, au laboratoire, toute la filière de fabrication de microtores en silice sur puce : remise en place de procédés permettant de nouveau la réalisation de microdisques sur pied silicium (suite à la perte « malheureuse » et/ou au faible suivi des étapes de fabrication mises en place par Jérémy Verbert), montage d'un banc optique permettant la transformation d'un disque en microtore par fusion de la silice, et réglages des paramètres de fusion. Dans un second temps, j'ai mis au point un banc optique permettant de faire des mesures spectrales fines de résonances de microtores. Cette méthode de mesure basée sur le couplage évanescent de lumière se propageant dans un guide particulier vers un mode de cavité a nécessité la maîtrise de la fabrication d'un guide, ou coupleur, adapté aux *WGM*. Enfin dans un troisième temps, des travaux sur le couplage d'émetteurs de lumière aux *WGM* ont été effectués. J'ai commencé par travailler avec des émetteurs type SiO_x : Er, émetteurs efficace à 1.55 µm à température ambiante, pouvant être pompés électriquement. Puis, à la vue des avancées au cours de cette thèse sur le SiO_x : Er ainsi que sur le germanium (voir précédemment), nous avons décidé de délaisser temporairement cette voie pour basculer sur le germanium. Des premières réflexions sur la façon de coupler cet émetteur aux *WGM* ont été menées.

Ce manuscrit suit cette démarche. Le premier chapitre consiste à décrire les propriétés optiques des modes de galerie. Le second présentera le procédé de fabrication de microtore qui a été mis en œuvre. Le troisième permettra d'expliquer la méthode de mesure spectrale des résonances, sa mise en place et enfin les différents résultats obtenus sur les cavités *WGM* que je réalise. Ce manuscrit se terminera par un quatrième chapitre présentant le travail de couplage du SiO_x : Er puis de germanium aux *WGM*. Cette seconde partie de chapitre sera exploratoire.

Chapitre 1 : Les microcavités à modes de galerie

Dans ce chapitre nous commencerons par faire un bref historique sur les cavités à modes de galerie ainsi qu'un aperçu des différentes formes que peuvent avoir ces cavités. Nous aborderons ces résonateurs par une approche simple en optique géométrique et nous décrirons les deux paramètres principaux permettant de classer les cavités optiques. Afin de lier la théorie aux mesures des résonances de microsphères ou microtores de silice des chapitres qui suivront, nous nous focaliserons ensuite sur l'étude électromagnétique des modes d'une sphère de silice. Leur structure en fonction de leurs nombres quantiques *n*, *l*, *m* et de leur polarisation sera présentée. Puis, après avoir dévoilé plusieurs formules permettant d'appréhender rapidement certaines de leurs caractéristiques, nous présenterons les différents mécanismes de pertes pouvant dégrader les résonances optiques d'une sphère de silice. Enfin nous discuterons de façon succincte sur les modes de tores car ceux-ci sont très semblables à ceux des sphères mais leur description de façon formelle et rigoureuse est autrement plus compliquée (les tores ne sont pas de symétrie sphérique et cela entraîne des problèmes dans la séparation des variables pour la résolution de l'équation de Helmholtz).

1.1 Historique

Le terme « modes de galerie » fait référence à une découverte effectuée par Lord Rayleigh à la fin du XIX^{e} – début du XXe siècle dans une galerie hémisphérique de la cathédrale Saint Paul à Londres. Une personne se tenant proche de la paroi de cette galerie peut converser en chuchotant avec un interlocuteur situé de l'autre coté du dôme d'une trentaine de mètres de diamètre. Il comprit que dans cette galerie, des ondes acoustiques pouvaient se propager par réflexions successives le long de la paroi du dôme [5]. Ces modes acoustiques sont appelés modes de galerie, en anglais *W*hispering *G*allery *M*odes (*WGM*).
Le même phénomène est observable en optique dans des cavités à symétrie de révolution : des ondes électromagnétiques se propagent par réflexions successives sur la périphérie de la cavité optique et reviennent en phase avec elles-mêmes après avoir parcouru un tour de cavité [6]. Ces modes optiques sont également appelés modes de galerie par analogie avec le domaine de l'acoustique. La première observation et description de ces modes de galerie optiques fut réalisée par Gustav Mie en 1908. En étudiant la diffusion de la lumière par une bille de grande dimension par rapport aux longueurs d'ondes étudiées, il observa des résonances dans le spectre de diffusion dues au stockage de l'énergie électromagnétique à certaines longueurs d'onde [7]. Le nom de Mie est ainsi resté attaché à ces résonances de diffusion.
Ce n'est que dans les années 1970-1980 que les cavités optiques à modes de galerie commencèrent réellement à être utilisées. Ainsi des effets d'optique non linéaire furent démontrés sur des microgouttelettes, en chute libre ou en lévitation, tels que l'émission Raman stimulée ou l'effet laser [8] [9]. Aujourd'hui ces cavités peuvent être de différents matériaux (SiO_2, Si, CaF_2, $LiNbO_3$, GaAs, résines…), elles peuvent prendre de multiples formes (disque, tore, sphère, bouteille, cône…), être intégrées sur substrat et sont utilisées dans des domaines aussi divers que la photonique, la biologie, la mécanique. Elles sont illustrées sur les Fig. 1-1 à 1-8.
Dans cette thèse, les cavités fabriquées sont des résonateurs en silice intégrés sur substrat silicium dont les propriétés optiques sont étudiées dans l'infrarouge (vers 1.55µm). Ce travail fait parti du domaine de la photonique sur silicium.

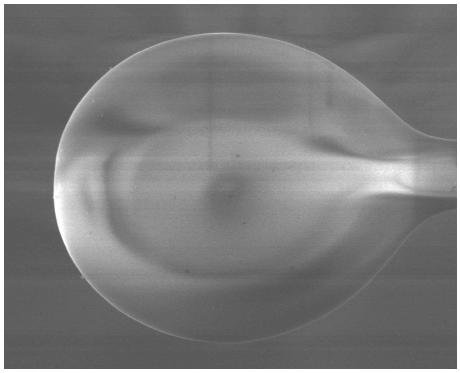


Figure 1-1: Microsphère de silice au bout d'une fibre optique [Y. Candela, ENS-LKB Paris]

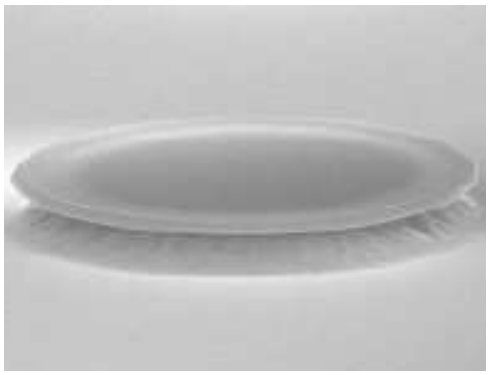


Figure 1-2 : Microtore de silicium de 10µm de diamètre [28]

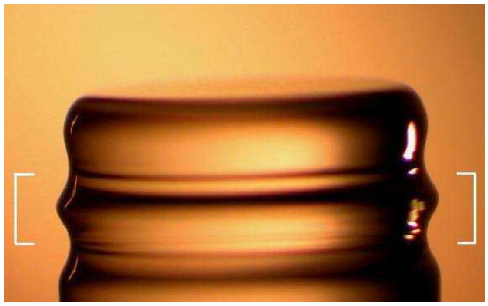


Figure 1-3: Cavité WGM en CaF_2 de dimension millimétrique obtenue par polissage [24]

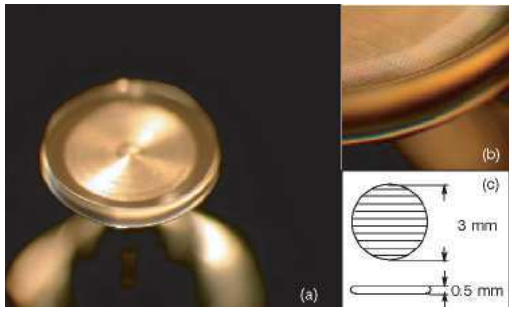


Figure 1-4: Microtore en $LiBnO_3$ de dimension millimétrique [25]

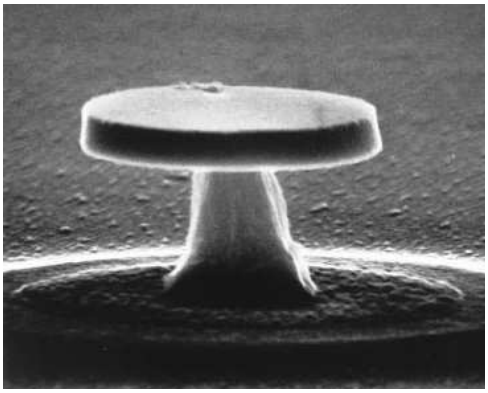


Figure 1-5: Microdisque en GaAs de 2µm de diamètre [26]

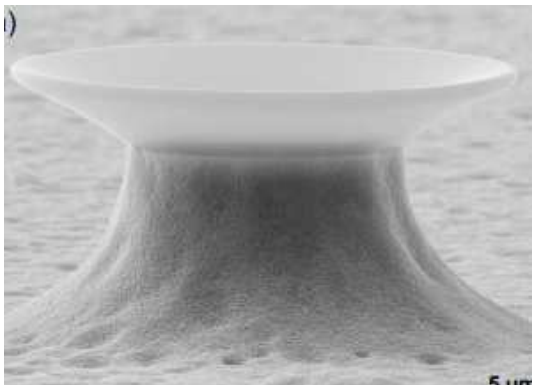


Figure 1-6: Microcône en PMMA de 40µm de diamètre sur substrat silicium [27]

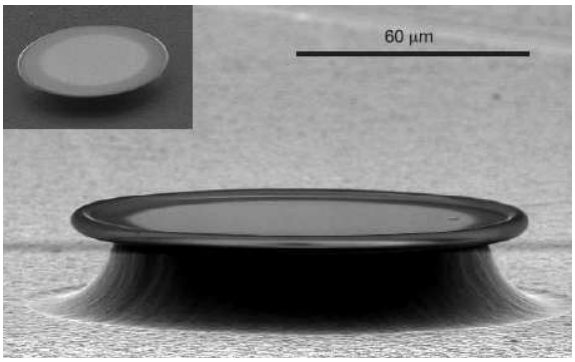


Figure 1-7: Microtore de silice sur substrat silicium. En insert, le disque de silice avant l'étape de fusion [3]

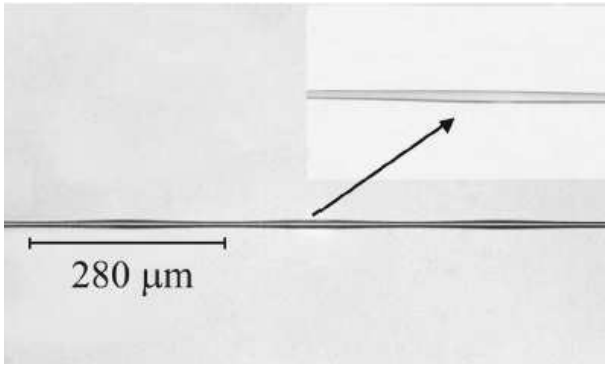


Figure 1-8: Microbouteille en silice de 280µm sur une fibre optique [23]

1.2 Première approche en optique géométrique

Une première approche en optique géométrique permet d'appréhender les modes de galerie. Ce sont des rayons qui se propagent par des réflexions totales internes successives sur la paroi d'une cavité circulaire dont l'indice de réfraction N est supérieur au milieu extérieur (le vide). Prenons une sphère de rayon a tel que $a>>\lambda$. Du fait de la symétrie sphérique du problème, à chaque réflexion le rayon a un angle d'incidence i par rapport à la paroi de la cavité identique, avec $i > i_c$ (où i_c est l'angle critique pour la réflexion totale interne avec $i_c = \arcsin(1/N)$) et revient à sa position initiale. L'enveloppe (ou zone d'existence) du mode est comprise entre la surface de la cavité et la caustique (ou limite) intérieure de rayon $r_1 = a.\sin i$ (représentée en pointillés sur la Fig. 1-9). Dans ce cas idéal, le rayon lumineux parcourt à peu de chose près le périmètre de la cavité soit $2\pi a$. Le trajet lumineux doit être un multiple de la longueur d'onde soit λ/N. La condition de résonance peut donc s'écrire :

$$2\pi \cdot a = l \cdot \frac{\lambda_r}{N}$$

Soit $\lambda_r = \dfrac{2\pi \cdot a \cdot N}{l}$ et en fréquence : $\nu_r = \dfrac{l \cdot c}{2\pi \cdot a \cdot N}$ (1.1)

λ_r correspond à la longueur d'onde de résonance, ν_r à la fréquence de la résonance et l au nombre de réflexions subit par le rayon lumineux en un tour de cavité.

On peut également approximer l'*I*ntervalle *S*pectral *L*ibre (*ISL*), ou *F*ree *S*pectral *R*ange (*FSR*) en anglais, entre deux modes successifs:

$$FSR_\nu = \nu_{l+1} - \nu_l = \frac{c}{2\pi \cdot a \cdot N} \quad \text{(en fréquence)} \qquad (1.2)$$

$$FSR_\lambda = \frac{\partial \lambda}{\partial \nu} \cdot FSR_\nu = \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot a \cdot N} \qquad \text{(en longueur d'onde)} \qquad (1.3)$$

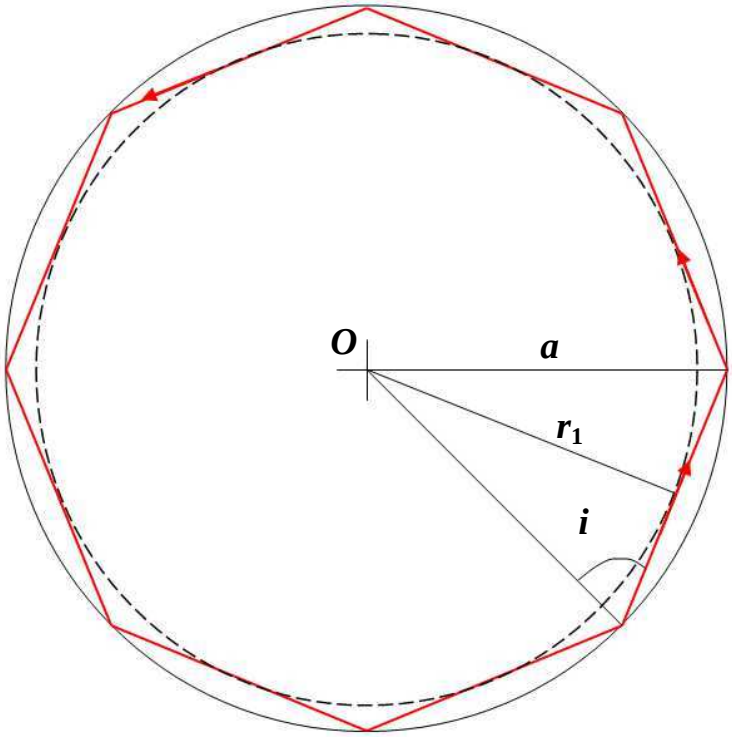


Figure 1-9: Représentation 2D d'un mode de galerie en optique géométrique. Le mode subit l = 8 réflexions internes (ordre angulaire du mode) avant de rejoindre son point initial. i est l'angle d'incidence du mode par rapport à la paroi de la sphère de rayon a et r_1 est le rayon de la caustique intérieure.

Comme précisé auparavant, ces expressions basées sur des concepts d'optique géométrique ne sont valables uniquement que si le rayon de la cavité est bien plus grand que la longueur d'onde de travail soit $a / \lambda >> 1$ ou $l >> 1$. L'évolution du *FSR* en fonction du rayon d'une microsphère de silice est représentée sur la Fig. 1-10 pour différentes longueurs d'ondes (1550, 1100, 780 et 630nm). Les valeurs prises pour l'indice optique de la silice sont référencées dans le tableau de la Fig. 1-11.
Pour une longueur d'onde de travail λ =1550nm et un rayon de sphère a =15µm (donc bien supérieur à λ) on a l =88 >>1 et un *FSR* d'environ 17.7nm. La Fig. 1-10 montre que pour une sphère de silice, le *FSR* diminue avec la longueur d'onde d'étude.

Les expressions utilisées dans ce paragraphe permettent des approximations mais posent certains problèmes car nous faisons l'hypothèse que la lumière circule indéfiniment dans la cavité donc que la cavité est sans perte (cavité parfaite), donc que la lumière ne peut pas sortir et qu'il est impossible d'en injecter dans celle-ci.

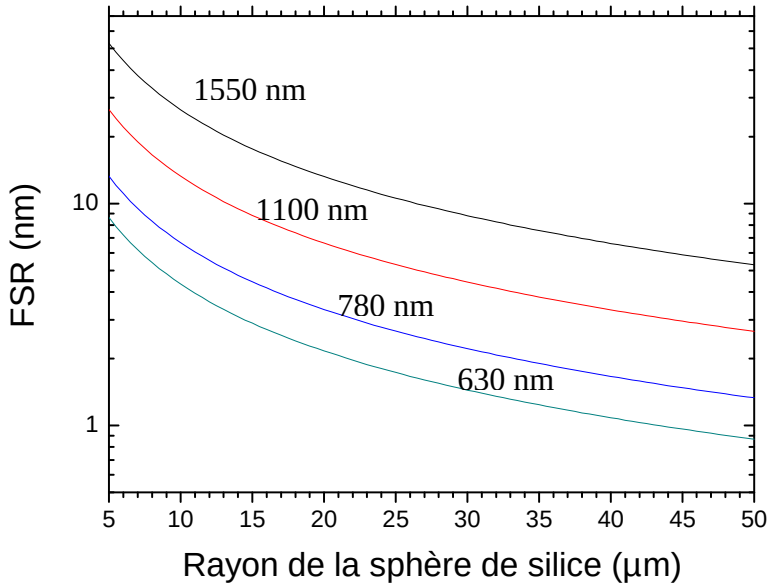


Figure 1-10: Evolution du FSR en fonction du rayon de la sphère de silice pour différentes longueurs d'ondes (1550 nm courbe noire, 1100 nm courbe rouge, 780 nm courbe bleue et 630 nm courbe verte).

longueur d'onde (nm)	indice optique de la silice
1550nm	1.44402
1100nm	1.4492
780nm	1.45367
630nm	1.4571

Figure 1-11: Indice optique de la silice en fonction de la longueur d'onde [51]

1.3 Les deux grandes caractéristiques des modes optiques

Deux grandes caractéristiques permettent de classer les cavités optiques entre elles. La première caractérise la capacité du résonateur à stocker des photons résonants, c'est le facteur de qualité optique ***Q*** du mode, et la seconde est l'aptitude de la cavité à stocker spatialement un mode, c'est le volume modal $\boldsymbol{V_m}$. Les expressions de ces deux paramètres sont les suivantes :

- De façon générale, les résonateurs optiques, mécaniques ou électroniques se comportent comme des oscillateurs amortis (ils ne sont pas parfaits). Leurs pertes temporelles peuvent être caractérisées par un facteur de qualité *Q*. Pour tous ces résonateurs, il peut s'écrire :

$$Q = \omega_r \cdot \tau \qquad (1.4)$$

Où τ correspond au temps de vie du photon, de l'électron ou de la particule dans la cavité et ω_r à la pulsation à la résonance. τ est la durée caractéristique d'amortissement exponentielle. On peut également l'écrire de la façon suivante :

$$Q = \omega_r \frac{E}{P} \tag{1.5}$$

Où ω_r est la pulsation à la résonance, *E* est l'énergie stockée dans le résonateur et *P* est la puissance dissipée.
Plus précisément, pour une cavité optique et notamment pour les cavités à modes de galerie, l'expression (1.4) peut s'écrire en termes de longueurs d'ondes de la façon suivante :

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} \tag{1.6}$$

Où $\Delta\omega$ est la largeur à mi-hauteur de la pulsation d'un mode de galerie, $\lambda_r = 2\pi.c/\omega_r$ et $\Delta\lambda_r$ est la largeur à mi-hauteur de la résonance en longueur d'onde. Cette formulation du facteur de qualité en longueurs d'onde est possible grâce à la forme lorentzienne de la résonance d'un mode de galerie. Plus la durée de vie du photon à l'intérieur de la cavité est longue, plus le facteur de qualité optique *Q* est élevé et plus la largeur spectrale de la résonance est étroite.

- Le volume V_m occupé par un mode d'une sphère s'exprime de la façon suivante :

$$V_m = \frac{\iiint w(r) d^3 r}{w_{\max}} \tag{1.7}$$

Cette expression est obtenue à l'aide de la densité d'énergie *w(r)* intégrée sur tout l'espace et normalisée à son maximum w_{max} dans la sphère. La formule de *w(r)* est la suivante :

$$w(r) = \frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon(r)}{2} \cdot E(r) \cdot E^*(r) + \frac{B(r) \cdot B^*(r)}{2\mu_0} \right) \tag{1.8}$$

Où ε représente la permittivité du diélectrique.

Comme nous le verrons par la suite, pour les cavités que nous étudions les facteurs de qualité sont élevés et les volumes modaux sont faibles. On a donc à la fois un fort confinement temporel des photons et un fort confinement spatial du mode. Par conséquent la densité d'énergie dans ces cavités peut être élevée.

1.4 Microsphères de silice

Les microsphères de silice sont des microcavités fabriquées au bout d'une fibre optique généralement (nous verrons par la suite que nous avons réussi à réaliser de toutes petites sphères de silice sur substrat). Elles ont un diamètre compris entre 20 et 500µm et peuvent atteindre des facteurs de qualité record proches de 10^{10}, tout en ayant de faibles volumes modaux de l'ordre de quelques centaines de μm^3. Dans cette partie, nous détaillons les propriétés des modes de galerie de ces objets.

1.4.1 Description électromagnétique des modes

1.4.1.1 solutions formelles

Dans cette partie nous allons décrire de manière formelle les résonances optiques d'une cavité diélectrique sphérique de rayon *a* et d'indice de réfraction *N* en partant des équations de Maxwell et d'Helmholtz en coordonnées sphériques [48]. Le vide est le milieu environnant de la sphère. Les résonances sont caractérisées par quatre indices (*n, l, m, p*) où *n* correspond à l'ordre radial du mode, *l* l'ordre angulaire, *m* l'ordre azimutal et *p* la polarisation (TE ou TM). La sphère est homogène.

L'indice de réfraction est donc décrit par :

$$N(r) = \begin{cases} N & \text{si } r < a \\ 1 & \text{si } r > a \end{cases} \tag{1.9}$$

Les équations de Maxwell pour le champ électrique E de pulsation ω sont (ce sont les mêmes pour le champ magnétique B) :

$$\begin{cases} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - N^2(r) k_0^2 \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \end{cases} \tag{1.10}$$

Où $k_0 = \omega/c$ est la norme du vecteur d'onde dans le vide. **E** représente l'amplitude complexe du champ électrique.

Ces équations nous amènent à l'équation de Helmholtz vectorielle :

$$\Delta \mathbf{E} + N^2(r) k_0^2 \mathbf{E} = 0 \tag{1.11}$$

Les solutions exactes de l'équation de Helmholtz vectorielle s'écrivent sous la forme d'un produit d'une fonction radiale et d'une fonction angulaire:

$$\text{Modes TE}\begin{cases}\mathbf{E}_{lm}^{TE}(\mathbf{r}) = E_0 \dfrac{f_l(r)}{k_0 r}\mathbf{X}_l^m(\hat{\mathbf{r}}) \\ \mathbf{B}_{lm}^{TE}(\mathbf{r}) = -\dfrac{iE_0}{c}\left(\dfrac{f_l'(r)}{k_0^2 r}\mathbf{Y}_l^m(\hat{\mathbf{r}}) + \sqrt{l(l+1)}\dfrac{f_l(r)}{k_0^2 r^2}\mathbf{Z}_l^m(\hat{\mathbf{r}})\right)\end{cases} \tag{1.12}$$

$$\text{Modes TM}\begin{cases}\mathbf{E}_{lm}^{TM}(\mathbf{r}) = \dfrac{E_0}{N^2}\left(\dfrac{f_l'(r)}{k_0^2 r}\mathbf{Y}_l^m(\hat{\mathbf{r}}) + \sqrt{l(l+1)}\dfrac{f_l(r)}{k_0^2 r^2}\mathbf{Z}_l^m(\hat{\mathbf{r}})\right) \\ \mathbf{B}_{lm}^{TM}(\mathbf{r}) = -\dfrac{iE_0}{c}\dfrac{f_l(r)}{k_0 r}\mathbf{X}_l^m(\hat{\mathbf{r}})\end{cases} \tag{1.13}$$

où les harmoniques sphériques vectorielles utilisées pour résoudre la partie angulaire des solutions sont :

$$\begin{cases}\mathbf{X}_l^m = \dfrac{1}{\sqrt{l(l+1)}}\nabla Y_l^m \times \mathbf{r} \\ \mathbf{Y}_l^m = \dfrac{1}{\sqrt{l(l+1)}} r\nabla Y_l^m \\ \mathbf{Z}_l^m = Y_l^m \hat{\mathbf{r}}\end{cases} \tag{1.14}$$

avec $\hat{\mathbf{r}}$ le vecteur unitaire directeur tel que $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/\|\mathbf{r}\|$ et où la fonction $f_l(r)$ est solution de l'équation radiale :

$$f''(r) + \left(N^2(r)k_0^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right)f(r) = 0 \tag{1.15}$$

Et prend les valeurs :

$$f_l(r) = \begin{cases}\vartheta_l(Nk_0 r) & \text{pour } r < a \\ \alpha\vartheta_l(k_0 r) + \beta\chi_l(k_0 r) & \text{pour } r > a\end{cases} \tag{1.16}$$

α et β sont des constantes déterminées par les conditions aux limites en $r = a$ et $r \to \infty$, et ϑ_l et χ_l sont les fonctions de Riccati-Bessel de première et deuxième espèce.

1.4.1.2 Equation radiale et analogie

Nous pouvons réécrire l'équation radiale (1.12) de la façon suivante :

$$k_0^2 \cdot f(r) = -f''(r) + \left(\frac{l(l+1)}{r^2} - \left(N^2(r) - 1\right) \cdot k_0^2 \right) f(r) \tag{1.17}$$

Par analogie avec l'équation de Schrödinger pour une particule quantique plongée dans un potentiel central de masse M et d'énergie $E = \hbar^2 k_0^2 / 2M$, on peut déterminer un pseudo potentiel effectif en unités réduites ($\hbar^2 / 2M = 1$) [52]:

$$V_{eff}(r) = k_0^2 \left[1 - N^2(r)\right] + \frac{l(l+1)}{r^2} \tag{1.18}$$

Ce potentiel est une somme d'un potentiel lié à l'indice de la silice et d'un potentiel « centrifuge ». Il dépend de k_o, donc de l'énergie. Pour des états stationnaires différents il n'a donc pas la même valeur. Au niveau de l'interface silice-air ($r = a$), le potentiel est discontinu et peut prendre les valeurs suivantes :

$$V_1(a) = \frac{l(l+1)}{a^2} \qquad \text{et} \qquad V_2(a) = k_0^2 \left[1 - N^2\right] + \frac{l(l+1)}{a^2} \tag{1.19}$$

Le puit de potentiel créé par cette discontinuité permet l'existence d'états quasi liés. Les valeurs des points de rebroussement r_1 et r_2 sont déterminées lorsque $E = V_{eff}$. On a donc :

$$\begin{cases} r_1 = \dfrac{\sqrt{l \cdot (l+1)}}{N \cdot k_0} \\ r_2 = \dfrac{\sqrt{l \cdot (l+1)}}{k_0} \end{cases} \tag{1.20}$$

r_1 et r_2 sont associés aux rayons des caustiques intérieures et extérieures qui définissent la zone dans laquelle le mode est confiné. La Fig. 1-12 représente l'allure d'un potentiel V_{eff} pour « une particule » équivalente à une sphère de silice homogène avec l'énergie $E = V_0$ comprise entre $V_2(a)$ et $V_1(a)$ (état quasi lié). Le champ est essentiellement confiné entre r_1 et a (zone 1). Dans la zone 3 ($r > r_2$), le champ est propagatif. Lorsque $a < r < r_2$ (zone 2) le comportement du champ est évanescent. Il est possible d'interagir avec le mode dans cette zone (injection ou collection de lumière). La Fig. 1-13 présente la distribution radiale du champ pour trois valeurs différentes de l'ordre radial n pour une sphère homogène en silice [39]. Le nombre de maxima et de minima de l'intensité du champ électrique dans la direction

radiale correspond directement à la valeur de *n*. On voit clairement que le confinement du champ dans la sphère augmente avec la diminution de l'ordre radial (le champ est principalement dans le puits de potentiel, son amplitude en dehors de la sphère est minime). Au-delà de la caustique extérieure, des oscillations peuvent apparaître et correspondent aux pertes par diffraction. Si *E* est supérieur à $V_1(a)$ ou inférieur à $V_2(a)$ aucun état lié ne peut exister. Ce n'est plus un mode de galerie. L'énergie du photon est alors trop faible ou trop forte pour que celui-ci soit piégé dans la sphère.

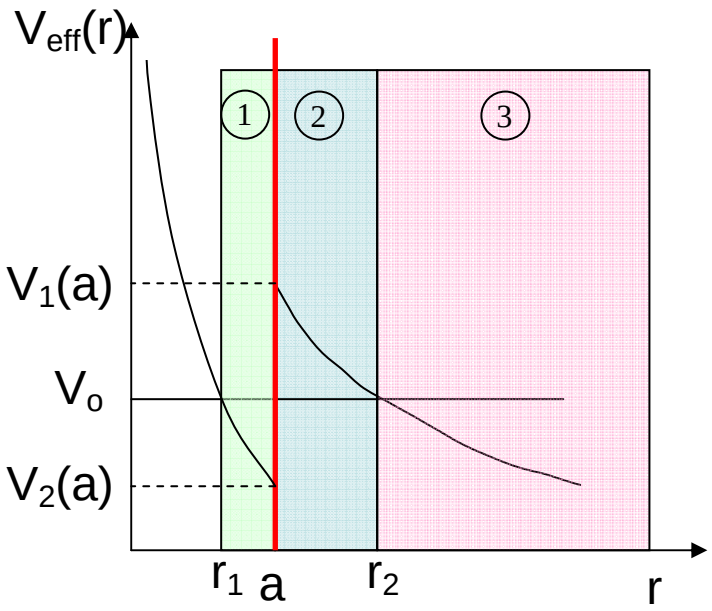


Figure 1-12: Allure du potentiel effectif pour une microsphère de silice de rayon a.

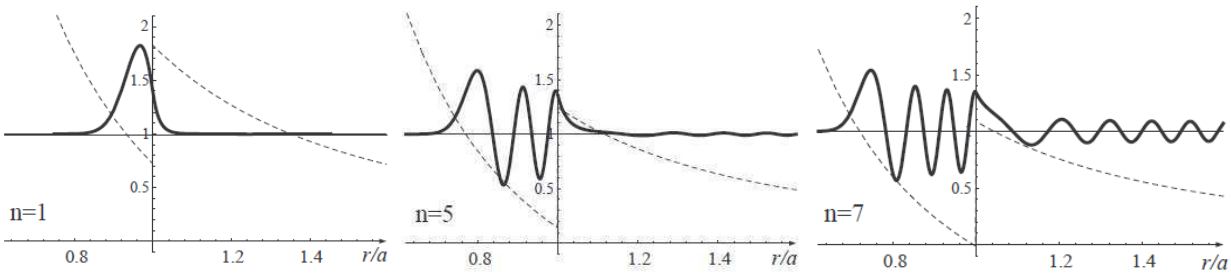


Figure 1-13: Distributions radiales du champ (traits pleins) et potentiels effectifs (traits en pointillés). Ces représentations pour trois valeurs de *n* (1, 5, 7) avec *N* = 1.45 et *l* = 100 sont tirées de [39]

1.4.2 Cartes de champs de modes de sphères

Les figures ci-après présentent une vue en coupe de différentes cartes de champs de modes TE résonants vers 1.55µm dans une sphère de silice d'indice N =1.444 et de rayon 15µm pour un ordre angulaire l fixé (l=83) et en faisant varier l'ordre radial n et azimutal m. L'interface silice-air est matérialisée par la courbe noire. Tous ces travaux ont été réalisés par Alain Morand (IMEP-LAHC Grenoble).

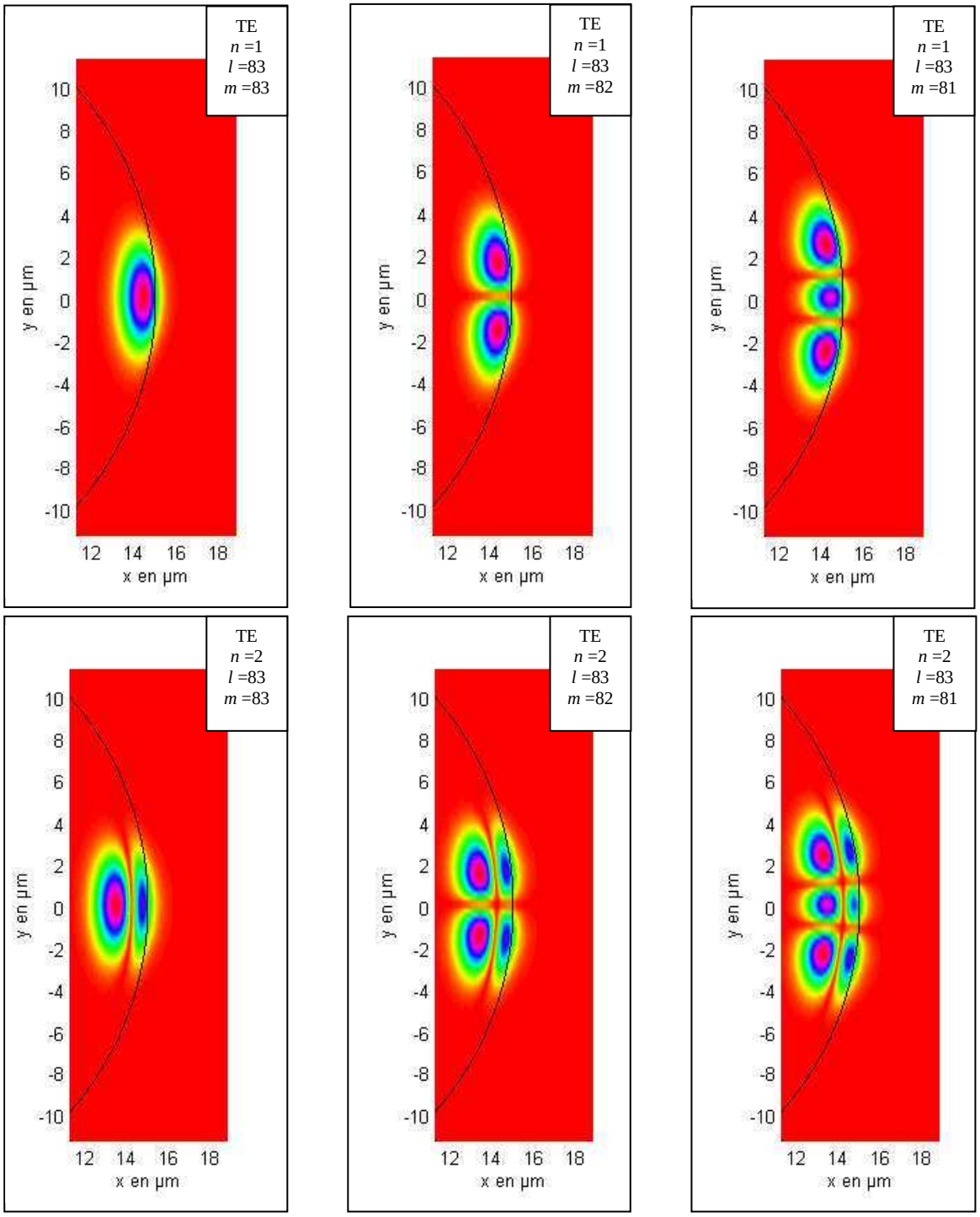


Figure 1-14: Simulation de l'intensité du champ de modes de galerie d'une sphère de silice de rayon 15µm pour différentes valeurs de n, l et m en polarisation TE.

Pour ces six cartes de champs de modes TE, il n'y a pas de discontinuité au niveau de l'interface silice-air. Le nombre de lobes radiaux d'un mode correspond à la valeur de n et le nombre de lobes azimutaux correspond à $l - m + 1$. On remarque que le mode type $n = 1$ et $l = m$, un mode fondamental, est le mode le plus confiné spatialement donc au volume modal le plus faible.
La Fig. 1-15 présente une vue en coupe de l'intensité du champ d'un mode fondamental TM d'une sphère de silice de diamètre 15µm d'indice $N = 1.444$ vers 1.55µm. On remarque la discontinuité du champ au niveau de l'interface silice-air. Celle-ci n'existe pas pour les modes TE et explique le fait que les modes TM sont moins confinés que les modes TE dans une sphère de silice ($Q_{radTM} < Q_{radTE}$).

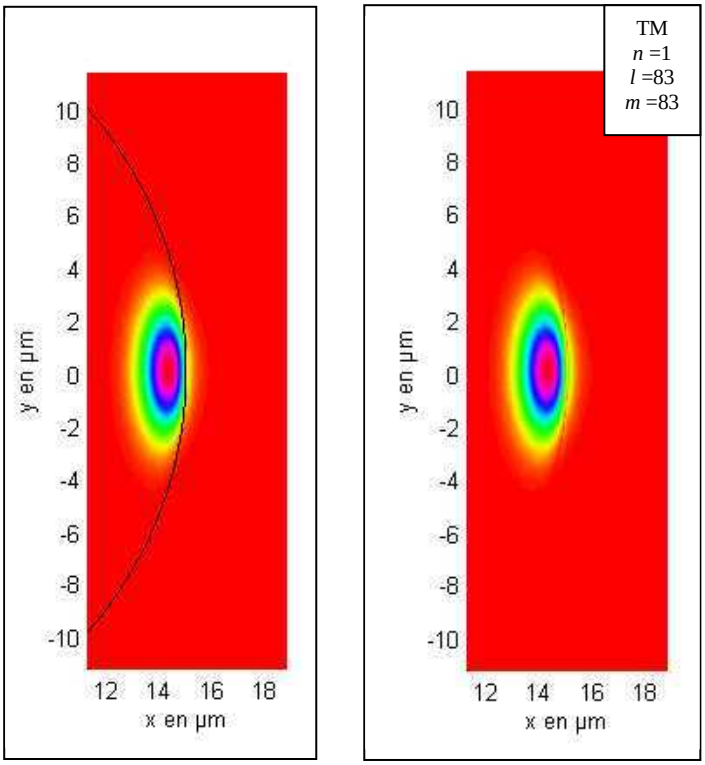


Figure 1-15: Images (avec représentation interface silice-air ou non) représentant le champ d'un mode fondamental TM d'une microsphère de silice de 15µm de rayon

1.4.3 Valeurs approchées

1.4.3.1 Positions des résonances

Il est possible de faire une approximation sur la position des résonances d'une microsphère parfaite de rayon a avec l'approche eikonale en utilisant l'expression suivante (les développements mathématiques se trouvent en réf [29]) :

$$\lambda_{nl}^{P} \approx \frac{2\pi.a.N}{l+\frac{1}{2}+\left(\frac{l+1/2}{2}\right)^{1/3}\left(\frac{3\pi}{2(n-1/4)}\right)^{2/3}-\frac{p}{\sqrt{N^2-1}}} \qquad (1.21)$$

Où $p = \begin{cases} N & \text{pour les modes TE} \\ 1/N & \text{pour les modes TM} \end{cases}$

Cette formule donne une bonne approximation notamment pour les modes très confinés (n = 1, 2, 3… et $l = |m|$) et pour des valeurs de l élevées.

