



# Ingénierie de mode en optique intégrée sur silicium sur isolant

Philippe Velha

► **To cite this version:**

Philippe Velha. Ingénierie de mode en optique intégrée sur silicium sur isolant. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. <tel-00292092>

**HAL Id: tel-00292092**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00292092>**

Submitted on 30 Jun 2008

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

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

ÉCOLE DOCTORALE « ONDE ET MATIÈRE »

# THÈSE

Présentée et soutenue publiquement par

**PHILIPPE VELHA**

Ingénieur de l'Ecole Centrale de Lyon

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université PARIS-SUD XI

*Es Physique*

## Ingénierie de mode en optique intégrée sur silicium sur isolant

Composition du jury :

Françoise Lozes (rapporteur),

Marc Sorel (rapporteur),

Frédérique De Fornel,

Eric Cassan,

Philippe Lalanne (directeur)

Thomas Charvolin,

David Peyrade

---

**Laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures**

DRFMC/SP2M, CEA-Grenoble

**Laboratoire Charles Fabry**, Institut d'Optique Graduate School

**Laboratoire des technologies de la microélectronique**, CNRS, Grenoble



## Remerciement

Il est coutume pour un thésard de remercier les membres du jury d'avoir accepté de participer à la soutenance de thèse et de juger son travail mais je voudrais ajouter à cela celui d'avoir accepté de venir le faire à Grenoble où j'ai effectué la majorité de mon travail. Ainsi je remercie les sept membres de mon jury : Eric Cassan, président du jury, Françoise Lozes-Dupuy et Marc Sorel, rapporteurs, Thomas Charvolin, Frédérique de Fornel, Philippe Lalanne et David Peyrade d'avoir examiné et commenté mon travail, commentaires qui me permettront de progresser dans ma formation scientifique.

Car au fond il s'agit bien de cela : durant trois ans j'ai suivi un enseignement qui ne se trouvait dans aucun livre, un enseignement personnel qui s'est décliné sous de nombreux aspects. L'ensemble des travaux que je présente dans ce manuscrit reflète le travail d'une équipe où je n'ai tenu parfois qu'un rôle minime. J'ai appris à travailler avec de nombreuses personnes aux caractères aussi trempés que différents. Au contact de celles-ci je crois avoir mûri et elles m'ont influencé dans ma façon de voir ce qu'est la science et la recherche.

Je remercie tout d'abord David Peyrade mon tout premier mentor, pour son enthousiasme sans faille et son soutien constant durant ces trois années. Il m'a appris à me fixer des objectifs ambitieux et rechercher l'excellence scientifique.

Je remercie aussi Philippe Lalanne mon directeur de thèse pour sa rigueur, ces coups de colère qui m'ont permis de me secouer et pour le temps qu'il m'a consacré, même quand il n'en avait plus pour lui. Avec lui j'ai appris à voir les choses avec plus de rigueur et de recul.

Je voudrais remercier tout particulièrement Emmanuel Picard pour ces bonnes idées sur le banc de mesure et surtout pour sa foi en moi. J'ai en effet parfois eu l'impression qu'il croyait plus en moi que je ne croyais en moi-même. Après des heures passé dans le noir à chercher un pic de résonance, il m'est arrivé bien des fois de souhaiter abandonner et chaque fois Emmanuel me poussait en me disant « encore un jour, tu vas l'avoir ». Finalement je l'ai eu, ce pic de résonance.

Je remercie les deux organismes auxquels j'ai appartenu : le CEA par le biais du laboratoire SiNaPS (Grenoble) et le CNRS par le biais de l'Institut d'Optique (Orsay) et du LTM (Grenoble).

Au cours de ces trois ans j'ai côtoyé de nombreuses personnes, je pense notamment à Benoît Cluzel qui a eu la patience de me former sur le banc de spectroscopie, à Kevin Berton qui m'a transmis de nombreuses compétences en nanofabrication, à Jean-Claude Rodier pour

ses techniques d'analyse des spectres et à Jean-Paul Hugonin pour ces codes de calcul d'une complexité parfois déroutante.

Je voudrais remercier Jérôme Thiau pour les mesures de rugosités faites à l'AFM 3 D, Frédéric Sidorff pour les quelques gravures faites ensemble, Loïc Lalouat et Benoît Cluzel pour les observations en champ proche et les longues nuits passées ensemble.

Ensuite, je tiens à remercier sans ordre d'importance : pour le LTM, Titi, Coco, Malou, Max, Jamal, Fred Lazarinno, JH, Martin, Agnès, Olivier, Amandine ; pour SiNaPS : Bassem, Thomas, Vincent, Pierre, Thibault, Emmanuel Hadji, Carmelo et Cécile, Noël ; pour l'Institut d'Optique : Christophe Sauvan et Guillaume Lecamp. Il y a aussi tout ceux que j'ai pu oublier, ce dont je m'excuse.

Une thèse c'est aussi un manuscrit. La rédaction a sans doute été l'un des exercices les plus difficile que j'ai eu à réaliser et je tiens tout particulièrement à remercier Thomas Charvolin qui a pris énormément de son temps pour m'aider dans l'écriture de ce mémoire afin qu'il soit clair et lisible. Je souhaite aussi remercier Céline et Olivier Jouanin qui ont été mes correcteurs attitrés.

Enfin, les derniers remerciements je les réserve à mes parents qui m'ont soutenu tout au long de ma thèse et de ma vie et à Céline Jouanin qui a été là tout au long de ces trois années et qui je l'espère, restera près de moi encore de nombreuses années.

A tous encore merci.

Après avoir remercié l'ensemble de ces personnes je me rends compte que finalement je n'ai été qu'un petit grain de sable sur la dune. Mais n'oublions pas que parfois il suffit d'un grain de sable pour provoquer une avalanche, j'aime à croire que j'ai été ce petit grain de sable.

Je dédie ce manuscrit à la mémoire de mon grand père,

José Julio Pinto,

mort en février 2007.

---



<b>Remerciement</b>	<b>3</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>10</b>
<b>1 L'optique intégrée : la technologie de demain ?</b>	<b>10</b>
<b>2 Contenu de cette thèse</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Description du modèle Fabry-Perot</b>	<b>16</b>
1.1 L'interféromètre Fabry-Perot	16
1.2 Miroir de Bragg	18
1.3 Propriétés de la Bande Interdite Photonique	22
1.4 La cavité Fabry-Perot à miroir de Bragg fini	23
1.5 Expression du facteur de qualité	23
1.6 Longueur de pénétration	26
<b>2 La micro-cavité sur un guide d'onde SOI</b>	<b>26</b>
2.1 Guide d'onde planaire	26
2.2 Guide ruban utilisé	28
2.3 Structure périodique dans un guide ruban	30
<b>3 Etat de l'art des micro-cavités</b>	<b>31</b>
<b>4 Optimisation des micro-cavités</b>	<b>33</b>
4.1 La méthode de modélisation utilisée pour l'optimisation	33
4.2 Les deux stratégies possibles	34
<b>Procédés de fabrication des micro-cavités</b>	<b>46</b>
<b>1 Procédé de fabrication utilisé</b>	<b>47</b>
1.1 Lithographie	49
1.2 Gravure	54
<b>2 Validation du procédé par l'étude optique des guides d'onde SOI</b>	<b>57</b>
2.1 Absorption du matériau	57
2.2 Mesure des Pertes avec plusieurs guides	58
2.3 Mesure des pertes avec un seul guide	61
2.4 Etat de l'art international des pertes en ligne des guides d'onde SOI	63
2.5 Validation par une mesure AFM	64
2.6 Conclusion	65
<b>Micro-cavités linéiques à grands facteurs de qualité</b>	<b>66</b>
<b>1 Spectroscopie en mode guidé en lumière blanche</b>	<b>66</b>
<b>2 Transmission des miroirs périodiques</b>	<b>69</b>
2.1 Transmission des cavités à miroirs périodiques	69

## Introduction

2.2	Limitation du facteur de qualité par les pertes	71
<b>3</b>	<b>Les micro-cavités à adaptation modale</b>	<b>72</b>
3.1	Conception de la zone d'adaptation	72
3.2	Mesure large bande de la transmission en lumière blanche	75
3.3	Mesure avec un laser accordable	78
3.4	Discussion sur les résultats expérimentaux	95
3.5	Conclusion sur les cavités à adaptation modale	100
<b>4</b>	<b>Les micro-cavités à recyclage de pertes optiques</b>	<b>100</b>
4.1	Optimisation du recyclage	101
4.2	Résultats expérimentaux	102
4.3	Conclusion sur les cavités à recyclage	105
	<b>Conclusion sur les stratégies d'amélioration des cavités</b>	<b>105</b>
	<b><i>Etude en champ proche des micro-cavités</i></b>	<b>106</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>106</b>
<b>2</b>	<b>Le champ proche par l'expérience</b>	<b>107</b>
2.1	Principe du champ proche optique	107
2.2	Instrumentation	107
2.3	Résultats expérimentaux	108
2.4	Modèle Fabry-Perot des interactions pointe-cavité	112
2.5	Comparaison modèle expérience	127
2.6	Conclusions	129
	<b><i>les guides à mode lent</i></b>	<b>130</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>132</b>
<b>2</b>	<b>Group-velocity impedance mismatch problem (problème de la désadaptation d'impédance en fonction de la vitesse de groupe)</b>	<b>133</b>
2.1	Injection efficiency (efficacité d'injection)	133
2.2	Approximate closed-form expression for the injection efficiency (expression approchée pour l'efficacité d'injection)	136
<b>3</b>	<b>Slow-mode injectors (injecteur dans des modes lents)</b>	<b>137</b>
3.1	Perfect injection in 1D thin-film stacks (injection parfaite dans un cas 1D d'un empilement de couches minces)	139
3.2	Broadband injection in 2D periodic waveguides (injection large bande dans un guide planaire 2D)	142
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>145</b>
	<b><i>Conclusion générale</i></b>	<b>146</b>
	<b><i>Conférences et publications</i></b>	<b>149</b>
	<b><i>Bibliographie</i></b>	<b>151</b>

## *Introduction*

## Introduction générale

### 1 L'optique intégrée : la technologie de demain ?

*« Le concept d'optique intégrée existe depuis au moins 1969, date à laquelle le Bell Systems Technology Journal présenta les papiers de Marcatili et Goell (MAR69, GOE69). Ces papiers présentent une méthode complète d'analyse et de conception de guides d'onde, filtres et virages de guides. Ces travaux oubliés qui montraient la similarité avec les micro-ondes prédisaient que l'ensemble des structures optiques pourrait être fabriqué avec des technologies planaires qui émergeaient alors pour la fabrication des circuits intégrés. L'optique intégrée, à l'époque, était considérée comme le candidat de choix pour remplacer les systèmes optiques discrets et potentiellement se combiner avec les systèmes électroniques. Trente ans plus tard, cette vision de l'optique intégrée n'a pas beaucoup évolué. L'optique intégrée reste encore la technologie de demain mais semble condamnée à le rester. »*

Il y a dix ans, James Foresi (FOR97b) écrivait ces lignes en introduction de sa thèse. La situation semble avoir peu évolué depuis, bien que des premiers signes traduisent d'une attention grandissante des industriels pour la photonique. Ainsi, depuis le début des années 2000 des grands groupes comme Intel et IBM contribuent significativement aux recherches et aux développements des technologies photoniques (VLA04, MCN03). L'intérêt grandissant venant du constat que la microélectronique atteint aujourd'hui des limites : la loi de Moore qui stipule que tous les 18 mois la puissance des ordinateurs est doublée semble à l'horizon 2010-2020 buter contre des limites physiques. En effet, à mesure que la taille des transistors diminue et que leur vitesse de commutation augmente, plusieurs problèmes se posent : les courants de fuites, donc la consommation d'énergie augmentent avec la réduction des dimensions et l'augmentation des fréquences. De plus, lorsque la taille des composants diminue des effets quantiques apparaissent qui perturbent le fonctionnement normal des transistors. Enfin, les temps de propagation d'un bout à l'autre d'un microprocesseur deviennent du même ordre que la période d'horloge, inférieure à la nanoseconde.