L'équation (1.21) est indépendante de l'ordre azimutal m car les modes de galerie d'une microsphère parfaite sont dégénérés. Les microsphères de silice réalisées au bout d'une fibre optique ou sur substrat silicium présentent des imperfections sur leur sphéricité. De manière générale, elles sont soit allongées selon l'axe de la fibre (prolate) soit aplaties (oblate), mais la symétrie de révolution selon l'axe de la fibre ou du pied silicium reste. Cette forme légèrement ellipsoïde suffit à lever la dégénérescence des modes ne différant qu'en m. Le critère d'ellipticité e est donné par la formule $e = (a_p - a_e)/a$ où a_e correspond au rayon équatorial et a_p au rayon polaire comme représentés sur la Fig. 1-16. Des ellipticités comprises entre plus ou moins 5% ont été mesurées sur des microsphères de silice.
En prenant en compte cette imperfection, on peut approcher la position des modes de galerie en longueur d'onde par la formule suivante:

$$\lambda_{nlm}^{P} \approx \frac{2\pi.a.N}{l+\frac{1}{2}+\left(\frac{l+1/2}{2}\right)^{1/3}\left(\frac{3\pi}{2(n-1/4)}\right)^{2/3}-\frac{P}{\sqrt{N^2-1}}}\cdot\left(1+e\left(\frac{1}{3}-\frac{l-|m|}{l}\right)\right) \qquad (1.22)$$

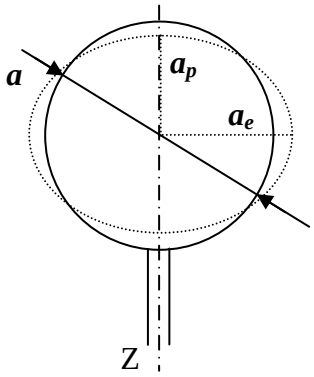


Figure 1-16: schéma représentant le rayon équatorial a_e et polaire a_p d'une sphère déformée selon l'axe Z par rapport à la sphère idéale de rayon a.

1.4.3.2 Volume modal

Pour un mode de polarisation TE avec $n = 1$, $l = |m|$, l'expression suivante permet une bonne estimation du volume modal :

$$V_m = 1.36\left(\frac{\lambda}{2\pi.N}\right)^3 2\pi^{3/2}\cdot l^{11/6} \qquad (1.23)$$

rayon de la sphère (µm)	*l*	volume modal	
10	58	131 μm^3	35 λ^3
15	88	276 μm^3	74 λ^3
20	117	468 μm^3	126 λ^3
25	146	704 μm^3	189 λ^3
50	293	2510 μm^3	674 λ^3

Figure 1-17: tableau présentant l'évolution du volume modal approché avec l'expression (1.23) pour différents diamètres d'une microsphère de silice en polarisation TE et avec $n = 1$, $N = 1.444$ à 1.55µm. La valeur du nombre quantique l est calculée avec la formule (1.1)

1.4.3.3 Intervalles spectraux

Nous redonnons l'approximation en fréquence de l'intervalle spectral entre deux modes différant uniquement d'une unité en l :

$$FSR = \nu_{n,l+1,m} - \nu_{n,l,m} = \frac{c}{2\pi\cdot a\cdot N_{eff}} \approx \frac{c}{2\pi\cdot a\cdot N} \qquad (1.24)$$

Cette estimation est valable notamment pour les modes les plus confinés dont leur indice effectif N_{eff} est proche de l'indice du matériau de la sphère N.

Il est possible également d'approximer l'écart en fréquence entre deux modes de mêmes nombres quantiques n, l, m dont leur indice effectif est tel que $N_{eff} \approx N = 1.444$ mais n'ayant pas la même polarisation :

$$\Delta\nu^{TE-TM} = \frac{c}{2\pi\cdot a\cdot N}\frac{\sqrt{N_{eff}^2 - 1}}{N_{eff}} \approx 0.7\times FSR \qquad (1.25)$$

Pour deux modes distincts uniquement d'une unité sur l'ordre radial *n*, l'approximation de leur intervalle en fréquence peut être donnée par la formule suivante :

$$\nu_{n+1,l,m} - \nu_{n,l,m} \approx \frac{c}{2\pi \cdot a \cdot N}(l+\frac{1}{2})^{1/3} \times \left(\frac{\pi^2}{3n}\right)^{1/3} \quad (1.26)$$

1.4.4 Facteur de qualité d'une sphère en silice

Le facteur de qualité optique total d'une sphère de silice dépend directement des pertes du résonateur. Pour une microsphère de silice, quatre mécanismes contribuent à limiter le facteur de qualité total de la cavité. On peut écrire la formulation suivante :

$$Q_{total}^{-1} = Q_{rad}^{-1} + Q_{SiO2}^{-1} + Q_{surf}^{-1} + Q_{eau}^{-1} \quad (1.27)$$

où

Q_{rad}^{-1} représente les pertes radiatives de la microcavité,

Q_{SiO2}^{-1} les pertes par absorption de la silice,

Q_{surf}^{-1} les pertes par diffusion dues à des rugosités en surface du résonateur et enfin,

Q_{eau}^{-1} les pertes dues à l'adsorption d'eau sur la surface du résonateur.

Nous allons détailler ces différentes sources de pertes pour une microsphère de silice.

1.4.4.1 Les pertes radiatives

Les pertes radiatives sont liées à la courbure de la sphère. La lumière est confinée à l'intérieur de ces cavités par réflexions successives à l'interface air/silice. Du fait de la courbure de la cavité, ces réflexions ne sont pas totales et de l'énergie est transmise à l'extérieur de la cavité (fuite à travers la barrière de potentiel due au contraste d'indice entre l'air et la silice) quelque soit la nature du matériau de la sphère. Ce sont ces pertes que l'on appelle radiatives. Si la sphère était « idéale », le facteur de qualité dépendrait uniquement de ces pertes.
D'après les références [20] [29], Q_{rad} peut être exprimé de la façon suivante :

$$Q_{rad} \approx \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \exp\left[2\left(l+\frac{1}{2}\right) g\left(\frac{2\pi \cdot a}{\lambda\left(l+\frac{1}{2}\right)}\right)\right] \quad (1.28)$$

où a est le rayon de la sphère et la fonction g est telle que $g(y) = -\sqrt{1-y^2} - \text{argch}(1/y)$. Pour les modes les plus confinés qui nous intéressent (donc de faible indice quantique n), on peut aboutir à une nouvelle relation telle que :

$$Q_{rad} \approx \frac{l}{N}\exp\left[2l \cdot g\left(\frac{1}{N}\right)\right]\exp\left[-\frac{\frac{2\pi \cdot aN}{\lambda} - l}{N}\right] \tag{1.29}$$

En injectant l'expression (1.21) pour λ dans cette formule, on fait apparaître la dépendance en n et en polarisation (TE ou TM). Pour deux modes d'indices quantiques n, l, m identiques mais de polarisations différentes on a $\lambda_{TE} > \lambda_{TM}$ donc $Q_{radTE} > Q_{radTM}$. Cette expression rend compte également du fait de l'augmentation de Q_{rad} avec le nombre l.

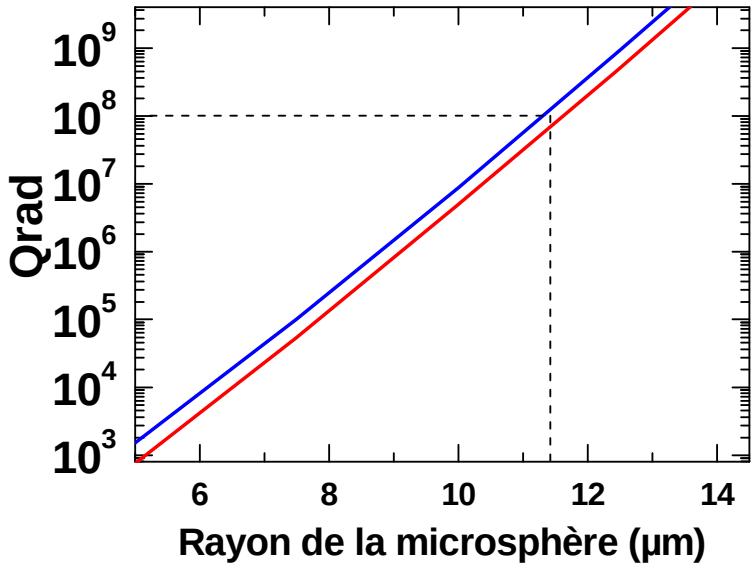


Figure 1-18: Evolution des pertes radiatives en fonction du rayon de la microsphère de silice vers 1550nm. La courbe bleue représente Q_{rad} TE et la courbe rouge Q_{rad} TM.

L'évolution de Q_{rad} est représentée sur la Fig. 1.18. Il augmente de manière exponentielle en fonction du rayon de la microsphère. On a Q_{rad} supérieur à 10^8 pour un rayon de sphère supérieur à environ 11.3µm.

1.4.4.2 Les pertes par absorption de la silice

La silice est transparente sur une large gamme spectrale et absorbe très peu la lumière. Cependant même si l'absorption de la silice est extrêmement faible à 1.55µm cela induit des

pertes dans le résonateur. Le facteur de qualité dû à l'absorption de la silice s'exprime de la façon suivante [12]:

$$Q_{SiO2} = \frac{2\pi N}{\alpha \lambda_0} \tag{1.30}$$

Où $\alpha \approx 1.5\times10^{-5}$ m^{-1} est le coefficient d'atténuation de la silice à λ_0 =1550nm et N =1.444 est l'indice de réfraction de la silice à 1550nm.
Dans notre cas on a donc $Q_{SiO2} \approx 3.9\times10^{11}$. Ces pertes sont négligeables dans nos expériences à 1550nm. Par contre si des émetteurs de lumière sont intégrés dans la sphère, les pertes par absorption du nouveau matériau de la sphère évolueront et peuvent devenir non négligeables.

1.4.4.3 Les pertes par diffusion

Les modes de galerie étant situés au niveau de l'interface silice/air, une rugosité présente sur la surface du résonateur peut entraîner une augmentation de la perte de photons. L'étape de fusion de la silice permet d'améliorer fortement l'état de surface des microcavités par rapport aux microdisques. Différents groupes ont effectué des mesures de rugosité sur des cavités en silice du type microsphères en bout de fibre ou microtores sur puce, et ont obtenu des valeurs de l'ordre de quelques nanomètres. Celles-ci sont remarquables mais vu les très grands facteurs de qualité mesurés sur ces objets, ce mécanisme de perte n'est pas à négliger.
Pour une sphère de silice, le facteur de qualité dû aux pertes par diffusion peut être approximé par la formule suivante [10] [11]:

$$Q_{surf} \approx \frac{3\varepsilon(\varepsilon+2)^2}{(4\pi)^3(\varepsilon-1)^{5/2}} \frac{\lambda_0^{7/2}(2a)^{1/2}}{(\sigma\beta)^2} \tag{1.31}$$

Où $\varepsilon = N^2$, a est le rayon de la cavité et $\sigma\beta \approx 5$ nm^2 est une estimation de la distribution d'inhomogénéités sur la surface d'une sphère [10]. On a donc $Q_{surf} > 10^{10}$ pour une sphère de rayon supérieur à 5µm. La dépendance en $a^{1/2}$ indique qu'une variation de la taille de la sphère aura un effet limité sur Q_{surf}. On peut trouver dans la littérature d'autres formules permettant une évaluation des pertes liées à l'état de surface : un modèle tenant compte des nombres quantiques et de la polarisation du mode [31], un autre dérivé de l'optique planaire [38], tous les deux donnant des résultats équivalents à celui que nous avons choisi. Un dernier ne tenant pas compte de l'indice optique N semble surévaluer l'impact de ces pertes [12].

1.4.4.4 Les pertes par adsorption de l'eau

Un autre mécanisme de pertes, parfois oublié dans certaines études, peut entraîner une limitation du facteur de qualité. Lors de la mesure de facteurs Q géants sur des microsphères de silice de quelques centaines de microns de diamètre, le groupe d'Ilchenko a montré une limitation sur les mesures due à la présence d'une fine couche d'eau sur la surface des

résonateurs [12]. Dès la fin de l'étape de fusion de la silice, des liaisons OH se forment à la surface du résonateur. Ce mécanisme dure une centaine de secondes [13]. A la suite de cela, une couche d'eau d'environ 0.2 nm se forme en une trentaine de minutes. En chauffant l'échantillon au dessus de 100°C, il est possible de revenir à un état proche de l'état initial du résonateur. Le facteur de qualité dû à l'adsorption de vapeur ambiante sur la surface d'une sphère de silice est donné par [10]:

$$Q_{water} \approx \sqrt{\frac{\pi}{8n^3}} \frac{(2r)^{1/2}}{\delta \lambda_0^{1/2} \beta_{water}} \tag{1.32}$$

Où δ est une estimation de l'épaisseur de la couche d'eau adsorbée et β_{water} est le coefficient d'adsorption de l'eau à λ_0 = 1.55µm. Des incertitudes sont présentes sur la valeur de β_{water}, on peut trouver une valeur de 11.65 cm^{-1} [14] ou de 5 cm^{-1} [15] dans la littérature.

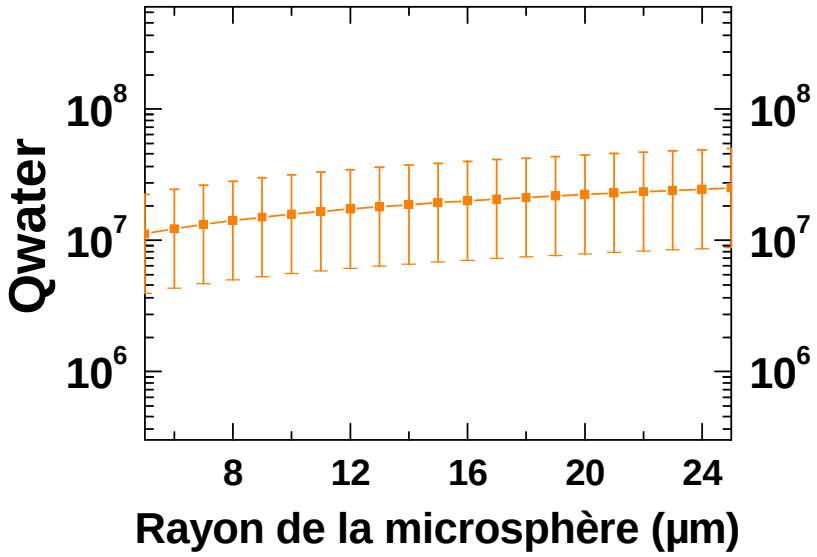


Figure 1-19: Variation de Q_{water} en fonction du rayon de la microsphère à 1550 nm pour une épaisseur d'eau à la surface du résonateur variant entre 0.1 et 0.2 nm et pour un coefficient d'adsorption d'eau compris entre 5 et 11.65 cm^{-1}.

Sur la Fig. 1-19, on voit que l'adsorption élevée de l'eau entraîne un Q_{water} relativement modeste d'environ 10^7 une fois la couche stabilisée à la surface d'une sphère de silice. Q_{water} est tracé pour une épaisseur d'eau comprise entre 0.1 et 0.2nm. Si la cavité est caractérisée très rapidement et sous une atmosphère ayant un taux d'humidité limité, il est possible d'effectuer des mesures avant que la couche d'eau n'ait atteint son épaisseur à l'équilibre et donc de mesurer des facteurs de qualité supérieurs au Q_{water} tracé ici. A noter que dans le domaine du visible, le facteur β_{water} peut être deux voire trois ordres de grandeur plus faible

($\beta_{water} \approx 4\times10^{-2}$ cm^{-1} à 850nm et $\beta_{water} \approx 3\times10^{-3}$ cm^{-1} à 630nm), dans ce cas Q_{water} prend des valeurs d'environ $10^{9\text{-}10}$.

1.4.4.5 Discussions

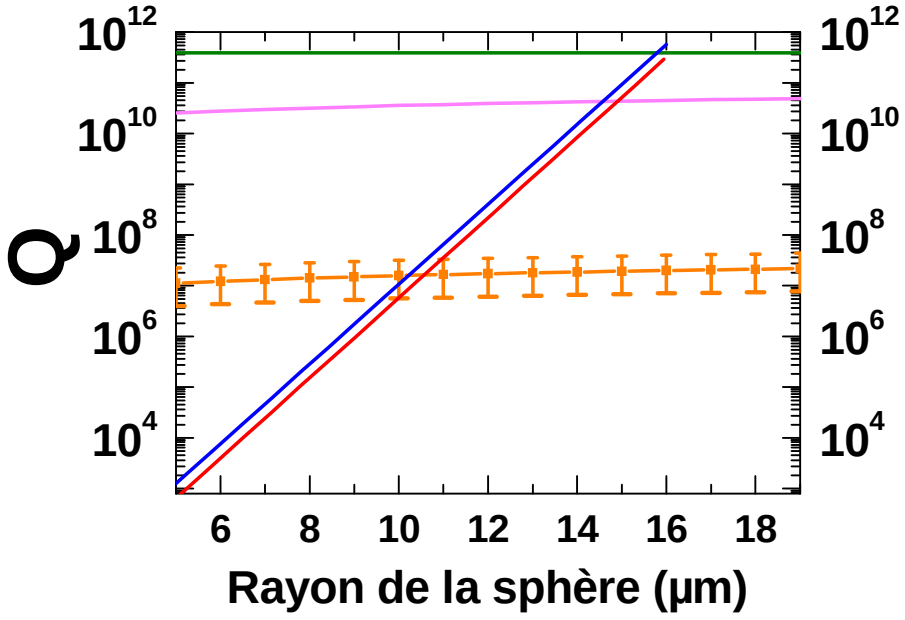


Figure 1-20 : Evolution des facteurs de qualité liés aux mécanismes de pertes dans une sphère de silice en fonction de son rayon, à 1550nm. La courbe bleue représente Q_{rad} TE, la courbe rouge Q_{rad} TM, la courbe orange Q_{water}, la courbe violette Q_{surf} et la courbe verte Q_{SiO2}.

Pour un rayon inférieur à 10 µm, le facteur de qualité total d'une microsphère de silice est limité par les pertes radiatives de la cavité, et pour des rayons plus élevés l'adsorption de l'eau à la surface du résonateur devient le facteur le plus limitant. Dans ce dernier cas, si on se place dans le domaine du visible, on peut fortement limiter cet impact sur le facteur de qualité. C'est ainsi que les plus grands facteurs de qualité sur des cavités en silice à modes de galerie ont été mesurés (de l'ordre de 10^{10} sur des microsphères de plusieurs centaines de microns de diamètre réalisées au bout de fibres optiques [10] [12]).
Les mécanismes de pertes cités ne sont pas les seuls, des phénomènes aléatoires donc difficilement quantifiables peuvent impacter la largeur d'une résonance de sphère en silice. Si une poussière se dépose à la surface de la cavité, cela va créer un point de diffusion. Pour limiter cet effet, il faut travailler avec minutie et sous atmosphère « propre » (voir chapitre sur le banc de mesure des résonances). En outre, pour des cavités réalisées sur substrat, le dopage de celui-ci semblerait avoir un effet sur la mesure des facteurs de qualité d'après le groupe d'Armani (University of Southern California, Los Angeles) mais leur « démonstration » paraît discutable [1]. Les dopants présents dans le cristal de silicium pourraient être en parti diffusés dans le SiO_2 lors de l'oxydation thermique. Une limitation sur le facteur de qualité

apparaîtrait si des substrats fortement dopés sont utilisés (concentration de Bore d'environ $10^{20}cm^{-3}$). On peut imaginer la présence d'agglomérats de dopants…Dans le cas des cavités étudiées au cours de ce doctorat, cela ne devrait pas être le cas car les substrats utilisés ont un taux de dopage au Bore de quelques $10^{15}cm^{-3}$ seulement. Enfin, les facteurs de qualité des microtores et des microsphères étant extrêmement élevés potentiellement, il est nécessaire de porter la plus grande attention sur les éléments du banc de caractérisation de ces objets afin qu'ils n'apportent pas, eux aussi, une limitation. Nous y reviendrons.

1.5 Microtores de silice

Les microtores de silice sont des cavités proches des microsphères. Ils ont pour eux l'avantage d'être intégrés sur puce silicium, d'avoir des volumes modaux généralement plus faibles tout en gardant des facteurs de qualité élevés (quelques 10^8). Comme pour les sphères, les modes des tores peuvent être différenciés par leur polarisation et les trois nombres quantiques *n*, *l*, *m*.

Les microtores n'étant pas de symétrie sphérique la résolution de l'équation de Helmholtz est bien plus compliquée (difficultés aux niveaux de la séparation des variables r, θ, φ notamment). Nous avons donc choisi de ne pas détailler l'étude électromagnétique des modes des microtores comme nous l'avons effectuée pour les sphères. Les pertes dans ces résonateurs sont les mêmes que celles qui ont été présentées pour les sphères. Pour une sphère et un tore de même diamètre, les volumes modaux atteints dans le tore sont généralement plus faibles que ceux d'une sphère (valeur divisée par deux environ). Cela est dû au confinement plus élevé selon l'axe z (axe du pied silicium). Plus le bourrelet du microtore a un diamètre faible, plus le volume modal diminue en première approche.

Chapitre 2 : Fabrication des microcavités

Le but de ce chapitre est de présenter le procédé de fabrication mis en place au cours de cette thèse pour la réalisation de microcavités optiques. Les étapes de fabrication se passent dans trois lieux distincts : salle blanche *PTA* classe 1 000, salle chimie et banc de fusion de la silice au laboratoire SINAPS.
Née d'une réflexion commune entre la *FMNT* et l'*INAC* pour mutualiser leurs différents moyens technologiques, la *PTA* est une salle dédiée à la recherche amont sur des tailles d'échantillons pouvant allées jusqu'à 4 pouces. Guidé par le personnel du groupe technique (Thibault Haccart, Marlène Terrier, Jean-Luc Thomassin, Frédéric Gustavo, Christophe Lemonias notamment) mais aussi par Bassem Salem, Marie-Thérèse Delaye, Nicolas Pauc ou Guillaume Rosaz, j'ai pu réaliser les étapes de fabrication en salle blanche dans d'excellentes dispositions. Pour des questions pratiques, je réalise l'étape nécessitant l'utilisation de solutions à base de HF dans la salle chimie de notre laboratoire. La dernière étape de fusion de la silice est effectuée sur un banc optique que j'ai mis en place au laboratoire. Notre collaboration avec l'équipe *« Electronique en cavité »* (Fedja Orucevic, Yves Candela, Jean Hare) au *L*aboratoire *K*astler *B*rossel (*LKB*) à Paris fut extrêmement enrichissante pour contrôler les paramètres de la fusion.

2.1 Substrats utilisés

Les substrats utilisés pour la réalisation des cavités à modes de galerie étudiées au cours de cette thèse proviennent du *LETI*. Ce sont des wafers silicium de 100 ou 200 mm d'orientation cristalline <100> ayant subi une étape d'oxydation thermique. L'épaisseur de silice est de 0.5, 1.5 ou 2.7 µm. L'oxydation thermique d'un substrat silicium s'effectue à haute température (900-1050°C) soit avec un flux d'oxygène (*dry oxidation*), soit avec de la vapeur d'eau (*wet oxidation*). La silice obtenue par la méthode dite « dry oxidation » a l'avantage d'être plus dense mais sa vitesse d'élaboration est pratiquement dix fois plus lente (environ 100 nm/h). Nous n'avons pas de renseignement sur la façon dont a été réalisée l'étape d'oxydation de nos substrats. Cependant pour les substrats ayant une forte épaisseur de silice on peut penser que l'oxydation a été réalisée par voie humide. Les mesures de taux de dopage que nous avons réalisées sur ces substrats indiquent un taux de dopages au bore faible, de l'ordre de 10^{15} cm^{-3}. Il est possible de réaliser des cavités en silice à modes de galerie sur puce en partant d'un substrat sur lequel une couche de SiO_2 a été déposée (évaporation, pulvérisation, etc.). Néanmoins la qualité de la silice est bien moindre par rapport à de la silice thermique. Les pertes du matériau sont alors largement limitantes sur la mesure de très grands facteurs de qualité. La faible densité de la silice déposée peut également entraîner des problèmes lors de la réalisation de microcavités dont la silice a connu une étape de fusion.
Avant toute étape de fabrication, les substrats sont clivés pour obtenir des tailles d'échantillons de l'ordre de 15 mm×20 mm.

2.2 Etape de lithographie

2.2.1 Lithographie électronique / lithographie optique

Les techniques de lithographie électronique et optique sont les deux techniques les plus couramment utilisées pour créer des motifs en résine sur un échantillon. La lithographie électronique permet de réaliser des motifs de dimensions nanométriques avec une résolution d'environ 10 nm. Ce procédé a l'avantage de permettre une grande souplesse sur la forme des motifs que l'on souhaite réaliser mais il impose une très faible épaisseur de résine de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Si on souhaite transférer ce motif au substrat par une étape de gravure plasma, il est nécessaire de déposer en plus un masque dur (métallique) car la tenue des résines « électroniques » aux plasmas est limitée. Ce procédé est également très coûteux et souvent complexe à mettre en place.
La lithographie optique standard permet de réaliser des motifs de dimensions micrométriques avec une résolution pouvant atteindre 500 nm (cela dépend fortement de la longueur d'onde utilisée pour l'insolation). Les motifs sont transférés à la résine via l'utilisation d'un masque en chrome déposé sur une plaque de quartz réutilisable. Au contraire des résines pour la lithographie électronique, les résines pour la lithographie optique ont des épaisseurs typiques de 1 à 10 µm. Généralement, cette épaisseur est suffisante pour effectuer un transfert de motifs sur le substrat via une étape de gravure plasma. Ce procédé de lithographie est relativement simple, rapide et peu coûteux, mis à part l'achat du masque.
Notre choix s'est porté sur le procédé de lithographie optique car il est le plus adapté pour réaliser en quantité des disques de résine de diamètres variant de 10 à 100 µm. A noter que les lithographies électroniques sont très peu répandues, voire appelées à disparaître, dans l'industrie. Ainsi les fondeurs comme *Intel* utilisent des procédés de lithographies optiques *« améliorées »* (en immersion) pour réaliser des transistors en technologie 32 nm.

2.2.2 Réalisation des motifs en résine

Les motifs à déposer sur l'échantillon sont des disques de résine de dimensions micrométriques. Après l'avoir nettoyé, celui-ci est positionné sur le support d'une tournette. On dépose la résine positive type AZ1512HS sur l'échantillon. Les paramètres d'étalement sont : 4000 trs/min pendant 60s. Ensuite on effectue un recuit de la résine sur plaque chauffante à 100°C pendant 90s (cela permet de faire évaporer les solvants présents dans la résine). L'épaisseur de la couche de résine est de 1.2 µm. Ensuite, l'insolation localisée de la résine est réalisée sur une machine MJB4 UV i-line via un masque approprié. Cette machine permet de faire des insolations avec un flux de photons de 6mW/cm^2 à 365 nm. Le temps d'exposition de la résine est de 25s. Pour révéler les motifs (suppression de la résine insolée), il faut tremper l'échantillon pendant 30s dans une solution de développeur dilué dans de l'eau dé-ionisée (AZ351B avec EDI, proportion 1 :1). Pour finir cette étape de réalisation de disques de résines, on trempe l'échantillon dans un bain d'EDI (rinçage) puis on le sèche en utilisant une soufflette à l'azote.

A noter que lors de la réalisation de nos masques en chrome, nous avons porté une attention particulière sur les dessins des disques. Ils sont représentés sous forme de polygones et non pas par un cercle. Afin d'être le plus proche possible d'un motif en forme de disque, nous avons veillé à dessiner un masque dont les « disques » sont des polygones ayant le maximum de côtés (jusqu'à la limitation du logiciel de dessin).

2.3. Gravure du disque en silice

2.3.1 Gravure humide

La technique que nous avons le plus souvent utilisée pour graver les disques d'oxyde est une technique de gravure humide à base d'acide fluorhydrique (HF). La réaction chimique entre le HF et le SiO_2 s'écrit de la façon suivante :

$$SiO_2 + 6HF_{(aq)} \rightarrow H_2[SiF_6]_{(aq)} + 2H_2O$$

Le HF grave de façon isotrope le SiO_2 sans attaquer le masque de résine mais s'il est trop concentré il peut la décoller. L'utilisation d'une solution avec du NH_4F 40% et du HF 49% (en anglais, cette solution est appelée *BOE* pour *B*uffered *O*xide *E*tch) dans une proportion de 5 :1 nous a permis de limiter l'isotropie de la gravure tout en préservant les motifs de résine. Il existe des solutions commerciales de *BOE* 5 :1. Après ouverture d'une de ces solutions, il est important de noter qu'elles évoluent au cours du temps et cela influe notamment sur la vitesse de gravure de la silice. Cette solution chimique a une très forte sélectivité de gravure du SiO_2 par rapport au silicium (quasiment 10 000 :1): une fois la couche de silicium atteinte, si on laisse l'échantillon dans la solution, on assiste à une réduction du diamètre du disque de silice par rapport aux motifs et la résine peut se décoller. Le dépôt d'une couche d'un promoteur d'adhérence pour la résine type *HMDS* permet de limiter son décollement lors de la gravure, mais la stabilité de ce type de solution au cours du temps parait incertaine, d'après les tests que nous avons effectués. La maîtrise parfaite de tous ces paramètres rentrant en jeu dans la gravure humide du disque en silice peut permettre de faire varier l'angle du biseau au bord du disque. Il peut contraindre les modes de galerie à être plus à l'intérieur du disque, donc ceux-ci sont moins dépendants de la rugosité de surface, donc le confinement du photon est amélioré [45].

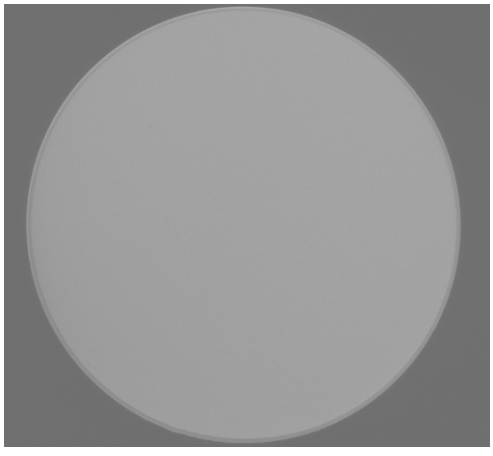


Figure 2-1: image MEB d'un disque de silice de diamètre 400µm et d'épaisseur 2.7µm sur substrat silicium. On distingue faiblement deux ronds révélant la présence d'un biseau au bord du disque.

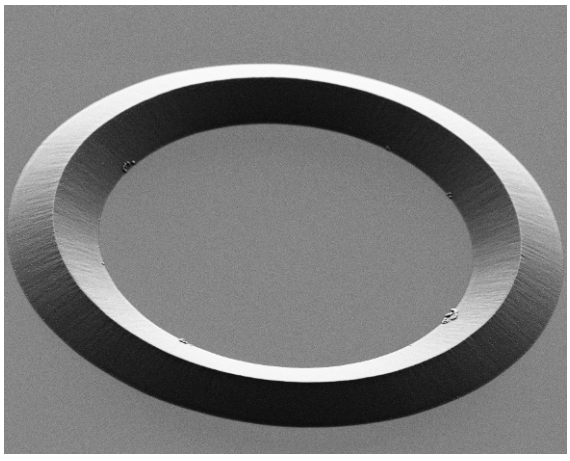


Figure 2-2: image MEB d'une microcouronne de grand diamètre 60µm et de petit rayon 10µm sur substrat silicium. On voit clairement l'aspect biseauté du flanc de gravure de la silice.

2.3.2 Gravure plasma

Pour des épaisseurs d'oxyde supérieures à 1 µm, la gravure plasma n'est pas du tout adaptée. En effet, le SiO_2 est un matériau difficile à graver par cette voie et il faut donc créer un plasma très énergétique. Ce type de plasmas ne permet pas d'avoir une sélectivité de gravure de la silice par rapport à un masque résine et donne accès à des vitesses de gravure du SiO_2 faibles (inférieures à 100 nm/min). Dans le meilleur des cas, la résine est simplement consommée mais il est également possible que le fort bombardement du plasma dégrade la résine. Cela peut engendrer certains effets thermiques entraînant la formation d'une croûte à sa surface. Une fois la résine dans cet état, il peut s'avérer impossible de l'enlever. Même un plasma O_2 précédé d'un plasma avec du carbone pour casser la croûte supérieure, ou une attaque par voie humide dite « Piranha » (à base de H_2SO_4 96% et de H_2O_2 30% dans la proportion 3 :1) peuvent n'avoir aucun effet. L'utilisation d'un masque dur métallique peut être envisagé, mais vu les résultats de gravure humide d'oxyde épais nous avons préféré ne pas nous engager dans cette voie.
Pour autant, pour des épaisseurs d'oxyde inférieures au micron, j'ai pu obtenir de bons résultats en gravure plasma en utilisant le bâti de gravure ICP fluorée, décrit au paragraphe suivant. Les paramètres du plasma que nous avons mis en place sont indiqués dans le tableau ci-après :

Puissance source (COIL)	600 W
Puissance bias (PLATEN)	15 W
Pression dans la chambre	10 mT
Gaz	O_2 5 sccm; Ar 40 sccm; CHF_3 40 sccm

Figure 2-3: paramètres du plasma mis en place pour la gravure du SiO_2 de manière anisotrope.

Ce plasma permet de graver de façon anisotrope une couche de SiO_2 thermique à une vitesse de 54 nm/min. Un des intérêts de ce plasma est qu'il permet de graver également des couches de SiO_x.

2.4 Gravure du pied silicium

L'intérêt de suspendre le disque de silice sur un pied de silicium est double : cela permet déjà de réaliser une cavité à mode de galerie (si le disque n'est pas isolé du substrat, les photons ne sont pas confinés dans la silice car l'indice optique du silicium est supérieur à la silice) et cela permettra par la suite de lisser les rugosités de surface par une étape de fusion de la silice qui transformera le microdisque en microtore ou microsphère.
Là encore, il est possible de former le pied silicium soit par gravure humide, soit par gravure plasma. Il existe des solutions chimiques permettant de graver latéralement le silicium sans attaquer la silice mais l'attaque dépend de l'orientation cristalline du silicium. Le pied est alors facetté, ce qui est rédhibitoire pour l'étape de fusion de la silice. Au contraire, la gravure plasma est très peu dépendante de l'orientation cristalline du matériau que l'on souhaite

graver, elle doit donc permettre de réaliser un pied silicium parfaitement circulaire. Deux techniques de gravure plasma sont possibles : plasma pulsé avec du XeF_2 (utilisé par les groupes de K. J. Vahala et de T. J. Kippenberg notamment), ou plasma continu avec du SF_6. N'ayant pas accès à un équipement permettant d'effectuer des plasmas pulsés, j'ai concentré mes efforts sur la mise en place d'un procédé de gravure plasma continu SF_6.
Avant cette étape, les motifs de résine sont enlevés par voie humide (bain acétone, bain alcool, bain *EDI* puis séchage à la soufflette).

2.4.1 Le bâti ICP fluoré de la PTA

La gravure du pied silicium sous le disque d'oxyde est réalisée à la *PTA*, dans un bâti de gravure plasma fluoré type *ICP* (de la gamme Multiplex de chez *STS*). Il permet d'effectuer des gravures sur des échantillons pouvant aller jusqu'au wafer 100mm. C'est un ancien bâti de gravure profonde du silicium que nous avons modifié (la ligne de gaz C_4F_8 a été remplacée par une ligne de CHF_3 et une gamme de puissance plus faible a été créée sur la RF Platen) afin d'être en adéquation avec les besoins de la majorité des utilisateurs de la *PTA*, c'est-à-dire graver différents matériaux à des vitesses lentes sur des épaisseurs typiques de quelques centaines de nanomètres voire le micron. Ce bâti est malheureusement l'unique bâti de gravure plasma disponible à la *PTA* quatre ans après son ouverture. Il ne peut donc pas être dédié strictement à la gravure du silicium et ses composés. Des matériaux aussi divers que le tantale, le silicium, les nitrures et oxydes de silicium, les polymères, le niobium, voire même quelques matériaux piézoélectriques sont gravés dans la chambre. Avant de réaliser la gravure des pieds silicium, il est donc obligatoire d'effectuer un plasma de nettoyage de la chambre à l'oxygène afin de supprimer tous les résidus de polymères qui peuvent être à l'intérieur, suivi d'un second plasma pour la thermaliser (cela permet d'effectuer les gravures toujours dans les mêmes conditions et donc d'augmenter la reproductibilité).

2.4.2 Mise en place du procédé de gravure plasma

Pour réaliser la gravure du pied silicium sous le disque d'oxyde, je n'ai pu bénéficier du travail effectué par Jérémy Verbert (ancien thésard du laboratoire qui a travaillé sur les mêmes cavités optiques [2]) car le procédé de gravure qu'il avait mis en place, dans la salle grise *PROMES*, a dérivé et cela n'a pas été suivi après son départ, bien entendu. L'ouverture de la *PTA*, en 2007, permettant d'avoir accès au bâti décrit précédemment, nous a donné l'occasion de recommencer sur des bases saines. Partant donc d'une feuille blanche et n'ayant aucune connaissance sur la gravure plasma, je remercie chaudement Internet et Thibault Haccart pour leur aide.
Lors de la mise en place du procédé, les objectifs étaient d'avoir un plasma permettant de graver le silicium de façon isotropique avec des vitesses de gravure latérale et horizontale de l'ordre du µm/min, d'avoir une grande sélectivité de gravure entre le Si et le SiO_2 (afin d'éviter d'attaquer le disque) et de réaliser un pied parfaitement circulaire et concentrique avec le disque (ces deux points sont critiques pour l'étape de fusion, comme nous le verrons par la suite).
L'utilisation de gaz fluorés pour la gravure plasma du silicium est très adaptée. La réaction chimique du fluor avec le silicium est la suivante :

$$Si_{(s)} + 4F \rightarrow SiF_{4(g)}$$

Sur le bâti nous disposons de deux gaz fluorés, le CHF_3 et le SF_6. Ici, le CHF_3 est à proscrire car il ne permet pas une forte sélectivité de gravure entre le Si et le SiO_2. Ensuite, pour avoir une gravure isotrope il faut privilégier une attaque chimique plutôt que physique. Il est donc indispensable d'avoir une pression relativement élevée dans la chambre et de limiter la puissance de la RF Platen (celle-ci contrôle le bombardement des espèces). Au cours de nos tests de gravure, il s'est avéré nécessaire d'ajouter de l'argon dans le plasma. Cela permet d'avoir une meilleure dilution des espèces chimiques dans le plasma. La gravure est plus homogène et les états de surface du silicium sont améliorés. Les paramètres du plasma mis en place sont donc les suivants :

Puissance source (COIL)	450 W
Puissance bias (PLATEN)	8 W
Pression dans la chambre	15 mT
Gaz	SF_6 100 sccm, Ar 50 sccm
Vitesse de gravure horizontale du Si	1.3 µm/min
Vitesse de gravure verticale du Si	2 µm/min
Sélectivité de gravure SiO_2 : Si	environ 1 : 500

Figure 2-4 : paramètres du plasma mis en place pour la gravure du pied silicium sous le disque de silice.

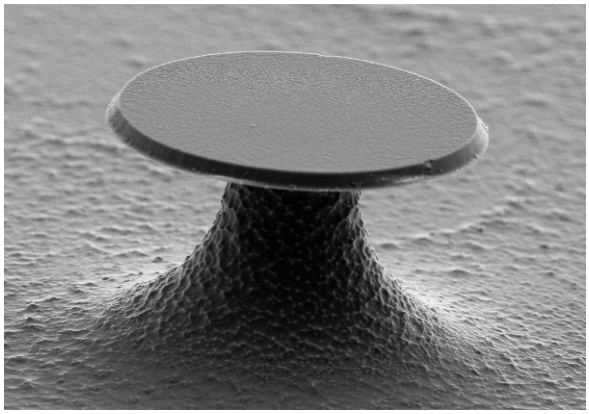


Figure 2-5: microdisque SiO_2 thermique 2.7 µm de diamètre 60 µm. Le plasma utilisé pour graver le silicium n'était pas le procédé final.

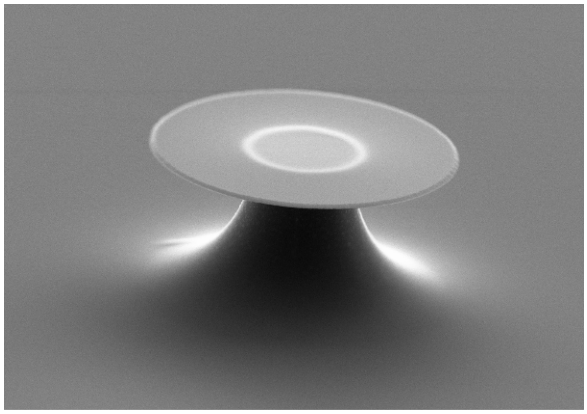


Figure 2-6: microdisque SiO_2 thermique 1.5 µm de diamètre 60 µm. La gravure du pied a été réalisée avec le procédé final.

La Fig. 2-5 présente un microdisque suspendu réalisé au cours de la mise en place du procédé. On peut remarquer une certaine rugosité à la surface du disque due à un plasma trop énergétique. On voit également des irrégularités sur le fond de gravure du silicium et sur le pied. Après avoir diminué l'effet de bombardement et augmenté la dilution des espèces

chimiques, nous avons pu obtenir des réalisations comme présentées sur la Fig. 2-6 (procédé final). Sur cette image on peut distinguer « par transparence », la partie supérieure du pied.

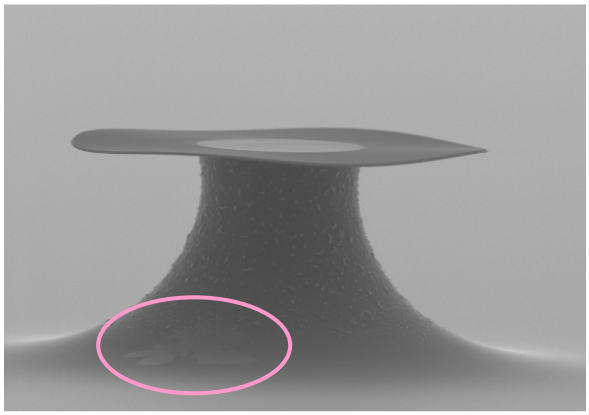


Figure 2-7: microdisque SiO_2 thermique 500 nm de diamètre 80 µm. On remarque un voilage du disque dû à un retrait du silicium important par rapport à l'épaisseur du disque.

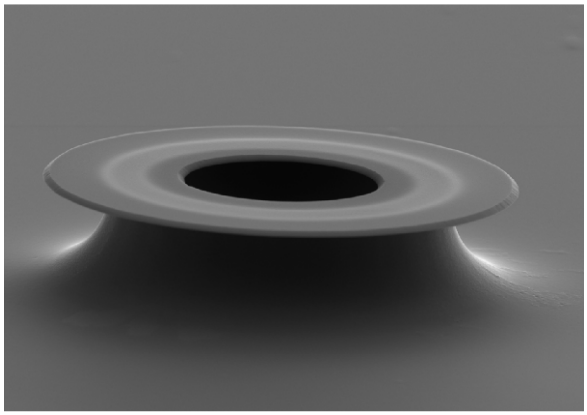


Figure 2-8: microcouronne SiO_2 thermique 1.5 µm de diamètre 80 µm et de largeur 25 µm.

Les Fig. 2-7 et 2-8 présentent deux réalisations effectuées avec le plasma final. La Fig. 2-7 montre un microdisque voilé d'épaisseur 500 nm. Lors de l'étape de l'oxydation thermique du silicium, le SiO_2 est obtenue par adjonction d'atomes d'oxygène dans le silicium cristallin et donc la couche de silice est contrainte sur le substrat silicium. Pendant la gravure du pied, la couche de silice se relâche, en fonction de son épaisseur et du retrait du silicium sous le disque cela peut entraîner la formation d'un disque ondulé. On distingue très faiblement une zone claire à la base du pied. Cela pourrait être un redépôt d'un matériau (métallique ?) survenu pendant la gravure plasma. Vu les diverses gravures réalisées dans le bâti et les masques durs parfois utilisés (platine, chrome…), cette hypothèse est plausible. La Fig. 2-8 présente la réalisation d'une microcouronne. Là encore on peut voir par transparence la partie supérieure du pied silicium. On remarque qu'il est décalé vers le centre de la couronne. L'ouverture de la silice étant plus faible à l'intérieur de la couronne qu'à l'extérieur, le plasma a des difficultés pour graver le silicium au centre de la couronne. Les vitesses de gravure du silicium sont deux fois plus rapides à l'extérieur qu'à l'intérieur de la couronne.

2.5 Etape de fusion de la silice

Les microdisques de silice sur pied silicium sont déjà des cavités à modes de galerie. Cependant, leur facteur de qualité optique est limité par la rugosité présente au bord du disque et qui est générée par les étapes successives de lithographie et de gravure. Démontré en 2003 par le groupe de K. J. Vahala au Caltech [3], un procédé de recuit thermique du bord du disque de silice sur substrat silicium permet de réduire drastiquement les rugosités de surface et de gagner environ trois ordres de grandeur sur le facteur de qualité optique. Ce procédé est en fait la transcription sur substrat du procédé de fabrication de microsphères à très grands facteurs de qualités au bout d'une fibre optique [4] ou de microtores sur une fibre [47].

2.5.1 Principe

Le procédé de recuit thermique effectué sur les microdisques en SiO_2 est un procédé de fusion de la silice basé sur l'utilisation d'un laser CO_2 de forte puissance et de longueur d'onde 10.6 µm. La forte absorption de la radiation de ce laser par la silice, combinée aux puissances élevées accessibles par les lasers CO_2, permet d'atteindre facilement la température de fusion du SiO_2 (environ 1650°C). En irradiant la surface d'un disque de silice sur pied silicium par un pulse suffisamment énergétique d'un laser CO_2, seule la partie suspendue du disque peut atteindre sa température de fusion. En effet, à 10.6 µm le silicium est quasiment transparent et conduit très bien la chaleur (au contraire de la silice, voir tableau ci-après). Dans notre cas, le pied silicium joue donc le rôle de dissipateur thermique et limite l'augmentation de température au centre du disque de silice. La matière présente au bord du disque devient liquide et se rétracte vers son centre grâce aux tensions de surface de la silice en phase liquide. Le diamètre du microtore est donc plus faible que celui du disque mère. Le processus de formation du bourrelet du microtore s'arrête de lui-même lorsque celui-ci est proche du pied silicium. Les rugosités présentes en bord de cavité sont alors minimales.

Matériau	Conductivité thermique
Si	148 $W.m^{-1}.K^{-1}$
SiO_2	$\approx$ 1 $W.m^{-1}.K^{-1}$

Figure 2-9: tableau présentant les conductivités thermiques du Si et du SiO_2

2.5.2 Dispositif expérimental

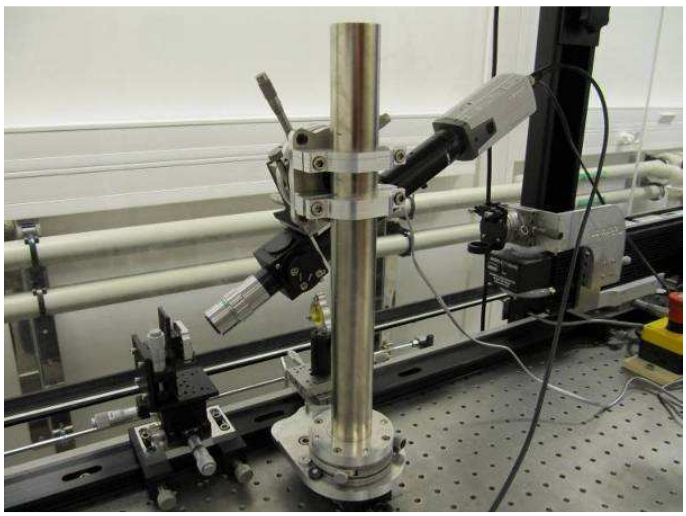


Figure 2-10: image du banc de fusion de la silice. Sur la gauche on distingue le porte échantillon, au centre la lentille de focalisation (jaune) et le système de visualisation optique. Ce dernier, monté sur un rail, est également utilisé pour le banc de mesures spectrales des résonances de nos cavités. A droite de l'image, on peut voir le laser CO_2.

Au cours de cette thèse, nous avons mis en place un banc optique permettant la transformation des disques de silice en tore ou en sphère. Le faisceau lumineux de notre laser CO_2 est dirigé perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Une lentille en ZnSe permet de focaliser le flux. Nous obtenons ainsi un spot d'environ 200 µm de diamètre avec une densité de puissance élevée. Nous avons conçu nos masques de lithographie optique tels que les microdisques sont distants de plusieurs millimètres. En un tir laser nous ne transformons donc qu'un seul microdisque. Un système de visualisation couplé à une caméra CCD permet un contrôle optique de la fusion. Le Laser CO_2 de marque *Synrad* a une puissance maximale d'environ 17 W. Il est lié à deux boîtiers électroniques, le premier permettant de régler la largeur temporelle du tir laser et le second de contrôler la puissance du laser. Le système de visualisation, positionné de façon oblique par rapport au trajet du faisceau, comprend un objectif X20 à grande distance de travail de chez *Mitutoyo* lié à un montage optique de marque *Navitar* permettant de faire varier le grossissement optique du système. L'échantillon est positionné verticalement et nous pouvons régler sa position par l'intermédiaire de différentes platines micrométriques.

2.5.3 Réalisations de microtores en silice sur puce

L'étape finale de fusion du microdisque fut la plus difficile à maîtriser. Tout d'abord, le rayonnement du laser CO_2 n'est pas dans le domaine du visible. Il est donc nécessaire, au préalable, de réaliser des tirs lasers sur des disques sacrifiés, afin d'aligner parfaitement le système de visualisation avec le point d'impact du laser sur l'échantillon. Pour obtenir une fusion du disque uniforme, l'axe du faisceau laser doit être parfaitement aligné avec l'axe du microdisque. Le gradient thermique sur le disque de silice lors du tir laser est lié à la forme du pied silicium. S'il n'est pas parfaitement circulaire et concentrique avec le disque de silice, il est impossible d'obtenir un microtore parfaitement circulaire. La qualité de la gravure du pied est donc essentielle pour réaliser une microcavité ayant des propriétés optiques ultimes. L'homogénéité et la densité de la couche de silice influent également sur la qualité de la fusion. Un résultat de fusion d'un microdisque dont la couche de silice a été déposée par évaporation sur un substrat silicium est présenté ci-après. D'autre part, les réglages de la puissance et de la durée du tir laser doivent être minutieux et demandent également de sacrifier des microdisques. Ils dépendent de l'épaisseur de la couche d'oxyde thermique et des dimensions du pied et du microdisque. Si le retrait sous le disque est trop faible, il peut être impossible d'atteindre la température de fusion de la silice en bord de disque. Si la fusion du disque est possible mais que le tir laser est trop énergétique, la silice peut être sublimée et venir se redéposer à la surface de l'objet pour former une sorte de « mousse ». Si elle se redépose sur les bords du microtore, elle peut dégrader le confinement des photons à l'intérieur de la cavité réalisée. La puissance laser à utiliser et donc très variable en fonction de l'échantillon mais la durée du tir est toujours de l'ordre de quelques millisecondes, en général.
Les Fig. 2-11, 2-12, 2-13 et 2-14 présentent différentes réalisations obtenues après l'étape de fusion d'un microdisque. Les trois premières montrent la complexité de la maîtrise du procédé de fusion. La quatrième image expose la réalisation d'un microtore dont le bourrelet est inversé par rapport à la majorité des microtores fabriqués (bourrelet vers le substrat). Cet objet a été réalisé à partir d'un substrat *SOI* (900 nm de SiO_2 thermique / 5 nm de Si cristallin / 400 nm de SiO_2 thermique / bulk Si). L'hétérostructure du disque de départ ne peut expliquer totalement la formation particulière de cet objet car celle-ci a également été obtenue

en partant de microdisques intégralement en silice thermique. La réalisation de ce type de microtores n'est donc pas maîtrisée.

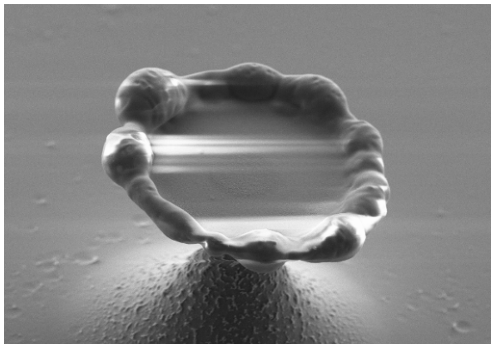


Figure 2-11: Fusion réalisée sur un microdisque avec 500 nm de SiO_2 thermique sur lequel nous avons déposé par évaporation 1 µm de SiO_2.

Figure 2-12: Fusion trop énergétique d'un microdisque de SiO_2 thermique

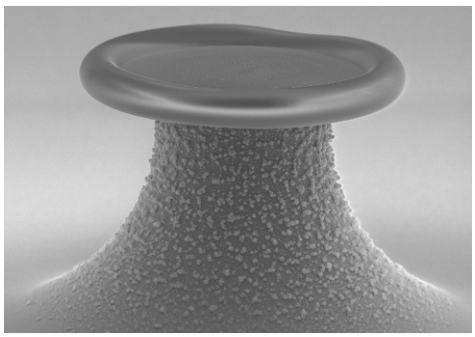


Figure 2-13: Fusion d'un microdisque de 2.7 µm de silice présentant un défaut de fabrication (bourrelet du microtore non homogène)

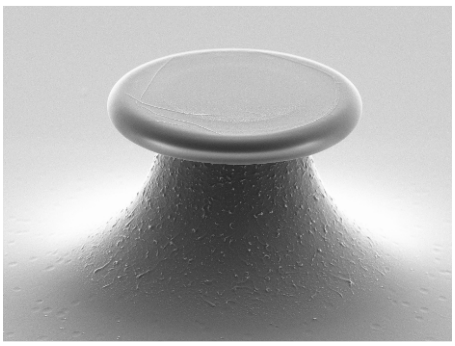


Figure 2-14: fusion réalisée sur un microdisque de 1.3 µm d'épaisseur. Le disque est composé de 900 nm de SiO_2, 5 nm de silicium cristallin, 400 nm de SiO_2.

Pour autant, nous avons réussi à contrôler les paramètres de cette étape de fusion afin de réaliser de beaux microtores (voir Fig. 2-15) avec une certaine reproductibilité. Les dimensions finales des microtores dépendent directement des dimensions du disque sur pied ainsi que de l'épaisseur de la couche de silice : il est donc possible de fabriquer des microtores avec une bonne reproductibilité dimensionnelle. Nous avons pu réaliser des microtores en silice de rayon allant de 6 à 50 µm environ et ayant des bourrelets de rayon variant entre 2 et 4 µm.

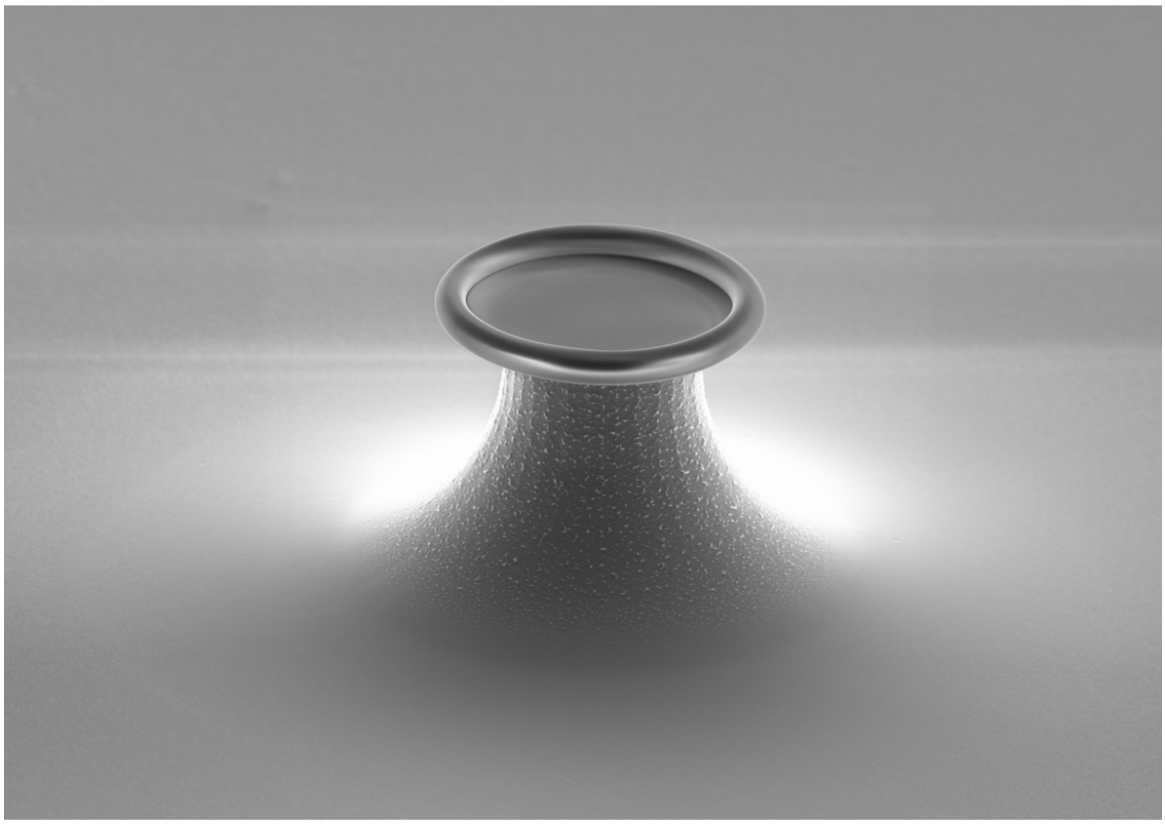


Figure 2-15: Réalisation d'un microtore de diamètre 50 µm

Chapitre 3 : Mesures des modes de galerie

Les modes des cavités sont confinés à l'interface silice/air par réflexions totales internes successives. Les ondes évanescentes sont présentes dans l'air à proximité de la surface des résonateurs. En accédant à cette zone « d'évanescence » il est donc possible d'interagir avec un mode de galerie fortement confiné.
Différentes techniques de couplage évanescent ont été utilisées par le passé sur des microsphères ou microtores de silice. La méthode la plus ancienne est celle utilisant un prisme d'indice supérieur à la silice. Elle fut très fructueuse pour l'excitation de modes de microsphères au bout de fibre notamment dans les années 1990 [4] [10] [12] [30] [38]. Cependant cette technique est très difficile à mettre en œuvre pour des cavités réalisées sur substrat comme dans notre cas. Pour résoudre ce problème, des méthodes utilisant un guide d'onde intégré au substrat (notamment avec des microdisques) ou des pointes de fibre optique ont ainsi été mises en place. Depuis les années 2000, une autre technique basée sur l'utilisation d'une fibre optique amincie est apparue. Ce coupleur est souvent appelé « taper ». C'est un abus de langage faisant référence à sa variation de diamètre. Ces tapers permettent d'obtenir des taux de couplage à un mode d'une cavité en silice proches de 100 % [3] [16] [17]. C'est cette dernière technique que nous avons choisie pour exciter efficacement les modes de nos cavités.

Après avoir exposé les caractéristiques d'un taper de silice, la méthode mise en place pour leur réalisation et leur caractérisation, nous décrirons la technique de couplage. Ensuite le banc mis en place pour les mesures spectrales des résonances des cavités sera présenté et ses limites de résolution seront étudiées. Enfin, l'évolution des mesures effectuées sur nos cavités *WGM* au cours de cette thèse sera présentée.

3.1 La fibre optique amincie : le taper

Depuis la fin des années 90 [16], l'utilisation de tapers est le moyen le plus répandu pour l'excitation et la collection des modes de galerie à très grands facteurs de qualité de microsphères ou de microtores [3][17]. Ceci est dû en grande partie au fait que le taper de silice est le meilleur moyen, à l'heure actuelle, pour collecter et coupler efficacement de la lumière aux modes de ces cavités (taux de couplage aux modes pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 95-99%). Le fait que le taper soit du même matériau que les tores ou sphères permet ces très bons accords entre mode de galerie-mode guidé par le taper.
Les tapers sont réalisés à partir de fibres optiques monomode type *SMF* pour *S*ingle *M*ode *F*iber (en général de diamètre de cœur 9 µm et de cladding 125 µm). Pour en fabriquer, il faut chauffer localement la fibre pour que la silice devienne visqueuse tout en l'étirant à chacune de ses extrémités. De cette façon on allonge la fibre optique de quelques centimètres et le diamètre de sa partie affinée peut atteindre une valeur de l'ordre du micron. Cela permet d'avoir une onde évanescente proche de l'interface silice/air au niveau de la partie amincie que l'on appelle taper. Il est possible d'injecter efficacement de la lumière circulant dans le taper vers une microcavité (tore, sphère) lorsque celle-ci est dans la zone d'évanescence du

taper. Pour cela le coupleur doit être dans le plan équatorial d'un microtore ou d'une microsphère pour avoir un très bon recouvrement des champs du mode fondamental du taper avec un mode de la cavité. L'idéal étant d'avoir une égalité des indices effectifs de ces deux modes. Une étude très intéressante sur la forme, la réalisation et la caractérisation de tapers pour l'étude de microcavités du même type que celles que nous réalisons, a été effectuée par F. Orucevic au LKB [19] [20].

3.1.1 La forme du taper : l'adiabaticité

La forme du taper joue un rôle crucial dans le couplage de la lumière dans un tore ou une sphère de silice. Lors de l'amincissement de la fibre optique, le diamètre du cœur et le diamètre du cladding sont tous les deux réduits (transformation homothétique). Lorsque le diamètre de la fibre est suffisamment faible, le mode initialement excité n'est plus exactement guidé par le cœur de la fibre mais par le saut d'indice air/silice présent à la surface du cladding. Ce mode présente alors une partie évanescente importante pouvant permettre un accord de phase avec un mode de cavité pour un gap taper/microcavité allant de 0 à 1.5µm environ à λ=1550nm. Pendant l'étirage, les modes de cœur et de gaine de la fibre s'adaptent au diamètre de la fibre.

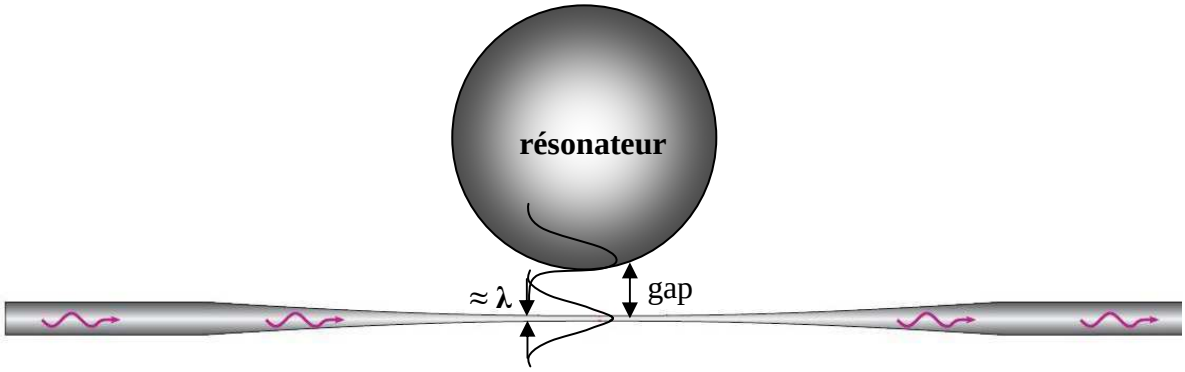


Figure 3-1: Schéma d'une fibre optique amincie. En fonction du gap, le champ évanescent à la surface du taper permet de coupler de la lumière dans le résonateur

Cette adaptation dépend de la variation du diamètre de la fibre amincie. On dit que son diamètre varie de manière adiabatique lorsqu'il évolue suffisamment lentement pour que les modes s'adaptent au diamètre de la fibre [18]. Si le taper n'est pas adiabatique, le mode fondamental de la fibre HE_{11} peut se coupler aux modes d'ordres supérieurs. Une partie de l'énergie stockée dans ces derniers pouvant se coupler dans la gaine de la fibre puis être diffusée dans l'air, nous pouvons avoir une baisse de la puissance transmise par le mode fondamental de la fibre. L'adiabaticité du taper est un critère nécessaire pour avoir un bon transfert d'énergie entre le mode du cœur de la fibre initiale vers le mode fondamental du taper qui est, pour être rigoureux, un mode du guide gaine+cœur. L'idéal est d'obtenir un taper dont la variation de diamètre est la plus lente possible, ou encore que l'angle $\theta(z)$ (voir Fig. 3-2) soit le plus faible possible. Lors de la fabrication du taper, on chauffe localement la

fibre. La silice doit atteindre une forte température (supérieure à 1000°C) pour qu'elle devienne visqueuse. Cette zone où la silice n'est plus solide est appelée zone chaude, de longueur *2h* sur le schéma ci-après. Sa forme est prépondérante pour l'obtention d'une bonne adiabaticité de la fibre amincie. La zone A représente la partie de fibre non chauffée de rayon initial r_0, la zone B celle variant du rayon r_0 à r_w, et une troisième, la zone C représentant la zone chaude finale de rayon r_w.

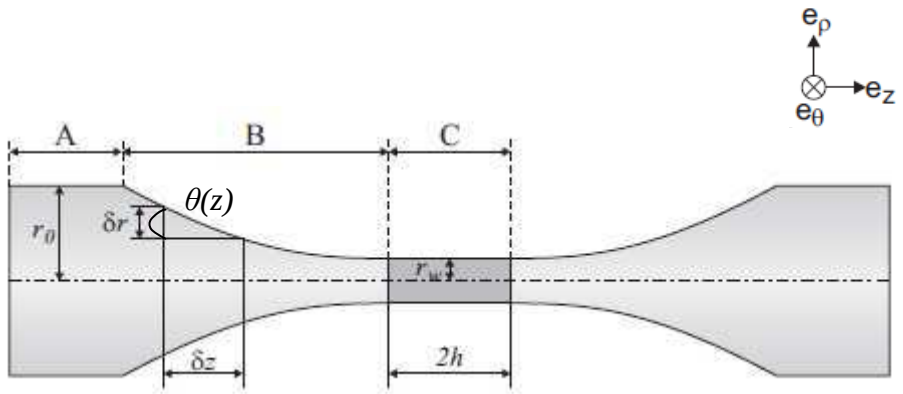


Figure 3-2: Schéma d'un taper avec la définition des paramètres pour l'expression du critère d'adiabaticité du taper. *2h* représente la longueur de la zone chaude. Pour une petite variation de longueur δz, le rayon de la fibre varie de δr. L'allongement de la fibre s'effectue selon l'axe *z*.

3.1.2 Structure modale des tapers

Avant étirement, la fibre optique utilisée pour réaliser les tapers est une fibre monomode de diamètre de cœur de 9µm. Au début de l'étirage, la réduction des diamètres de la gaine et du cœur de la fibre fait que celle-ci n'est plus totalement monomode. Le mode fondamental de la fibre initiale peut se coupler aux modes d'ordres supérieurs. Ce n'est qu'à la fin de l'étirage que la microfibre redevient quasiment monomode si l'adiabaticité est suffisante et si le diamètre du taper est proche d'une valeur critique d_c. Celle-ci peut se calculer à partir de l'expression de la fréquence normalisée V_{taper} :

$$V_{taper} = (\pi.d\sqrt{n_{SiO2}^2 - n_0^2}) / \lambda_0$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et *d* le diamètre de la fibre.

d_c est la valeur prise par *d* pour V_{taper} = 2.405. En prenant λ_0 =1.55 µm, n_{SiO2} =1.444 et n_0 =1, on trouve d_c =1.145µm. Si le diamètre de la microfibre est supérieur à cette valeur, le taper sera multimode. La fréquence normalisée au carré divisée par deux donne une approximation du nombre de modes guidés dans une fibre en fonction de son diamètre. En résolvant l'équation de Helmholtz en coordonnées cylindriques pour une microfibre amincie assimilée à

un milieu homogène en silice d'indice 1.444 à 1.55 µm et en prenant l'air comme milieu environnant, on peut déterminer précisément le nombre de modes guidés dans la silice en fonction de son diamètre ainsi que leurs indices effectifs [49] [50]. La Fig. 3-3 représente cette évolution. L'indice effectif correspond au ratio $n_{eff} = \beta / k_0$ où β est la constante de propagation et $k_0 = 2\pi / \lambda_0$. Pour les tapers de petits diamètres nous sommes dans des conditions de guidage optique où le contraste d'indice est élevé entre la silice et l'air, au contraire d'une microfibre *SMF* standard où nous sommes dans des conditions de guidage optique où le contraste d'indice entre la gaine et le cœur de la fibre est faible.

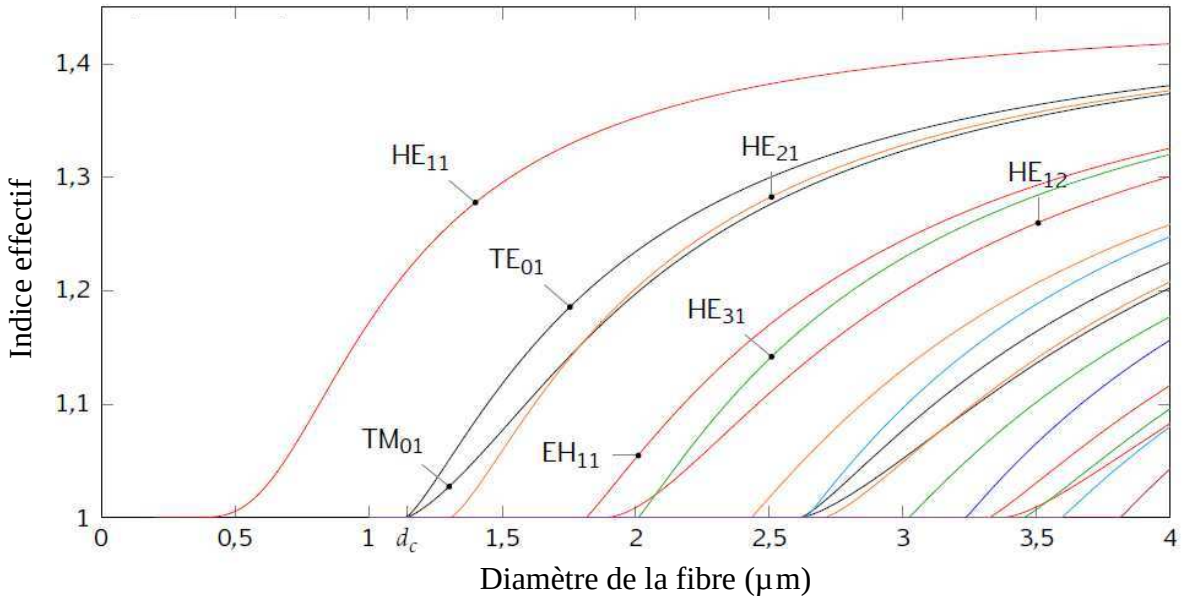


Figure 3-3: Evolutions des indices effectifs des modes guidés par une microfibre de silice à 1.55µm en fonction de son diamètre.

Les modes HE_{xy} et EH_{xy} sont des modes hybrides électriques ayant toutes leurs composantes de champ non nulles. Les modes transverses électriques TE_{0y} et transverses magnétiques TM_{0y} sont des modes dont la composante selon la direction de propagation du champ électrique ou magnétique est nulle. Le nombre de modes guidés dans une microfibre amincie augmente rapidement avec son diamètre (1 mode pour un diamètre de 1 µm et 12 modes pour 3 µm). Sur la Fig. 3-3 on voit que pour un diamètre inférieur à 0.5 µm, les modes sont guidés par le taper mais sont situés intégralement dans l'air et qu'entre d_c et 0.5 µm l'indice effectif du dernier mode guidé dans la silice (HE_{11}) chute rapidement. Dans cette zone, le guidage du mode par la microfibre peut devenir faible. Il sera difficile d'avoir un couplage optimal avec un mode fondamental de microtore ou de microsphère car il y aura une différence d'indices effectifs importante entre celui du mode du taper (proche de 1) et celui du mode fondamental de la cavité (proche de 1.444 car ce sont les modes les plus confinés dans la silice) importante. De plus, la moindre irrégularité sur le taper génèrera des pertes élevées.

3.1.3 Réalisation des tapers

Nous venons donc de voir que pour avoir un « bon » taper permettant le meilleur couplage à un mode fondamental de tore ou de sphère il faut fabriquer un taper le plus adiabatique possible avec un diamètre proche de d_c =1.145 µm.
Pour avoir une bonne adiabaticité, il faudra veiller à :

- Etirer la fibre selon son axe
- Etirer la fibre sans à coup et à une vitesse modérée
- Avoir une bonne forme de zone chaude ainsi qu'une température adaptée et relativement homogène.

Pour avoir un taper avec un diamètre de l'ordre de d_c, il faudra s'assurer :

- D'être quasiment monomode
- D'avoir un guide avec peu de pertes (si le taper est trop fin, la puissance se propageant dans la microfibre chute rapidement, le guidage du mode fondamental est faible)

Le schéma de principe du montage permettant la fabrication de tapers est présenté en Fig. 3-4.

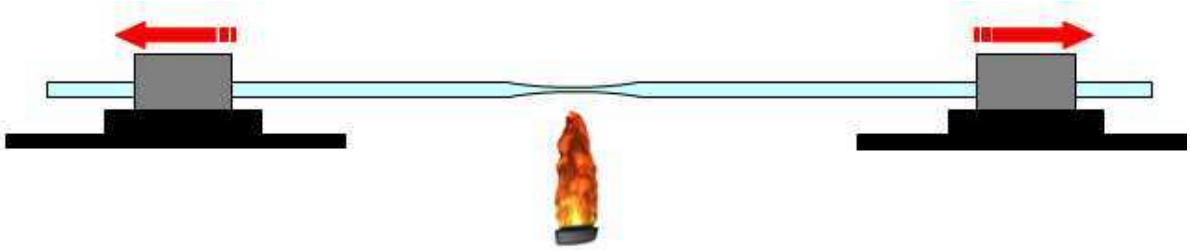


Figure 3-4: schéma du montage permettant la réalisation de tapers

La fibre optique mère est une fibre monomode type SMF28 de diamètre de cœur 9µm et de diamètre de gaine 125 µm. Celle-ci est positionnée sur deux ensembles motorisées par l'intermédiaire de fixations commerciales pour les fibres optiques. Un alignement des deux ensembles est effectué au préalable. Chacun est constitué d'une platine de chez Newport sur laquelle est monté un vérin motorisé qui peut être commandé par un PC, le tout permettant des déplacements pouvant aller jusqu'à 25 mm à très faible vitesse et avec une très grande stabilité. Différents montages pour réaliser la zone chaude ont été mis en place. Des premiers tests ont été effectués avec un chalumeau à gaz avec différentes formes de buse (une seule flamme de différents diamètres, une ligne de 10 petites flammes étalées sur 15 mm). Divers mélanges de gaz ont également été testés, que ça soit du butane/propane (flamme instable, température trop faible), du butane/propane avec ajout d'oxygène (flamme stable mais le flux d'air chaud était très élevé et entrainait des casses rapides de la fibre pendant son étirage) ou encore du butane/propane avec adjonction d'air comprimé (flamme stable, température suffisante mais encore beaucoup de problèmes pour effectuer un étirage de fibre de bonne qualité). Les tous premiers contrôles de la transmission de la fibre étaient effectués en injectant une source visible large bande en entrée et le signal en sortie fibre était envoyé dans un spectromètre permettant un suivi de la transmission quasiment en continue au cours de l'étirage. Sur la Fig. 3-6 on peut voir la transmission d'une fibre avant et après son étirage. Les pertes dépendent de la longueur d'onde et peuvent atteindre une valeur proche de 40%. L'adiabaticité n'est pas bonne.