L'ITRS (International Trend Roadmap in Semiconductors) qui définit les technologies à développer pour pouvoir suivre cette loi de Moore prévoit donc d'inclure des composants

photoniques dans un avenir proche<sup>1</sup>. L'idée à priori simple consiste à remplacer l'électricité, moyen de transport de l'information, par de la lumière. Les avantages aux premiers abords sont multiples : le temps de propagation se réduit, le multiplexage des données est rendu possible, la densité est fortement augmentée, le travail en connexion directe avec un réseau télécoms devient possible, etc. Cependant un certain nombre de difficultés apparaissent. Lorsque l'on raisonne sur l'ensemble de la chaîne de traitement de l'information, il y a quatre éléments clés : la modulation de lumière qui génère l'information, les fonctions optiques qui la traitent, les guides qui la transportent et la détection de celle-ci. L'ensemble de ces quatre points au final présente un bilan global de performances qui à l'heure actuelle ne suffit pas à justifier le remplacement des composants électroniques.

Du point de la physique la problématique commune de ces 4 fonctions réside dans l'interaction entre la lumière et la matière. Cette interaction permet de contrôler la lumière pour différentes fonctions (mémoire, buffer, transistor optique, etc.), d'augmenter les propriétés de l'émission (émission spontanée diminuée, émission Raman stimulée) et de détection. Pour augmenter cette interaction, il faut augmenter le confinement de la lumière et donc utiliser des structures résonnantes : les cavités optiques. Lorsque la lumière résonne dans un petit espace, l'interaction augmente avec le facteur de qualité de la structure. Nous nous sommes donc intéressés à la réalisation de cavités à grands facteurs de qualité avec le plus petit volume de confinement possible. Nous avons amélioré les facteurs de qualité de cavités Fabry-Perot en manipulant les modes de Bloch de structures périodiques. En particulier une des deux ingénieries de modes développées dans cette thèse a consisté à diminuer les pertes et donc augmenter le facteur de qualité en adaptant de manière progressive les profils de modes dans la structure

## 2 Contenu de cette thèse

Nous verrons dans un premier chapitre introductif les bases du modèle Fabry-Perot et les propriétés des modes de Bloch. Cette description nous mènera à détailler les propriétés physiques d'une cavité optique et de ses propriétés. Enfin, cela nous conduira à présenter la théorie de deux ingénieries de modes utilisées pour améliorer le facteur de qualité d'une cavité.

---

<sup>1</sup>Site de l'ITRS : [http://www.itrs.net/Links/2006Update/FinalToPost/09\\_Interconnect2006Update.pdf](http://www.itrs.net/Links/2006Update/FinalToPost/09_Interconnect2006Update.pdf) (page 12)

## *Introduction*

Dans le second chapitre nous détaillerons le procédé de fabrication des cavités linéiques. Nous avons qualifié la qualité de nos structures en mesurant les pertes de guides d'onde, nos résultats sont comparables à l'état de l'art.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à la réponse spectrale en champ lointain des micro-cavités à grands facteurs de qualité en mesurant leurs transmissions et leurs pertes. Nous avons mesuré des facteurs de qualité  $Q$  élevés pour des volumes de confinement  $V$  très faibles : les rapports  $Q/V$  obtenus sont à ce jour des valeurs records.

Dans un quatrième chapitre nous présenterons l'étude de ces micro-cavités effectuée à l'aide d'un microscope optique en champ proche. Ces mesures nous ont permis de mettre en évidence que la sonde de champ proche perturbait la résonance des micro-cavités sans détériorer le facteur de qualité. Nous détaillerons la modélisation de cette interaction sonde-cavité et nous nous intéresserons aux applications possibles de cette interaction.

Enfin, dans la cinquième et dernière partie, nous nous intéresserons à un autre type de mode : les modes lents qui permettent aussi de renforcer l'interaction lumière-matière. La problématique est d'injecter de la lumière dans ces modes. Des travaux théoriques, que nous présenterons sous la forme d'un article, nous ont permis de proposer le principe d'un injecteur dans un mode lent. Cet injecteur sera étudié dans le cas idéal à une dimension et le cas à deux dimensions.

L'ensemble des travaux présentés a été réalisé en collaboration étroite entre le laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures (SiNaPS) du DRFMC/SP2M au CEA Grenoble, le Laboratoire des Technologies de la Microélectroniques (LTM) du CNRS à Grenoble et le laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique à Palaiseau.

# CHAPITRE 1

---

## Introduction

---

Une cavité optique se définit comme un résonateur électromagnétique où la lumière est confinée spatialement et spectralement. Ces résonateurs fonctionnent comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers-retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. De nombreux types de cavités électromagnétiques ont ainsi été imaginés et utilisés dans diverses applications, allant du laser au four micro-onde.

Dans un but d'intégration les cavités sont miniaturisées à l'échelle de quelques micromètres et l'on parle de micro-cavités.

Deux types de confinement sont mis en œuvre dans la littérature. Dans un premier cas la lumière est confinée par la réflexion totale interne qui découle des lois de Snell-Descartes. A l'interface entre deux matériaux et pour un angle d'incidence inférieur à un angle critique fonction de la différence d'indice entre les deux matériaux la lumière est totalement réfléchi. Cette même approche dérivée de l'optique géométrique permet aussi de décrire la propagation de la lumière dans un guide d'onde. Des exemples de confinement par réflexion totale interne sont donnés par les résonateurs à mode de galeries comme les micro-disques (SOL07), microsphères (CAI00), micro-tores (ARM03) et micro-anneaux (MIC07).

Dans le second cas le confinement est obtenu par réflexion sur un miroir périodique ou miroir de « Bragg ». Ce genre de miroir se retrouve dans les lasers à émission verticale (Vertical Cavity Surface Emitting Laser ou VCSEL) (BOU07), ce sont des cristaux photoniques à une dimension. On peut aussi imaginer des cavités à cristaux photoniques de dimension supérieure (NOD07, TAN07a). Ces cavités utilisant la réflexion par une structure périodique sont assimilables à des cavités Fabry-Perot, modèle que nous développerons par la

suite. Le foisonnement de solutions pour obtenir des micro-cavités à la fois les plus petites possibles et les plus résonantes possible, est l'illustration de l'intérêt que suscite ce genre de technologie.

Le premier intérêt d'une micro-cavité est lié à sa propriété de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences permettant de réaliser des filtres en longueur d'onde. En télécommunication, il est déjà commun de multiplexer l'information, c'est-à-dire d'injecter dans une même fibre optique plusieurs longueurs d'onde différentes qu'il faut pouvoir filtrer en sortie. La norme actuelle WDM (Wavelength Division Multiplexing) prévoit des canaux espacés de 1,6 nm et 0,8 nm pour des longueurs d'onde entre 1530 et 1565 nm, correspondant à 20 et 40 canaux respectivement. Les futures normes (Dense WDM et Ultra Dense WDM) prévoient d'étendre ce principe jusqu'à 400 canaux, soit un espacement entre canaux de 0,08 nm pour un débit théorique de 4 Tb/s. Dans ce cadre, une technologie peu chère employant des micro-cavités pourrait être utilisée.

Une autre perspective pour les micro-cavités optiques est leur utilisation au sein même des micro-processeurs. En effet les pistes de cuivre ont aujourd'hui atteint leurs limites en terme de débit d'information et de dissipation thermique et l'utilisation de la lumière comme vecteur de l'information pourrait être une solution. Dans ce cadre le multiplexage en longueur d'onde est nécessaire. De nombreux problèmes restent encore à résoudre, tant en termes de performances que d'intégration, avant de voir ce genre de technologie sur le marché ; néanmoins les retombées pourraient être importantes.

Les efforts constants qui ont été faits depuis plusieurs décennies sur ces micro-cavités trouvent leurs motivations dans les applications potentielles mais aussi dans l'intérêt physique qu'elles suscitent comme nous allons le voir.

La taille de ces micro-cavités est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde soit quelques microns. Le volume modal dans lequel est piégé la lumière peut être réduit jusqu'à la limite théorique de  $1/8 (\lambda/n)^3$ . Les photons confinés vont voir plusieurs fois le même environnement électronique, augmentant ainsi la probabilité d'interaction avec les électrons. Plus la cavité possède une résonance aigüe, plus la lumière va interagir avec la matière de la cavité. Ainsi, l'exaltation de cette interaction sera d'autant plus grande que la cavité sera petite et monochromatique.

Les performances d'un résonateur sont données par deux nombres caractéristiques : le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal ( $V_m$ ) du confinement spatial du mode. Le facteur de qualité (Q) se définit comme :  $Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$  où  $\lambda_0$  est

la longueur d'onde de résonance et  $\Delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur de la résonance (Figure 1 a). Le

volume modal ( $V_m$ ) (FOR97a) se définit comme :  $V_m = \frac{\int \epsilon |\mathbf{E}|^2 dV}{\max(\epsilon |\mathbf{E}|^2)}$  où la constante diélectrique

$\epsilon$  et le champ électrique  $E$  sont pris en tout point de l'espace. Le volume modal correspond au volume qu'occupe l'énergie électromagnétique. Remarquons qu'à la résonance, on démontre

que  $\int \epsilon |\mathbf{E}|^2 dV = \int \mu |\mathbf{H}|^2 dV$ .

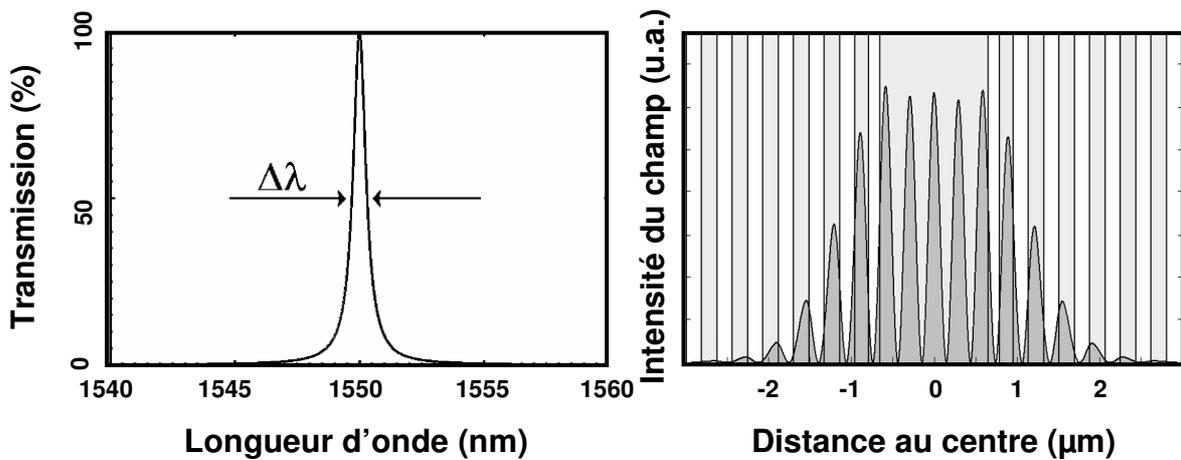


Figure 1 - a) Pic de résonance d'une cavité b) Distribution du champ électrique dans une cavité en fonction de la distance au centre de la cavité

Un facteur de mérite essentiel pour tous les micro-résonateurs est le rapport  $Q/V_m$  qui quantifie la « force » de l'interaction lumière-matière. Dans certains cas des éléments actifs (puits quantiques, boîtes quantiques,...) sont introduits dans la cavité afin d'utiliser cette interaction et ils ont tendance à limiter le facteur de qualité par absorption alors que le volume modal restera inchangé. Ainsi, dans (YOS03) la géométrie de cavité a permis d'obtenir un facteur de qualité de 45 000. Après introduction de boîtes quantiques dans la structure (SUG05), le facteur de qualité ne peut excéder 9000. Il sera donc préférable de favoriser un faible volume modal à un grand facteur de qualité.

De nombreux travaux ont déjà montré l'intérêt de maximiser  $Q/V_m$ . Ainsi, les micro-cavités permettent d'obtenir des lasers à très bas seuil (YOK96). De nombreux effets non linéaires (Kerr (KOO07), bistabilité (GIA06, GIB85), amplification Raman (HAI05, HAI06) obtenus lorsque la puissance optique est très grande, ont déjà pu être observés à des puissances de plusieurs ordres de grandeur plus faibles qu'avec des matériaux massifs.

Tous ces effets physiques obtenus en laboratoire laissent entrevoir de nombreuses applications dans le traitement de l'information (mémoire optique : YAN04, FIG06 ; photon unique LAU05) ; changement de fréquence dynamique : ZEN06)...).

A l'heure actuelle, de nombreuses stratégies ont été proposées dans la littérature afin d'obtenir des performances en terme de facteur de qualité et de volume modal, elles seront décrites ultérieurement (paragraphe 1.3).

## 1 Description du modèle Fabry-Perot

En 1913, Charles Fabry et Alfred Perot (MUL98) mirent au point le premier interféromètre qui fut initialement utilisé pour démontrer l'existence de la couche d'ozone. Le modèle Fabry-Perot découle de l'exemple simple de ce type d'interféromètre.

### 1.1 L'interféromètre Fabry-Perot

Un interféromètre Fabry-Perot est réalisé par deux miroirs semi réfléchissant entre lesquels la lumière effectue des allers-retours.

Considérons le cas simple d'une lame d'épaisseur  $L$  constitué d'un matériau d'indice  $n_2$  entourée de milieux d'indice  $n_1$  et  $n_3$  (figure 2).

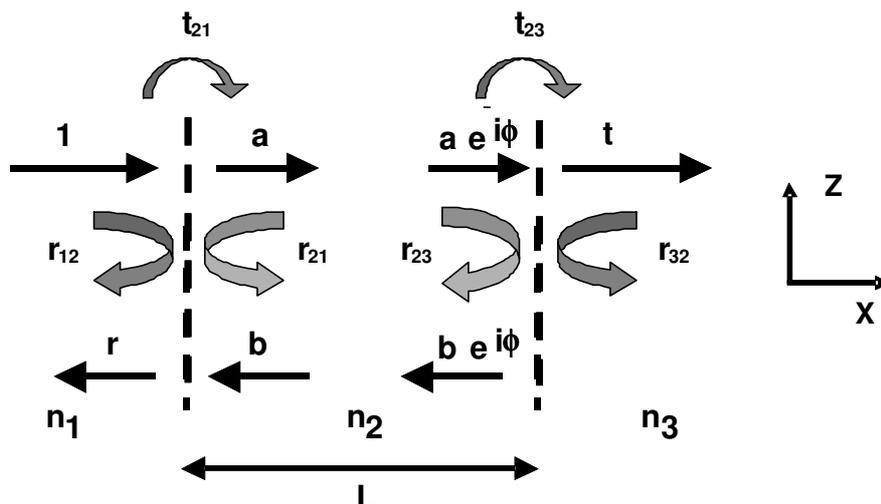


Figure 2 - Schéma de principe d'un interféromètre Fabry-Perot

## Introduction

Une onde plane d'amplitude unité est envoyée sur cette lame mince. On définit les coefficients de réflectivité  $r_i$  et de transmission  $t_i$  des différentes interfaces. Dans le cas général ces coefficients sont des nombres complexes et dépendent des matériaux de part et d'autre de l'interface. L'onde plane incidente subit une série d'allers-retours dans la lame qui peuvent être définis à partir de deux ondes planes d'amplitude  $a$  et  $b$  à l'intérieur de la lame. En écrivant l'égalité entre les différentes amplitudes aux interfaces nous obtenons :

$$\begin{cases} r = b t_{21} + r_{12} \\ t = a e^{-i\phi} r_{23} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} a = t_{12} + r_{21} b \\ b e^{i\phi} = a e^{-i\phi} r_{23} \end{cases}.$$

Lorsqu'il n'y a pas de pertes nous pouvons utiliser la relation :  $t_{12}t_{21}-r_{12}r_{21}=1$ . Dans ce cas, la réflectivité  $r$  et la transmission  $t$  de la lame s'écrivent alors :

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} e^{-2i\phi}}{1 + r_{12} r_{23} e^{-2i\phi}} \quad \text{et} \quad t = \frac{t_{12} t_{23} e^{-i\phi}}{1 + r_{12} r_{23} e^{-2i\phi}} \quad \text{avec} \quad \phi = 2\pi n l / \lambda \quad (1.1).$$

Dans le cas où le système est symétrique (ici  $n_1=n_3$ ), on définit  $|r_{23}|^2=|r_{21}|^2=R_m$  et  $T_m=t_{21}=t_{23}$ .

On écrit alors la réflexion  $R$  et la transmission  $T$  en énergie du système comme :

$$R = \frac{4 R_m \sin^2 \phi}{(1 - R_m)^2 + 4 R_m \sin^2 \phi}, \quad (1.2)$$

$$\text{et } T = \frac{T_m^2}{(1 - R_m)^2 + 4 R_m \sin^2 \phi}. \quad (1.3)$$

On remarque que pour  $\phi=2\pi n l/\lambda=p\pi$ , où  $p$  est un entier, la transmission est unitaire, il y a résonance. Cette condition est vérifiée lorsque la distance entre les 2 miroirs est un multiple de la longueur d'onde, c'est-à-dire que  $A$  et  $B$  interfèrent constructivement. Ces pics de résonance suivent une loi d'Airy et sont distants de l'intervalle spectral libre ou FSR (Free Spectral Range) qui se détermine entre deux fréquences de résonance  $\nu_p$  par  $\Delta\nu=\nu_{p+1}-\nu_p=c/2n_2l=\delta\lambda/\lambda$ . On définit la finesse  $F=FSR/\Delta\lambda$ .

Historiquement, les premières cavités étaient constituées de deux miroirs métalliques pour lesquels la phase à la réflexion ne varie pas. Dans ce cas, le facteur de qualité vaut alors :

$$Q=2\pi n_2 L / [\lambda(1-R)]. \quad (1.4)$$

L'inconvénient d'un tel miroir est la limitation de sa réflexion à environ 99% car les métaux sont absorbants. Cette valeur est insuffisante pour produire des facteurs de qualité de plus de quelques dizaines.

## 1.2 Miroir de Bragg

Avec le même genre de raisonnement, il est possible de traiter le cas d'un empilement périodique de couches minces qui définit un miroir de Bragg.

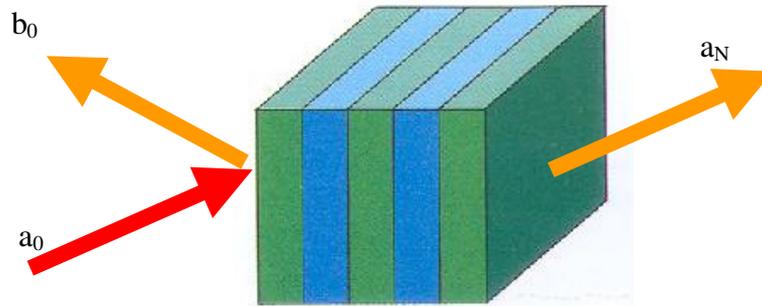


Figure 3 - Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de  $N$  couches périodiques de 2 matériaux différents. Une onde incidente d'amplitude  $a_0$  réfléchi une onde d'amplitude  $b_0$  et transmet une onde d'amplitude  $a_N$ .

Si l'on éclaire le miroir de Bragg par une onde plane, il est possible de déterminer les amplitudes de chaque onde et donc les coefficients de réflexion et de transmission (YEH88).

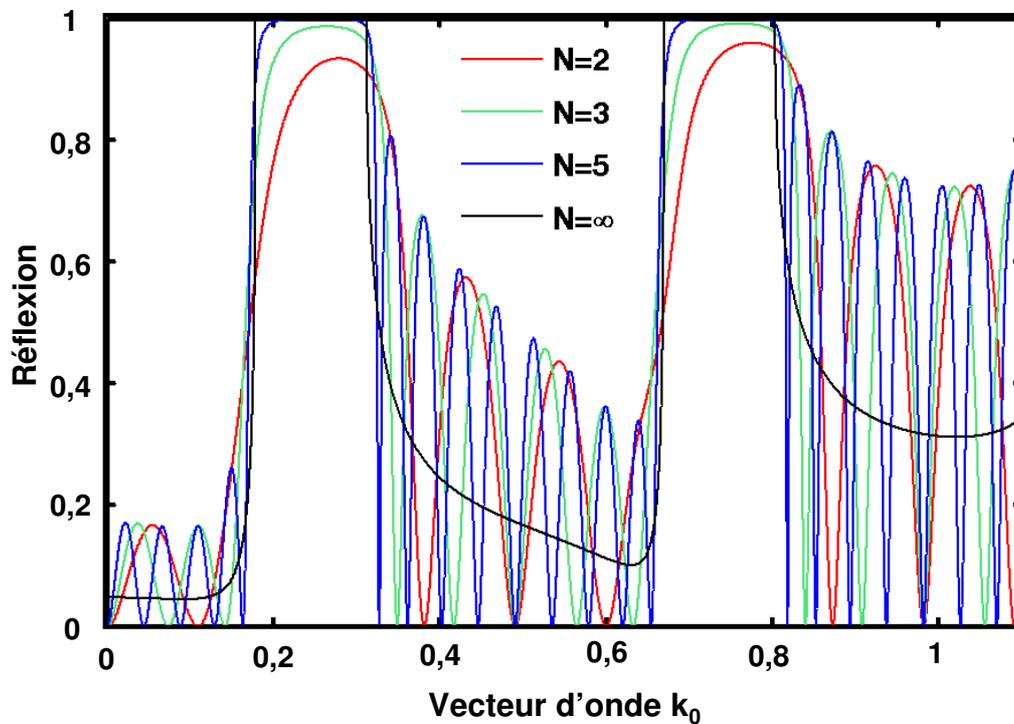


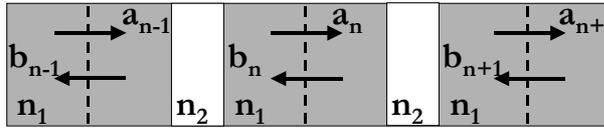
Figure 4 - Réflexion d'un miroir de Bragg quart d'onde (l'épaisseur de chaque couche vaut  $\lambda/4n$ ) de période  $a=0,37 \mu\text{m}$  comportant 2, 3, 5 et une infinité de paires de silicium ( $n=3,48$ ) et de silice ( $n=1,44$ ).