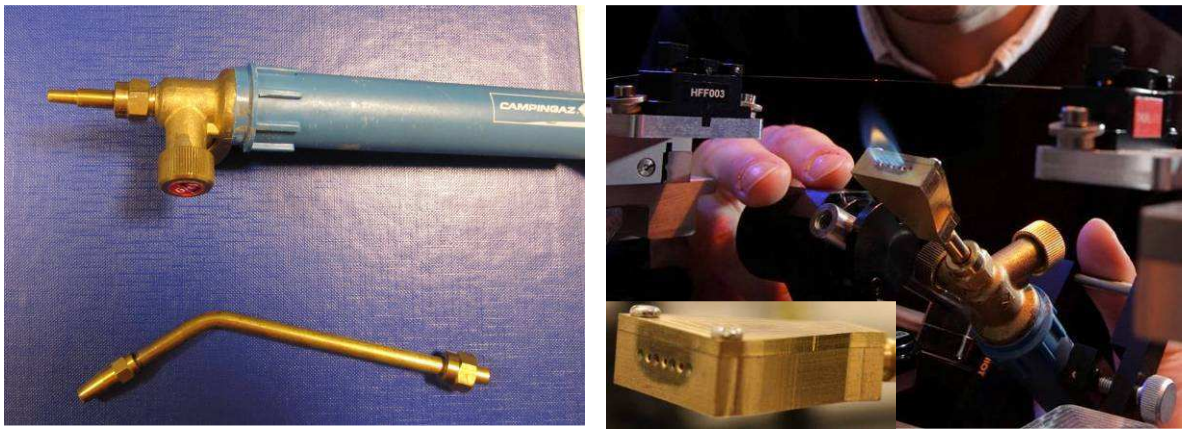


Figure 3-5: photos des premiers montages pour réaliser la zone chaude

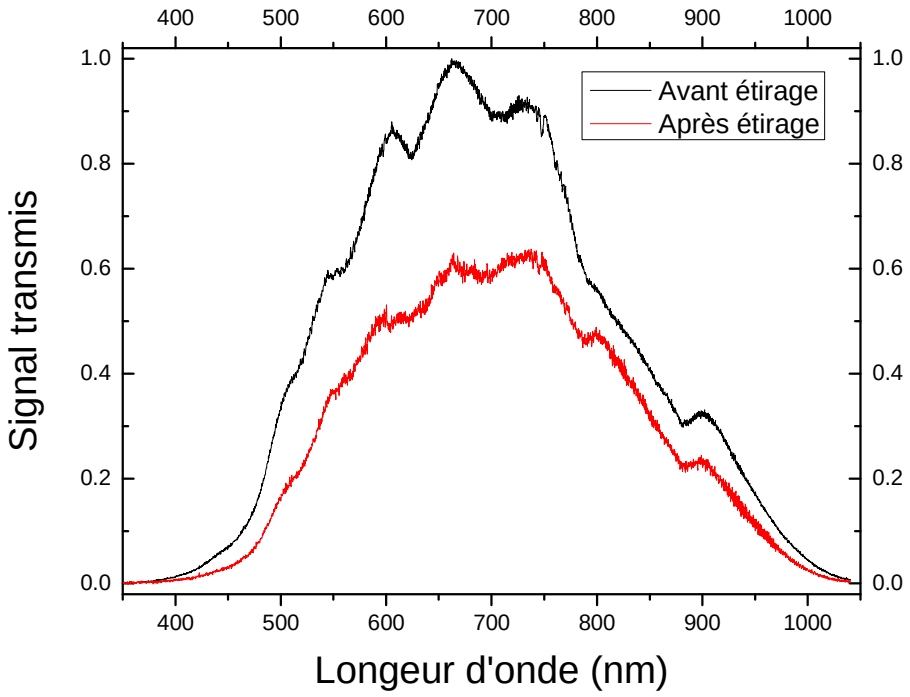


Figure 3-6: Transmission d'une fibre optique avant et après étirage obtenu lors des premiers essais de réalisation de tapers

Notre choix pour réaliser la zone chaude s'est finalement porté sur l'utilisation d'un fer à souder à gaz commercial muni d'une buse à gaz chaud avec une mise rapportée réfléchissante. La zone chaude est cylindrique. Il est possible d'atteindre une température d'environ 1500°C et le gradient thermique est limité dans cette zone de 15 mm de long. Bien que le placement de la fibre dans la zone chaude demande du « savoir faire », cette solution nous a donné les meilleurs résultats sur la fabrication de tapers comme nous le verrons par la suite. Avant l'affinement, la fibre optique est précontrainte en tension et la partie qui se trouve dans la zone chaude est dégainée. Lors de l'étirage, la vitesse de déplacement de chaque platine est de

quelques dizaines de micromètres par seconde. En général, l'allongement final de la fibre est de 3-4 cm. Une réduction de la puissance de chauffe du fer à souder est effectuée en fin d'étirage. Notons que d'autres groupes dans le monde réalisent une zone chaude via l'utilisation d'un laser CO_2 [21] ou d'un four céramique [44].
La première méthode de suivi de la transmission de la fibre au cours de l'étirage a été rapidement abandonnée. Nous sommes passés à une technique où l'entrée de la fibre est connectée à une source laser accordable que nous utilisons à une longueur d'onde fixe et le signal transmis par la fibre est envoyé sur une photodiode. Le courant est ensuite converti en tension puis analysé à l'aide d'un oscilloscope. Les deux graphiques qui suivent ont été obtenus de cette manière, en fixant la longueur d'onde injectée à 1530 nm.
Sur le premier suivi de la transmission d'une fibre au cours de son étirage (Fig. 3-7), on peut remarquer deux défauts lors de sa fabrication. A t ≈ 20s, on peut voir une marche dans la transmission. Cela pourrait être dû au fait que la fibre n'était pas suffisamment tendue avant étirage. Le second est apparu à t ≈ 110s. Il correspond à un défaut provoqué par une instabilité de la flamme du fer à souder à gaz. Malgré cela, le taper a une très bonne transmission au final (98%). Les défauts « locaux » rencontrés au cours de la fabrication pourraient avoir été atténués grâce à la viscosité de la silice dans la zone chaude. On peut remarquer des oscillations sur le signal transmis au cours du temps. Celles-ci sont dues à deux choses : le taper n'est pas monomode et son adiabaticité n'est pas suffisante, dans cette période. De l'énergie est transférée du mode fondamental de la fibre mère vers des modes d'ordres supérieurs de la zone amincie. Le début des oscillations correspond à la naissance des modes hybrides qui peuvent se propager dans la fibre.

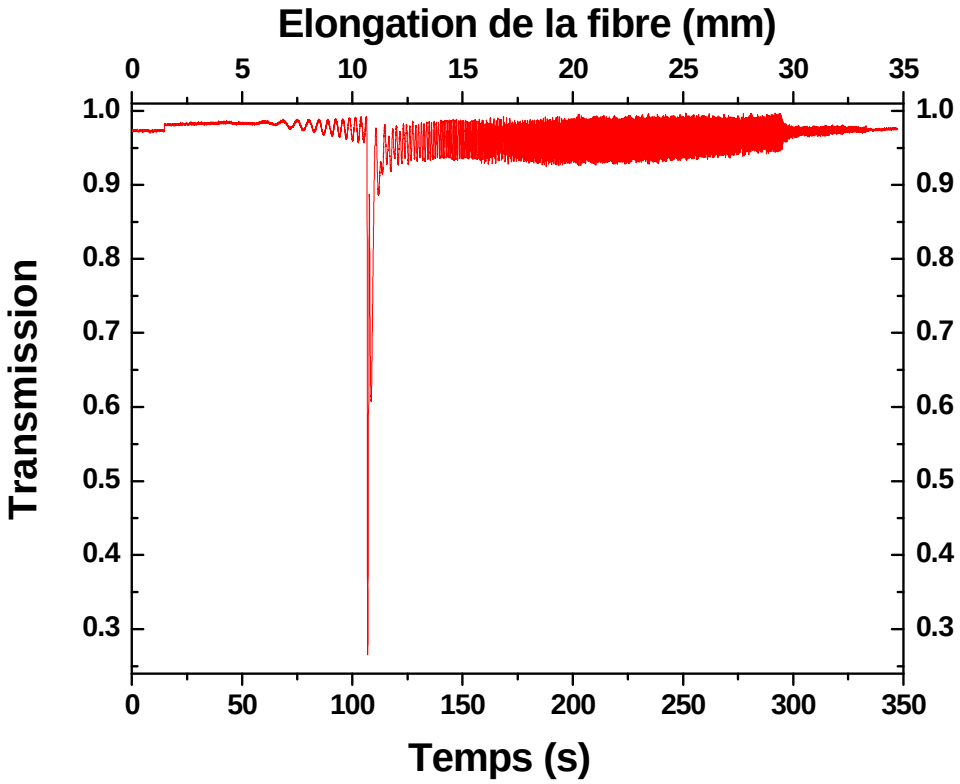


Figure 3-7: Evolution de la transmission d'une fibre à 1530 nm au cours de l'étirage. La transmission finale du taper est d'environ 98%.Le déclenchement de l'étirage a été effectué à t = 0s.

La Figure qui suit présente un suivi de la transmission d'une autre fibre optique au cours de son étirage. Celle-ci ne présente pas les deux défauts que nous avions rencontrés précédemment. Les trois zooms effectués sur le suivi de la transmission pendant l'étirage montrent une évolution de la fréquence des oscillations en fonction de l'élongation. Celle-ci augmente rapidement au cours du temps. Elles disparaissent en fin d'étirage. Le taper est donc monomode et, comme expliqué auparavant, son diamètre est alors inférieur à 1.1 µm. La transmission finale du taper est d'environ 97%.

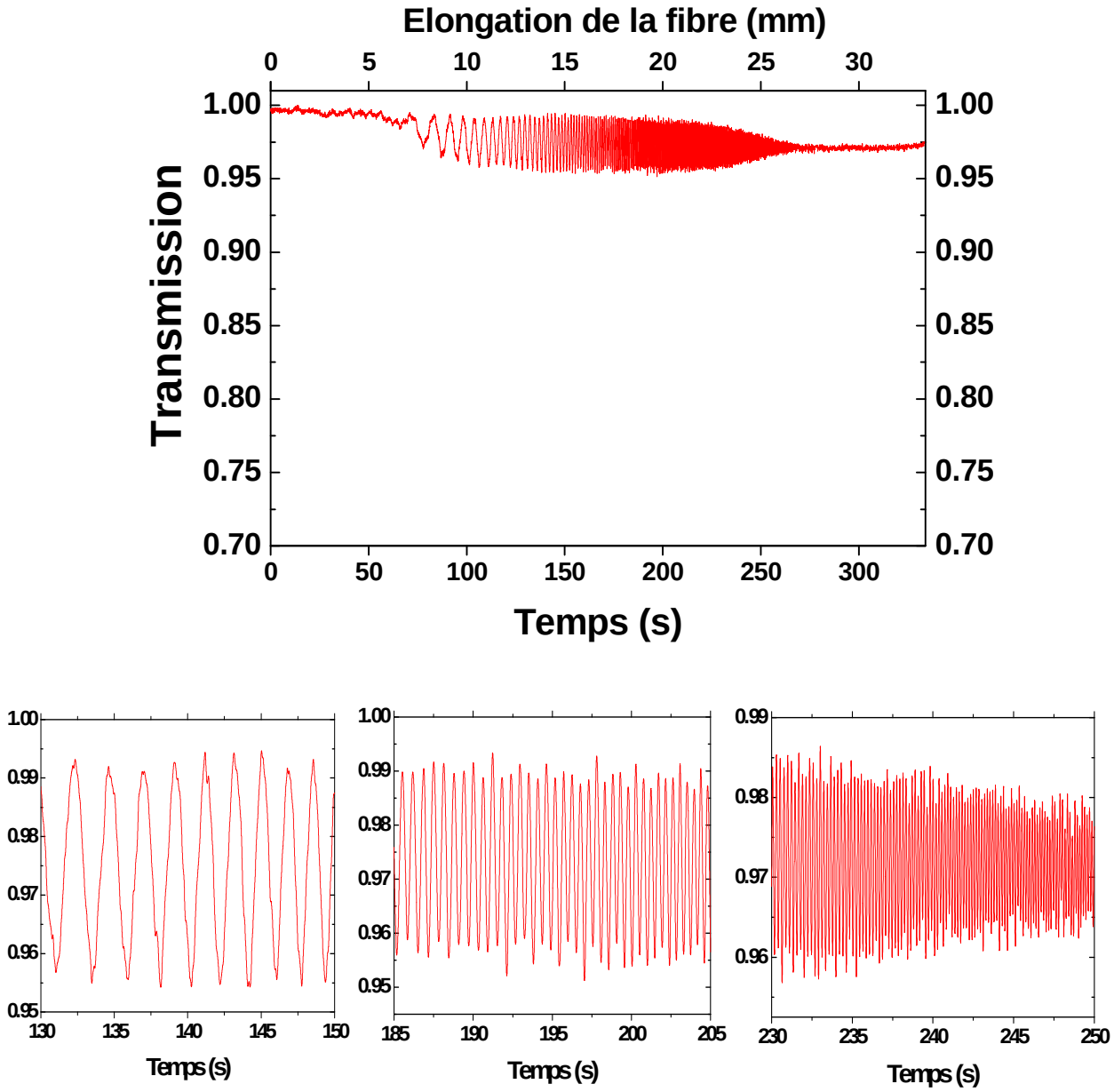


Figure 3-8: Evolution de la transmission d'une fibre à 1530 nm au cours de l'étirage. La fin de l'acquisition correspond à la fin de la fabrication du taper de diamètre environ 1.1 µm. La transmission finale du taper est supérieure à 97%. Le déclenchement de l'étirage a été effectué à t=0s. Les trois petits graphiques sont des zooms du suivi de la transmission et montrent les variations des oscillations au cours de la fabrication du taper sur des temps identiques.

Des trois tapers dont le suivi en transmission a été présenté, le premier a pu être utilisé pour des couplages à des modes de microtores mais n'avait pas une qualité suffisante pour un couplage optimal aux modes fondamentaux. Le deuxième taper, malgré les défauts rencontrés au cours de sa fabrication, ainsi que le troisième ont permis des couplages de l'ordre de 95% à certains modes de tores ou de sphères. La qualité de ces derniers tapers pour un couplage aux modes des cavités que nous fabriquons est à l'état de l'art. Leur réalisation est reproductible. Cela valide la méthode de fabrication mise en place.

3.2 Modèle théorique du couplage

3.2.1 Description

Différents modèles théoriques permettent de décrire l'excitation d'un mode de galerie d'une cavité circulaire par une onde évanescente provenant d'un guide d'ondes monomode. Le modèle présenté par *A. Yariv* [92] [93] ou J. Ctyroky [94] est le plus simple. Ici nous présenterons le modèle d'une cavité Fabry-Pérot en anneau utilisé par F. Treussart [29]. La résonance d'un mode de galerie est analogue à celle d'une cavité Fabry-Pérot en anneau excitée en réflexion, ce qui se traduit par une détection de la résonance en absorption.

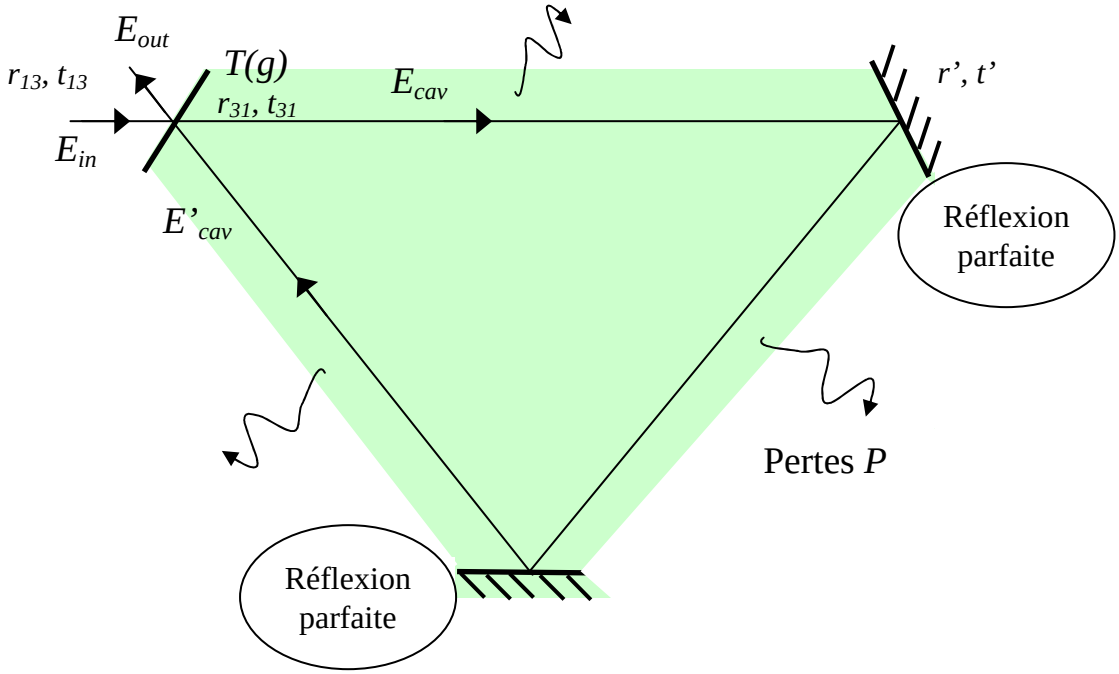


Figure 3-9: Schéma du Fabry-Pérot en anneau modélisant le couplage à une cavité. Le miroir de couplage d'entrée/sortie possède une transmission T dépendante du couplage par onde évanescente. La réflexion est supposée parfaite sur les deux autres miroirs. Du fait des pertes P, au bout d'un tour le champ vaut E'_{cav} dont une partie part vers l'extérieur E_{out}.

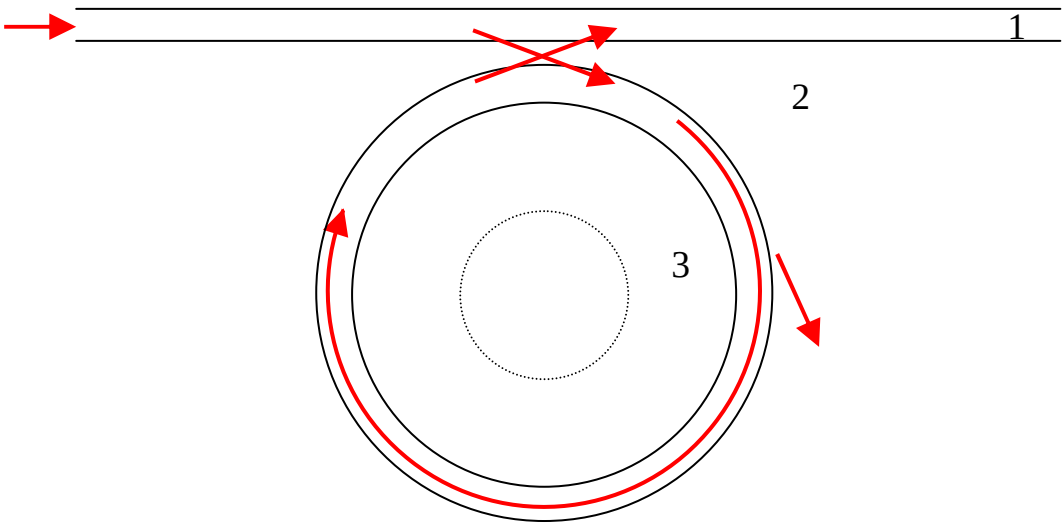


Figure 3-10: Schéma général du dispositif de couplage par onde évanescente. Le milieu 1 représente le coupleur (taper dans notre cas), le milieu 2 l'air et le milieu 3 une cavité à modes de galerie

Le schéma de la cavité Fabry-Pérot en anneau est représenté sur la Fig. 3-9. Le coupleur (indice 1) sera assimilé à un miroir à faibles pertes. Le milieu d'indice 3 représente la cavité et le milieu d'indice 2 la zone intermédiaire entre le coupleur et la cavité (représentés sur la Fig. 3-10). Le coefficient de réflexion en amplitude de la lumière du coupleur (1) vers le résonateur (3) est noté r_{13}. Nous utiliserons la même notation pour les autres coefficients. r' et t' sont les coefficients réels du second miroir. Les coefficients de réflexion et de transmission en énergie s'écrivent $R = |r_{13}|^2 = |r_{31}|^2$ et $T = |t_{13}.t_{31}| = 1 - R$. On a $\phi_{13} \equiv \arg(r_{13})$ et $\phi_{31} \equiv \arg(r_{31})$ avec

$$t_{31}.t_{13} - r_{13}.r_{31} = -e^{i.(\varphi_{13}+\varphi_{31})}. \quad \text{(Voir développements en annexe de [29])} \qquad (3.1)$$

On se place dans un régime de grande finesse où P, T, T'<<1. Nous pouvons donc écrire les relations entre les champs entrant E_{in}, sortant E_{out}, le champ intracavité E_{cav} et le champ intracavité au bout d'un tour E'_{cav} :

$$\begin{cases} E_{out} = t_{31}.E'_{cav} + r_{13}.E_{in} \\ E_{cav} = t_{13}.E_{in} + r_{31}.E'_{cav} \\ E'_{cav} = r'.e^{i\phi}.e^{-P/2}.E_{cav} \end{cases} \qquad (3.2)$$

où φ représente la rotation de phase provenant uniquement de la propagation sur un tour et $e^{-P/2}$ l'atténuation sur un tour subie par le champ intracavité. On en déduit l'expression suivante :

$$\frac{E_{cav}}{E_{in}} = \frac{t_{13}}{1 - r_{31}.r'.e^{i\phi}.e^{-P/2}} \tag{3.3}$$

On remarque que nous avons ici le terme qui correspond à la somme de la série géométrique associée aux tours successifs dans la cavité. Le dénominateur met aussi en évidence la phase par tour :

$$\Phi = \varphi + \varphi_{31} \tag{3.4}$$

On peut écrire :

$$E_{out} = \left(r_{13} + \frac{t_{31}.t_{13}.r'.e^{i\varphi}.e^{-P/2}}{1 - r_{31}.r'.e^{i\varphi}.e^{-P/2}} \right) E_{in} \tag{3.5}$$

En utilisant les expressions (3.1) et (3.4), on peut écrire :

$$E_{out} = \frac{|r_{13}| - r'e^{-P/2}e^{i\Phi}}{1 - |r_{31}|r'e^{-P/2}e^{i\Phi}} e^{i\varphi 13} \cdot E_{in} \tag{3.6}$$

Comme nous sommes dans un régime de grande finesse et si nous nous plaçons à proximité de la résonance (avec $\delta\varphi$ le désaccord entre Φ et $2k\pi$), on peut écrire :

$$\begin{cases} e^{-P/2} \approx 1 - P/2 \\ |r_{13}| = |r_{31}| = \sqrt{1-T} \approx 1 - T/2 \\ r' = \sqrt{1-T'} \approx 1 - T'/2 \\ e^{i\Phi} \approx 1 + i\delta\varphi \end{cases} \tag{3.7}$$

Avec ces expressions on peut approcher le coefficient de réflexion de la cavité $r(\delta\varphi)$ par la formule suivante :

$$r(\delta\varphi) = \frac{E_{out}}{E_{in}} \approx e^{i\varphi_{13}}.\left(\frac{\frac{T - (T'+P)}{2} + i\delta\varphi}{\frac{T + (T'+P)}{2} - i\delta\varphi} \right) \tag{3.8}$$

Dans cette expression, $T'+P$ représente les pertes intrinsèques que l'on note P_i. On voit qu'à la résonance et lorsque $T = P_i$, le coefficient de réflexion s'annule. Ce point correspond au couplage critique, c'est-à-dire quand les pertes par couplage T sont égales aux pertes intrinsèques P_i. Le transfert d'énergie est alors maximum.

Lors d'un passage sur une résonance, nous observons une variation du signal en absorption que nous pouvons caractériser par le « dip » D tel que :

$$D(\delta\varphi) \equiv 1 - \left(\frac{E_{out}}{E_{in}}\right)^2 = 1 - \left|r(\delta\varphi)\right|^2 \approx \frac{T.P_i}{\left(\frac{T+P_i}{2}\right)^2 + \delta\varphi^2} \tag{3.9}$$

Nous pouvons revenir à des grandeurs en fréquence faisant intervenir les largeurs spectrales correspondant aux pertes intrinsèques (γ_i) et par couplage ($\delta\gamma_c$). Pour cela nous faisons appel au *FSR* de la cavité $c/2\pi.N.a$ en fréquence. Comme le *FSR* correspond à une augmentation de 2π pour la phase, nous avons alors :

$$\gamma_i = \frac{c}{2\pi.N.a} P_i \qquad \text{et} \qquad \delta\gamma_c = \frac{c}{2\pi.N.a} T \tag{3.10}$$

D'où : $$D(\delta\omega) \approx \frac{\delta\gamma_c.\gamma_i}{\left(\frac{\gamma_i + \delta\gamma_c}{2}\right)^2 + \delta\omega^2} \tag{3.11}$$

On reconnaît la forme d'une lorentzienne de largeur à mi-hauteur $\gamma_{tot} = (\delta\gamma_c+\gamma_i)$. A la résonance, la valeur du dip D vaut :

$$D(\delta\omega = 0) \approx \frac{4.\delta\gamma_c.\gamma_i}{\left(\gamma_i + \delta\gamma_c\right)^2} \tag{3.12}$$

Enfin, on peut calculer la puissance circulant dans la cavité avec (3.10) et (3.11) :

$$\frac{P_{cav}}{P_{in}} = \left|\frac{E_{cav}}{E_{in}}\right|^2 = \frac{D}{P_i} = \frac{c}{2\pi.N.a} \frac{\delta\gamma_c}{\left(\frac{\delta\gamma_c + \gamma_i}{2}\right)^2 + \delta\omega^2} \tag{3.13}$$

Ou alors en utilisant la finesse intrinsèque de la cavité $F_i = 2\pi \frac{FSR}{\gamma_i} = \frac{c}{N.a.\gamma_i}$ et (3.10):

$$\frac{P_{cav}}{P_{in}} = \frac{D}{P_i} = \frac{D}{2\pi} \cdot F_i \qquad (3.14)$$

3.2.2 Le gap taper-cavité

Le passage de la lumière du coupleur vers la cavité s'effectue par couplage évanescent. On peut exprimer le coefficient de transmission T des miroirs de la cavité en fonction du gap g entre le coupleur et la cavité (avec $n_2 = 1$) :

$$T(g) = T_0 .e^{-2\kappa g} \qquad (3.15)$$

Où T_0 représente l'élargissement au contact apporté par le coupleur et où k^{-1} est la longueur d'atténuation de l'onde évanescente ($k^{-1} = (\lambda_0/2\pi)\ (N^2.sin^2\theta - 1)^{-1/2}$).
Trois régimes de couplage peuvent apparaitre lors de l'évolution du taux de couplage en fonction du gap g :

- Le couplage critique : $\gamma_i = \delta\gamma_c$

Au couplage critique, les pertes intrinsèques sont égales aux pertes par couplage. On a $T = P_i$. La valeur du gap g_c est:

$$g_c = \frac{1}{2.\kappa} \ln\left(\frac{T^0}{P_i}\right) \qquad (3.16)$$

C'est à cette distance qu'il y a la meilleure adaptation d'impédance entre le mode du coupleur et le mode de la cavité. Le dip D atteint alors sa valeur maximale 1 (voir équation 3.12) et le signal de sortie transmis par le coupleur tombe à zéro. Les faisceaux émergeant et réfléchi sont en interférences destructives, ils ont la même amplitude mais sont en opposition de phase. La puissance intracavité vaut alors :

$$P_{cav} = \frac{1}{2\pi} \cdot F_i \cdot P_i \qquad (3.17)$$

En connaissant la puissance d'entrée et sachant que la finesse intrinsèque de nos objets est de quelques 10^5, on peut donc calculer la puissance intracavité au couplage critique.

- Le sous-couplage : $\gamma_i > \delta\gamma_c$

On a $g >> g_c$ et D est très faible. Lorsque les pertes par couplage sont inférieures aux pertes intrinsèques de la cavité, l'influence du coupleur sur la mesure de la résonance est faible voire négligeable dans certains cas. Cependant la puissance intracavité est extrêmement faible. En général, c'est dans ce régime que les mesures de facteurs de qualité sont réalisées.

- Le sur-couplage : $\gamma_i < \delta\gamma_c$

On a $g<<g_c$ et D rediminue. Cette fois-ci, les pertes par couplage sont supérieures aux pertes intrinsèques de la cavité et deviennent prépondérantes sur la mesure de la résonance. Bien que l'injection de lumière dans la cavité soit encore élevée, la proximité du coupleur favorise la sortie de la lumière circulant dans la cavité.

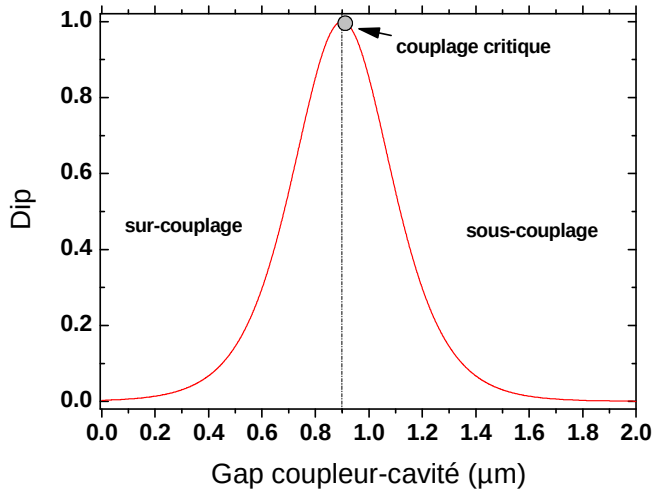


Figure 3-11: Simulation de l'évolution du dip D en fonction de la distance coupleur-cavité avec g_c = 0.9µm, λ_0 = 1.55µm et en prenant une valeur approchée de $k = 2\pi / 1{,}55$.

3.2.3 Le doublet d'un mode de galerie

Nous venons d'expliquer l'interaction entre le champ dans un coupleur et le champ circulant dans une cavité à modes de galerie par couplage évanescent. Par cette technique, il est possible de détecter et caractériser les modes de galerie d'une cavité qui sont révélés par des absorptions localisées en longueur d'onde sur le signal transmis par le coupleur. Lorsqu'un mode est détecté cela se traduit par un creux en transmission qui doit avoir une forme de lorentzienne. Cependant nous nous apercevrons par la suite qu'il est possible que la signature d'un mode de galerie prenne la forme d'un doublet de lorentziennes. Ce phénomène a été observé pour la première fois au *LKB* (Paris) sur des microsphères au bout d'une fibre optique en 1995 [30]. Cette division du mode est possible lorsque la lumière circulant dans le sens des aiguilles d'une montre (*CW* pour *C*lock*W*ise) se couple avec celle se propageant en sens inverse (*CCW* pour *C*ounter*C*lock*W*ise). Des imperfections à la surface du résonateur, des défauts dans la structure de la silice, la présence de dopants peuvent créer de la rétrodiffusion et donc la lumière peut circuler dans les deux sens dans nos résonateurs.

L'énergie du mode initialement excité d'indice n, l, m dans le sens *CW* peut alors venir peupler un autre « mode » d'indice *n*, *l*, *-m* dans le sens *CCW*. On assiste à la levée de dégénérescence en *m*. Il est possible de récupérer à la résonance un signal réfléchi dans le coupleur qui se propage vers l'entrée d'injection de la lumière. Cette interprétation du doublet d'un mode de galerie a été reprécisée, notamment avec la théorie des modes couplés, dans différents articles [31] [32].

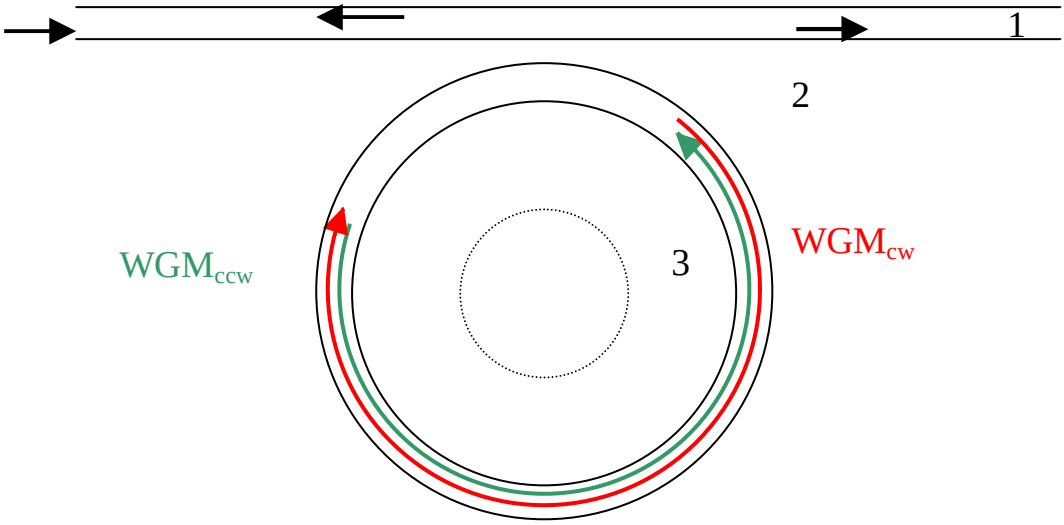


Figure 3-12: Schéma d'un microtore couplé à un guide. Les deux sens possible de circulation d'un mode de galerie *n*, *l*, |*m*| sont représentés. Le couplage peut être visualisé en analysant la transmission du coupleur ou en étudiant le signal réfléchi vers l'entrée du coupleur.

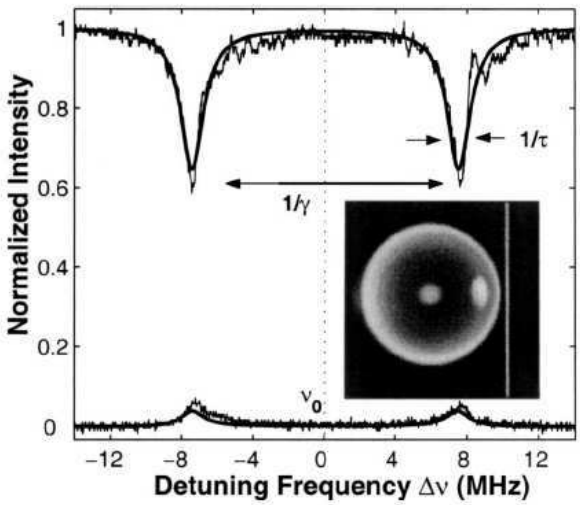


Figure 3-13: Ces spectres sont tirés de l'étude menée par T. J. Kippenberg et al. [32]. Ils ont été obtenus sur une microsphère de 70µm de diamètre avec $Q_o = 1.2 \times 10^8$ vers 1550nm. Le signal en haut correspond au signal transmis par le taper et celui du bas au signal réfléchi.

La figure 3-13 illustre de manière expérimentale nos propos. On voit distinctement la division d'un mode de galerie en deux creux de forme lorentzienne sur le signal transmis par le taper. On peut voir également la naissance d'un signal réfléchi (faible) dû à ce phénomène. De manière générale, ce mécanisme est visible sur des microsphères ou microtores ayant des

facteurs de qualité au-delà de 5×10^6. Pour des valeurs inférieures, ce dédoublement est difficilement détectable du fait de l'élargissement de la résonance qui cache ce phénomène. Le temps de vie du photon dans la cavité doit être supérieur au temps de mise en place du mode *CCW* pour pouvoir observer la levée de dégénérescence. La position des deux creux sur le signal transmis par le taper est fixée par la taille, la quantité et la nature des diffuseurs. Ce phénomène fin a ainsi été utilisé pour la détection de nanoparticules (ainsi que de leurs tailles) ou de virus à la surface de microtores par le groupe de L. Yang à Washington [33] [34].

3.3 Couplage aux WGM des microtores

Comme nous venons de l'expliquer, les modes de galerie des microcavités sont révélés par couplage évanescent de la lumière circulant dans un taper vers une cavité. La signature d'un mode est dévoilée par l'absorption de lumière sur le signal transmis par le taper à la longueur d'onde de résonance. Dans cette partie, nous présenterons l'évolution des mesures de résonances optiques obtenues sur des microtores suivant la mise en place du banc de caractérisation et de ses améliorations. Enfin nous montrerons l'impact de la puissance lumineuse injectée dans un mode sur la mesure de grands facteurs de qualité.

3.3.1 Première approche : source laser large bande

Dans un premier temps, le montage optique était basé sur l'utilisation d'un analyseur de spectre ayant une source laser interne large vers 1.55 µm. La technique de mesure consiste à injecter une source large bande à l'entrée du taper et d'étudier le signal transmis par celui-ci directement par un analyseur de spectre. En fonction de la position du taper par rapport à la cavité, des photons vont pouvoir être couplés à des modes de galerie de la cavité. Cela se traduit par des creux en transmission sur le signal transmis en sortie du taper. Un creux sur le signal transmis révèle le couplage à un mode de galerie précis de la cavité. Sa position en longueur d'onde et sa largeur à mi hauteur permettent de déterminer le facteur de qualité optique du mode observé.
Pour ce premier montage, nous avons utilisé un analyseur de spectre sensible sur la plage 600-1700 nm avec une résolution spectrale de 0.015 nm limitant la mesure de grands facteurs de qualité à quelques 10^4. Il dispose d'une source laser large bande centrée autour de 1530 nm. C'est cette source que nous injectons à l'entrée du taper. Sur notre montage le taper est fixe. L'échantillon est positionné sur un montage tri-axes permettant un réglage micrométrique du gap taper-cavité. Un système optique permet de visualiser la zone de couplage.

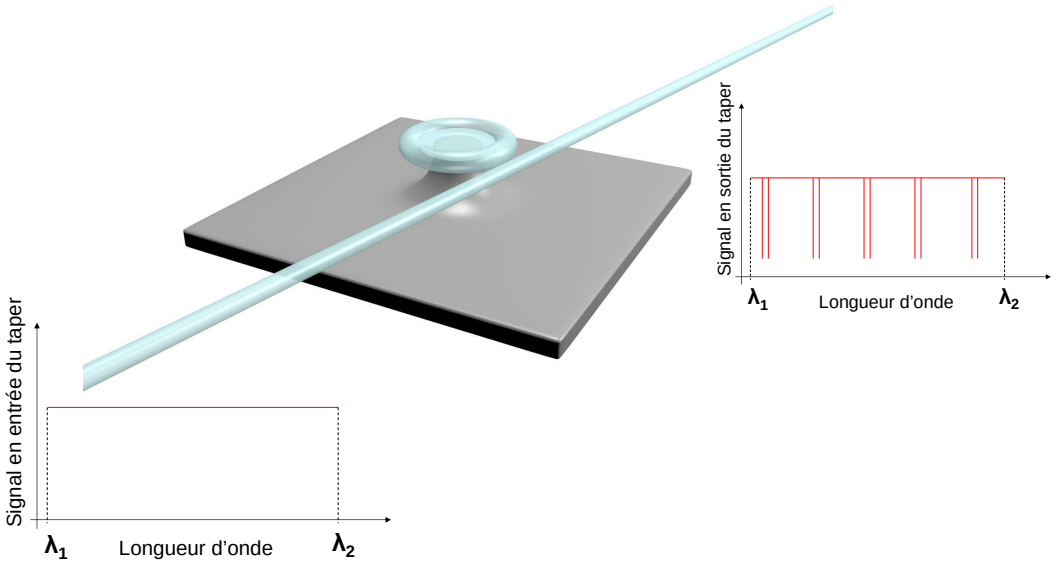


Figure 3-14: schéma de principe

Le schéma du banc est le suivant :

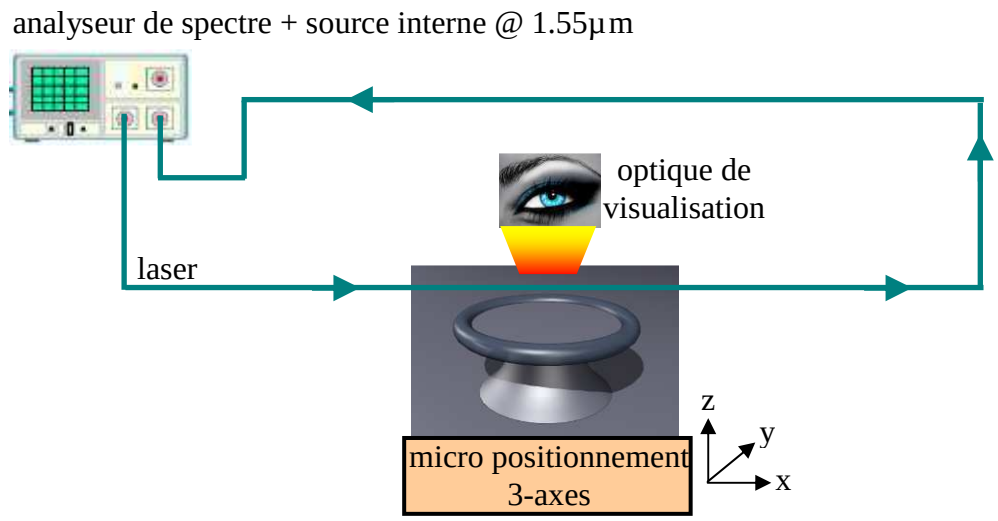


Figure 3-15: premier montage du banc de caractérisation des microcavités par couplage évanescent

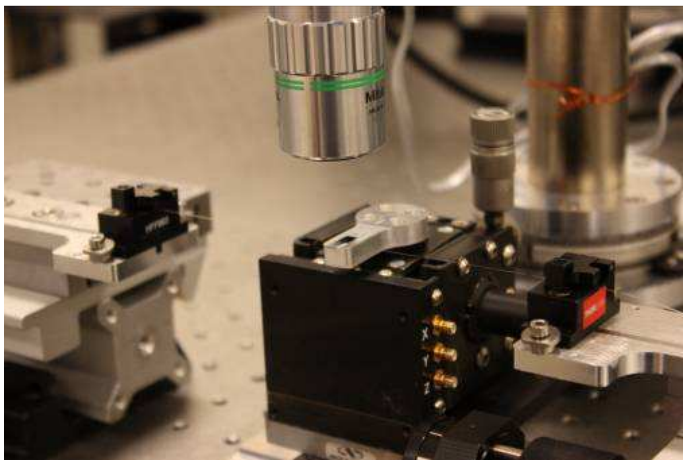


Figure 3-16: Photo montrant partiellement le banc de couplage. On peut distinguer un échantillon de forme rectangulaire positionné sur le bloc de micro-positionnement ainsi que le coupleur et une partie du système de visualisation optique.