## Introduction

La Figure 3 montre un exemple de miroir de Bragg constitué d'un empilement de lames de silicium et de silice. Les propriétés générales du miroir de Bragg ressortent dans cet exemple. Il existe des plages de longueur d'onde où la réflexion est grande et tend vers 1 à mesure que le nombre de périodes  $N$  augmentent, et ceci quels que soient les matériaux utilisés. Cette plage est d'autant plus large et la réflexion augmente d'autant plus vite avec  $N$  que la différence d'indice des matériaux est grande. De part ces propriétés, les miroirs de Bragg sont utilisés dans de nombreux domaines d'applications où l'utilisation de miroirs avec de fortes réflectivités est nécessaire.

Une structure périodique finie est souvent associée à la même structure avec une extension infinie. Le concept de mode de Bloch et ses propriétés seront alors utilisés.

Considérons un milieu diélectrique linéaire, homogène, isotrope et périodique de période  $a$ . Cet empilement de couches est considéré comme s'étendant à l'infini selon  $x$  (Figure 2). Nous noterons  $a_n$  et  $b_n$  les amplitudes d'une couche notée  $n$ , d'indice  $n_1$  de l'onde propagative et contra-propagative respectivement. La couche  $n$  et la couche  $n-1$  sont reliées (YEH88) par la relation :



$$\begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (1.5).$$

$A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont les coefficients de la matrice de transfert reliant la couche  $n$  à la couche  $n-1$ . Comme le milieu est périodique nous pouvons utiliser le théorème de Floquet qui nous indique que les modes sont pseudopériodiques de même période que l'empilement :

$$E_K(x,z) = E_K(x) e^{-i\beta z} e^{-iKx} \text{ avec } E_K(x+a) = E_K(x).$$

$E_K$  est le mode de Bloch associé à la structure. Cette équation permet alors de résoudre le problème de  $E_K$  en fonction de  $K$ .

On a alors l'égalité suivante :

$$\begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = e^{-iKa} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (1.6).$$

Les relations (1.5) et (1.6) nous donnent :

$$e^{-iKa} \begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \text{ soit } e^{-iKa} = \frac{1}{2} (A+D) \{ [ \frac{1}{2} (A+D) ]^2 - 1 \}^{1/2} \quad (1.7).$$

Il s'agit d'une équation aux valeurs propres qui peut se résoudre analytiquement. Cette formulation permet de calculer aisément la réflectivité de n'importe quelle multicouche et de connaître ses propriétés de façon très précise. Ce système possède deux valeurs propres tel que le champ électrique dans une couche peut s'écrire comme une combinaison linéaire de ces deux valeurs propres  $E = a_n e^{-ikn(x-a)} + b_n e^{ikn(x-a)}$ . Le mode de Bloch se compose donc d'une onde propagative et d'une onde contra-propagative dont les amplitudes  $a_n$  et  $b_n$  sont calculables. Plus  $K$  est proche de  $2\pi/\Lambda$  plus l'onde contra-propagative est excitée comparativement à l'onde propagative. A  $2\pi/\Lambda$ , les deux ondes sont égales et la lumière ne se propage pas. La Figure 5 représente le rapport  $b_n/a_n$  et illustre cette évolution car l'on observe qu'à certaines longueurs d'onde ce rapport devient égal à 1, dans ces conditions la lumière ne se propage plus.

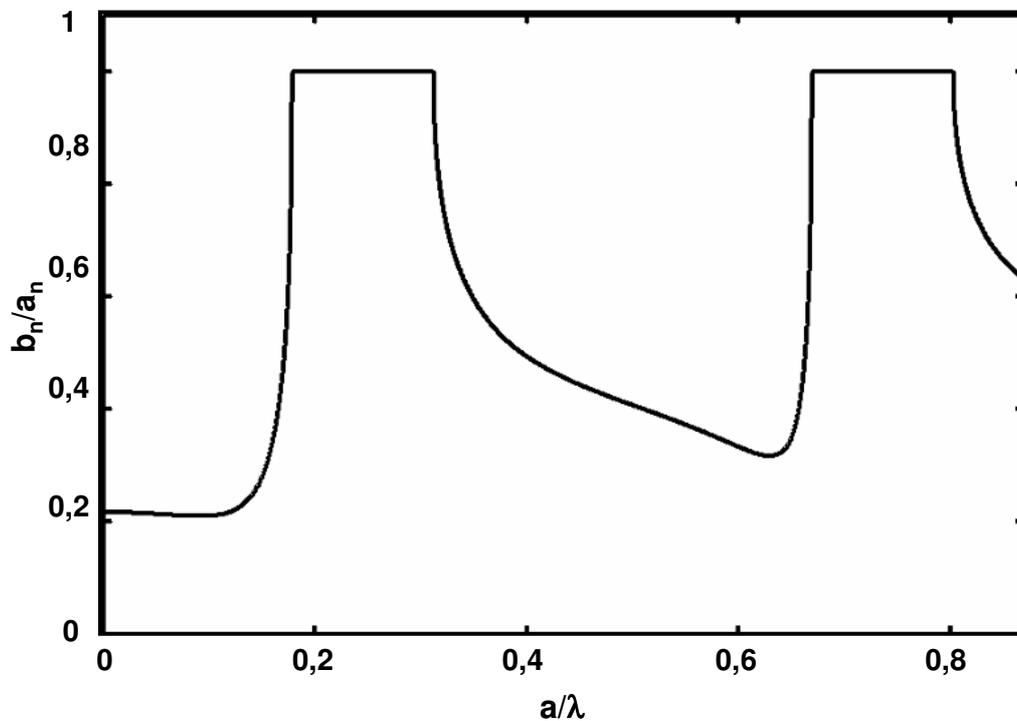


Figure 5 - Evolution du rapport  $b_n/a_n$  en fonction de  $a/\lambda$  pour la géométrie de la Figure 6.

Ainsi, si dans l'équation 1.7 on se fixe  $\beta$ , c'est-à-dire l'angle d'incidence, on peut calculer les solutions possibles de  $K(\omega)$  (Figure 6) et définir un diagramme de dispersion.

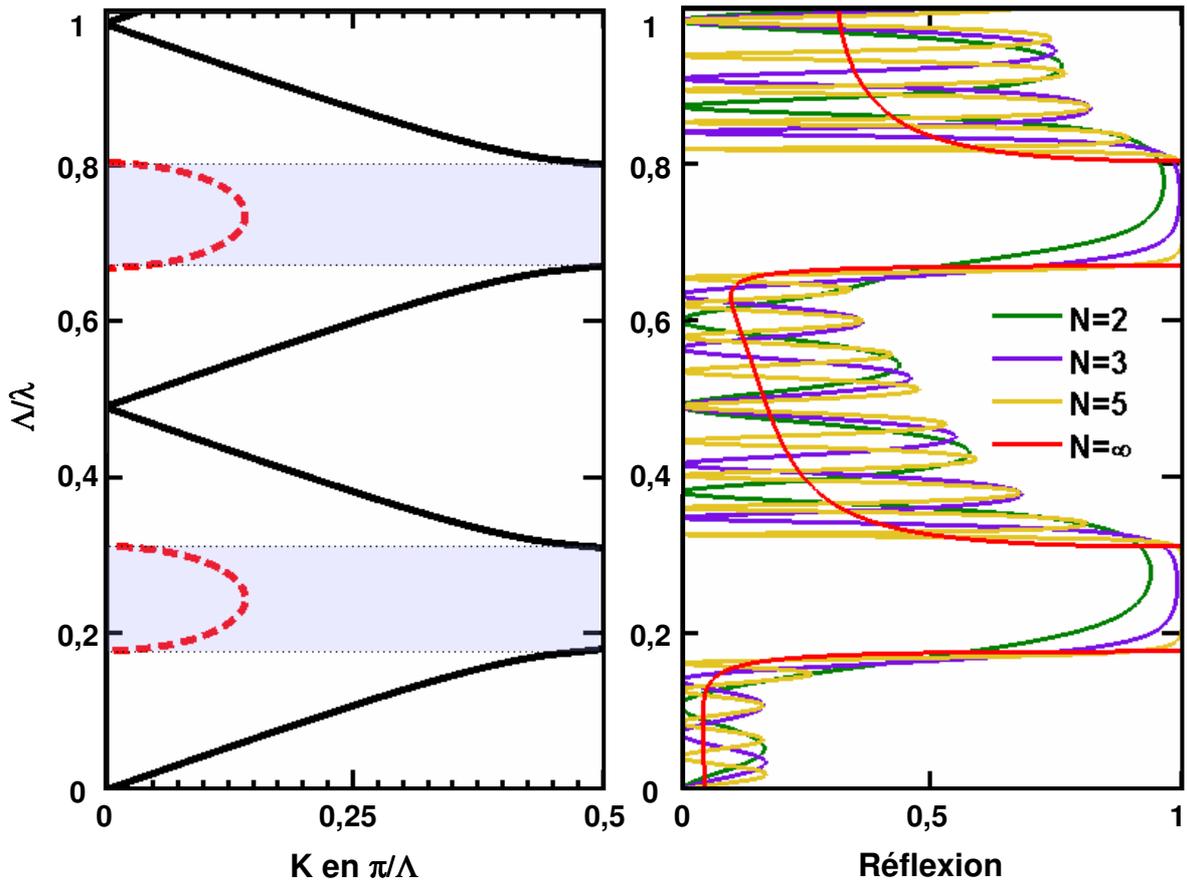


Figure 6 - A gauche, le diagramme de dispersion d'un empilement de couches minces quart d'onde de silicium ( $n=3.48$ ) et de silice ( $n=1.44$ ). En abscisse le vecteur d'onde normalisé et en ordonnée la longueur d'onde normalisée. En trait plein, la partie réelle du vecteur d'onde et en pointillés sa partie imaginaire. A droite, le calcul de la réflexion pour un miroir comportant 2, 3, 5 et une infinité de paires Si-SiO<sub>2</sub>.

Tout d'abord, les solutions  $K$  de l'équation sont périodiques de période  $2\pi/a$  : si  $K$  est solution alors  $K+2\pi/a$  est aussi solution. On peut alors se contenter d'avoir les solutions entre 0 et  $\pi/2a$  et reconstruire la totalité du diagramme par symétrie (empilement symétrique et parité de  $K(\omega)$ ) et par propriété de périodicité. Cet intervalle définit comme en physique du solide une zone réduite de l'espace réciproque nommée première zone de Brillouin.

Dans la Figure 6, il existe des domaines de longueurs d'onde où la lumière se propage (en blanc) et des domaines où la propagation est interdite pour lesquels il n'existe pas de  $K$  réel (en bleu). Dans ces domaines le miroir de Bragg réfléchit la lumière. Nous sommes alors dans le cas précédent où dans l'expression  $E=a_n e^{-ikn(x-a)} + b_n e^{ikn(x-a)}$  les deux ondes ont des amplitudes égales. Le vecteur d'onde  $K$  des solutions de l'équation 1.6 est complexe et l'onde devient évanescence : elle est exponentiellement amortie et ne transporte pas d'énergie. Ces zones sont appelées bandes interdites photoniques (BIP) par analogie avec la physique du solide.

### 1.3 Propriétés de la Bande Interdite Photonique

La direction du vecteur d'onde indique généralement la direction de propagation<sup>2</sup> de l'onde et sa norme correspond à la fréquence spatiale de l'onde. Dans un matériau homogène  $K$  représente la fréquence spatiale des champs. Dans la Figure 7 nous avons tracé le champ électrique dans la structure pour différents points du diagramme de dispersion.

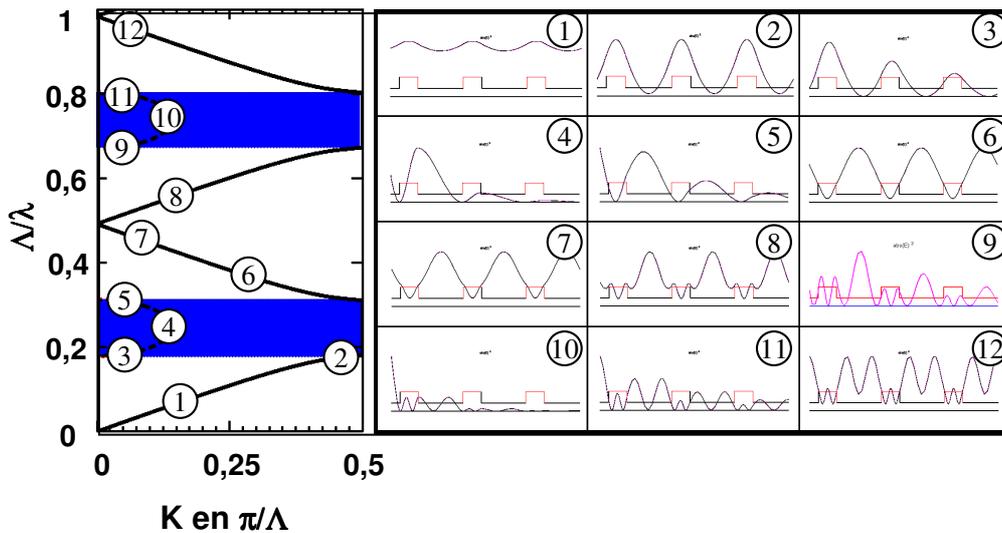


Figure 7 - Distribution du module au carré du champ électrique dans la structure périodique pour différents points pris sur le diagramme de bande. Le créneau représente la modulation d'indice le long de l'axe de propagation de la lumière.

Les points 1 et 2 sont situés dans la bande de valence dans laquelle le champ est majoritairement localisé dans la zone de haut indice. Les points 6, 7 et 8 sont situés au-dessus de la première BIP dans la bande de conduction, le champ est principalement localisé dans la zone de bas indice. Dans ces deux cas, le champ est périodique, l'onde se propage. Les points 3, 4, 5 et 9, 10, 11 sont situés dans les bandes interdites, l'onde est amortie et ne se propage pas. Ainsi une onde incidente dont la longueur d'onde est dans la bande interdite va se réfléchir sur le cristal et exciter une onde évanescente. La phase que l'onde acquiert lors de la réflexion dépend de la pénétration de l'onde évanescente. Entre les bandes de valence et de conduction, la bande interdite permet une transition progressive du champ et donc de

<sup>2</sup> La propagation de l'onde est donnée par la vitesse de groupe qui est un vecteur dans le cas général, le vecteur d'onde ne donne plus la direction de propagation dans certains cas particulier non mentionné dans ce mémoire.

l'énergie électromagnétique, des zones de fort indice vers les zones de bas indice. Cette différence est d'autant plus importante que les matériaux ont des indices différents.

La Figure 7 montre qu'au fur et à mesure que l'énergie augmente d'autres fréquences apparaissent et ce à partir du point 8. Différentes harmoniques sont excitées et celle qui est prépondérante change en fonction du point sur le diagramme. La référence (LOM05) détaille cette décomposition des champs dans les différentes zones de Brillouin.

Une onde se propage dans la structure à la vitesse de phase  $V_\phi$ . L'indice effectif qui correspond à l'indice que voit globalement la lumière est relié à la vitesse de phase par :  $V_\phi = c/n_{\text{eff}}$ .

La vitesse importante à considérer est la vitesse de groupe ( $V_g$ ) qui correspond à la vitesse de propagation de l'énergie et se définit comme  $\partial\omega/\partial K$ . Celle-ci se déduit du diagramme en prenant la pente de la tangente de la courbe. On définit alors l'indice de groupe ( $n_g$ ) à partir de la relation  $V_g = c/n_g$ .

#### 1.4 La cavité Fabry-Perot à miroir de Bragg fini

Intéressons nous au cas d'une cavité composée de deux miroirs de Bragg séparés d'une distance  $h$ .

La transmission et la réflexion sont données par les équations (1.2) et (1.3) où les réflectivités et les transmissions des interfaces sont à remplacer par celles du miroir de Bragg.

Lors de la réflexion sur le miroir, du fait de la pénétration de l'onde dans le miroir, l'onde réfléchie est déphasée. La réflectivité modale du miroir est définie comme  $r_m = |r| \exp(i\varphi)$  où  $\varphi$  est la phase acquise par l'onde à la réflexion. Comme précédemment le mode de la cavité peut être défini comme une onde stationnaire et cela permet de définir la condition de résonance comme un accord de phase :

$$k_0 n_{\text{eff}} h + \varphi(\lambda_0) = p\pi \quad (1.8)$$

où  $p$  est un nombre entier et  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ .  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de résonance de la cavité qui dépend directement de sa longueur physique  $h$ .

#### 1.5 Expression du facteur de qualité

Pour calculer le facteur de qualité ( $Q$ ) d'une telle cavité, reprenons les expressions de la réflexion et de transmission de la cavité :

## Introduction

$$R_{\text{cavité}} = \frac{4 R_m \sin^2 \phi}{(1 - R_m)^2 + 4 R_m \sin^2 \phi}$$

$$T_{\text{cavité}} = \frac{T_m^2}{(1 - R_m)^2 + 4 R_m \sin^2 \phi} \quad \text{et} \quad \Phi = 2\pi n_{\text{eff}} h / \lambda + \phi(\lambda) \quad (1.9)$$

avec  $R_m = |r|^2$  et  $T_m = |t|^2$ .

A la résonance la transmission maximum de la cavité vaut :  $T_{\text{max}} = \frac{T_m^2}{(1 - R_m)^2}$ .

$Q = \lambda_0 / \Delta\lambda$  où  $\Delta\lambda$  est la largeur à  $T_{\text{max}}/2$ . De l'expression de  $T_{\text{max}}$  et de l'équation précédente de la transmission, on obtient :

$$\frac{(1 - R_m)^2}{4 R_m} = \sin^2 \Phi \left( \lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda \right) \quad \text{soit en développant } \Phi$$

$$\frac{(1 - R_m)^2}{4 R_m} = \sin^2 \left[ \frac{2\pi h}{\lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda} n_{\text{eff}} \left( \lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda \right) + \phi \left( \lambda_0 + \frac{1}{2} \Delta\lambda \right) \right].$$

Généralement  $\Delta\lambda$  est petit et il est possible d'approximer l'expression précédente en effectuant un développement limité au premier ordre. De plus, nous faisons l'hypothèse que  $|R_m|$  et  $|T_m|$  varient peu sur l'intervalle spectral  $\Delta\lambda$  autour de  $\lambda_0$  ce qui permet d'obtenir l'expression :

$$\frac{(1 - R_m)^2}{4 R_m} = \sin^2 \left[ \frac{2\pi h}{l_0} n_{\text{eff}}(\lambda_0) \left\{ 1 - \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_0} \right\} \left\{ 1 + \frac{\Delta\lambda}{n_{\text{eff}}(l_0)} \left( \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0} \right\} + \phi(\lambda_0) + \Delta\lambda \left( \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0} \right].$$

Cette expression permet après simplification et en ne gardant que les termes du premier ordre d'obtenir une formulation du facteur de qualité  $Q$  :

$$Q = \frac{\pi \sqrt{R_m}}{1 - R_m} \left[ \frac{2 h n_g}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\pi} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right) \right] \quad (1.10).$$

L'indice de groupe  $n_g$  peut être obtenu (YEH88) à partir de l'expression :

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda}.$$

Généralement  $\sqrt{R_m}$  sera pris égal à 1 car dans la plupart des cas  $R_m$  est supérieur à 99% et  $\sqrt{R_m}$  est supérieur à 99,5 % et donc modifie de façon négligeable le résultat final.

## Introduction

Afin d'obtenir un grand Q avec une cavité assez petite, il est évident qu'il faut essayer d'obtenir des miroirs avec la plus grande réflectivité possible. Un miroir se définit par trois paramètres : sa réflexion ( $R_m$ ), sa transmission ( $T_m$ ) et ses pertes ( $L_m$ ). La conservation de l'énergie implique que la somme de ces trois paramètres soit égale à 1, soit  $R_m+T_m+L_m=1$ .

$$\text{Ainsi, } T_{\max} \text{ s'écrit : } T_{\max} = \frac{1}{(1-L_m/T_m)^2}. \quad (1.11).$$

En traçant  $T_{\max}$  en fonction du rapport  $L_m/T_m$  (Figure 8), on remarque que les pertes doivent être les plus faibles possibles pour obtenir un facteur de transmission le plus grand possible. En général, pour avoir les meilleures performances en terme de facteur de qualité et de signal transmis il faut respecter la condition suivante :

$$R_m \gg T_m \gg L_m.$$

La conception d'une bonne cavité revient donc essentiellement à remplir cette condition et fera l'objet de plusieurs paragraphes par la suite.