Ce premier montage, bien que basique, a eu le mérite de nous révéler les différents points importants à contrôler pour réaliser des mesures spectrales fines de résonances de nos cavités. A cette époque, la réalisation de tapers n'était pas encore maîtrisée, en particulier au niveau de la zone de chauffe de la fibre optique et des vitesses d'étirage. Leur transmission après fabrication n'était que de 60% au mieux (voir paragraphe sur la réalisation des tapers). Le spectre de la Fig. 3-17 correspond à un des tous premiers couplages à des modes de galerie d'un microtore de diamètre 44 µm environ. Le facteur de qualité des résonances observées est de l'ordre de 10^4 seulement. Les tapers n'étant pas de bonne qualité à cette époque et ne pouvant pas contrôler précisément le gap taper-cavité, le facteur de qualité mesuré pourrait être fortement impacté par les pertes de couplage. On peut tout de même mesurer le *FSR* qui est de l'ordre de 12 nm ce qui correspond à la valeur attendue pour une cavité de 44 µm. Pour certains modes, une transmission du taper proche de zéro est atteinte, nous sommes donc au couplage critique pour ceux-ci.

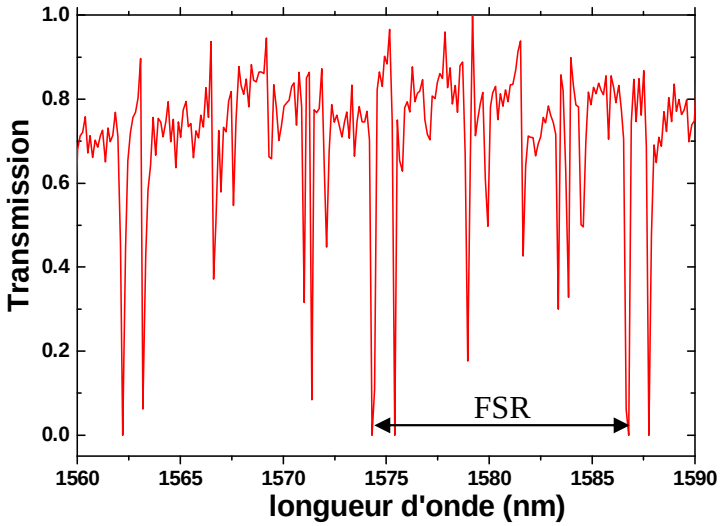


Figure 3-17: Spectre en transmission obtenu lors d'un couplage à un microtore de diamètre 44 µm environ

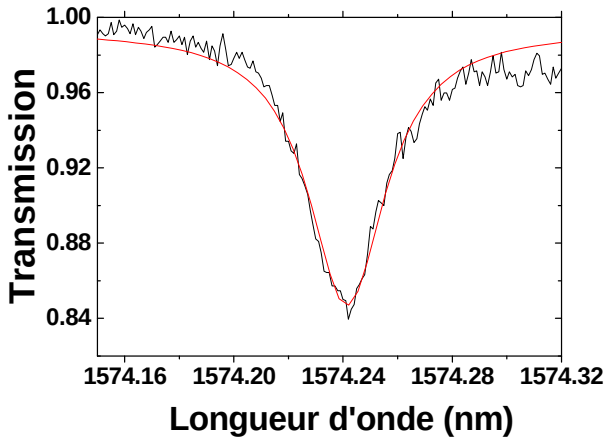


Figure 3-18: Spectre en transmission obtenu lors d'un couplage à la même cavité que précédemment. La position de couplage est différente. La courbe rouge est un fit lorentzien de la résonance.

Sur la Fig. 3-18 on peut voir un spectre montrant le couplage à un mode de galerie de la même cavité que précédemment. Les conditions de couplage sont cependant différentes, pour ce mode nous sommes en position de sous-couplage, alors que dans le premier spectre nous étions en position de couplage critique. La résonance observée a pratiquement une forme de lorentzienne (les niveaux de la transmission à gauche et à droite de la résonance sont légèrement différents). La caractérisation de ce mode de galerie est limitée par la résolution de notre analyseur de spectre ($Q_{mesuré} \approx 5\times10^4$).

3.3.2 Discussions 1

Avec cette première approche de mesure, nous avons réussi à détecter des modes de galerie de microtores. Néanmoins, partant d'une feuille blanche, des problèmes majeurs sont apparus rapidement lors des caractérisations de nos objets.

- Dès les premières mesures, nous nous sommes aperçus de l'effet néfaste de la circulation d'air régnant dans notre salle de caractérisation ainsi que de tous nos mouvements sur la stabilité du gap entre le taper et la cavité.
- Les déplacements possibles de notre porte-échantillon pour régler le gap ne sont pas suffisamment fins (ils sont micrométriques). Le réglage de la position de couplage critique à un mode de galerie est quasiment impossible.
- L'acquisition d'un spectre se faisant point par point, le temps d'acquisition est beaucoup trop long (vu la stabilité des couplages de l'époque, cela était même rédhibitoire).
- La résolution spectrale de notre analyseur (environ 15 pm) est largement insuffisante au regard de la finesse des résonances que nous pouvons attendre de nos cavités (10^{-3} pm). La valeur maximale du facteur de qualité d'une résonance que nous pouvons détecter a été atteinte (environ 5×10^4). La résolution des mesures est donc limitée par nos instruments.
- Sur la Fig. 3-18, on voit que la résonance que nous détectons n'a pas réellement une forme de lorentzienne. Cela pourrait provenir de la mauvaise qualité du taper (pertes optiques importantes) et/ou d'un taper pas assez aminci (multimode). Notre travail sur la réalisation de tapers performants était donc à poursuivre.
- Régulièrement, la distance entre le taper et le fond de l'échantillon n'était pas constante. Malgré la hauteur du pied silicium de nos cavités, le taper pouvait toucher localement le fond de gravure de l'échantillon, empêchant toute caractérisation (un léger tilt entre les deux suffit).

Vu le matériel dont nous disposions à l'époque, la plupart des gênes rencontrées ne furent pas des surprises. Cependant nous ne savions pas quelle serait l'impact de ces problèmes sur la mesure fine de modes de galerie de microcavités. Cela nous a permis également de sentir avec quelle minutie nous devions travailler afin de sonder précisément les modes des cavités *WGM*.

Pour résoudre ces problèmes de mesures, nous avons choisi de faire évoluer le banc de mesure et de changer de méthode : celle-ci consiste à utiliser une source laser accordable couplée à une chaîne de détection avec une électronique rapide. Ce changement coïncida avec

des modifications dans notre technique de réalisation des tapers qui nous apportèrent entière satisfaction et nous permirent des fabrications à l'état de l'art (zone chaude obtenue avec un fer à souder à gaz, maîtrise de la vitesse d'élongation de la fibre notamment).

3.3.3 Seconde approche : source laser accordable

Sur ce montage, la méthode de mesure consiste à injecter à l'entrée du coupleur une raie laser ultra fine balayant une plage de longueur d'onde à vitesse rapide. L'acquisition du signal transmis par le taper est ensuite synchronisée avec le balayage de la source pour former le spectre en transmission.
La chaîne de détection est constituée d'une photodiode, d'un montage électronique « maison » permettant la conversion du courant en tension et d'un oscilloscope. Le signal récupéré dépend du temps. Cette échelle de temps est ensuite convertie en longueur d'onde en prenant en compte la vitesse de balayage de la source, son signal de synchronisation (pour avoir le départ et la fin du balayage) ainsi que la longueur d'onde de départ et d'arrivée. Cette conversion n'est pas réalisée en temps réel.
L'échantillon est positionné sur un cube piézoélectrique tri-axes permettant de réaliser des déplacements avec un pas d'environ 20 nm, lui-même placé sur un montage micrométrique tri-axes qui permet d'effectuer un pré-positionnement de l'échantillon par rapport au taper. Le système de visualisation de la zone de couplage du premier montage a été conservé. Un capotage hermétique en Makrolon a été réalisé et installé autour de la zone sensible de couplage. Un balayage d'azote peut être effectué à l'intérieur de celui-ci afin de diminuer le taux d'humidité de l'air présent dans cette zone. La Fig. 3-19 présente le schéma du second montage du banc de mesure spectrale de modes de galerie.

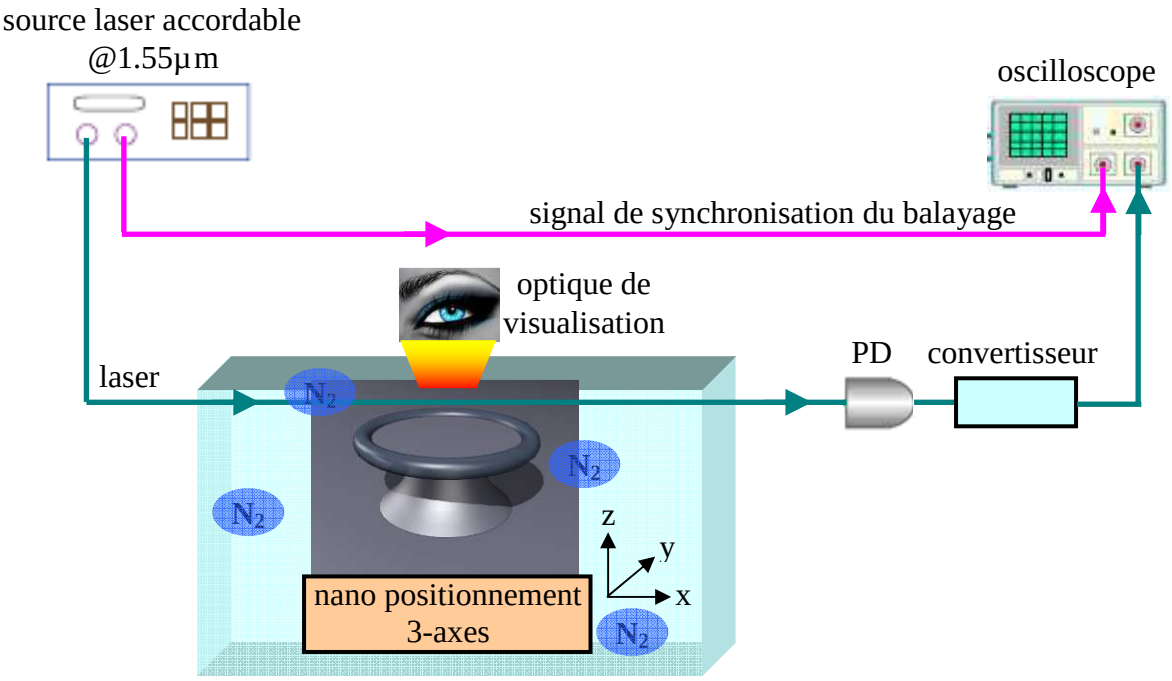


Figure 3-19: Schéma de montage du banc de couplage. L'échantillon est monté sur un cube permettant des déplacements nanométriques dans les 3 axes. L'ensemble taper+cavité se trouve dans une boîte où le taux d'humidité est limité par adjonction d'azote. Un système optique permet la visualisation de la zone de couplage. L'acquisition du signal transmis par le taper est synchronisée avec le balayage en longueur d'onde de la raie laser.

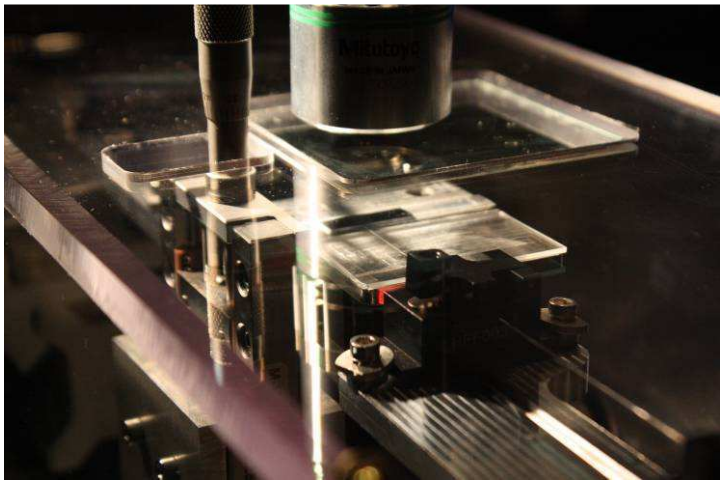


Figure 3-20: Photo montrant partiellement le banc de couplage. On peut distinguer un échantillon de forme rectangulaire positionné sur le bloc de nano-positionnement ainsi qu'une partie du système de visualisation optique et de la boîte de protection du système taper+cavité

La source laser accordable utilisée est un équipement de la marque *NetTest*, modèle *Tunics-Plus*. La raie laser a une largeur à mi-hauteur de 150 kHz (soit 0.19×10^{-3} pm ou encore un facteur de qualité de 8×10^{9} à 1550 nm) que l'on peut balayer de façon continue de 1480 à 1590 nm à une vitesse de base de 100 nm/s. Au cours de la thèse, une modification a été apportée sur cet appareil nous permettant de réduire la vitesse de balayage jusqu'à 1nm/s. Les éléments de la chaîne de détection doivent avoir une fréquence de coupure élevée afin de suivre la vitesse rapide du balayage de la source et d'éviter d'apporter une limitation sur la mesure. Ainsi le photodétecteur InGaAs utilisé a une fréquence de coupure supérieure à 1.5 GHz. Le montage maison (réalisé par Eric Delamadeleine) permettant la conversion courant-tension a une fréquence de coupure de l'ordre de 10 MHz. Sur ce convertisseur, un soin particulier a été apporté afin qu'il pompe un faible courant à la photodiode et qu'il apporte un minimum de gain. L'oscilloscope est de marque *Lecroy*, de bande passante 600 MHz avec une mémoire importante. Les liaisons photodiode-convertisseur et convertisseur-oscilloscope ont une capacité faible (de l'ordre du pF) afin de garder une bande passante de la chaîne de détection élevée.

3.3.4 Limitations du banc de mesure

Une étude a été menée pour connaitre avec précision la résolution de ce second montage. Tout d'abord le facteur de qualité de la raie de la source accordable est de 8×10^9 à 1550 nm. Donc il est physiquement impossible de réaliser une mesure supérieure à cette valeur. En outre, même pour une valeur réelle de Q_{WGM} inférieure à 8×10^9, par convolution, la source apportera une erreur sur la mesure. Ce sera toujours une sous évaluation de la valeur réelle. La Fig. 3-21 montre l'évolution du facteur de qualité d'un mode convolué avec celui de la raie laser et l'erreur apportée sur la mesure par celle-ci en fonction de Q_{WGM} réel. Pour un mode avec $Q \sim 9\times10^8$ la source apportera 10% d'erreur sur la mesure qui sera, en supposant la chaîne de détection parfaite, d'environ 8×10^8. Au-delà de ces valeurs, la perturbation sur la mesure augmente rapidement et à $Q_{WGM} = 8\times10^9$ l'erreur est de 50%.

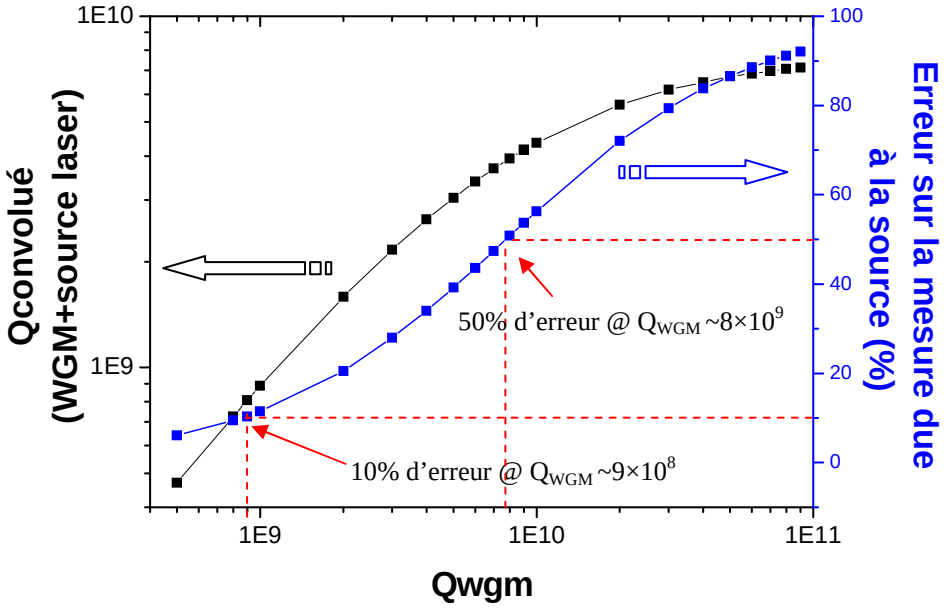
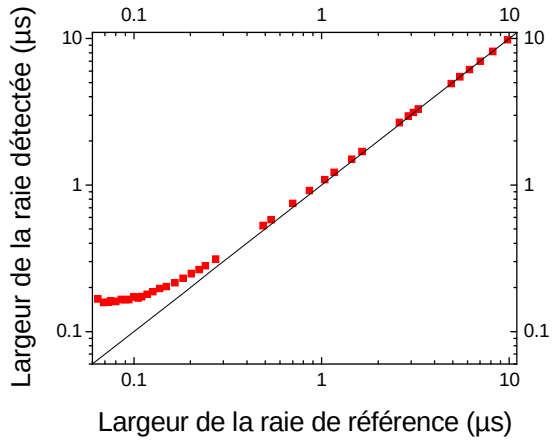


Figure 3-21: Evolution du facteur de qualité d'un mode convolué avec celui de la raie laser ainsi que de l'erreur apportée par la source sur la mesure en fonction de Q_{WGM} réel. Les calculs ont été réalisés avec λ = 1550 nm. La chaîne de mesure est supposée parfaite.

En plus de la limitation apportée par la source d'excitation, la chaîne de détection peut également impacter la mesure de grands facteurs de qualité. Des tests ont donc été mis en place.



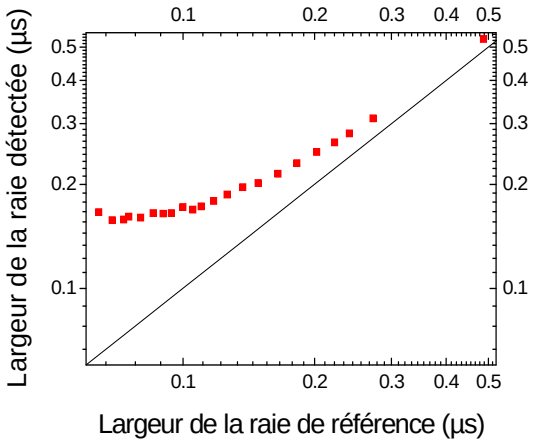


Figure 3-22: Largeur de la lorentzienne détectée (carrés rouges) comparée avec celle de référence (trait continue) dans l'échelle du temps. Le graphe de droite est un zoom.

Pour simuler un mode à grand facteur de qualité, une lorentzienne de largeur variable créée à l'aide d'un générateur de fonction programmable est envoyée dans la chaîne photodétecteur + convertisseur + oscilloscope. Une comparaison des largeurs de la lorentzienne de référence et celle mesurée est ensuite effectuée. Les mesures sont réalisées en temporel. Les graphes de la Fig. 3-22 montrent que la chaîne de détection retranscrit très bien une lorentzienne ayant une largeur à mi-hauteur supérieure à 0.3 µs. Sous cette valeur, la chaîne de détection élargit la lorentzienne, ainsi pour une référence de largeur 0.1 µs la chaîne traduit ce signal en une lorentzienne de largeur 0.17 µs (soit une erreur de + 70%). Nous avons converti ces résultats en termes de facteurs de qualité à 1.55 µm en fonction d'une vitesse de balayage de la source accordable. Ainsi, pour une mesure temporelle d'un mode de largeur à mi-hauteur de 15.5 µs, si la vitesse de balayage de la source est de 100 nm/s, le facteur de qualité du mode à 1.55 µm est de 10^6. La Fig. 3-23 montre l'évolution de la mesure d'un facteur de qualité d'un mode à 1.55 µm par notre chaîne de détection en fonction d'une référence pour une vitesse de balayage de la source accordable de 100 nm/s. Jusqu'à $Q = 3\times10^7$, l'erreur sur la mesure est inférieure à 10%. Au-delà de cette valeur, l'erreur augmente très rapidement et la précision sur la mesure n'est plus suffisante. Cependant l'erreur sera toujours une sous évaluation de la valeur réelle du facteur de qualité (la chaîne n'affine pas le mode mais l'élargit). Ces résultats ont été obtenus avec un convertisseur qui est déjà optimisé. Il n'est plus possible d'améliorer ce montage électronique tout en gardant une stabilité sur la mesure (au-delà l'amplificateur opérationnel commence à osciller).

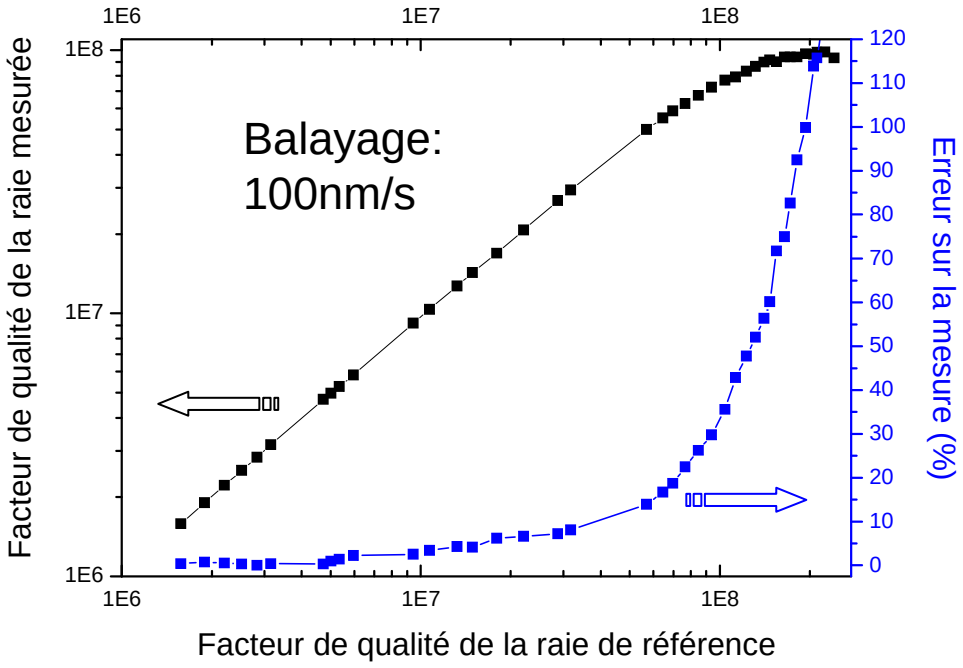


Figure 3-23: Facteur de qualité de la raie mesurée en fonction de la raie de référence et erreur sur la mesure. La conversion temps-facteur de qualité a été effectuée pour une vitesse de balayage de 100 nm/s et à la longueur d'onde de 1.55 µm.

Souhaitant avoir un montage optique permettant de résoudre avec une bonne précision un mode de facteur de qualité de quelques 10^8, nous avons donc fait apporter une modification sur la source accordable afin de pouvoir réduire sa vitesse de balayage jusqu'à 1nm/s. En se basant sur une vitesse de 10 nm/s, un mode de largeur temporelle de 15.5 µs a, cette fois-ci, un facteur de qualité à 1.55 µm de 10^7. L'erreur sur la mesure est inférieure à 10% pour un facteur de qualité de 3×10^8 (voir Fig. 3-24). En réduisant encore d'un facteur 10 la vitesse de balayage, la chaîne de détection permet une bonne résolution de la mesure jusqu'à 3×10^9. Cette limite convoluée avec celle apportée par la largeur de la raie de la source accordable fait qu'à 1 nm/s l'erreur sur la mesure apportée par l'ensemble source-détecteur-convertisseur est de 10% pour *Q* proche de 10^9.

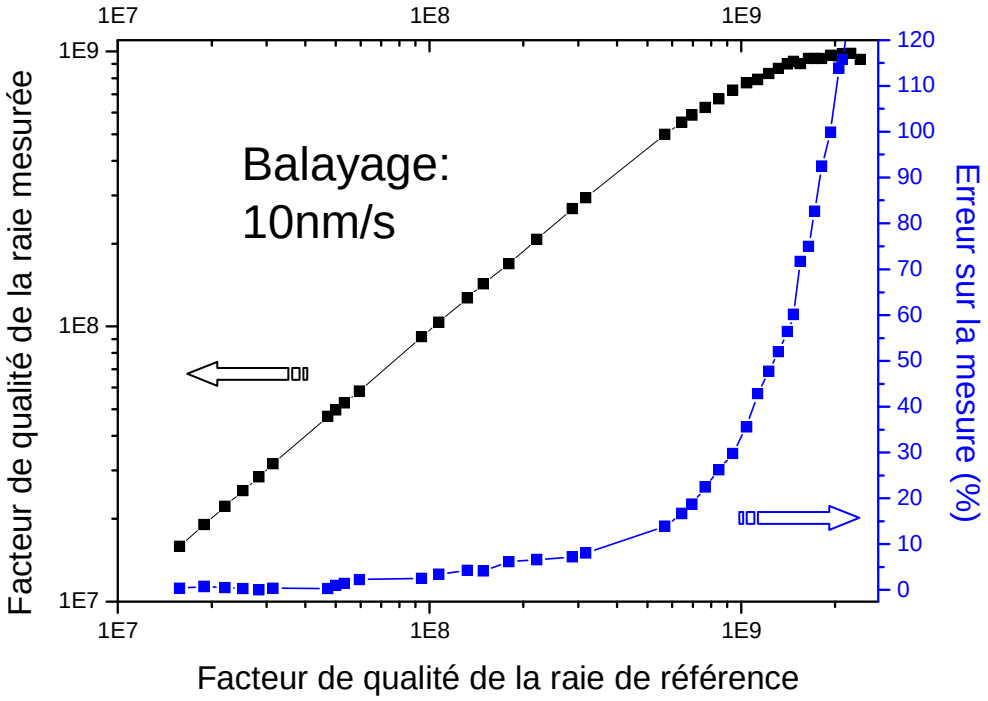


Figure 3-24: Facteur de qualité de la raie mesurée en fonction de la raie de référence et erreur sur la mesure. La conversion temps-facteur de qualité a été effectuée pour une vitesse de balayage de 10 nm/s et à la longueur d'onde de 1.55 µm.

Outre ces limitations, il est également nécessaire de faire attention à la sélection du calibre time/div sur l'oscilloscope lors des acquisitions du signal transmis par le taper. En effet nous avons vu que l'augmentation de la précision sur la mesure va avec une diminution de la vitesse de balayage de la source et donc avec une augmentation de la fenêtre temporelle d'acquisition du signal. Le tableau ci-après donne l'évolution de la largeur de la lorentzienne

détectée en fonction du calibre time/div sélectionné sur l'oscilloscope. On remarque que pour une lorentzienne de largeur de référence de 1.0974 µs et pour une sélection d'un calibre élevé, notre système peut alors détecter une lorentzienne de largeur 7.2799 µs. Pour une vitesse de balayage de notre source accordable de 100nm/s, on détecterait alors un mode de galerie de facteur de qualité de 2.1×10^6 alors qu'il est réellement de 1.4×10^7 à 1.55 µm. Cette remarque sur le calibre time/div est relativement évidente, cependant, nous avons vu que pour la détection de très grands facteurs de qualité il nous était nécessaire de diminuer la vitesse de balayage de notre source accordable et cela nous oblige donc à augmenter la fenêtre temporelle de détection. Il faut donc veiller à bien choisir la longueur de la plage spectrale d'étude notamment en effectuant des balayages spectraux faibles autour des résonances ayant les facteurs de qualité les plus élevés.

Calibre time/div sur oscilloscope	Largeur à mi-hauteur de la lorentzienne en sortie détection (en µs)	
1ms	1.0974	**référence**
2ms	1.0975	
10ms	1.1507	
20ms	1.209	
50ms	1.441	
100ms	2.3291	
200ms	4.0204	
500ms	7.2799	

Figure 3-25: Evolution de la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne détectée en fonction du calibre time/div sélectionné sur l'oscilloscope pour un réglage d'échantillonnage fixé à 20 millions de points par seconde (valeur maximale de l'oscilloscope) et avec une largeur de la lorentzienne de référence de 1.0974 µs

Pour conclure sur les limites de ce second banc optique, nous avons vu que la précision sur la mesure de très grands facteurs de qualité dépend de la vitesse de balayage de la raie de la source accordable. Pour une vitesse de 100 nm/s, la précision obtenue est acceptable jusqu'à $Q_{réel} = 3\times10^7$ (erreur inférieure à 10% avec un calibre adéquat sur l'oscilloscope). A 10 nm/s, il est possible d'aller jusqu'à $Q_{réel} = 3\times10^8$. Il sera alors nécessaire de réaliser un repérage spectral du mode (vitesse plus élevée) afin de réduire au maximum la plage de balayage autour du mode. En continuant à réduire la vitesse de balayage (1nm/s) il est théoriquement possible de mesurer des résonances jusqu'à $Q_{réel} = 3\times10^9$. Cependant, à cette valeur même la finesse de la raie d'excitation impact la mesure et fait chuter la limite de détection pour une erreur sur la mesure inférieure à 10% à $Q_{réel} = 10^9$. De plus les problèmes de calibre de l'oscilloscope sont encore plus importants que pour un balayage à 10 nm/s. Enfin un problème dû à la technique de mesure et non pas aux éléments du banc optique peut apparaître : en effet, pour ces très faibles vitesses, l'énergie injectée dans le mode peut devenir très élevée (cela dépend également des conditions de couplage), ce qui peut se traduire par un élargissement fictif de la résonance (voir chapitre 3.3.6).

La résolution de l'expérience permet de caractériser avec précision des modes de galerie de facteurs de qualité jusqu'à 3×10^8 avec un minimum d'erreur sur la mesure. Il est possible d'aller un peu plus haut en résolution (vers 7×10^8) mais les conditions de couplage et d'acquisition du signal doivent être extrêmes.

3.3.5 Mesures fines des résonances

Les modifications apportées à notre banc de mesures portèrent rapidement leurs fruits. Des détections de modes de galerie de microtores ayant des facteurs de qualité supérieurs au million purent être effectuées.

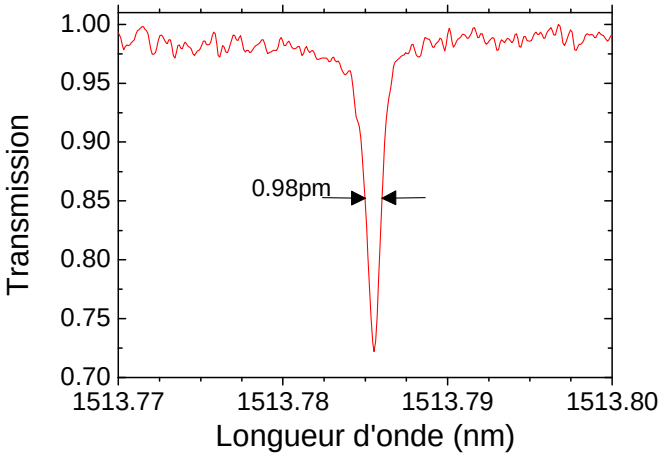
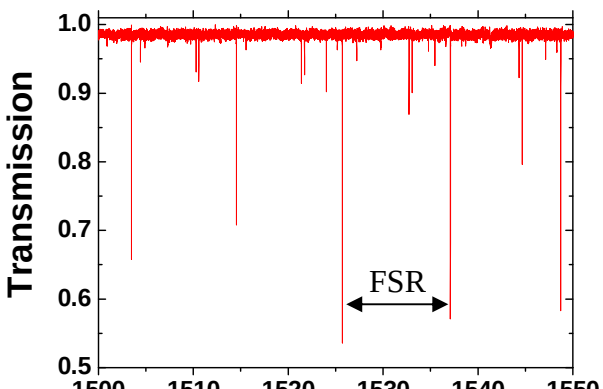
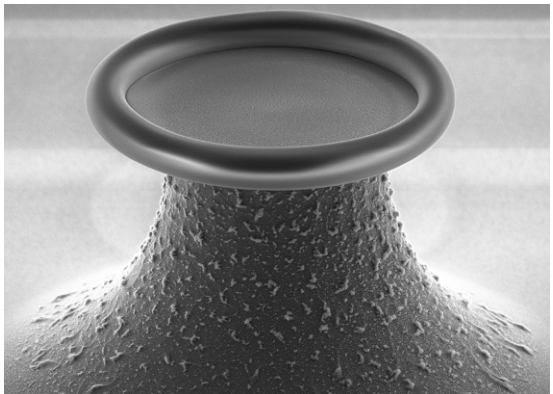


Figure 3-26: Mesure d'un mode de galerie d'un microtore de 50 µm de diamètre. La largeur de la résonance est inférieure au picomètre en position de sous couplage.

La fig. 3-26 présente ainsi la mesure d'un mode de galerie d'un microtore de diamètre 50 µm effectuée en sous couplage (afin que nous puissions faire l'approximation que la mesure n'est pas dégradée par les pertes dues au couplage). La largeur à mi-hauteur de la résonance est de 0.98 pm à 1513.785 nm. Le facteur de qualité de cette résonance est donc $Q_0 \approx 1513.785 / 0.00098 = 1.54\times10^6$.





Des spectres sur des plages de longueur d'onde de l'ordre de 50 nm peuvent être également réalisés comme le présente la Fig. 3-27. Le *FSR* mesuré, de l'ordre de 11 nm, correspond bien à la valeur attendue pour un microtore de diamètre 48 µm. Sur le spectre de la Fig. 3-28, on peut voir la signature en doublet d'une résonance d'un microtore de diamètre 66 µm caractéristique d'un couplage de la lumière circulant dans le sens *CW* avec celle se propageant en sens inverse, dans le sens *CCW*. La largeur à mi-hauteur des creux en transmission détectés est d'environ 1.6×10^{-2} pm pour un facteur de qualité de $Q = 9.5\times10^{7}$. Pour des microtores en silice, les meilleurs facteurs de qualité mesurés à ce jour à 1.55 µm sont de l'ordre de 4×10^{8} [35]. Nous sommes donc à peu de choses près à l'état de l'art sur la fabrication de microtores de silice intégrés sur puce silicium et sur le banc optique permettant la mesure fine des résonances de ces cavités.

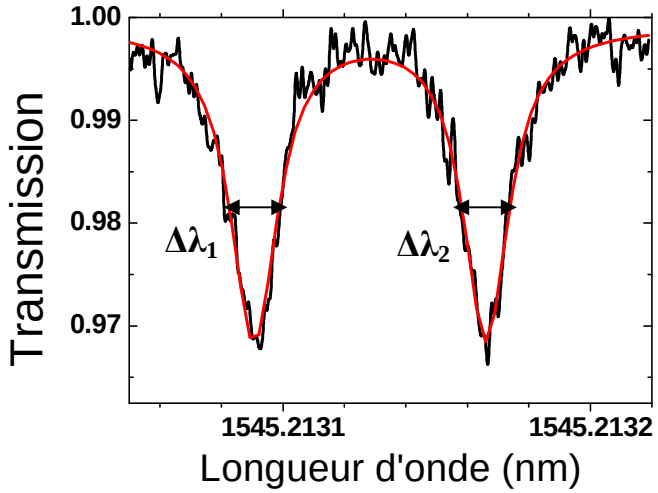


Figure 3-28: Spectre en transmission obtenu en sous-couplage sur un microtore de diamètre 66 µm présentant un doublet de résonance. Les largeurs à mi-hauteur des creux en transmission $\Delta\lambda_1$ et$\Delta\lambda_2$ sont de 1.6×10^{-2} pm. La courbe en rouge est un fit lorentzien de la mesure.

3.3.6 Interaction source laser – mode de galerie

Comme nous l'avons vu auparavant, les résonances des microcavités étant extrêmement fines, il est obligatoire d'adapter les paramètres d'acquisition du signal transmis

en fonction du facteur de qualité, afin de limiter les perturbations sur la mesure. Un de ces paramètres est la vitesse de balayage de la source accordable. Pour caractériser avec précision des résonances ayant un facteur de qualité au-delà de 3×10^7, notre chaîne d'acquisition nous oblige à réduire la vitesse de balayage de notre source. Cependant, dès que de l'énergie est stockée dans un résonateur cela entraîne une augmentation de température dans la silice, donc un changement de l'indice optique, donc une perturbation éventuelle sur la mesure d'un mode de galerie [40]. Lorsque nous réduisons la vitesse de balayage nous augmentons cet effet. Celui-ci entraîne un élargissement fictif des résonances si l'interaction entre la source et le mode optique est trop forte. L'augmentation de la température de la silice peut entraîner un déplacement de la résonance de la cavité vers les hautes longueurs d'ondes. La Fig. 3-29 montre trois spectres d'un même mode d'un microtore pour 3 vitesses de balayage de la source (1, 4 et 10 nm/s). La position du taper par rapport à la cavité est identique pour les trois spectres, de même que la puissance en sortie de la source accordable. Comme pour tous nos spectres précédents, nous balayons notre source d'excitation vers les hautes longueurs d'onde.