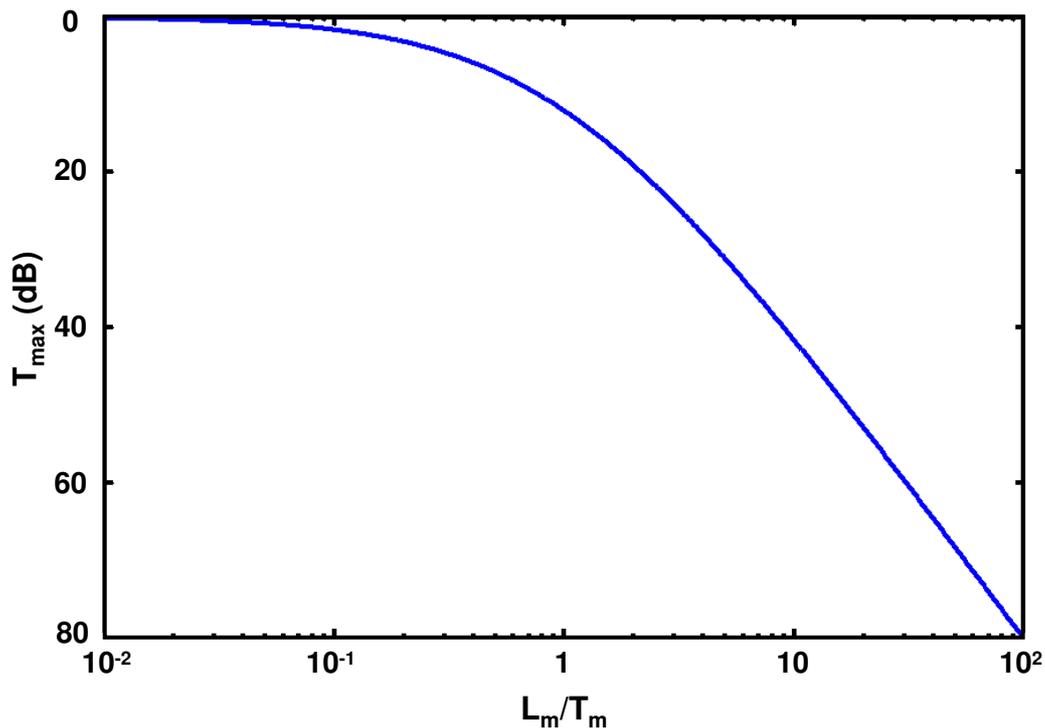


Figure 8 - Transmission maximum d'une cavité en fonction du rapport entre les pertes  $L_m$  et la transmission  $T_m$  des miroirs.

## 1.6 Longueur de pénétration

L'onde réfléchie excite une onde évanescente dont la propagation dans le miroir de Bragg est amortie. Définissons la longueur effective de la cavité  $h_{\text{eff}}$  et la longueur de pénétration dans les miroirs de Bragg  $L_p$  ( $h_{\text{eff}} = h + 2L_p$ ) de telle sorte que notre cavité à miroir de Bragg distants de  $h$  se comporte comme une cavité à miroirs métalliques distants de  $h_{\text{eff}}$ .

L'équation (1.10) peut alors se réécrire  $Q = k_0 n_g h_{\text{eff}} / (1 - R)$  où  $h_{\text{eff}} = h + 2L_p$  et  $L_p = -\frac{\lambda_0^2}{4\pi n_g} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right)$ .

La longueur effective de la cavité rend compte de l'extension spatiale du mode dans la cavité.

## 2 La micro-cavité sur un guide d'onde SOI

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés au cas théorique de structures périodiques infinies. Dans la réalité il faut bien sûr guider la lumière. Différents moyens sont disponibles : guides ruban, guides ruban à talon, guides à cristaux photoniques ou guides métalliques. La référence (CHI07) est un article de revue exhaustif reprenant les différents moyens proposés par la littérature de guider la lumière. En terme de simplicité de réalisation avec des techniques de la microélectronique, de compacité et de pertes le guide ruban est le moyen le plus performant pour guider la lumière sur des distances centimétriques pour des longueurs d'onde télécoms (1,55  $\mu\text{m}$ ). Nous avons choisi d'utiliser un guide ruban de silicium sur un substrat de silice réalisé sur un substrat SOI.

### 2.1 Guide d'onde planaire

Afin de rendre compte des propriétés d'un tel guide, considérons une tranche de diélectrique d'indice  $n_2$  d'épaisseur  $h$  entourée par deux matériaux différents d'indice  $n_1$  et  $n_3$ . On considère des ondes qui se propagent dans le plan et dont les champs sont de la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i(\omega t - \theta(\mathbf{r}))}$$

La propagation se fait selon l'axe  $z$  (voir Figure 2) et donc la phase  $\theta$  vaut  $\theta = \beta z$ .

L'onde incidente peut être considérée comme une onde plane qui se propage avec un angle  $\theta$  par rapport à l'interface et subit des réflexions sur chaque interface. La phase peut être représentée par l'angle de cette onde plane. Selon les lois de Snell-Descartes, une onde dont l'angle est suffisamment faible subit une réflexion totale interne. Au-delà de l'angle critique

## Introduction

qui dépend du contraste d'indice à l'interface à chaque réflexion une partie de l'onde est transmise. Cette lumière transmise et donc non guidée constitue les pertes radiatives

De façon générale pour obtenir un guidage, il faut que la condition  $n_2 > n_3, n_1$ , soit respectée. Selon l'angle (ou la phase), plusieurs cas de figure se présentent :

- dans le cas où  $\beta > kn_2$  : dans les trois couches la réponse est exponentielle et ne correspond à aucune situation physique car le champ diverge à l'infini.

- pour  $kn_3 < \beta < kn_2$ , on se retrouve dans le cas où le mode est guidé dans la zone d'indice  $n_2$ . Ce mode guidé n'existe que si  $n_2 > n_1, n_3$ . Ce qui veut dire que le cœur doit être le matériau de plus fort indice pour qu'il y ait guidage. Selon la taille du guide, il existe différentes solutions qui correspondent aux modes possibles de la structure. Si l'on a  $kn_1 < \beta < kn_3$  alors le mode possède une partie radiative dans la zone d'indice  $n_3$ . (l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique).

- enfin, pour une onde remplissant la condition  $0 < \beta < kn_1$ , on a des modes qui deviennent sinusoidaux dans les trois régions. Le mode n'est pas guidé car les modes sont radiatifs dans les zones 1 et 3.

Il y a guidage de l'onde dans le cas où l'indice du cœur est le plus grand et si l'on suit la conditions :  $kn_3 < \beta < kn_2$ . Si une structure périodique est inscrite sur ce guide, le mode propagatif de cette structure devra respecter la condition précédente. Cette condition définit dans le diagramme de dispersion une zone où les modes de la structure sont aussi des modes guidés par le plan et une zone où ils deviennent radiatifs. Cela définit le cône de lumière.

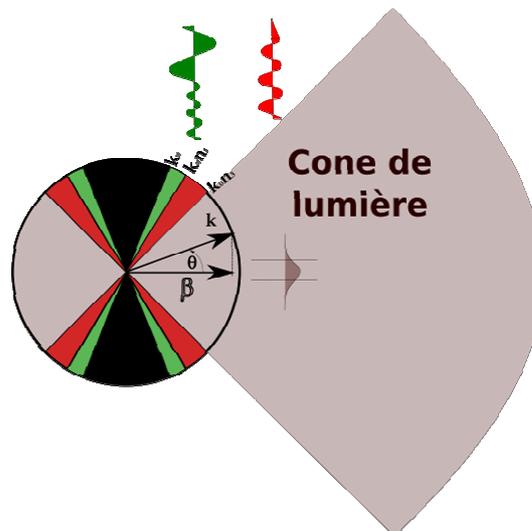


Figure 9 - Schéma illustrant les différents cônes de lumière. En gris le cône de lumière du substrat. En rouge, celui de l'indice  $n_1$ . En vert celui de l'air. Pour chaque zone des profils de champ sont représentés.

## 2.2 Guide ruban utilisé

Il est intéressant de voir les différents modes existants selon la largeur et la hauteur du guide ruban. Nous avons représenté Figure 10 l'indice effectif des modes d'un guide ruban en fonction de sa largeur et de sa hauteur. L'indice effectif rend compte du confinement de la lumière dans le matériau structuré.

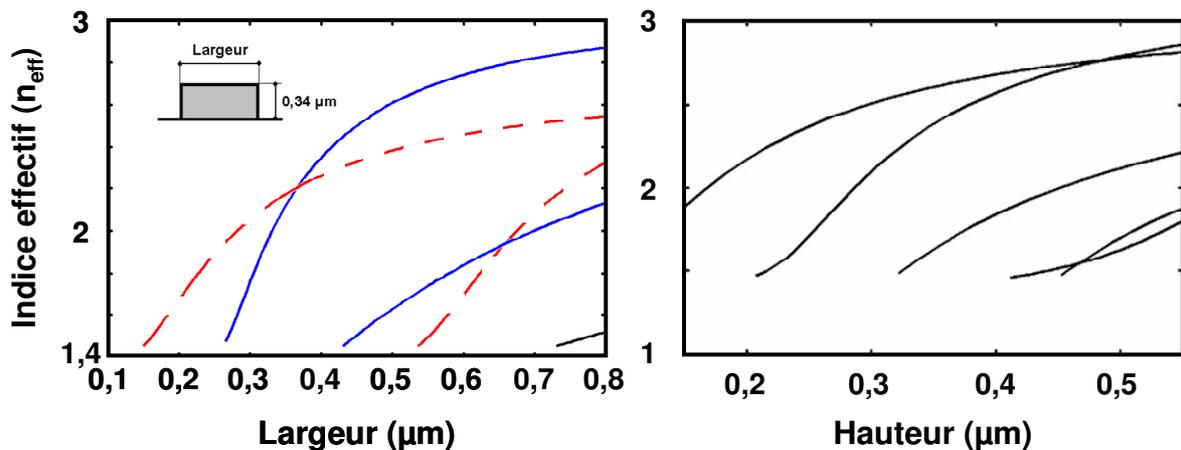


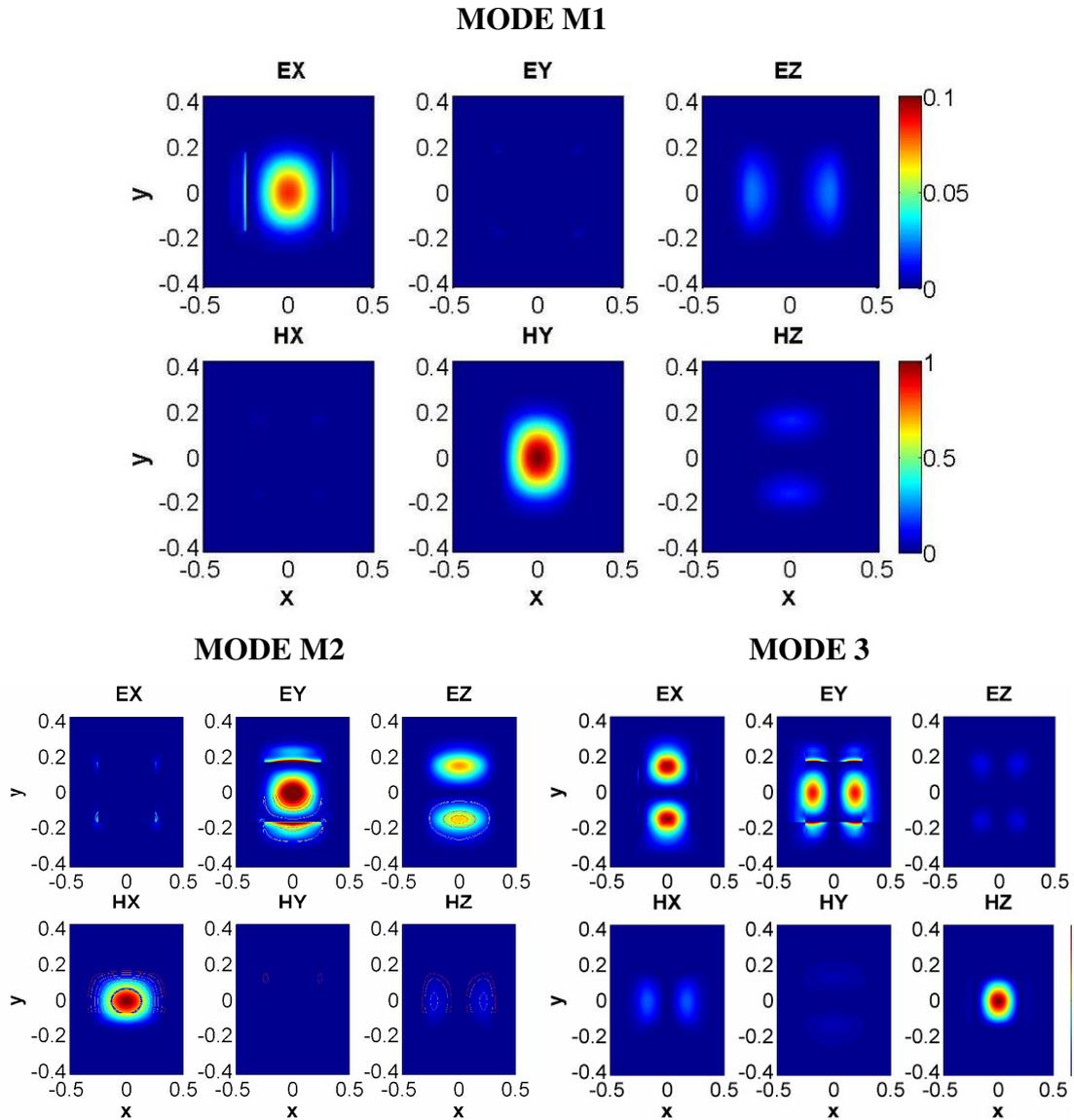
Figure 10 - Diagramme des modes existants en fonction de la largeur (à gauche) et de la hauteur (à droite, largeur de 500 nm) du guide ruban : en tiret rouge les modes TM-like et en bleu les modes TE-like. Les modes sont calculés à  $\lambda=1,6 \mu\text{m}$ .

Lorsque la section du guide augmente, nous observons l'apparition de nouveaux modes et leurs indices effectifs augmentent. Nous allons travailler avec des substrats de SOI dont l'épaisseur du film de silicium est de 340 nm.

Rappelons que nous cherchons à obtenir des cavités avec un petit volume modal. La réflexion sur le miroir de Bragg est d'autant plus élevée que le contraste d'indice est important. Un mode d'indice effectif faible nécessitera donc un nombre plus important de périodes qu'un mode d'indice effectif plus grand pour obtenir la même réflectivité.

L'idéal serait d'avoir un guide monomode ; c'est-à-dire ne supportant qu'un seul mode ce qui permet d'éviter d'éventuels couplages entre modes. Pour l'épaisseur de 340nm les guides devraient avoir une largeur inférieure à 250 nm pour être monomodes. Cependant nous avons choisi d'utiliser des guides de 500 nm de large car cette largeur associée à l'épaisseur de 340nm est le compromis qui nous permet d'avoir les indices effectifs les plus élevés et le

moins de modes possible. Ce guide ruban est multimode mais heureusement les modes sont suffisamment différents pour peu interagir entre eux.



**Figure 11 - Coupe transverse des composantes électriques et magnétiques des différents modes supportés par un guide ruban en silicium ( $n=3,48$ ) de 340 nm de hauteur et de 500 nm de large reposant sur un substrat de silice ( $n=1,44$ ) calculé à une longueur d'onde de 1,58  $\mu\text{m}$ .**

Nous avons calculé les modes possibles dans la structure choisie : hauteur 340 nm et largeur 500 nm (figure 10). Les différents modes supportés par le guide sont : le mode fondamental M1 de symétrie paire et d'un indice effectif de 2,7 à la longueur d'onde de 1,6  $\mu\text{m}$  ; un mode M2, de même symétrie et d'indice effectif 1,64 ; un mode de symétrie impaire

d' un indice effectif de 2,4. Pour des raisons de symétrie, les modes de symétrie opposée ne sont pas excités simultanément.

### 2.3 Structure périodique dans un guide ruban

En optique intégrée, des structures périodiques utilisées comme miroir ont déjà été réalisées sur des guides (WAN74, PEY02). Différents types de modulations d'indice ont pu être utilisés : motifs partiellement gravés, corrugations des flancs, gravure de tranchées ou de trous. Nous avons éliminé les deux premières possibilités, d'une part parce qu'il est difficile de contrôler une gravure partielle, et d'autre part ces deux modulations ne présentent pas un contraste d'indice effectif élevé puisqu'elles ne sont pas centrées sur le mode guidé. Notre choix s'est porté sur les trous plutôt que sur les tranchées, car à propriétés optiques équivalentes les tailles caractéristiques des réseaux de trous sont moins contraignantes que celles des tranchées.

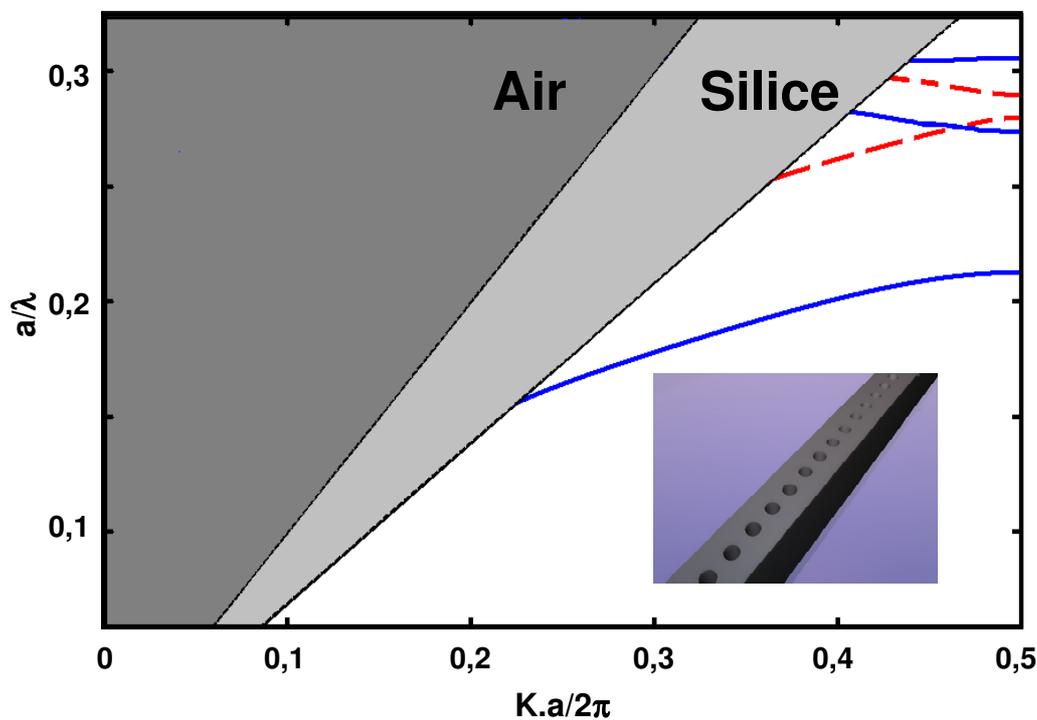


Figure 12 - Diagramme de bande ou de dispersion d'un réseau de trous périodique de période 370 nm et de 180 nm de diamètre le long d'un guide ruban. En bleu le mode fondamental et en pointillé rouge le second mode possédant une symétrie différente.

Nous avons choisi un miroir constitué de trous de diamètre 180 nm et de période 370 nm. Cette période permet de situer le centre de la BIP à 1,5  $\mu\text{m}$ . D'autre part l'ensemble de ces deux paramètres permet d'obtenir un contraste d'indice élevé et donc une bande interdite assez large (plus de 300 nm) tout en restant facilement réalisable.

Afin de valider ce choix, nous avons calculé le diagramme de dispersion d'un guide ruban (340 nm de hauteur par 500 nm de largeur) percé de ce miroir formé d'un nombre infini de trous (Figure 12).

Ce diagramme de dispersion est la superposition du diagramme de bande du miroir et du cône de lumière du guide. Il présente une bande interdite large et des bandes de valence et de conduction similaires à celles du miroir de Bragg Figure 6. Il sera souvent fait allusion par la suite à cette analogie entre cristal photonique 2D et miroir de Bragg.

La différence fondamentale entre les deux objets vient du fait que l'objet réel est borné dans l'espace. Le diagramme de bande est délimité par le cône de lumière (en grisée Figure 12) : les ondes ayant un vecteur d'onde et une fréquence dans cette zone se couplent avec le continuum radiatif, couplage qui est une source de pertes dans le système. Ces pertes constituent un paramètre fondamental de la structure.

Comme nous le verrons par la suite, contrairement au miroir de Bragg « parfait », lorsque le nombre de périodes augmente, la réflexion et donc le facteur de qualité et la transmission à la résonance sont limités par les pertes.

### 3 Etat de l'art des micro-cavités

Les micro-cavités peuvent être classées en deux catégories : les résonateurs à modes de galerie et les résonateurs Fabry-Perot. La première catégorie concerne les micro-disques, micro-tores et micro-anneaux : la lumière est confinée par réflexion totale interne et tourne au sein du résonateur. Dans la deuxième catégorie la lumière est confinée par des miroirs périodiques sur un guide ruban classique ou à cristaux photoniques ; ces cavités de type Fabry-Perot peuvent être réalisées sur substrat ou sur membrane suspendue.

La première catégorie de micro-résonateurs basés sur les modes de galeries a permis d'atteindre dans le cas des micro-tores des facteurs de qualité record d'environ  $10^9$  (ARM03). En ce qui concerne l'intégration, les micro-disques et micro-anneaux, ont déjà montré leurs potentiels (POO06) pour diverses fonctions photoniques avec des tailles de l'ordre de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre et des facteurs de qualité de  $3,6 \cdot 10^6$ . L'inconvénient majeur de cette géométrie est

liée à la taille du résonateur qui implique un intervalle spectral libre<sup>3</sup> trop petit pour une chaîne de traitement d'information et qui limite le rapport  $Q/V_m$ . Ces résonateurs nécessitent un couplage indirect, via une fibre ou un guide d'onde par couplage évanescent. Cette difficulté requiert encore quelques développements technologiques mais est en passe d'être résolue.

Résonateur à mode de galerie				Résonateur Fabry-Perot			
Structure	Q	$V_m$	$Q/V_m$	Structure	Q	$V_m$	$Q/V_m$
Micro-disque (SOL07)	$3,6 \cdot 10^6$	250	$1,44 \cdot 10^4$	Cavité en CP (TAN07)	$1,2 \cdot 10^6$	1,7	$7 \cdot 10^5$
Micro-tore (ARM03)	$10^9$	2 000	$5 \cdot 10^5$	Cavité sur guide ruban (FOR97a)	200	0,6	300
Micro-anneau (MIC07)	$4,8 \cdot 10^6$	1 400	400	Micro-pilier (LAL04b)	3000	1	3000

Concernant la deuxième catégorie de micro-résonateurs bâtis sur le modèle de Fabry-Perot un important travail a été effectué dans le monde sur les cavités à cristaux photoniques. En particuliers les groupes de Noda (NOD07) et Notomi (TAN07a) ont proposé différents types de structures sur membranes présentant de grandes valeurs de facteur de qualité Q pour des faibles volumes modaux  $V_m$ . Ces résultats ont été obtenus grâce à une optimisation des miroirs pour diminuer les pertes. Les pertes à l'interface guide/miroirs sont minimisées en adaptant le mode de Bloch se propageant dans le guide en cristal photonique à celui du miroir. Cette stratégie a permis d'obtenir des facteurs de qualité de  $2 \cdot 10^6$  (TAN07b) pour des volumes modaux de l'ordre de  $1,7 (\lambda/n)^3$  soit un rapport  $Q/V_m$  record de  $10^6$ . Ces structures sont sensibles à l'asymétrie créée par le substrat et les facteurs de qualité sont fortement dégradés lorsqu'elles sont réalisées sur substrat et non plus sur membrane (TAN06). Ce choix de travailler sur membrane est viable au niveau recherche mais présente des inconvénients pour des applications (un procédé de fabrication onéreux, une encapsulation des composants, une résistance mécanique faible,...). Par ailleurs ces structures sont très sensibles aux erreurs de fabrication car l'optimisation est très dépendante des paramètres géométriques.