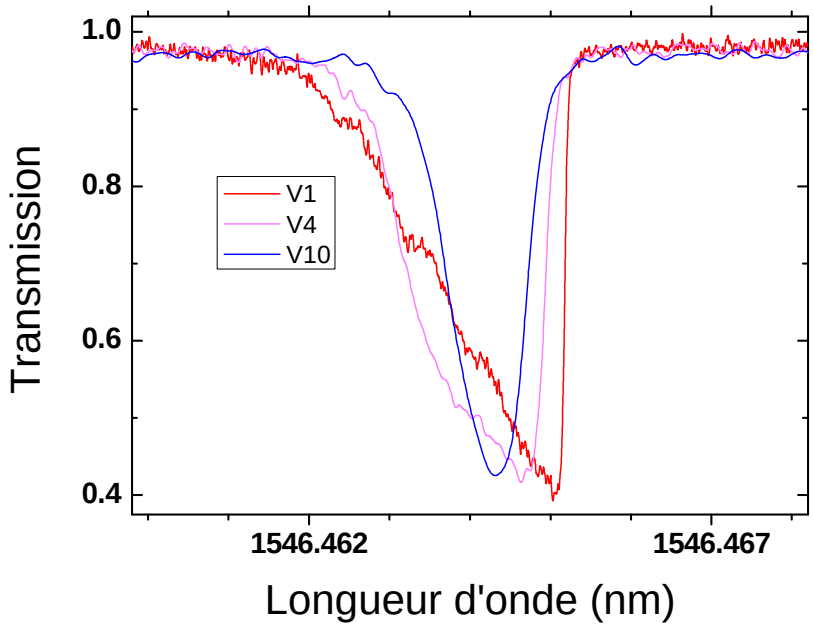


Figure 3-29: Effet de la vitesse de balayage de la source accordable sur la détection en transmission d'un mode de galerie d'un microtore de 35 µm de diamètre. La courbe bleue correspond à une vitesse de balayage de 10 nm/s, la violette à 4nm/s et la rouge à 1nm/s. Dans ces trois cas, la source est balayée des basses longueurs d'onde vers les hautes longueurs d'onde. Les conditions de couplage sont identiques.

On remarque clairement une évolution de la forme du creux en transmission. Avec l'augmentation de l'interaction source-mode de galerie, la signature de la résonance s'écarte de la forme lorentzienne et s'élargie. C'est comme si notre source « chassait » le mode résonant. La remontée abrupte du signal de transmission pour les faibles vitesses de balayage s'explique par le fait que nous somme alors très éloigné de la longueur d'onde de résonance initiale (lorsque la résonance du microtore n'est quasiment pas perturbée). La disparition de la

« résonance » est alors plus « rapide ». Notre banc de mesure ne nous permet pas d'avoir une précision suffisante sur les décalages en longueur d'onde d'une résonance, mais ce phénomène a bien été observé par d'autres groupes (les décalages peuvent être de l'ordre du picomètre).
Si le balayage de la source avait été effectué vers les basses longueurs d'ondes, les déplacements spectraux de la source et du mode de galerie auraient été de sens opposés. L'interaction source-mode de galerie aurait alors été réduite et donc on aurait dû voir un affinement « fictif » de la résonance [20]. Ce phénomène d'amincissement ou d'élargissement de la résonance en fonction du sens de balayage de la source d'excitation est appelé la « bistabilité thermique » [38]. Ce phénomène a d'ailleurs été utilisé par le *LKB* pour connaître avec précision la puissance injectée dans un mode de galerie afin de caractériser finement des seuils lasers extrêmement bas, de l'ordre de quelques dizaines de nanowatts [39]. Toutes nos mesures, et notamment celles pour les facteurs de qualité au-delà de 10^7, ont été réalisées avec une puissance laser suffisamment faible pour que l'on puisse négliger l'impact de ce phénomène sur les mesures.
Il est possible d'observer de la bistabilité thermique dans nos microcavités car leurs résonances peuvent avoir un facteur de qualité extrême ainsi qu'un très faible volume modal et cela permet d'avoir une intensité de champ d'un mode tout simplement gigantesque.
D'après [41], l'intensité lumineuse circulant à la résonance vaut :

$$I = P_{in} \cdot \frac{\lambda}{2\pi \cdot N} \cdot \frac{Q}{V}$$

Dans le cas d'une microcavité ayant, à 1.55 µm, un mode de facteur de qualité 10^8 et de volume modal 500 μm^3 (valeurs typiques pour une microsphère en silice de diamètre 40 µm [11]), si on injecte 1 mW à la résonance on a alors une intensité lumineuse circulant à la résonance de l'ordre de 1 GW/cm^2 !!! Cette propriété des microtores ou microsphères de silice a ainsi été exploitée pour atteindre des records de seuils ultra faibles de différents mécanismes non linéaires (effet Kerr, Raman, etc.)

3.3.7 Discussions 2

De manière générale, une saturation sur la mesure de très grands facteurs de qualité de microtores en silice sur substrat de rayon bien supérieur à 10-15 µm a été observée par les différents groupes travaillant sur ces objets. Aucune mesure de facteur de qualité sur des microtores au-delà de quelques 10^8 n'a ainsi pu être effectuée dans le monde (même pour des tores de grandes tailles, même pour des mesures dans le visible), alors que l'on aurait pu s'attendre à des mesures de *Q* atteignant les valeurs record obtenues sur des microsphères au bout de fibre (quelques 10^9). Comme nous l'avons expliqué auparavant, la présence de dopant dans le substrat silicium avant oxydation est une hypothèse mais la démonstration nous paraît discutable [1]. Nous pensons que l'adsorption de l'eau à la surface du résonateur a un impact important sur les mesures de très grands facteurs de qualité (souvent oublié ou sous évalué par certains groupes américains [36] [1]). Nous avons vu également qu'il fallait être très précautionneux sur les limitations que peuvent apporter chaque élément du banc de mesure (source accordable, convertisseur, oscilloscope, réglage des paramètres d'acquisition du signal transmis par le taper). A ce sujet, pour notre source accordable nous avons annoncé une

largeur de raie laser inférieure à 150 kHz (mesure constructeur) mais nous ne l'avons pas vérifiée.
A notre avis, la précision sur les mesures de facteurs de qualité au-delà de $3\text{-}4\times10^8$ effectuées en balayant de façon continue une raie laser ultra fine, comme nous le faisons, est un minimum discutable (notamment sur la référence [1] encore une fois). Cependant cette technique ne surévaluera pas la mesure d'un très grand facteur de qualité, il pourrait y avoir une sous évaluation. Pour ces facteurs de qualité, une caractérisation en analysant le temps de résidence des photons à l'intérieur de la cavité (expérience type *« cavity ringdown »* [3] [37]) nous paraît pertinente pour avoir une bonne précision sur la mesure annoncée.

3.4 Du microtore à la microsphère sur puce

3.4.1 Réalisation de nouveaux résonateurs

Au cours de la mise en place du procédé de fabrication des microtores de silice, il est apparu possible de créer d'autres formes de microcavités à modes de galerie intégrées sur puce silicium.

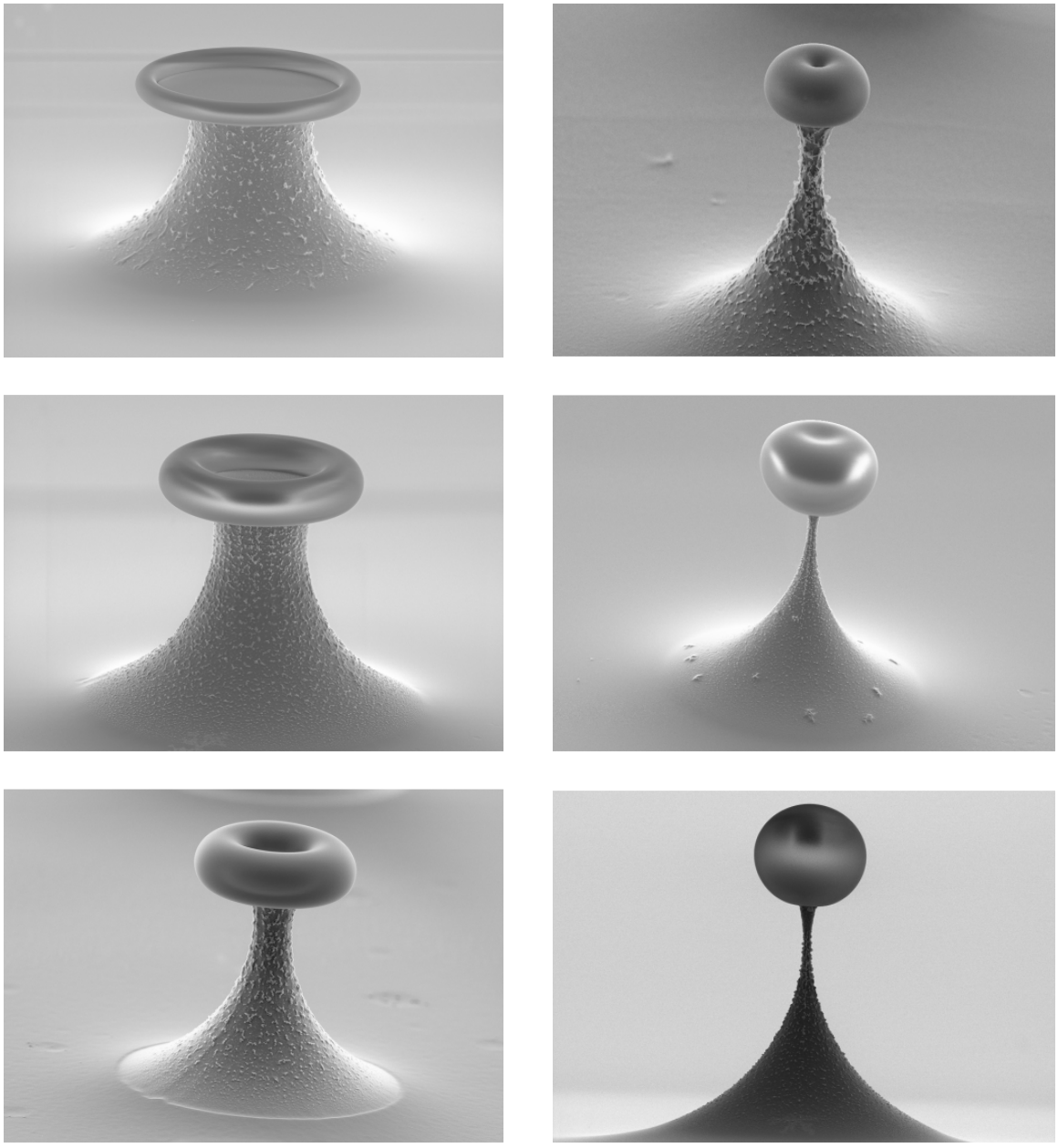


Figure 3-30: Images MEB de microrésonateurs en silice sur puce montrant l'évolution de la forme de la cavité lorsque l'on augmente le ratio η.

En contrôlant finement les dimensions du pied silicium et du microdisque de silice, on peut faire évoluer le gradient de température dans le disque lors de l'étape de fusion. Ainsi, pour une certaine dimension du disque de silice, si on réduit le diamètre du pied on va limiter son rôle de dissipateur de chaleur et donc augmenter la zone du microdisque où la silice va pouvoir atteindre sa température de fusion. Le procédé de réalisation de microdisque sur pied qui a été mis en place permet ce contrôle fin des dimensions de l'objet. En augmentant le ratio $\eta = r_{disqueSiO2} / r_{piedSi}$, différentes formes de microcavités sont réalisables allant du microtore, au *« microdonut »*, à la *« micropomme »* et même jusqu'à la microsphère intégrée sur puce (voir Fig. 3-30). Pour fabriquer des microsphères, il faut que la valeur élevée de η soit combinée avec un r_{piedSi} très faible afin que toute la silice du disque puisse être fondue. Les sphères étudiées au cours de cette thèse ont été réalisées en partant de disque sur pied ayant une épaisseur de silice de 2.7 µm et avec $\eta \approx 10$ et $r_{piedSi} \approx 0.75$µm (Fig. 3-31a) ou $\eta \approx 20$ et $r_{piedSi} \approx 1.5$ µm (Fig. 3-31b). Une des caractéristiques de ces microsphères est leur très petite dimension. Les sphères ainsi fabriquées ont un rayon compris entre 5 et 14 µm. Nous n'avons pas réussi à réaliser des microsphères de plus grande dimension notamment pour des raisons de tenue mécanique du microdisque pendant l'étape de fusion. A noter que des travaux réalisés par T. Carmon et al. ont été menés sur des cavités sphéroïdales en silice sur puce, mais aucune étude optique ou information sur le procédé de fabrication n'est disponible par la communauté [55] [56].
Enfin, ces résultats sur ces nouvelles formes de résonateurs sur puce ont fait l'objet d'une publication chez *APL* [22].

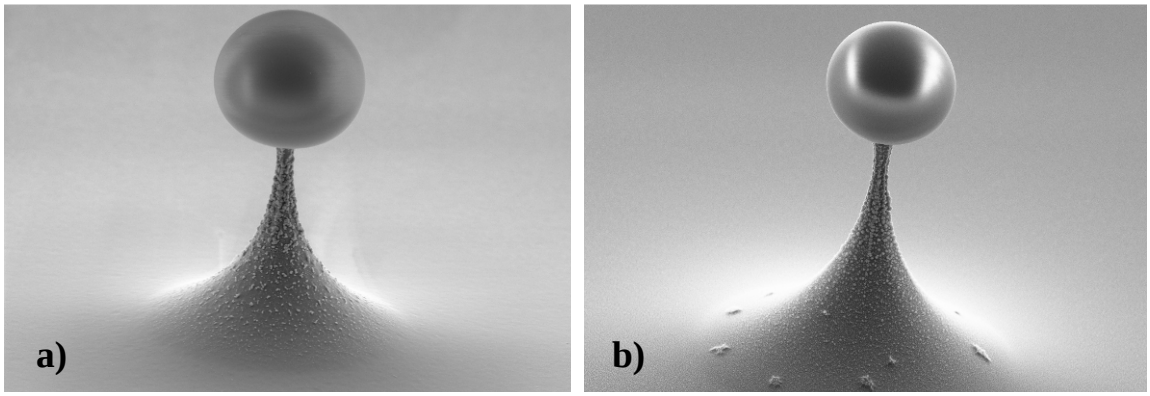


Figure 3-31: Images MEB de réalisation de microsphères de silice de rayon 5.4 µm (a) et 11.5 µm (b) sur substrat silicium.

3.4.2 Mesures fines des modes de microsphères sur puce

Les microsphères de silice sur puce étant une nouvelle sorte de microcavités *WGM*, nous avons naturellement passé un peu plus de temps sur leur étude optique que pour les microtores. Des mesures de finesse de résonances ont été effectuées sur une trentaine de microsphères de différents diamètres.

Les deux spectres qui suivent ont été obtenus sur une microsphère de 27 µm de diamètre. Comme pour les microtores, il est possible d'observer un dédoublement d'une résonance lorsque celle-ci a un facteur de qualité important. En sous couplage nous avons pu détecter un doublet d'une résonance de largeur à mi-hauteur de 2×10^{-2} pm à 1539 nm correspondant à un facteur de qualité $Q = 7.5\times10^{7}$.

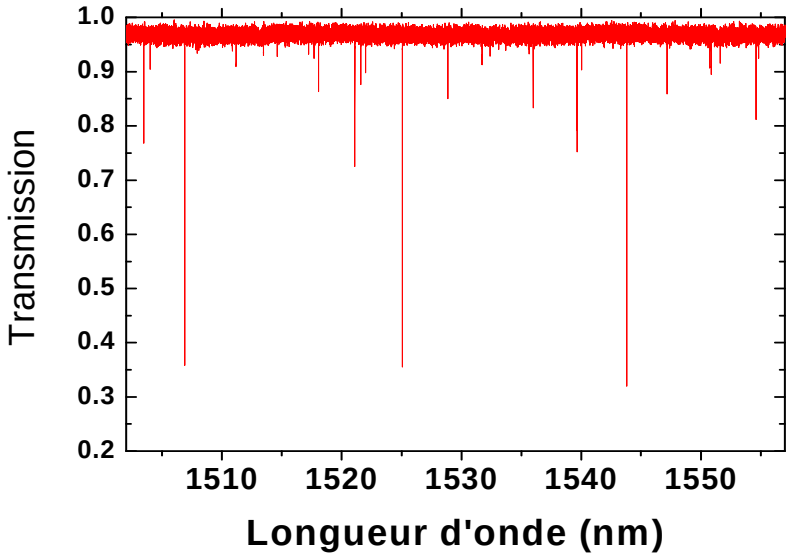


Figure 3-32: Spectre en transmission obtenu sur une microsphère de diamètre 27 µm.

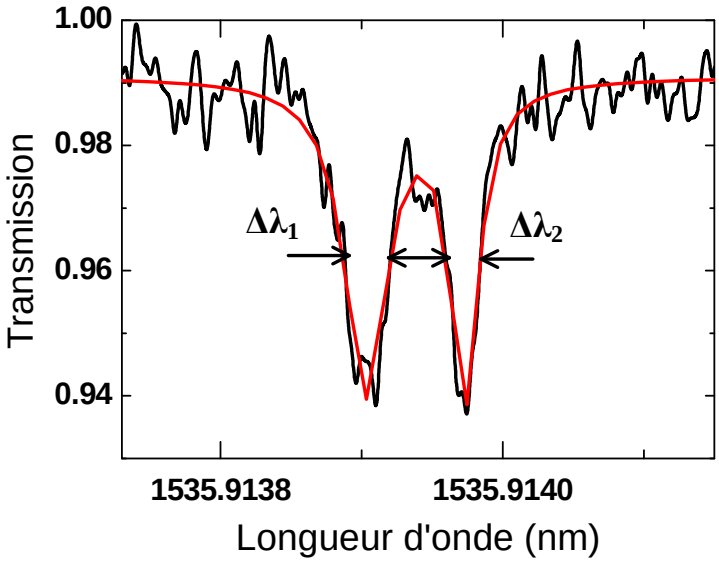


Figure 3-33: Spectre en transmission obtenue sur la même sphère que précédemment. On distingue un splitting de la résonance à 1535.9 nm environ. Les largeurs à mi-hauteur des creux en transmission $\Delta\lambda_1$ et$\Delta\lambda_2$ sont de 2×10^{-2} pm. La courbe en rouge est un fit lorentzien de notre mesure.

En fonction des dimensions des microsphères réalisées, des mesures de facteurs de qualité ont été répertoriées. Elles sont représentées sur le graphe qui suit et comparées aux mécanismes de pertes pouvant limiter nos mesures (Q_{water} et Q_{rad}). Les pertes par l'absorption de la silice ($Q_{SiO2} \approx 3.9\times10^{11}$) ou par les rugosités en surface de la cavité ($Q_{surf} > 10^{10}$) ne sont pas représentées car elles sont largement négligeables par rapport aux valeurs mesurées.

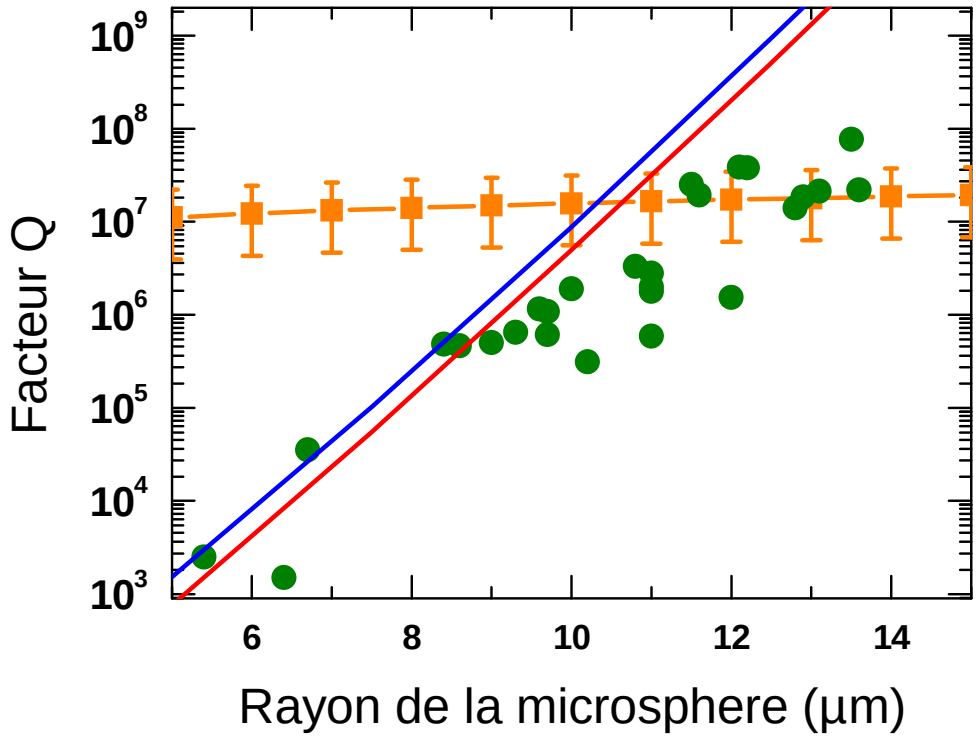


Figure 3-34 : Mesures des facteurs de qualité obtenues sur des microsphères en fonction de leur rayon (ronds verts) en sous couplage. Les mécanismes de pertes les plus limitant pour nos cavités sont également représentés : les pertes radiatives $Q_{rad}TE$ (courbe bleue) et $Q_{rad}TM$ (courbe rouge) ainsi que les pertes dues à l'adsorption d'eau à la surface du résonateur Q_{water} (courbe orange tracée avec une incertitude sur le facteur d'adsorption de l'eau à 1.55 µm et sur l'épaisseur de la couche d'eau, voire §1.4.4.4).

Sur la Fig. 3-34, Toutes les mesures ont été réalisées en sous couplage, toujours pour négliger l'impact des pertes dues au couplage. Globalement, les facteurs de qualité mesurés augmentent avec le rayon de la microsphère et vont de 2×10^3 à 7.5×10^7.

- Pour les microsphères de rayon inférieur à 10 µm, on peut voir que le mécanisme de pertes le plus limitant sur la mesure des facteurs de qualité est celui lié aux pertes radiatives. En fait, lorsque le diamètre de la cavité diminue, les photons perdent de plus en plus d'énergie à chacune de leur réflexion à l'interface silice-air (les réflexions sont de moins en moins

« totales »). La Fig. 3-34 montre clairement que les mesures réalisées sur ces petites sphères sont très proches de ces facteurs de qualité théoriques (Q_{rad}).

- Pour les microsphères de rayon supérieur à 10 µm, les pertes radiatives ne sont plus limitantes. Cependant les mesures effectuées sur ces sphères indiquent la présence d'un ou plusieurs autres mécanismes provoquant une saturation sur la mesure de Q. L'adsorption d'eau à la surface du résonateur pourrait expliquer en partie ce phénomène. La formation de cette couche s'effectue en quelques minutes dès la fin de la fabrication de la cavité et atteint une épaisseur d'équilibre comprise entre 0.1 et 0.2 nm [12] [13]. Au final, le facteur de qualité lié à ces pertes vaut environ $Q_{water} \approx 10^7$. Pour limiter l'impact de ce mécanisme sur les mesures, il est donc crucial de caractériser les cavités rapidement après leur fabrication, tout en travaillant sous une atmosphère avec un taux d'humidité le plus faible possible. C'est pour cette dernière raison que l'air présent au niveau de la zone de couplage est enrichi à l'azote. Les mesures réalisées sur ces sphères de rayon supérieur à 10µm peuvent être au dessous ou au dessus du Q_{water} calculé à l'équilibre. Cela peut être expliqué par le fait que le temps entre la fabrication du résonateur et sa caractérisation optique n'a pas été le même pour chaque échantillon. Des mesures auraient donc été réalisées avant que la couche d'eau n'ait atteint son épaisseur à l'équilibre. Notons que le facteur d'adsorption de l'eau est bien plus faible dans le domaine du visible qu'à 1.55µm. Il parait donc possible de mesurer des facteurs de qualité sur ces objets encore plus élevés que ce que nous avons pu effectuer.
Enfin, les mesures de facteurs de qualité sur ces sphères sur puce sont supérieures de plus d'un ordre de grandeur à celles effectuées sur des sphéroïdes [55] [56].

3.4.3 Impact du gap sur la mesure

Comme précisé auparavant, la signature d'un mode de galerie évolue en fonction du gap taper-cavité. Plus le gap est faible, plus l'impact des pertes par couplage est important sur la mesure. En maîtrisant cette distance on peut également contrôler l'intensité lumineuse injectée dans le mode. La Fig. 3-35 présente l'évolution de la transmission au niveau d'un mode de galerie d'une microsphère de diamètre 25 µm en faisant évoluer le gap taper-cavité d'une position de sous-couplage jusqu'au contact du taper avec le résonateur (le gap évolue de 1.5 µm environ jusqu'à 0).
On voit très bien l'apparition du mode de galerie jusqu'à sa quasi disparition lorsque le taper est au contact de la microsphère. Au fur et à mesure que nous réduisons le gap, le mode s'élargit. On peut remarquer le dédoublement de la résonance pour les valeurs de gap les plus élevées. Celui-ci disparaît petit à petit lorsque l'on rapproche le taper car ce phénomène est alors caché par l'augmentation de l'impact des pertes par couplage sur la mesure. Les décalages en longueur d'onde de la résonance que nous observons sont à prendre avec précaution comme nous l'avons précisé dans la partie interaction source laser-mode de galerie (**§** 3.3.6). Le facteur de qualité intrinsèque de ce mode de galerie est de 3×10^6 (mesure effectuée en sous-couplage).
A noter qu'il a été montré que l'évolution des largeurs des résonances et leur déplacements en longueur d'onde en faisant varier radialement la distance taper-cavité, est propre à chaque type de mode de galerie (cela dépend de son ordre radial et angulaire ainsi que de sa polarisation). Cela peut permettre d'identifier le mode fondamental (voir thèse d'Y. Candela [42]). En faisant varier la hauteur du taper par rapport à la cavité, il est également possible de caractériser la structure angulaire des modes d'une sphère ou d'un tore [39] [43].

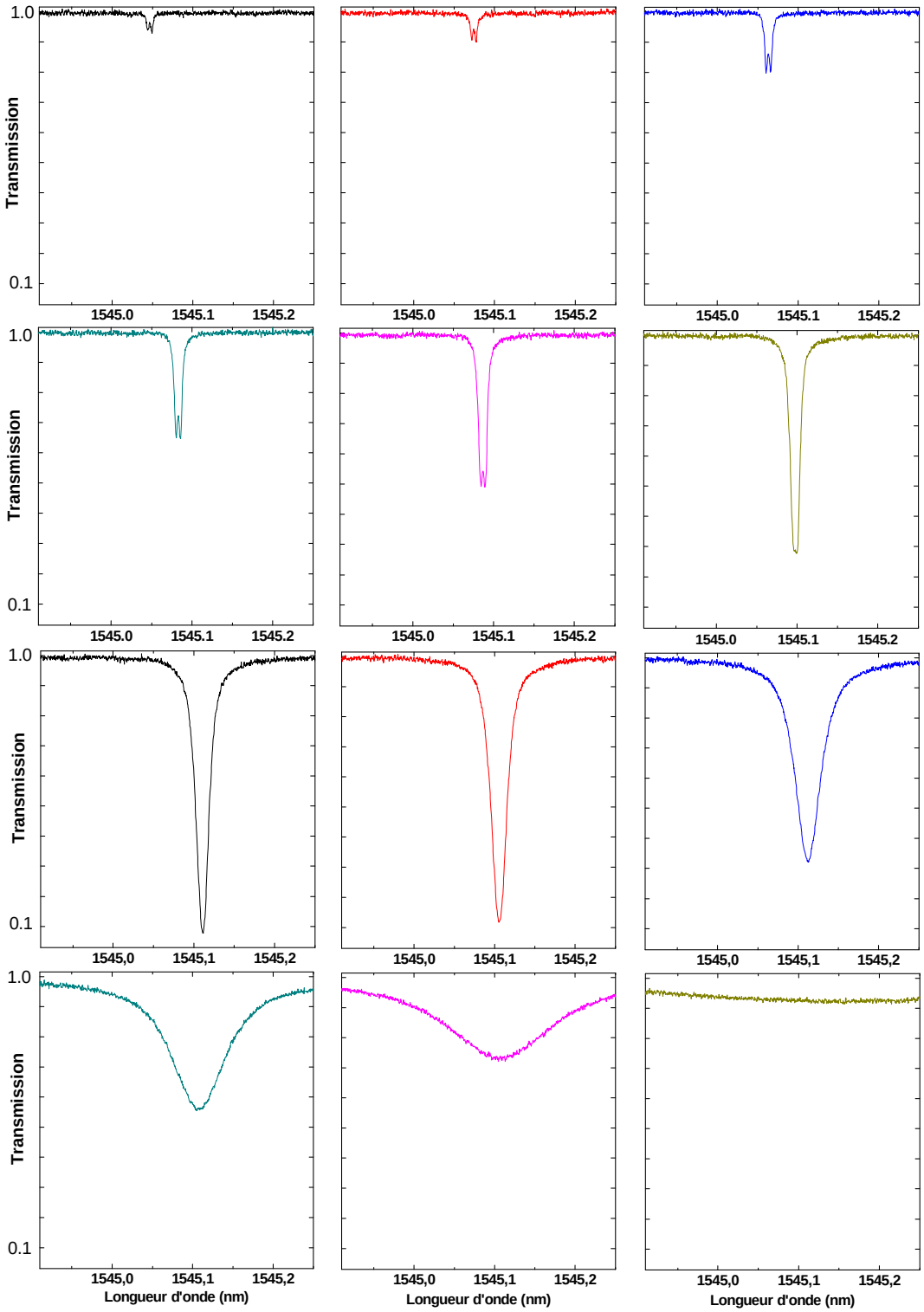


Figure 3-35: Evolution du signal transmis au niveau d'une résonance d'une microsphère de diamètre 25 µm en fonction du gap taper-cavité. De gauche à droite et de haut en bas, les spectres ont été obtenus en faisant évoluer le gap d'une position de sous-couplage jusqu'au contact du taper sur la microsphère.

Chapitre 4 : Vers un microlaser sur silicium à base de matériaux de la colonne IV

La réalisation de ces microcavités supportant des résonances ultimes constitue une des briques de base pour aller vers la réalisation d'une source laser sur puce par pompage électrique d'un matériau à base d'éléments de la colonne IV et compatible avec les technologies de fabrication de la microélectronique sur silicium. Cependant, deux autres briques sont nécessaires : la première est de coupler suffisamment un matériau présentant du gain net au champ d'une résonance de cavité, la seconde est de pouvoir exciter ces émetteurs de lumière de telle façon que l'on puisse atteindre et dépasser le seuil où la génération de photons à une résonance devient plus forte que la perte de photons (pertes dues au matériau et à la cavité).

C'est une motivation du laboratoire, et plus précisément nous souhaitons réaliser un microlaser à base de silicium et/ou de germanium sur puce silicium dont l'émission serait proche de 1.55 µm, une longueur d'onde qui permettrait d'avoir accès à un vaste champ d'application en photonique.

Un matériau à base de nanoclusters de silicium entourés d'une matrice SiO_2 dans lequel des ions erbium sont intégrés (SiO_x : Er) pourrait répondre à cette problématique. Un pompage électrique pour une émission du matériau à 1.55 µm est possible. L'effet laser dans des microtores ou microdisques en SiO_2 : Er (proche du SiO_x : Er) a déjà été démontré par pompage optique résonant [45] [64] [71] mais ce matériau n'offre pas la possibilité d'aller vers la réalisation d'un laser par pompage électrique. Le SiO_x : Er a été un matériau élaboré et étudié au laboratoire pendant ces dix dernières années. Il émet de la lumière de façon efficace à 1.55µm à température ambiante en pompage optique ou électrique. Nous avons donc entrepris des travaux en vue de coupler ce type d'émetteurs à des modes de galerie de microtores ou microsphères. Cependant, au début de cette thèse, la question sur la possibilité que le SiO_x : Er ait du gain net n'était pas élucidée. Kekatpure et al présentèrent, au cours de cette thèse, une étude sur leur SiO_x : Er montrant qu'il n'était pas possible que ce matériau ait du gain net [72]. Bien que le SiO_x : Er élaboré au laboratoire soit différent, nous avons choisi de stopper notre étude.

Pour autant ce n'est pas le seul matériau sur lequel nous avons porté notre attention. Le germanium présente également un intérêt. Ce dernier (en plus du silicium) est un matériau que le laboratoire étudie depuis sa création il y a 10 ans. Des boîtes quantiques Stranski-Krastanov Ge sur silicium, des nanofils Ge-Si ou Ge-Mn sont ainsi élaborées par épitaxie par jets moléculaires. L'acquisition récente d'un bâti de croissance CVD permet également de réaliser des nanofils (pouvant être dopés) de Si et de Ge catalysés par des métaux au laboratoire. En 2010, après avoir montré qu'il était possible d'élaborer une couche de germanium présentant du gain net, une équipe du *MIT* (*M*assachusetts *I*nstitute of *T*echnology) a pu observer expérimentalement le régime non linéaire d'émission laser vers 1.6 µm dans du germanium avec une cavité linéaire [54] par excitation optique et à température ambiante. De plus le germanium offre la possibilité d'être excité électriquement donc aller vers la réalisation d'un microlaser Ge par excitation électrique est envisageable. Ce résultat a intensifié l'activité autour du germanium au laboratoire (voir HDR de Vincent Calvo [82]). Des travaux sur l'élaboration de germanium présentant du gain net sont réalisés actuellement (Pascal Gentile, Nicolas Pauc, Quentin Benoit A La Guillaume, Vincent Calvo). Après le SiO_x : Er, nous avons donc « rebondi » sur le couplage du germanium aux *WGM*. Les perspectives sont fortes.

Dans ce chapitre, l'étude menée en début de thèse sur le SiO_x : Er couplé à des modes de galerie sera présentée. Puis, les avancées récentes du *MIT* sur l'élaboration de germanium à « gap direct » seront dévoilées et je présenterai les tous premiers travaux que nous venons d'effectuer pour coupler cet émetteur à un mode de galerie de cavité.

4.1 Le SiO_x : Er, un révélateur de modes

4.1.1 Le matériau SiO_x : Er

Le SiO_x : Er émet de la lumière de façon efficace à température ambiante à 1.55 µm, donc dans une zone spectrale où la structure en silice du résonateur n'absorbe que très faiblement la lumière. Ce matériau est un oxyde de silicium non stœchiométrique ($1< x <2$) dans lequel de l'erbium (une terre rare) est inséré au cours de son élaboration. De façon simple, Le SiO_x est alors un ensemble inhomogène de *N*ano*Cl*usters de *Si*licium (*NCl-Si*) de tailles inférieures à 5 nm plongés dans du SiO_2. Vu la dimension des *NCl-Si*, le confinement quantique modifie les états d'énergie des porteurs par rapport au silicium massif [58]. Les atomes d'erbium se trouvant proche des *NCl-Si* (à moins de 1 nm) peuvent être mis dans un état excité via un transfert d'énergie des *NCl-Si* vers les états excités de l'erbium [59]. De plus, l'élévation en énergie des niveaux du silicium nanostructuré permet de limiter le transfert d'énergie de l'erbium vers le silicium, phénomène observé dans du silicium massif implanté erbium. Cette méthode d'excitation indirecte des atomes d'erbium est efficace car la section de capture des photons par les *NCl-Si* est beaucoup plus élevée que celle de l'erbium dans du SiO_2: on passe d'une section de capture de l'ordre de $\sigma_{NCl\text{-}Si} = 10^{-16}$ cm^2 à environ $\sigma_{Er} = 10^{-21}$ cm^2). Malgré cela, l'effet laser dans un tore en SiO_2 : Er a été démontré (par pompage résonant afin que la pompe puisse contrer l'effet de la faible section de capture de l'erbium), ce qui n'est pas encore le cas avec du SiO_x : Er.

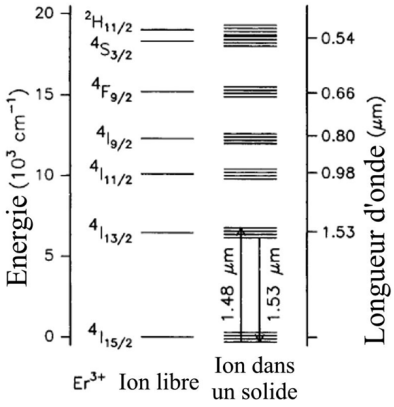


Figure 4-1: Niveaux d'énergie de l'erbium libre dans un solide

Différentes techniques pour élaborer une couche de ce type de matériau sont possibles : dépôt Sol-gel ou par évaporation, ou par *PECVD* (pour *P*lasma *E*nhanced *C*hemical *V*apor *D*eposition)… Dans notre cas, il est réalisé par Pierre Noé dans un bâti sous vide par évaporation thermique de deux charges (SiO et erbium) sous atmosphère contrôlée (en présence de NH_3 [57]). Son élaboration est toujours suivie d'un recuit thermique (avec un flux de gaz type H_2/N_2) pour guérir les états de défauts de la matrice SiO_x, cristalliser le silicium et faire migrer les ions Er^{3+} vers des sites où ils seront optiquement actifs. Un exemple de photoluminescence (*PL*) due à la matrice SiO_x sous une excitation optique (laser UV à 364 nm) et en fonction de la température du recuit après dépôt est présenté en Fig. 4-2a. On distingue la contribution de trois mécanismes sur le signal de PL. Le premier (PL inférieure à 600 nm) est attribué à des défauts radiatifs dans la matrice [63], le second (PL entre 600 et 800 nm environ) aux *NCl-Si* dont l'émission se décale vers les hautes longueurs d'onde avec l'augmentation de la température du recuit de recristallisation (augmentation de leur taille par mûrissement [60]), et le troisième (que l'on remarque uniquement sur le recuit à 850°C vers 850-900 nm) correspond à la PL de nanocristaux de silicium. En fait, avec l'augmentation de la température du recuit, on passe d'une matrice comportant en majorité des centres luminescents dus à des défauts, à une composition type nanoclusters de silicium jusqu'à un matériau pouvant contenir en quantité des nanocristaux de silicium (T_{recuit} de l'ordre de 1000°C : PL non montrée ici) [61] [62]. D'autres échantillons avec les mêmes matrices SiO_x mais cette fois avec des ions Er^{3+} (dans une concentration de 0.5%) ont été caractérisés en PL dans l'infrarouge (Fig. 4.2b). On remarque que le maximum de luminescence pour cette concentration d'erbium est obtenu pour un recuit à 600°C. Vu le spectre de la matrice SiO_x seule à cette température, on peut penser que l'erbium n'est pas activé uniquement par des *NCl-Si* mais également par des défauts dans la matrice (sensibilisateurs). Le SiO_x : Er recuit à 600°C avec une concentration d'erbium de 0.5% est le matériau qui nous a permis d'optimiser le signal de PL.

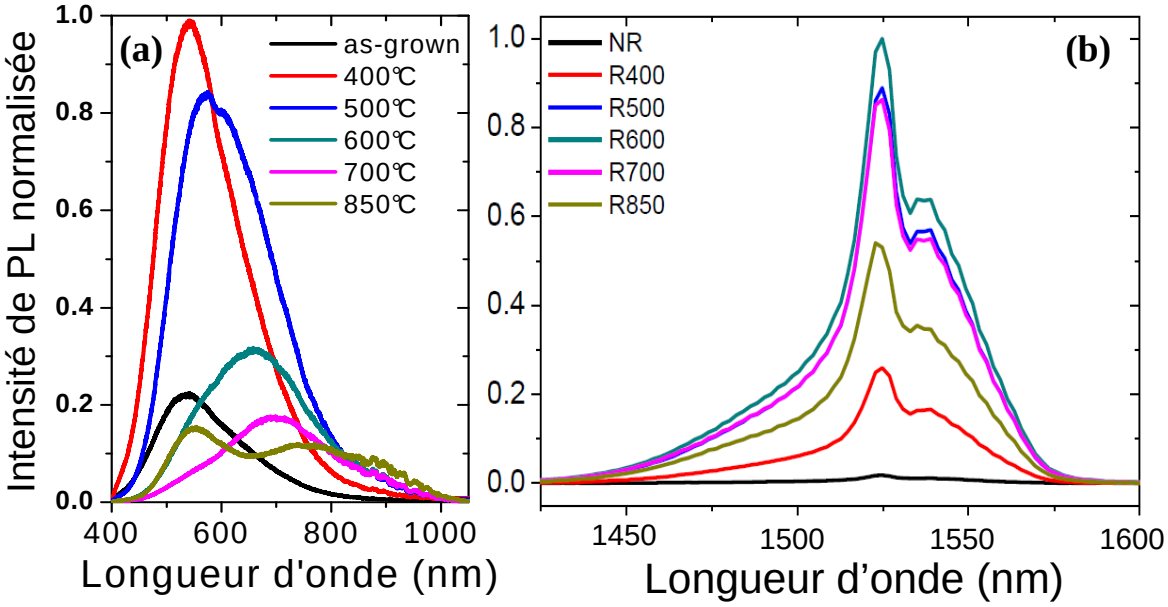


Figure 4-2: PL à température ambiante du SiO_x (a) et du SiO_x : Er (b) élaborés dans une atmosphère avec du NH_3 sous excitation UV à 364 nm en fonction du recuit sous forming gas (N_2/H_2 , 10mbar, 1h30) après croissance.

Un papier de Kekatpure et Brongersma paru à la fin de l'année 2009 [72] a fait évoluer notre stratégie autour du SiO_x : Er en cavité. Ils présentent une étude sur les possibilités d'avoir un gain net positif dans ce matériau, condition obligatoire pour aller vers la réalisation d'un laser. Pour le SiO_x : Er, le gain net correspond à la différence entre la production de photons au niveau de la transition radiative de l'erbium vers 1.55 µm de l'état $^4I_{13/2}$ vers l'état $^4I_{15/2}$ (le gain optique $g_{optique}$) et les pertes dues à l'absorption des porteurs libres de la matrice (ou *FCA* en anglais pour *F*ree-*C*arrier *A*bsorption). Le gain optique correspond au nombre d'atomes d'erbium optiquement actifs (N_{Er}) multiplié par leur section efficace à 1550 nm dans du SiO_2 (σ_{Er}) et les pertes FCA au nombre de nanocristaux de silicium optiquement actifs (N_{NC}) multiplié par leur section efficace (σ_{FCA}). On a donc :

$$g_{net} = g_{optique} - p_{FCA}$$

Ou encore :

$$g_{net} = N_{Er} \times \sigma_{Er} - N_{NC} \times \sigma_{FCA}$$

σ_{FCA} de leur matériau vaut environ 5×10^{-17} cm^2. Pour avoir $g_{net} > 0$, les auteurs montrent qu'il faudrait que le rapport N_{Er} / N_{NC} soit de l'ordre de 10^4, ce qui veut dire qu'il faudrait qu'un nanocristal de silicium excite 10 000 atomes d'erbium. Or il a été démontré que seul un ou deux ions erbium pouvaient être excités par un nanocristal soit une différence de plus de trois ordres de grandeur ! [73]. Bien que cela ne soit valable uniquement que pour leur matériau en toute rigueur (nous n'avons pas réalisé une mesure de σ_{FCA} sur notre propre SiO_x : Er), cette constatation nous a paru tellement forte que nous avons choisi, au cours de la thèse, de stopper temporairement l'étude du SiO_x : Er en cavité. Cependant des résultats de fabrication et de caractérisation en PL ont été obtenus avant la publication de la mesure des pertes dans des matrices SiO_x. Ce matériau, finalement utilisé en tant que révélateur de modes de galerie sur le spectre de l'erbium, nous a permis d'aborder le couplage d'émetteurs de lumière aux *WGM*.

4.1.2 Réalisations

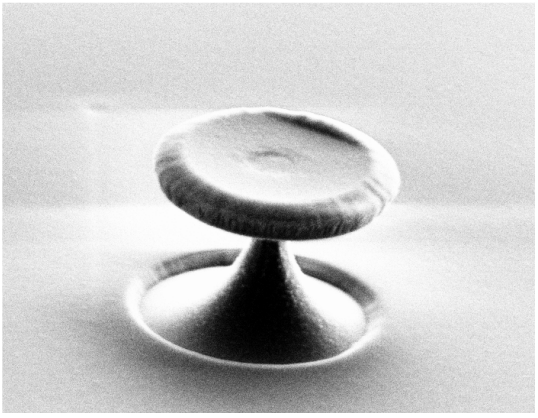


Figure 4-3: disque SiO_2 de 4.2 µm de diamètre avec un dépôt de 400 nm de SiO_x

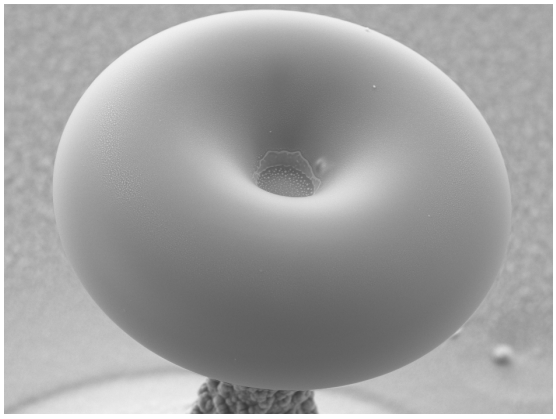


Figure 4-4: microtore SiO_2 de 13 µm de diamètre comportant une couche de SiO_x : Er

Les résonateurs en silice intégrant une couche de SiO_x ou SiO_x : Er ont été des disques, des tores ou des sphères dont la fabrication est sensiblement identique à celle présentée dans le chapitre 2. La couche émettrice peut être directement déposée sur le résonateur comme le montre l'image de la Fig. 4-3 (on peut remarquer que le dépôt n'est pas isotrope). La réalisation d'un petit microtore comportant une couche de SiO_x : Er (dépôt sur le disque puis fusion de tout l'ensemble) est présentée sur la Fig. 4-4. Dans ce travail de dépôt des émetteurs, un des objectifs était d'optimiser leur placement afin d'augmenter leur couplage avec le champ des modes les plus confinés présents au niveau de l'équateur de la cavité à l'interface avec l'air. Des microtores ont donc été réalisés en partant d'un substrat type 500 nm SiO_2 (évap.)/ 500 nm SiO_x : Er/ 500 nm SiO_2 (therm.)/ bulk Si. Avant l'étape de fusion, le disque sur pied silicium est donc formé d'une hétéro-structure dans laquelle les émetteurs sont emprisonnés entre deux couches de SiO_2. L'image de la Fig. 4-5a présente la réalisation d'un tore avec ce type de substrat. Des découpes transversales de ces résonateurs ont été effectuées par faisceaux d'ions dans un *FIB dual beam* (*FIB* pour *F*ocused *I*on *B*eam, et *dual beam* car cet instrument est doté d'une colonne *MEB* et d'une colonne *FIB*) par Violaine Salvador (SP2M/LEMMA) et Marlène Terrier (SP2M/NPSC). Sur la Fig. 4-5b on peut voir une image *MEB* d'un demi-tore.

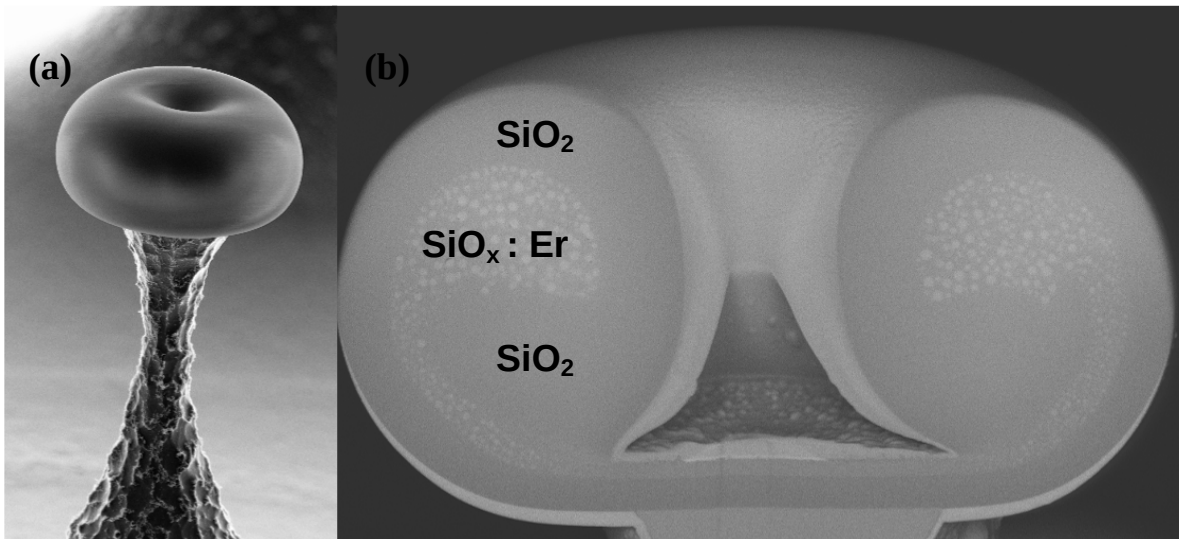


Figure 4-5: (a) microtore type SiO_2/SiO_x: Er/SiO_2 de 15µm de diamètre et (b) image de la découpe transversale de ce même tore par faisceau d'ions focalisé (*FIB*)

Par différence de contraste, on remarque nettement la couche de SiO_x : Er par rapport au SiO_2. Cette image apporte plusieurs informations. On voit clairement que la formation du bourrelet de ce microtore s'est effectuée par le dessus par un enroulement du tri-couche, type *« escargot »*. Cela confirme le modèle de fabrication du bourrelet de la réf. [64] lorsque celui-ci est au dessus de la membrane interne (nous avons vu auparavant qu'il est possible d'obtenir des microtores dont le bourrelet se situe sous le plan du disque). La seconde information est l'état *« visuel »* de la couche émettrice après l'étape de fusion. Sa partie centrale semble encore homogène, par contre plus on va vers le bourrelet du tore plus on distingue des agglomérats de quelques centaines de nanomètres de diamètre. Pour réaliser ce type de cavité, la température de fusion de la silice doit être atteinte, soit environ 1600°C, et celle-ci est bien supérieure à celle du silicium (1400°C). Les agglomérats observés pourraient être dus au

silicium qui a coalescé sous l'effet de la chaleur. On peut donc penser que les propriétés d'émission de lumière à 1.55 µm du SiO_x : Er sont modifiés par le tir laser CO_2. Enfin, par rapport à l'objectif d'optimisation du placement des émetteurs dans le résonateur, on voit que l'on est très dépendant de l'épaisseur de la sous-couche de silice. Plus elle est fine, plus les émetteurs seront couplés aux modes ultra confinés à l'interface silice / air. Cependant plus les inhomogénéités du SiO_x : Er sont proches de l'interface plus cela entraînera une augmentation drastique des pertes de ces mêmes modes. Finalement une épaisseur de 500 nm pour la sous-couche de SiO_2 paraît un bon compromis pour avoir un minimum d'émetteurs dans le champ des modes très confinés du résonateur tout en évitant de trop les dégrader.
Au cours de la thèse, nous avons eu une collaboration avec le *LKB-Paris* (Yves Candela, Jean Hare) et le laboratoire *CIMAP-Caen* (Fabrice Gourbilleau) dont le but était d'étudier le couplage de nanocristaux de silicium réalisés par pulvérisation au *CIMAP* [83] à des modes de galerie de microtores [42]. La Fig. 4-6 montre deux images d'un microtore réalisé dans le cadre de cette collaboration. Le disque mère avant fusion était composé d'une couche de 500 nm de SiO_2 thermique sur laquelle a été déposé 1.5 µm de couches de *SRSO* (pour *S*ilicon-*R*ich *S*ilicon *O*xide) de 3 nm et de SiO_2 de 7 nm. Après une découpe *FIB*, on voit également l'apparition d'agglomérats de silicium dans la structure du bourrelet du tore. Par contre leur taille est environ dix fois plus petite que sur le tore « grenoblois » de la Fig. 4-5. La réalisation de ce dernier a été effectuée en début de thèse lorsque les paramètres du tir CO_2 n'étaient pas encore totalement maitrisés. L'explication sur la différence de taille des agglomérats pourrait donc venir du fait que l'étape de fusion a été réalisée à une température plus élevée que la fusion du tore effectuée au *LKB*.

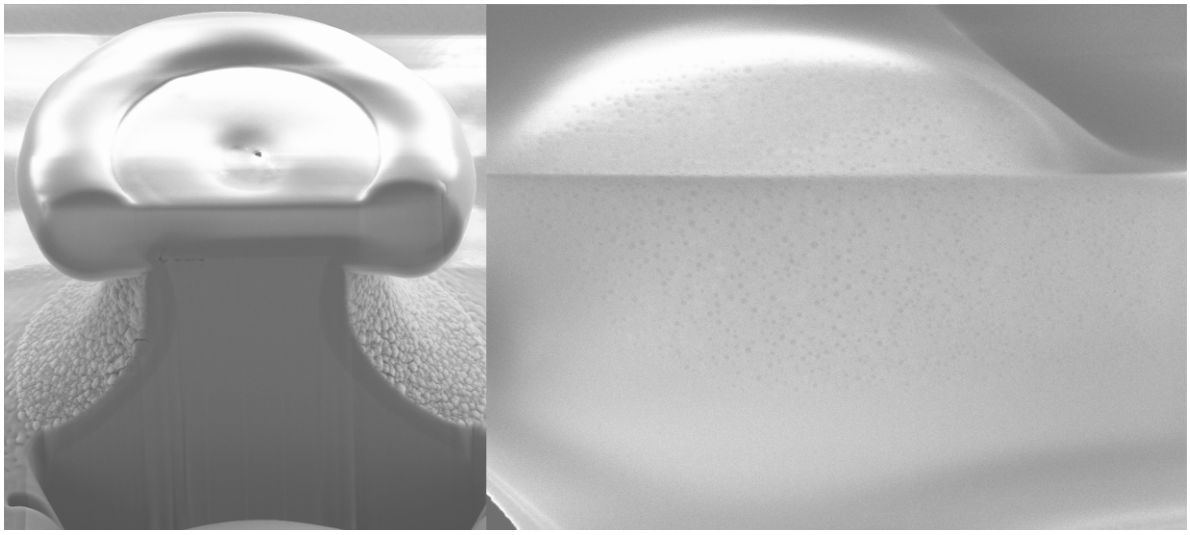


Figure 4-6: (a) microtore réalisé au LKB type SiO_x / SiO_2 de 14µm de diamètre et (b) zoom de la découpe FIB au niveau du bourrelet de gauche. Les lignes horizontales sont dues à la charge de l'échantillon sous l'effet du faisceau d'électron du MEB. Elles sont donc « fictives ».

4.1.3 Caractérisations en photoluminescence

Les cavités ont été étudiées en micro-photoluminescence sur un banc du laboratoire. L'expérience consiste à exciter les émetteurs présents dans la cavité grâce à un faisceau focalisé de 5 µm de diamètre provenant d'un laser Argon (fonctionnant ici à 364 nm). Cette

excitation est réalisée par-dessus la cavité au niveau de sa périphérie, en champ lointain. Elle est donc sélective et nous permet en partie d'éviter d'activer les émetteurs de lumière du centre de la cavité qui ne peuvent se coupler aux modes de cavité. La collection du signal de luminescence est également réalisée en champ lointain mais dans le plan de la cavité (sur la tranche du substrat). Une seconde collection du signal est possible par dessus la cavité, mais elle n'a jamais permis la détection d'un mode de galerie sur le signal de luminescence du matériau (ce qui est logique car les modes sont confinés dans le plan du résonateur et ne sont pas censés fuir par-dessus le résonateur). La résolution spectrale maximale de ce banc optique dans le visible ou l'infrarouge est de 0.4 nm ce qui limite fortement la détection de résonances optiques ($Q_{mesurable}$ < 3 500 environ). Un schéma du banc optique est présenté sur la Fig. 4-7.

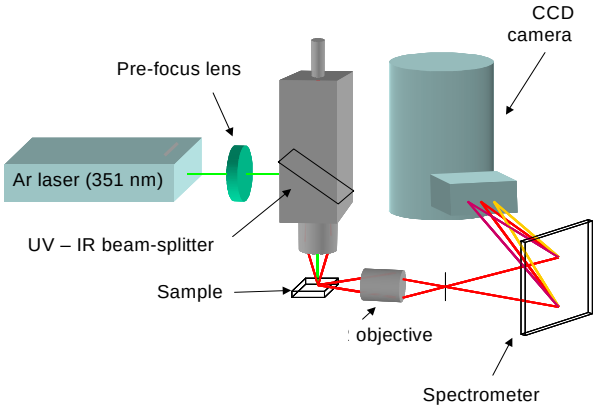


Figure 4-7: Schéma du banc de micro-photoluminescence

Les premières expériences consistaient à travailler sur des résonateurs comportant la matrice SiO_x permettant d'obtenir le maximum de signal de luminescence à 1.55 µm lorsqu'elle contient de l'erbium. Nous avons choisi de faire cette étude sur des microdisques supportant une couche de 400 nm de SiO_x (recuit 600°C sous forming gas) afin que les émetteurs ne subissent pas une éventuelle modification de leur structure lors du procédé de fusion du résonateur. En outre, afin de révéler convenablement la signature des modes de galerie sur le spectre des *NCl-Si* vers 700 nm, et donc de limiter l'impact de la résolution spectrale du banc sur la mesure, nous avons décidé de faire cette étude sur de petits résonateurs pour réduire le nombre de modes et augmenter l'intervalle spectrale libre (ou FSR). Le spectre de la Fig. 4-8 présente un résultat obtenu à température ambiante sur un microdisque de 4.2 µm de diamètre (image du résonateur en Fig. 4-3). Bien que tout le signal dû aux *NCl-Si* ne soit pas dévoilé ici, l'émission est bien centrée vers 660 nm comme sur la Fig. 4-2a. Ce spectre dévoile la présence de pics de luminescence régulièrement espacés, ce qui est une des caractéristiques des modes de galerie. L'intervalle spectral entre deux pics successifs vers 650 nm est de 19 nm. Sachant que l'indice optique de notre SiO_x : Er à cette longueur d'onde est d'environ 1.75, en utilisant la formule simplifiée du calcul de la *FSR* on trouve un rayon effectif de 2.02 µm. Cela correspond bien à la dimension du résonateur mesuré au *MEB* (rayon 2.1 µm). Le couplage efficace, à température ambiante, de la luminescence de nanoclusters de silicium à des modes de galerie dans la gamme 600-700 nm est donc avéré. La résolution du banc optique est atteinte sur certains pics d'émission notamment vers les fortes énergies. Les pics observés au-delà de 700 nm pourraient être dus à la contribution de deux résonances distinctes

mais dont l'écart spectral ne peut être résolu sur ce banc de mesure. L'objectif d'utiliser le SiO_x comme un révélateur de modes de galerie est atteint.

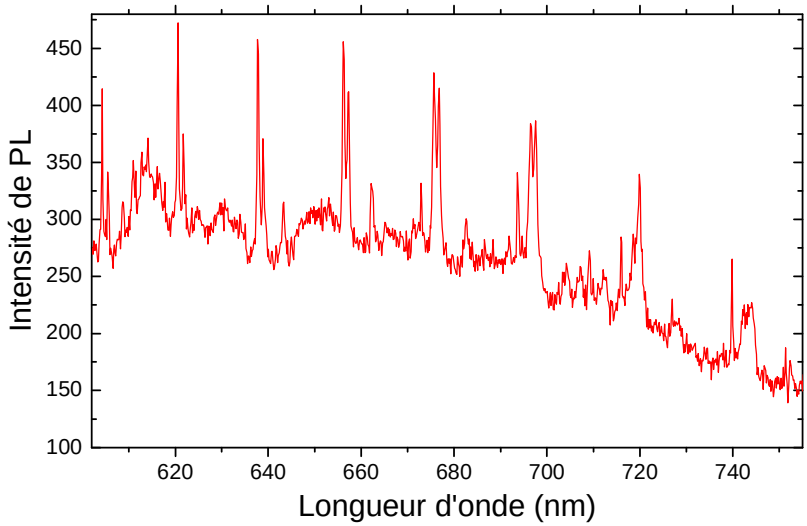


Figure 4-8: PL obtenue sur un microdisque de silice de 4.2 µm de diamètre sur lequel une couche de SiO_x a été déposée (recuit 600°C). Excitation UV à 364 nm, collection par la tranche en champ lointain

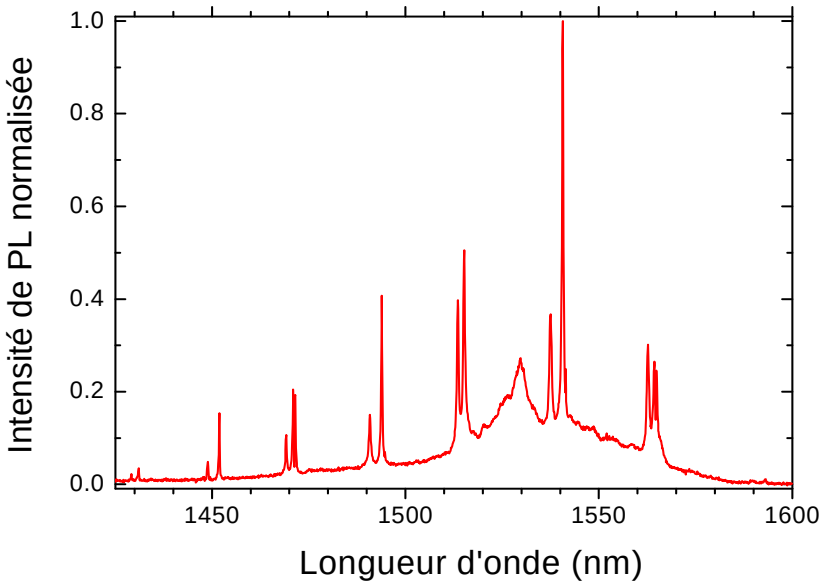


Figure 4-9: PL obtenue sur une microsphère de silice contenant du SiO_x: Er de 6 µm de rayon. Excitation UV à 364 nm, collection du signal par la tranche en champ lointain

A la suite de ces résultats une étude en photoluminescence de microcavités comportant des émetteurs SiO_x : Er optimisés pour un maximum de signal à 1,55µm a été réalisée. Des questions se sont posées notamment sur les résonateurs dont les émetteurs avaient subit l'étape de fusion. Un résultat de *PL* sur une de ses cavités, type microsphère, est montré en Fig. 4-9. Malgré l'observation de la modification de la structure du SiO_x : Er après le tir CO_2,

le signal collecté dans l'infrarouge est très intense. L'excitation indirecte de l'erbium par les *NCl-Si* semble encore remarquablement efficace. Toutefois il est possible que le tir CO_2 ait entraîné la création de nouveaux défauts dans la matrice SiO_x pouvant exciter eux aussi de manière indirecte les ions Er^{3+}. L'excitation de l'erbium à la fois par les *NCl-Si* et ces nouveaux défauts est une hypothèse. Le spectre révèle la présence de pics d'émission réguliers sur le signal de luminescence de l'erbium. Le *FSR* calculé correspond à un rayon effectif des modes de 5 µm environ donc en léger décalage par rapport au rayon de la sphère mesuré au *MEB* (6 µm). Etant donné que la couche SiO_x : Er de 200 nm d'épaisseur a été déposée à la surface d'un disque de silice de 2,7 µm, après fusion il est fortement probable que les émetteurs soient dans l'hémisphère supérieure du résonateurs. Ils pourraient donc se coupler préférentiellement à des modes circulant au dessus de l'équateur de la sphère et ayant un rayon effectif inférieur au rayon de la sphère. L'extraction de signal au niveau des résonances est très élevée par rapport au fond continu dû à l'erbium. On peut atteindre un facteur 10 sur le signal, signe que le couplage des émetteurs aux modes de galerie est très fort. Là encore la résolution spectrale du banc limite la finesse de certaines résonances.

4.1.4 Discussions

Après les dernières études parue sur le SiO_x : Er, nos buts sur ce matériau en cavité ont été recentrés sur la réalisation de microcavités intégrant du SiO_x : Er (ou du SiO_x) et de l'utiliser comme un « révélateur » de modes de galerie sur le spectre de l'erbium (ou des *NCl-Si*). Ces buts sont atteints. Des modes sur les spectres des *NCl-Si* ou de l'erbium ayant des facteurs de qualité de l'ordre de 3500, limités par le banc optique, ont été mesurés. Rien ne nous dit que les émetteurs sont couplés aux modes de galerie les plus confinés. Il n'est pas possible d'y répondre avec cette expérience en champ lointain car, comme nous venons de le dire, le banc de mesure est très limité en résolution et les modes les plus confinés sont des modes difficiles (voire impossibles) à collecter avec cette technique de mesure [64]. Le banc de couplage évanescent mis en place au cours de la thèse peut nous permettre de les collecter, mais nous serons toujours limités par la résolution du spectromètre.

La référence [72] laisse peu d'espoir sur l'observation de l'effet laser à 1,55 µm dans du SiO_x : Er en cavité car avoir du gain net dans ce matériau parait illusoire. Pour autant cette constatation pourrait n'être valable que pour une excitation continue des émetteurs. La durée de vie des porteurs (de l'ordre de la µs) est plus courte que le temps de relaxation des ions erbium (quelques ms). En excitation pulsée une fenêtre temporelle, dans laquelle le SiO_x : Er se comporterait comme un matériau à gain net, pourrait donc exister [74].

4.2 Perspectives autour du Germanium et des cavités WGM

4.2.1 Avancées récentes sur l'élaboration de Ge à « gap direct »

Le germanium est un semi-conducteur dont la mobilité des porteurs est plus élevée que dans le silicium, mais comme ce dernier, c'est un matériau à gap indirect ce qui limite son champ d'application dans la photonique. Cependant une équipe du *MIT* a réalisé depuis de longues années une étude sur le germanium et a permis certaines avancées dans ce domaine.

La première est qu'en jouant sur ses paramètres d'élaboration il est possible de fabriquer du germanium ayant un « gap direct » [65]. Pour cela, il faut faire évoluer la structure de bandes du germanium (Fig. 4-10a). La différence d'énergie entre sa bande de conduction direct L et celle de conduction indirecte Γ est faible (136 meV). En appliquant une contrainte en tension au germanium on déplace les bandes L et Γ vers les basses énergies. Ce déplacement est plus fort pour la bande Γ (Fig. 4-10b). Il est alors possible de réduire l'écart entre L et Γ à 115 meV pour une contrainte en tension de 0.25% et il devient nul pour une valeur de 2%. Cependant cette dernière est très élevée. Il n'est pas certain que le matériau puisse la supporter de plus, dans ces conditions, le gap du germanium atteint 0.5 eV ce qui correspond à une position du gap direct vers 2,5 µm, très éloignée de la gamme de longueurs d'ondes favorite en photonique (1.55 µm). Une autre possibilité est d'effectuer un dopage du matériau. En réalisant un dopage du type n, on peut remplir la bande L. Le niveau de L correspond au niveau de la bande directe Γ lorsque le taux de dopage est de 10^{20} cm^{-3}. Par contre on atteint alors la limite de solubilité du dopant. Toutefois il est tout à fait possible de combiner ces deux techniques (Fig. 4-10c). C'est dans cette voie que se sont engagés les chercheurs du *MIT*. Pour une contrainte en tension de 0.25% (correspondant à la tension dans le germanium lorsque sa croissance est réalisée sur substrat silicium provoquée par la différence des coefficients de dilatation des deux matériaux) et un dopage n à 7.6×10^{19} cm^{-3}, le germanium est un matériau à « gap direct ».
Ensuite, pour aller vers le laser germanium, il faut que le matériau présente un gain optique ou gain de la transition directe positif (il génère des photons par émissions stimulées). Dans le calcul du gain optique, le matériau est considéré sans pertes et hors cavité, donc il sera avantageux d'avoir une valeur très élevée. L'évolution du gain optique du germanium en fonction de son taux de dopage n, de sa contrainte en tension et de la longueur d'onde est représentée sur la Fig. 4-11 pour une injection de porteurs de 8×10^{18} cm^{-3}(source : ref. [66]). Il parait possible d'atteindre des gains optiques élevés de l'ordre de 1000 cm^{-1} dans les conditions de fortes injections de porteurs (inversion de la population).

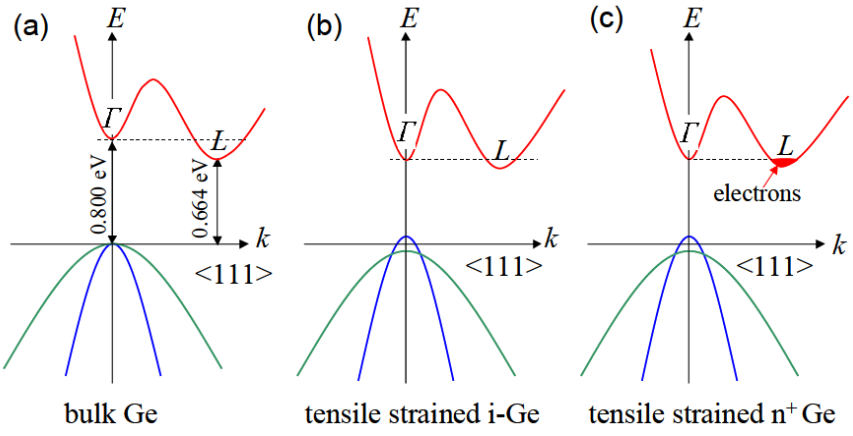


Figure 4-10: (a) structure de bandes du germanium, (b) du germanium contraint en tension et (c) du germanium contraint en tension et dopé n [65].

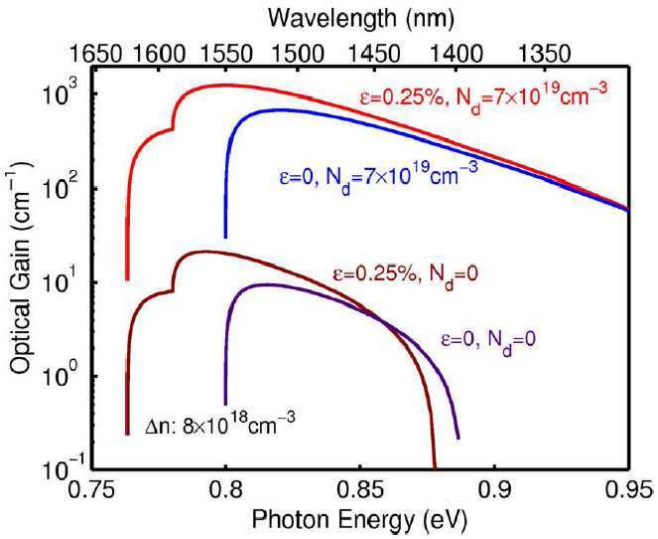


Figure 4-11: Evolution du gain optique du germanium en fonction de la contrainte en tension ε, du taux de dopage N_d et de la longueur d'onde à température ambiante et pour une injection de porteurs fixe de 8×10^{18} cm^{-3} [66]

Ce gain optique permet de définir le gain réel du matériau ou gain net où l'on tient compte cette fois-ci des pertes par absorption des porteurs libre (ou *free carrier loss* ou *FCA*). La fig. 4-12 représente l'évolution de ces trois paramètres en fonction de la densité de porteurs pour du germanium dopé n à $7.6\times10^{19}cm^{-3}$ et une contrainte en tension de 0.25%.

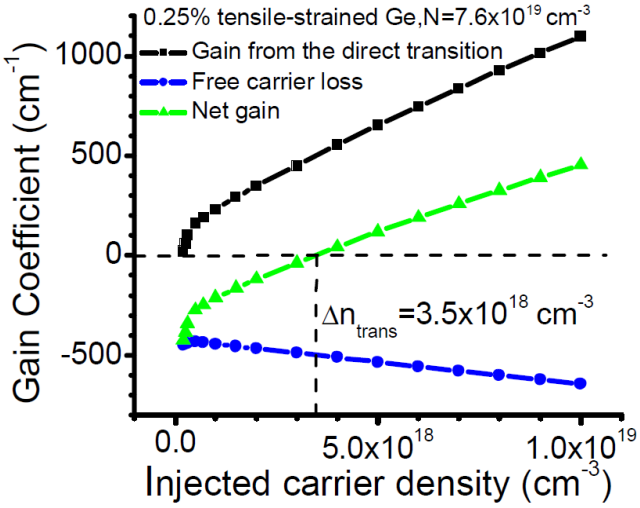


Figure 4-12: Evolution du gain net, du gain optique et des pertes dues aux porteurs libres en fonction de la densité de porteurs injectés dans du germanium contraint en tension à 0.25% et ayant un dopage type n à 7.6×10^{19} cm^{-3} [65]

Ce graphique est tiré d'une étude présentée en ref. [65]. On remarque que pour ce type de germanium, le matériau est à perte pour une injection de porteurs inférieure à 3.5×10^{18} cm^{-3}. Au niveau de ce seuil on créé autant de photons que l'on en perd, la génération de photons et

l'absorption s'égalise ($G_{net} = G_{opt} - P_{abs} = 0$ cm^{-1}). Au-delà, ce type de germanium est à gain et il est théoriquement possible d'atteindre la valeur conséquente de 1000 cm^{-1}. Ici on voit l'intérêt d'avoir un gain optique élevé pour compenser les pertes du matériau. En se basant sur cette étude théorique sur le matériau, les chercheurs du *MIT* ont réussi à élaboré du germanium contraint en tension à 0.24% dopé n avec un taux de 1×10^{19} cm^{-3} dans une cavité linéique de 4.8 mm. Par une excitation optique pulsée du germanium de cette cavité Fabry-Pérot, ils ont démontré le régime non linéaire d'émission laser du germanium [67] (voir Fig. 4-13). Les pertes au niveau de chaque miroir sont estimées à 2 cm^{-1} et les pertes totales de la cavité sont bien inférieures à 10 cm^{-1}. Le gain net du matériau mesuré est de l'ordre de 50 cm^{-1} et si on pondère cette valeur par le fait que le taux de couplage du germanium avec plusieurs modes de la cavité est élevé, cela a rendu possible l'observation de l'effet laser vers 1590 nm, en fonction du nombre de porteurs injectés. Le laser est même multimode pour les injections de porteurs les plus élevées.

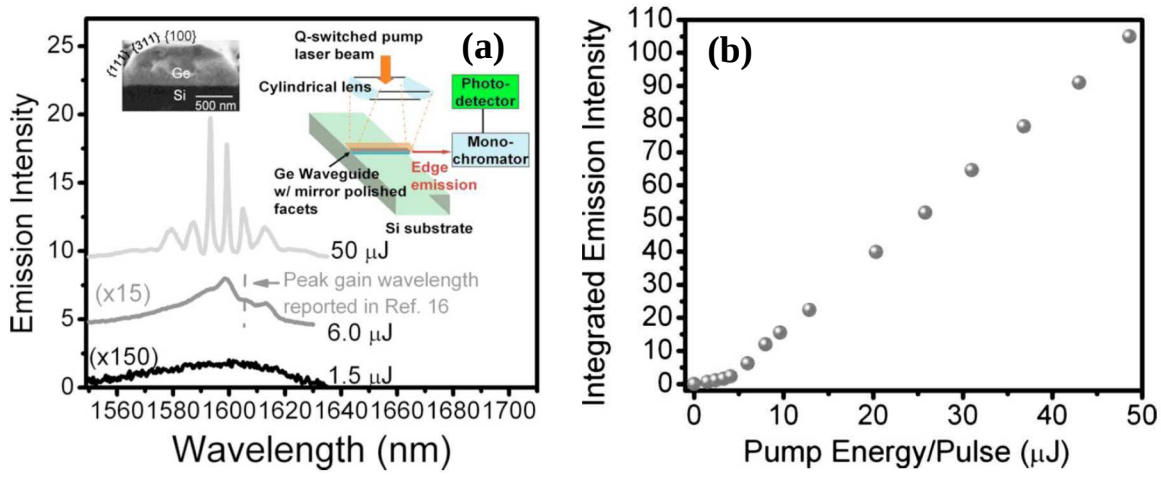


Figure 4-13: (a) spectres d'émission de lumière d'un guide germanium à deux miroirs (4.8 mm de long et de section 1.6 µm×0.5 µm) sous excitation pulsée à 1064 nm et (b) intensité d'émission de cette cavité Fabry-Pérot en fonction de la puissance de pompe [67]

Les travaux qui viennent d'être présentés ont poussées naturellement toute la communauté de la photonique travaillant autour des matériaux IV, dont le laboratoire fait parti, à augmenter ses efforts dans l'élaboration de couches de germanium modifiées en cavité afin d'aller encore au-delà de ces résultats très prometteurs (vers le laser germanium pompé électriquement et intégré sur puce silicium…).

4.2.2 Vers le laser Ge avec une cavité WGM

Des premiers essais sur différentes techniques pouvant permettre de coupler du germanium, potentiellement contraint en tension et dopé n, aux modes d'une cavité à modes de galerie sont présentés dans cette partie. L'élaboration en elle-même du germanium ne sera pas développée. A noter que le laboratoire se focalise plutôt sur la réalisation de nanofils à base de germanium contraint et dopé, que sur l'élaboration de couches Ge monocristallines

contraintes et dopées comme le *MIT*. Des essais de dépôts sur des résonateurs ont tout de même été réalisés mais il est clair que le couplage d'un nanofils germanium à une cavité *WGM* est une priorité au sein du laboratoire.

4.2.2.1 Microcavités Si et germanium

Le substrat utilisé pour la réalisation de disques silicium est un *SOI* du type Si 340 nm / SiO_2 2 µm / bulk Si. La fabrication des disques est obtenue par des étapes de lithographie - gravure conventionnelles. Le masque des motifs de microdisques est obtenu par lithographie optique en insolant une résine positive type AZ1512HS (cette étape est identique à celle détaillée pour la réalisation de disques en résine sur un substrat oxydé. Voir chapitre 2). Ce masque permet ensuite de graver de façon anisotrope le disque silicium par plasma dans le bâti *ICP* fluoré de la *PTA*. C'est un plasma que j'ai mis en place avec Marlène Petit dans le cadre de son doctorat. Les paramètres de gravure sont regroupés dans le tableau de la Fig. 4-15. La vitesse de gravure est de l'ordre de 450 nm/min. Après la gravure du silicium, la résine présente sur les disques est supprimée via un plasma O_2 suivi d'un nettoyage chimique acétone / alcool / EDI. Enfin, le pied SiO_2 est révélé grâce à une gravure humide isotrope avec du *BOE* (pour rappel, cette gravure est extrêmement sélective par rapport au silicium donc, pour cette étape, le disque Si joue le rôle de masque). Des images de disques silicium réalisés avec ce procédé sont présentées en Fig. 4-14.

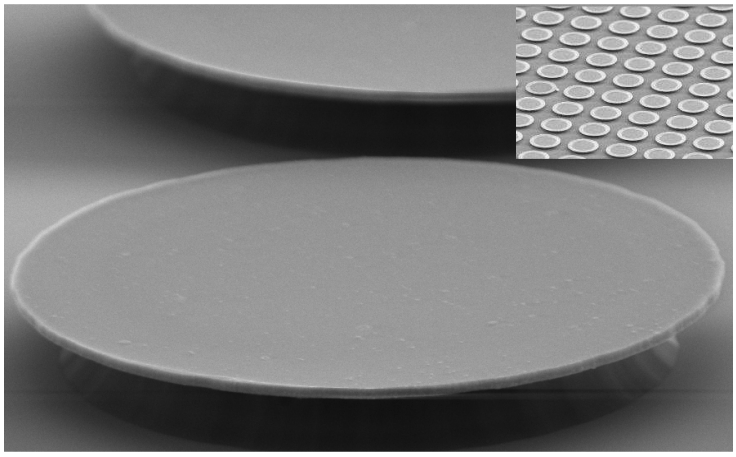


Figure 4-14: disques silicium de 20 µm de diamètre sur un pied de 2 µm de SiO_2. En insert, image d'un champ de microdisques silicium.

Puissance source (COIL)	600 W
Puissance bias (PLATEN)	30 W
Pression dans la chambre	10 mT
Gaz	SF_6 10 sccm, Ar 60 sccm, CHF_3 41 sccm
Vitesse de gravure verticale du Si	450 nm/min
Sélectivité de gravure Si : SiO_2	environ 1 : 10

Figure 4-15: paramètres du plasma mis en place pour graver de façon anisotrope le silicium

Une fois le disque sur pied réalisé, un dépôt de germanium est effectué sous une atmosphère de germane (GeH_4) et de phosphine (PH_3) dans un réacteur *CVD* (pour *C*hemical *V*apor *D*eposition). Ce bâti, mis en place par Pascal Gentile et Fabrice Oehler, est un réacteur *CVD* horizontal à basse pression dédié à la croissance 1D ou 2D de matériaux IV dopés ou non (pour plus d'informations, voir la référence [53]). La couche dopée n grâce à la phosphine présente un taux de dopage élevé de 10^{19} cm^{-3}. Son épaisseur finale est de plusieurs centaines de nanomètres. La croissance se fait uniquement sur le silicium et de façon conforme. La Fig. 4-16 montre l'échantillon de la Fig. 4-14 après croissance du germanium. La couche semble polycristalline voire amorphe.

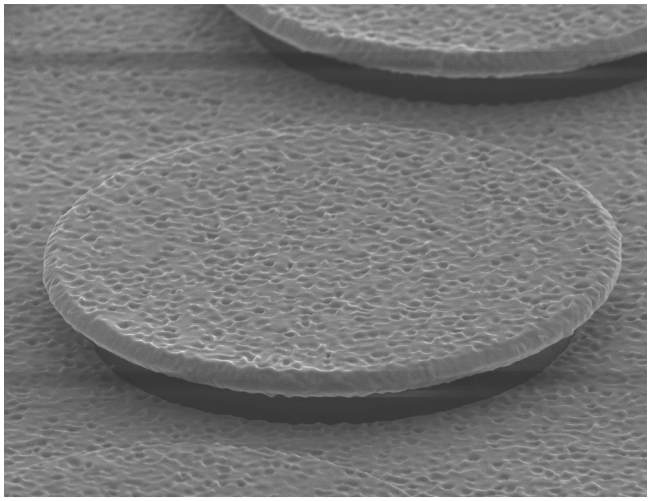


Figure 4-16: disque silicium de 20 µm de diamètre sur lequel une couche de germanium fortement dopé n a été déposée.

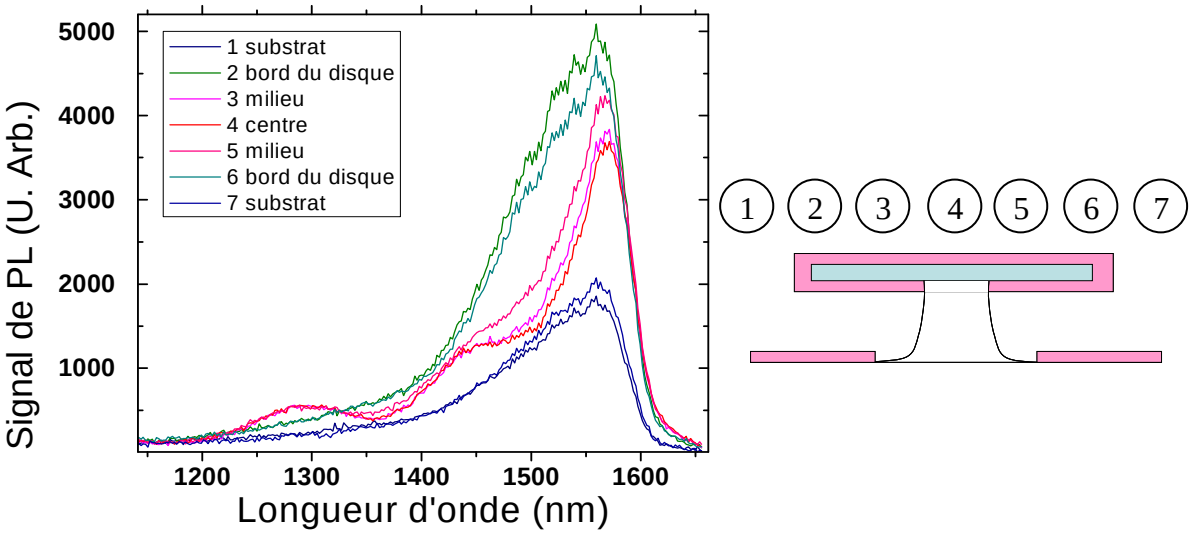


Figure 4-17: (a) spectres en *PL* obtenus sur un disque de 20 µm en fonction de la position du spot d'excitation représentée sur le schéma (b). Collection et excitation sont réalisées par le dessus.

L'échantillon qui vient d'être présenté a été caractérisé en PL à température ambiante. L'excitation est effectuée par-dessus un disque unique via un faisceau laser focalisé (laser Argon à 488 nm). La collection du signal se fait au même endroit que l'excitation, par le dessus. La barrette InGaAs utilisée pour la détection du signal coupe malheureusement à 1600 nm ce qui explique la forme des signaux collectés sur la Fig. 4-17 vers cette longueur d'onde. On remarque une différence de signal lorsque l'on déplace le spot d'excitation. Au bord du disque il semble n'y avoir qu'une seule contribution du germanium sur le signal de luminescence qui pourrait atteindre son maximum vers 1600 nm. Au centre du disque on remarque cette même contribution accompagnée de deux autres vers 1295 nm et 1440 nm. Ces dernières proviendraient d'alliages Si_xGe_y, notamment la première qui correspond à l'émission de la phase stable SiGe. Une autre hypothèse serait que le signal est modulé au centre du disque (effet du pied SiO_2). Aucun couplage d'émetteurs de lumière à des modes de galerie n'a été observé. Cela peut être dû à la forte rugosité présente sur le bord du disque qui fait que la probabilité d'existence de modes de galerie est limitée et au fait qu'à 1600 nm nous somme au niveau du gap direct du germanium donc l'absorption est forte. Si notre détection pouvait nous le permettre, nous aurions plus de chance d'observer des modes sous le gap direct au-delà de 1600 nm.

L'élaboration de couches 2D de germanium cristallin est peu étudiée au laboratoire actuellement, la qualité des essais de dépôts Ge réalisés sur des résonateurs n'a donc rien de surprenant. Le laboratoire est plus avancé dans l'élaboration cristalline de fils germanium. Un travail de couplage d'un fil Ge avec une cavité *WGM* vient donc également d'être lancé.

4.2.2.2 Microcavités SiO_2 et germanium

Nous sommes passés sur le couplage d'un fil Ge avec une cavité en silice. Ici l'idée est d'utiliser un fils germanium en tant qu'émetteurs de lumière. En fonction de son élaboration il serait possible de rendre le germanium à gap direct (mêmes techniques que pour une couche 2D : dopage n et contrainte en tension, thèse en cours de Quentin Benoit A La Guillaume 2011-2014). En positionnant un tel fils par rapport à un mode de galerie d'un microtore ou d'une sphère de silice, il semble possible de coupler l'émission de lumière du germanium du fils au mode de galerie de la cavité. Si le germanium du fils a une zone spectrale à gain net, que dans cette zone il existe un mode de galerie suffisamment confiné et que le taux de couplage entre ce mode et le germanium est convenable, on pourrait réunir les conditions pour observer un régime laser. Cette technique est similaire à celle qui a été mise en œuvre pour faire un laser ZnO avec une fibre optique enroulée en guise de cavité optique et un fils de ZnO déposé dessus en tant qu'émetteur de lumière [68]. Notre idée est de venir placer le fils sur une cavité au niveau d'un mode ultra confiné donc vers l'équateur. Des tests pour venir déposer des gouttes de solution comportant des nanofils Ge sur des résonateurs ont été réalisés. Pour préparer ces solutions, la technique consiste à séparer les fils de leur échantillon mère par ultra sons et à les récupérer dans une solution d'alcool. Un dépôt de fils Ge sur une sphère est présenté sur la Fig. 4-18. Cette technique est facile à mettre en œuvre, cependant, elle ne permet pas de contrôler le positionnement du ou des fils sur la cavité. En outre, la solution semble avoir déposé à la surface du résonateur des contaminants organiques, ce qui risque de dégrader fortement les résonances. Un plasma oxygène permet de les supprimer mais nous avons toujours remarqué qu'effectuer cette étape après fusion du résonateur dégrade la finesse des modes.

Une autre technique consiste à manipuler un nanofils et à le positionner sur une cavité dans un *FIB*. Des premiers essais ont été réalisés par Marlène Terrier (INAC/SP2M). Des images sont présentées sur la Fig. 4-19. Plusieurs dépôts d'un fil sur une cavité ont pu être effectués mais leur positionnement n'est pas encore maîtrisé. Pour l'instant, aucune caractérisation en photoluminescence n'a été réalisée. Positionner plusieurs fils sur une seule cavité semble envisageable.

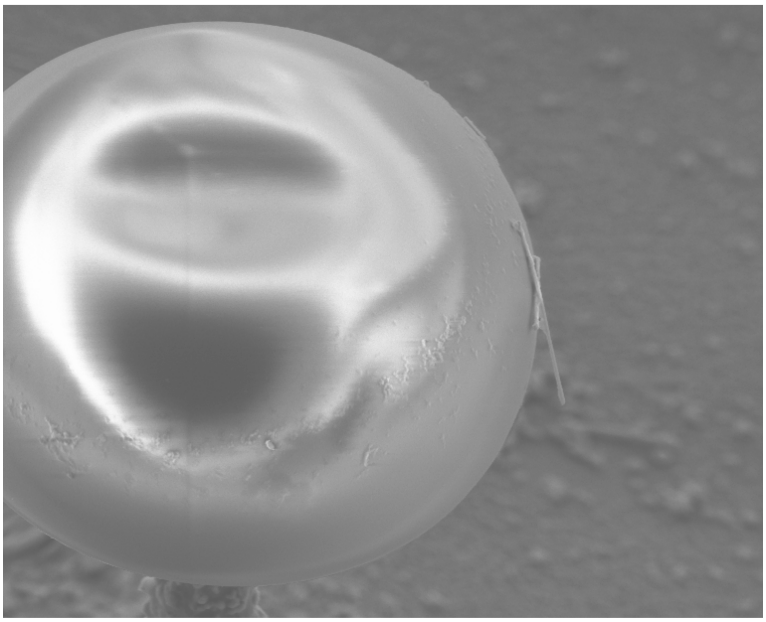


Figure 4-18: Dépôts de fils Ge en solution sur une sphère de silice de 20 µm de diamètre

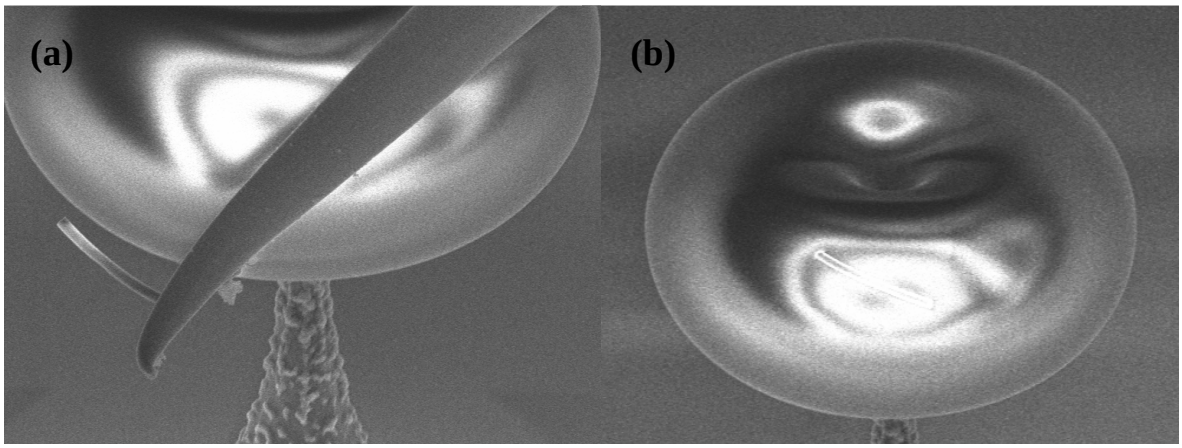


Figure 4-19: (a) (b) images *MEB* prises au cours d'une manipulation d'un fils germanium dopé n. Sur (b) on distingue le fils posé sur la surface du microtore de 25 µm de diamètre.

4.2.3. Discussion

Dans cette partie, le début d'un travail dont l'objectif est d'aller vers la réalisation d'un laser germanium sur substrat silicium par pompage optique voire électrique est présenté. L'élaboration de couches 2D ou de nanofils germanium à « gap direct » est un sujet en cours d'étude au laboratoire. En avance de phase, une réflexion est menée sur la façon de coupler ces émetteurs aux modes de galerie de disques, tores ou sphères. L'approche visant à coupler un fils à un mode de galerie sera surement la voie qui sera suivie au laboratoire dans le futur. Cette approche nécessitera tout de même une attention particulière au niveau du taux de couplage des émetteurs avec un mode. En effet, les émetteurs n'étant pas dans la cavité et étant, en plus, dans une petite zone de la circonférence du résonateur, le recouvrement émetteurs - mode de galerie sera forcément assez faible. Cependant, les gains nets théoriquement atteignables (500-1000 cm^{-1}) et les facteurs de qualité de nos résonateurs (10^6-10^8) doivent normalement nous permettre de nous affranchir d'un faible taux de couplage émetteurs - mode de galerie. Actuellement, la technique *FIB* pour placer le fil est en train d'être mise en place.
Cette thématique autour du germanium est en ébullition depuis les derniers travaux du *MIT*. Leurs avancées sur l'élaboration de germanium à gap direct ont été en partie corroborées par une étude réalisée à l'*IEF* montrant une mesure de gain modal (gain net du matériau pondéré du taux de couplage du germanium à une résonance optique) dans du germanium contraint et dopé de l'ordre de 80 cm^{-1} [75].

Conclusion générale & perspectives

Au cours de ce doctorat, j'ai remis en place une filière permettant la fabrication de microdisques de silice sur substrat silicium au laboratoire. Un banc optique permettant une fusion sélective du microdisque grâce à une irradiation d'un laser CO_2 pour obtenir une cavité à modes de galerie type microtore a également été mis en place. La réalisation de ces résonateurs à très faibles rugosités de surface est aujourd'hui maitrisée. Nous avons étudié les mécanismes de pertes dans les résonateurs en silice à modes de galerie pouvant limiter le confinement temporel du photon dans le résonateur. Un second banc optique permettant une mesure spectrale fine des largeurs de résonances à 1.55 µm, par couplage évanescent aux *WGM*, a été monté. La réalisation d'une fibre optique amincie utilisée comme un coupleur de lumière vers la microcavité pour caractériser les *WGM* est maîtrisée. Les facteurs de qualité potentiellement mesurables sur les microtores étant extrêmement élevés, nous avons naturellement mené une étude sur les limites de mesures de notre banc optique. Il s'est avéré que cette limite se situe à 3×10^8 pour une erreur sur la mesure de 10 % à 1.55 µm. Il est possible d'aller au dessus de cette limite mais les conditions de mesures sont alors extrêmement contraignantes. La plus grande valeur de *Q* mesurée sur un microtore en silice à 1.55 µm étant de 4×10^8, la précision de notre banc est donc tout à fait satisfaisante. Au fur et à mesure des améliorations apportées sur le banc de mesure ainsi que sur les procédés de fabrication des microtores et des coupleurs, nous sommes passés de mesures de *Q* de quelques 10^4, puis à quelques 10^6 et enfin à 0.95×10^8, donc à des valeurs très proches de l'état de l'art international. Nous avons vu que la technique de mesure perturbe directement les modes des microtores. Cependant, le banc permet une gestion du couplage suffisamment précise pour s'affranchir des perturbations amenées par la présence du coupleur ou par une injection trop élevée d'énergie dans le mode, afin de réaliser des mesures de *Q* intrinsèques de modes de galerie. Pour atteindre des mesures de *Q* aussi élevées que 10^8, nous avons dû porter la plus grande attention sur tous les éléments ou phénomènes amenant une source de pertes et donc limitant la mesure de valeurs records.

Au cours des travaux de fabrication de microtores, il s'est avéré possible de contrôler finement les dimensions du disque et du pied silicium permettant la réalisation de toutes petites microsphères de silice sur puce silicium (rayon compris entre 5 et 14 µm). Sur des sphères d'une dizaine de microns de rayon, plusieurs mesures de Q proches de 10^8 ont été effectuées. Si on compare ces mesures à celles réalisées par T. Carmon et al [55] [56] sur des objets similaires type *« sphéroïdes »* en silice de rayon équivalent, nous sommes plus d'un ordre de grandeur au dessus [22].

Aujourd'hui la fabrication de microtores mais aussi de nouvelles cavités comme les microsphères sur puce et la mesure de résonances ayant des facteurs de qualité de l'ordre de 10^8 sont donc maitrisées. Ces résonateurs possèdent de multiples résonances sur le spectre permettant un couplage avec différents émetteurs de lumière. Leur grand facteur de qualité permet de travailler avec des émetteurs ayant un gain net modeste pour aller vers la réalisation d'un laser sur puce. Notre motivation étant d'aller vers la réalisation d'un microlaser vers 1.55 µm sur puce silicium et à base de matériau Si ou Ge comme matériau à gain, le couplage de ces types d'émetteurs aux cavités *WGM* a également été étudié. Le Si et le Ge, étudiés au laboratoire depuis des années, sont deux matériaux à gap indirect ayant une émission de lumière peu efficace. Il est donc nécessaire de faire évoluer leur structure de bandes pour augmenter la force de leur moteur à photons. Pour le Si une des solutions est d'élaborer des nanocristaux de silicium dont leur environnement atomique est contrôlé, type SiO_x. Pour le Ge, la voie privilégiée est de réaliser une couche de Ge dopé n et contrainte en tension. Des microcavités incluant une couche de SiO_x (ou SiO_x : Er) ont été réalisées. Un fort couplage de

ces émetteurs aux *WGM* a été avéré lors d'expériences de photoluminescence. La présence de modes, ayant des facteurs de qualité limités à 3500 par le banc de mesure, sur le spectre des nanostructures Si ou sur celui de l'erbium a été observée [87]. Cependant cette étude a été momentanément arrêtée suite à la parution d'une publication montrant que les possibilités que ce matériau ait du gain net (condition nécessaire pour espérer réaliser un laser) sont extrêmement limitées [72]. Actuellement, les perspectives autour du Ge sont bien meilleures puisque l'élaboration de Ge à « gap direct » et la réalisation d'un laser sur puce silicium ont été présentées par le *MIT* [67]. Une réflexion pour coupler du germanium aux *WGM* a été menée au sein du laboratoire. Des essais de réalisation de couches 2D de germanium sur des résonateurs ou de placement de nanofils Ge à la surface d'une cavité ont été présentés et commentés. Vu l'ensemble des activités du laboratoire sur le germanium, la voie visant à coupler un fils Ge à un *WGM* semble présenter les meilleures atouts pour aboutir à un laser Ge sur puce. Cette étude pourrait être poursuivie après ce doctorat…

Les cavités réalisées et étudiées au cours de cette thèse présentent des facteurs de qualité tels que le confinement temporel des photons est fortement sensible à l'environnement du résonateur. La température, la présence d'eau ou de particules dans un milieu aqueux autour de la cavité font évoluer les résonances (position et/ou largeur spectrale). On peut donc s'en servir de micro-capteurs avec en général des sensibilités très élevées [33] [34] [36] [88] [89]. Ce type de résonateurs pourrait également remplacer les bobines de fibres optiques dans les gyromètres à fibres optiques (*FOG*) permettant des mesures de vitesses angulaires grâce à l'effet *Sagnac*, comme suggéré dans les références [46] [90] [91]. Les réalisations de résonateurs *WGM* présentant les toutes dernières valeurs records de *Q* sur puce silicium en référence [46] sont très intéressantes à ce sujet.

Bibliographie

[1] X. Zhang, H.-S. Choi, A. M. Armani, *"Ultimate quality factor of silica microtoroid resonant cavities"*, Appl. Phys. Lett. **96**, p. 153304 (2010)
[2] J. Verbert. *"Réalisation et étude optique de microcavités à modes de galerie intégrées sur silicium "*. PhD thesis, Université Joseph Fourier-Grenoble I (2006)
[3] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala, *"Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip "*, Nature **421**, p.925 (2003)
[4] V. B. Braginsky, M. L. Gorodestky, V. S. Ilchenko, *"Quality-factor and non-linear properties of optical whispering-gallery modes"*, Phys. Lett. A **137**, 393 (1989)
[5] Lord Rayleigh. Theory of sound, vol. 2, MacMillan and Co (1877)
[6] Lord Rayleigh. *"The problem of the whispering gallery"*, Phil. Mag. **20**, 1001 (1910)
[7] G. Mie, Ann. Phys. **25**, 337-445 (1908)
[8] H.-M. Tzeng, K. F. Wall, M. B. Long, R. K. Chang, *"Laser emission from individual droplets at wavelengths corresponding to morphology-dependent resonances"*, Opt. Lett. **9**, p. 499 (1984)
[9] H.-B. Lin, A. L. Huston, B. L. Justus, A. J. Campillo, *"Some characteristics of a droplet whispering-gallery-mode laser"*, Opt. Lett. **11**, p.614 (1984)
[10] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, and H. J. Kimble, *"High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared"*, Opt. Lett. **23**, 247 (1998)
[11] J. R. Buck, and H. J. Kimble, *"Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling"*, Phys. Rev. A **67**, 033806 (2003)
[12] M. L. Gorodetsky, A. A. Savchenkov, and V. S. Ilchenko, *"Ultimate Q of optical microsphere resonators"*, Opt. Lett. **21**, 453 (1996)
[13] A. W. Adamson, Physical Chemistry of Surfaces (Wiley, New York, 1977)
[14] L. Kou, D. Labrie, and P. Chylek, *"Refractive indices of water and ice in the 0.65 to 2.5micron range"*, Appl. Opt. **32**, 3531 (1993)
[15] G. Hale and M. Querry, "Optical constants of Water in the 200nm to 200µm Wavelength region", Appl. Opt. **12**, 555 (1973)
[16] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, *"Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper"*, Opt. Lett. **22**, 1129 (1997)
[17] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala, *"Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics"*, Phys. Rev. Lett. **91**, 043902 (2003)
[18] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier, *"Tapered single-mode fibres and devices part 1: Adiabaticity criteria"*, IEEE proceedings **138**, 343-354 (1991)
[19] F. Orucevic, V. Lefèvre-Seguin, and J. Hare, *"Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers"*, Opt. express **15**, 21, 13624 (2007)
[20] F. Orucevic. *"Production des microtores de silice sur silicium; Excitation et caractérisation de leurs modes de galerie"*. PhD thesis, Université Paris VI (2007)
[21] F. Bayle, and J. P. Meunier, *"Efficient fabrication of fused-fiber biconical taper structures by a scanned CO_2 laser beam technique"*, Appl. Opt. **44**, 6402-6411 (2005)
[22] J.-B. Jager, V. Calvo, E. Delamadeleine, P. Noé, T. Ricart, D. Bucci and A. Morand, *"High-Q silica microcavities on a chip: from microtoroid to microsphere"*, Appl. Phys. Lett. **99,** 181123 (2011)

[23] G. Kakarantzas, T. E. Dimmick, T. A. Birks, R. Le Roux, and P. St. J. Russell, *"Miniature all-fiber devices based on CO_2 laser microstructuring of tapered fibers"*, Opt. Lett. **26**, 1137 (2001)
[24] I. S. Grudinin, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *"Ultrahigh optical Q factors of crystalline resonators in the linear regime"*, Phys. Rev. A **74**, 063806 (2006)
[25] V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, and L. Maleki, *"Nonlinear optics and crystalline Whispering Gallery Mode Cavities"*, Phys. Rev. Lett. **92**, 043903 (2004)
[26] B. Gayral, J.-M. Gérard, A. Lemaitre, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard, *"High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes"*, Appl. Phys. Lett. **75**, 1908 (1999)
[27] T. Grossmann, M. Hauser, T. Beck, C. Gohn-Kreuz, M. Karl, H. Kalt, C. Vannahme, and T. Mappes, *"High-Q conical polymeric microcavities"*, Appl. Phys. Lett. **96**, 013303 (2010)
[28] M. Lee, and M. C. Wu, *"3D Silicon transformation using Hydrogen annealing"*, Solid-State Sensor, Actuator and Microsystems Workshop (2004)
[29] F. Treussart. *"Etude expérimentale de l'effet laser dans des microsphères de silice dopées avec des ions néodymes"*. PhD thesis, Université Paris VI (1997)
[30] D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefevre-Seguin, J. –M. Raimond, and S. Haroche, *"Splitting of High-Q Mie Modes Induced by Light Backscattering in Silica Microspheres"*, Opt. Lett. **20**, 1835-1837 (1995)
[31] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov, and V. S. Ilchenko, *"Rayleigh Scattering in High-Q microspheres"*, J. Opt. Soc. Am B **17**, 1051-1057 (2000)
[32] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *"Modal coupling in travelling-wave resonators"*, Opt. Lett. **27** (19), 1669-1671 (2002)
[33] J. Zhu, S. K. Ozdemir, L. He, D.-R. Chen, and L. Yang, *"Single virus and nanoparticle size spectrometry by whispering-gallery-mode microcavities"*, Opt. Express **19** (17), 16195 (2011)
[34] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y.-F. Xiao, L. Li, L. He, D.-R. Chen, and L. Yang, *"On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator"*, Nat. Photonics **4**, 46-49 (2010)
[35] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, *"Demonstration of ultra-high-Q small mode volume toroid microcavities on a chip"*, Appl. Phys. Lett. **85**, 6113 (2004)
[36] E. P. Ostby. *"Photonic whispering-gallery resonators in new environments"*. PhD thesis, CalTech Pasadena (2009)
[37] T. J. Kippenberg. *"Nonlinear optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery Optical Microcavities"*. PhD thesis, Caltech Pasadena (2004)
[38] V. B. Braginsky, M. L. Gorodestky, and V. S. Ilchenko, *"Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes"*, Phys. Lett. A **137**, 393-397 (1989)
[39] G. Lin. *"Fabrication and characterization of optical microcavities functionalized by rare-earth oxide nanocrystals: realization of a single-mode ultra-low threshold laser"*. PhD thesis, Université Paris VI (2010)
[40] F. Liu, S. Lan, and M. Hossein-Zadeh, *"Application of dynamic line narrowing in resonant optical sensing"*, Opt. Lett. **36**, 4395-4397 (2011)
[41] K. J. Vahala, *"Optical microcavities"*, Nature **424**, 839 (2003)
[42] Y. Candéla. *"Microcavités de silice : Excitation par fibre des modes de galerie et fonctionnalisation par des nanocristaux de silicium"*. PhD thesis, Université Paris VI (2011)
[43] G. Lin, B. Qian, F. Orucevic, Y. Candela, J.-B. Jager, Z. Cai, V. Lefèvre-Seguin, and J. Hare, *"Excitation mapping of whispering gallery modes in silica microcavities"*, Opt. Lett. **35**, 583-585 (2010)

[44] L. Ding, C. Belacel, C. Ducci, G. Leo, and I. Favero, *"Ultralow loss single-mode silica tapers manufactured by a microheater"*, Appl. Opt. **49**, 2441-2445 (2010)
[45] T. J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman, and K. J. Vahala, *"Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip"*, Phys. Rev. A **74**, 051802 (2006)
[46] H. Lee, T. Chen, J. Li, K. Y. Yang, S. Jeon, O. Painter, and K. J. Vahala, *"Ultra-high-Q wedge-resonator on a silicon chip"*, arXiv:1112.2196v1 [physics.optics] (9 Dec 2011)
[47] V. S. Ilchenko, M. L. Gorodetsky, X. Yao, and L. Maleki, *"Microtorus: a high-finesse microcavity with whispering-gallery modes"*, Opt. Lett. **26**, 256-259 (2001)
[48] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York (1941)
[49] A. Coillet. *"Microfibres pour l'optique non linéaire"*. PhD thesis, Université de Bourgogne (2011)
[50] A. W. Snyder, and J. D. Love, *"Optical Waveguide Theory"*, Chapman and Hall, New York (1983)
[51] Handbook of Optics, 3rd edition, Vol. 4. McGraw-Hill (2009)
[52] L. Collot. *"Etude théorique et expérimentale des résonances de galerie de microsphères de silice : pièges à photons pour des expériences d'électrodynamique en cavité"*. PhD thesis, Université Paris VI (1994)
[53] F. Oehler. *"Etude et compréhension des mécanismes de croissance catalysés des nanofils de silicium obtenus par Dépôt Chimique en phase Vapeur"*. PhD thesis, Université de Grenoble (2010)
[54] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L. C. Kimerling, and J. Michel, *"Ge-on-Si laser operating at room temperature"*, Opt. Lett. **35**, 679-681 (2010)
[55] T. Carmon, M. C. Cross, and K. J. Vahala, *"Chaotic Quivering of Micron-Scaled On-Chip Resonators Excited by Centrifugal Optical Pressure"*, Phys. Rev. Lett. **98**, 167203 (2007)
[56] T. Carmon, and K. J. Vahala, *"Modal Spectroscopy of Optoexcited Vibrations of a Micron-Scale On-Chip Resonator at Greater than 1 Ghz Frequency"*, Phys. Rev. Lett. **98**, 123901 (2007)
[57] P. Noé, B. Salem, E. Delamadeleine, D. Jalabert, V. Calvo, C. Maurizio, and F. D'acapito, *"Effect of the Er-Si interatomic distance on the Er^{3+} luminescence in silicon-rich silicon oxide thin films"*, J. Appl. Phys. **102**, 103516 (2007)
[58] N. Pauc. *"Condensation d'excitons dans les nanostructures de silicium"*. PhD thesis, Université Joseph Fourier – Grenoble I (2004)
[59] M. Fujii, M. Yoshida, Y. Kanzawa, S. Hayashi, and K. Yamamoto, *"1.54μm photoluminescence of Er^{3+} doped into SiO_2 films containing Si nanocrystals: Evidence for energy transfer from Si nanocrystals to Er^{3+}"*, Appl. Phys. Lett. **71**, 1198 (1997)
[60] X. D. Pi, O. H. Y. Zalloum, T. Roschuk, J. Wojcik, A. P. Knights, P. Mascher, and P. J. Simpson, *"Light emission from Si nanoclusters formed at low temperatures"*, Appl. Phys. Lett. **88**, 103111 (2006)
[61] O. Savchyn, F. R. Ruhge, P. Kik, R. M. Todi, K. V. Coffey, H. Nukala, and H. Heinrich, *"Luminescence-center-mediated excitation as the dominant Er sensitization mechanism in Er-doped silicon-rich SiO_2 films"*, Phys. Rev. B **76**, 195419 (2007)
[62] P. Noé, H. Okuno, J.-B. Jager, E. Delamadeleine, O. Demichel, J.-L. Rouvière, V. Calvo, C. Maurizio, and F. D'Acapito, *"Evolution of the fraction of Er ions sensitized by Si nanostructures in silicon-rich silicon oxide thin films"*, Nanotech. **20**, 355704 (2009)
[63] L. Skuja, *"Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide"*, J. Non-Cryst. Solids 239, **16** (1998)
[64] J. Kalkman, A. Tchebotareva, A. Polman, T. J. Kippenberg, B. Min, and K. J. Vahala, *"Fabrication and characterization of erbium-doped toroidal microcavity lasers"*, J. Appl. Phys. **99**, 083103 (2006)

[65] J. Liu, X. Sun, D. Pan, X. Wang, L. C. Kimerling, T. L. Koch, and J. Michel, *"Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si"*, Opt. Express **15**, 11272 (2007)
[66] X. Sun, J. Liu, L. C. Kimerling, and J. Michel, *"Toward a Germanium Laser for Integrated Silicon Photonics"*, IEE journal of selected in quantum electronics **16**, 124 (2010)
[67] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L. C. Kimerling, and J. Michel *"Ge-on-Si laser operating at room temperature"*, Opt. Lett. **35**, 679 (2010)
[68] Q. Yang, X. Jiang, X. Guo, Y. Chen, and L. Tong, *"Hybrid structure laser based on semiconductor nanowires and a silica microfiber knot cavity"*, Appl. Phys. Lett. **94**, 101108 (2009)
[69] J. Czochralski. Ein neues verfahren zur Messung des Kristallisationsgesch-windigkeit der Metalle, *"A new method for the measurement of crystallization rate of metals"*, Z. Phys. Chem **92**, 219 (1918)
[70] W. von Wartenberg, Verhandlungen der Deutsche Phys. Gesellschaft **20**, 113 (1918)
[71] A. Polman, B. Min, J. Kalkman, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, *"Ultra-low-threshold erbium-implanted toroidal microlaser on silicon"*, Appl. Phys. Lett. **84**, 1037 (2004)
[72] R. D. Kekatpure, and M. L. Brongersma, *"Near-infrared free-carrier absorption in silicon nanocrystals"*, Opt. Lett. **34**, 3397 (2009)
[73] P. G. Kik, and A. Polman, *"Exciton-erbium interactions in Si nanocrystal-doped SiO_2"*, J. Appl. Phys. **88**, 1992 (2000)
[74] G. M. Miller, R. M. Briggs, and H. A. Atwater, *"Achieving optical gain in waveguide-confined nanocluster-sensitized erbium by pulsed excitation"*, J. Appl. Phys. **108**, 063109 (2010)
[75] M. de Kersauson, M. El Kurdi, S. David, X. Checoury, G. Fishman, S. Sauvage, R. Jakomin, G. Beaudoin, I. Sagnes, and P. Boucaud, *"Optical gain in single tensile-strained germanium photonic wire"*, Opt. Express **19**, 17925 (2011)
[76] D. Civera. Site web: *http://www.presence-pc.com/tests/transistor-wafer-finesse-de-gravure-23311/*
[77] H. Rong, A. Liu, R. Jones, O. Cohen, D. Hak, R. Nicolaescu, A. Fang, and M. Paniccia, *"An all-silicon Raman laser"*, Nature **433**, 292 (2005)
[78] M. E. Groenert, C. W. Leitz, A. J. Pitera, V. Yang, H. Lee, R. J. Ram, and E. A. Fitzgerald, *"Monolithic integration of room-temperature cw GaAs / AlGaAs lasers on Si substrates via relaxed graded GeSi buffer layers"*, J. Appl. Phys. **93**, 362 (2003)
[79] T. Dupont. *"Réalisation de sources laser III-V sur silicium"*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon (2011)
[80] J. Van Campenhout, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, C. Seassal, D. Van Thourhout, S. Verstuyft, L. Di Cioccio, J.-M. Fédeli, C. Lagahe, and R. Baets, *"Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit"*, Opt. Express **15**, 6744 (2007)
[81] L. Cerutti, J.-B. Rodriguez, and E. Tournie, *"GaSb-Based Laser, monolithically grown on silicon substrate, emitting at 1.55µm at room temperature"*, IEEE Phot. Tech. Lett. **22**, 553 (2010)
[82] V. Calvo. *"Quelques propriétés physiques d'objets à base d'atomes de silicium, d'oxygène et de germanium: nanofils et microcavities optiques"*. HDR, Université de Grenoble (2012)
[83] F. Gourbilleau, X. Portier, C. Ternon, P. Voivenel, R. Madelon, and R. Risk, *"Si-rich / SiO nanostructured multilayers by reactive magnetron sputtering"*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3058 (2001)

[84] J. Verbert, F. Mazen, T. Charvolin, E. Picard, V. Calvo, P. Noé, J.-M. Gérard, and E. Hadji, *"Efficient coupling of Er-doped silicon-rich oxide to microdisk whispering gallery modes"*, Appl. Phys. Lett. **86**, 111117 (2005)
[85] J. Verbert, F. Mazen, T. Charvolin, E. Picard, V. Calvo, P. Noé, J.-M. Gérard, E. Hadji, F. Orucevic, J. Hare, and V. Lefèvre-Seguin, *"Room temperature emission from Er-doped silicon-rich oxide microtorus"*, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **34**, 81 (2006)
[86] A. Morand, Y. Zhang, B. Martin, K. P. Huy, D. Amans, P. Benech, J. Verbert, E. Hadji, and J.-M. Fédéli, *"Ultra-compact microdisk resonator filters on SOI substrate"*, Opt. Express **14**, 12814 (2006)
[87] J.-B. Jager, P. Noé, E. Picard, E. Delamadeleine, and V. Calvo, *"Fabrication and Characterization of Er-Doped Silicon-Rich Oxide Toroidal Microcavities on a chip"*, IEEE ICTON (2009)
[88] T. Lu, H. Lee, T. Chen, S. Herchak, J.-H. Kim, S. E. Fraser, R. C. Flagan, and K. J. Vahala, *"High sensitivity nanoparticle detection using optical microcavities"*, PNAS **108**, 5976 (2011)
[89] H. K. Hunt, A. M. Armani, *"Label-free biological and chemical sensors"*, Nanoscale **2**, 1544 (2010)
[90] C. Ciminelli, F. Dell'Olio, C. E. Campanella, and M. N. Armenise, *"Photonic technologies for angular velocity sensing"*, Adv. Opt. Photonics **2**, 370 (2010)
[91] C. Ciminelli, C. E. Campanella, and M. N. Armenise, "Optimized design of integrated optical angular velocity sensors based on a passive ring resonator", J. Lightwave Tech. 27, 2658 (2009)
[92] A. Yariv, *"Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides"*, Elec. Lett. **36**, 321 (2000)
[93] J. M. Choi, R. K. Lee, and A. Yariv, *"Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation"*, Opt. Lett. **26**, 1236 (2001)
[94] J. Ctyroky, I. Richter, and M. Sinor, *"Dual resonance in a waveguide-coupled ring resonator"*, Opt. and Quantum Elec. **38**, 781 (2006)