<sup>3</sup> Intervalle de longueur d'onde entre deux pics de résonance. La FSR peut être approximée par  $\delta\lambda = 4 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \pi \cdot R / m^2$  où m est l'ordre du résonateur. Soit  $\delta\lambda = 7$  nm pour  $n_{\text{eff}} = 2.5$ ,  $R = 10 \mu\text{m}$  et  $m = 200$ .

Il est possible d'intégrer les micro-cavités sur d'autres types de guides d'onde comme les guides ruban. Les premiers à avoir proposé cette solution sont Foresi et al. (FOR97a, KRA96) en 1997. Leurs structures consistent en une cavité Fabry-Perot un guide ruban sur substrat, les deux miroirs de la micro-cavité étant constitués d'une série de trous périodiques.

En 1997, les facteurs de qualité obtenus avec des cavités sur cristaux photoniques étaient du même ordre de grandeur que ceux de ces cavités sur guides ruban. Mais contrairement aux cristaux photoniques, cette 2<sup>e</sup> solution a été peu étudiée et n'a pas connu d'aussi grand développement. Nous avons choisi de nous intéresser à cette deuxième alternative et d'améliorer les performances de ces cavités sur substrat en faisant une ingénierie de modes. Dans la suite de ce chapitre nous introduisons les deux stratégies que nous avons mises en oeuvre.

## **4 Optimisation des micro-cavités**

Nous allons voir que la limitation principale de réflectivité des miroirs et donc du facteur de qualité de la cavité réside dans les pertes du miroir. Ces pertes sont dues aux imperfections de fabrication qui seront abordées au chapitre II et à la géométrie des structures et de modes s'y propageant.

### **4.1 La méthode de modélisation utilisée pour l'optimisation**

Avant de détailler les stratégies d'optimisation des structures, nous allons présenter la méthode numérique employée pour simuler les cavités. Etant donné la difficulté de fabrication, il est nécessaire que la modélisation soit la plus précise possible afin de limiter le nombre d'échantillon à fabriquer. Cela implique de faire des simulations assez complexes en 3D et assez longues en temps de calcul.

La taille des composants étudiés est inférieure à la longueur d'onde, ce qui implique que ces structures rentrent dans le cadre de l'optique diffractive et que les équations de Maxwell ne peuvent pas être simplifiées. Ainsi, il a été nécessaire de développer un code de calcul permettant de résoudre les équations de Maxwell de manière rigoureuse.

La méthode que nous avons utilisée : a-FMM (aperiodic Fourier Modal Method) ou méthode modale de Fourier aperiodique présente l'intérêt de résoudre rigoureusement les équations de Maxwell et de permettre une analyse physique en terme de modes.

## *Introduction*

Cette technique est basée sur une méthode de résolution des problèmes de réseaux périodiques (KNO78, MOA95, DAR04). Les différentes composantes du champ électromagnétique, la permittivité et la perméabilité magnétique des matériaux sont décomposées en séries de Fourier. Les équations de Maxwell sont réécrites sous forme de produit de ces séries et les opérateurs sous forme de matrices. Les séries de Fourier sont tronquées (LAL96) car tous les termes ne sont pas significatifs. Après factorisation et de multiplication (LI96, LI01) le système est alors résolu. Cette méthode permet de décomposer les solutions sous forme de modes de Bloch. Cette décomposition autorise alors une interprétation des phénomènes physiques selon les propriétés de ces modes.

Dans le cas d'un système non périodique cela implique d'utiliser une technique dite super-cellules : le système est périodisé artificiellement dans deux directions de l'espace et la troisième est traitée par intégration. Afin que chaque super cellule soit indépendante, chacune d'elle est isolée par une couche absorbante ou PML (Perfect Matching Layer) permettant de satisfaire aux conditions d'ondes sortantes de chaque cellule (BER94, CHE99, TER01, HUG05, SIL01). Cette couche absorbante peut aussi être interprétée comme un changement de coordonnées complexes qui ramène chaque bord de super-cellule à l'infini.

Les limites sont d'ordre numérique car pour limiter le temps de calcul à quelques jours, il est nécessaire de tronquer les séries de Fourier à quelques dizaines de termes dans le cas de calculs 3D. De plus, contrairement à d'autres méthodes comme la FDTD, cette technique est difficilement adaptable aux calculs parallèles.

L'intérêt majeur de cette technique est de pouvoir traiter une large gamme de problèmes allant des plasmons de surface aux cristaux photoniques et d'avoir accès à des quantités comme les modes d'une structure qui sont essentiels pour une interprétation physique. Elle permet aussi d'avoir des convergences rapides et d'obtenir un résultat très précis (CTY02). Cette méthode, comme nous allons le voir, nous a permis de concevoir et de simuler des structures photoniques de grandes qualités en très bon accord avec la réalisation technologique.

### 4.2 Les deux stratégies possibles

Nous venons de voir la méthode de modélisation que nous nous proposons d'utiliser pour effectuer les simulations de nos composants. Nous nous sommes axés sur deux stratégies

d'optimisation des cavités et nous nous sommes concentrés en premier lieu sur la compréhension des phénomènes physiques.

#### 4.2.1 L'adaptation modale

La première stratégie consiste à réduire les pertes hors du plan au niveau de l'interface miroir-guide. Les travaux du groupe de Philippe Lalanne (SAU05a, SAU05b, LAL04b) ont permis de comprendre que les pertes sont dues à la différence de profil de champs entre les modes fondamentaux du guide et du miroir. Nous verrons que ces pertes peuvent être réduites en introduisant une zone d'adaptation à l'interface miroir-guide

##### a Désadaptation d'impédance

Le mécanisme des pertes peut se comprendre en examinant les champs du mode fondamental d'un guide ruban dans l'air (M1) et du mode de Bloch fondamental du miroir (B). Nous avons représenté dans les coupes de la Figure 13 une cartographie du champ magnétique de ces deux modes. Dans les moitiés supérieures nous avons tracé l'évolution du mode de Bloch B et dans les moitiés inférieures, celle du mode fondamental du guide ruban M1.

La Figure 13 montre que pour certaines longueurs d'onde ces champs peuvent être très différents (cas (b) et (c) par exemple). Cette différence de profil conduit à une désadaptation de mode, équivalente à une désadaptation d'impédance en électronique. Selon (PAL01), l'intégrale de recouvrement ( $\eta$ ) entre les deux modes permet de quantifier les pertes L occasionnées par la désadaptation :  $L=1 - \eta^2$ . Cette intégrale se définit sur une section de guide comme :

$$\eta = \frac{\text{Re}\left\{\left[\iint dx dy (E_M \times H_B^*) e_z\right] \iint dx dy (E_B \times H_M^*) e_z\right\}}{\text{Re}\left\{\iint dx dy (E_M \times H_M^*) e_z\right\}}$$

où l'indice B indique qu'il s'agit des champs du mode de Bloch et M des champs du mode fondamental.

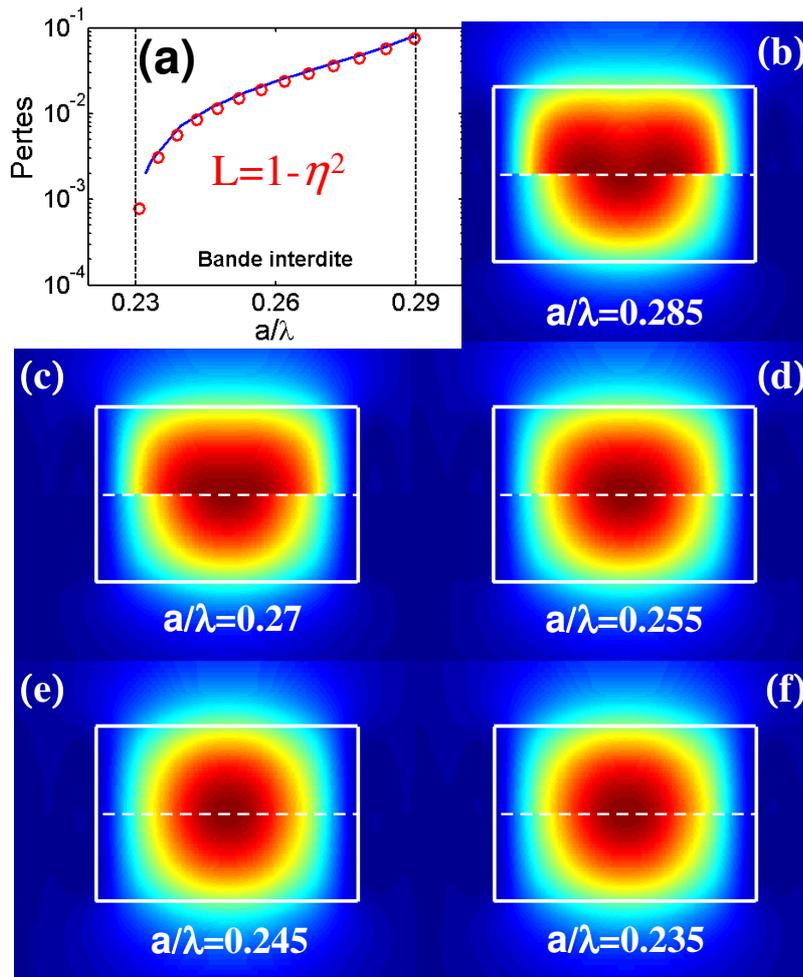


Figure 13 – (a) Evolution des pertes pour un miroir semi-infini dans la bande interdite photonique en fonction du rapport  $a/\lambda$ , ronds rouges : le modèle développé dans PAL01 et en bleu : le calcul exact des pertes.

(b) à (f) Différents profils du champ magnétique pour différents  $a/\lambda$  avec dans la partie supérieure le mode de Bloch du miroir périodique et dans la partie inférieure le mode fondamental. D'après (SAU05a).

La Figure 13 confirme le lien entre pertes et désadaptation : quand les modes sont très différents ((b) et (c)) les pertes sont élevées et inversement (e) et (f).

Deux tendances peuvent être observées :

- premièrement, dans la zone supérieure de la bande interdite, les pertes augmentent de façon lente et progressive avec la période du miroir. Plus la période augmente et plus le mode de Bloch évanescent (B) est confiné dans les trous puisqu'on se rapproche de la bande de conduction : il ressemble de moins en moins au mode guidé M1 (cas (b) de la Figure 13 par exemple) et donc la désadaptation et les pertes augmentent.

- deuxièmement, dans la zone inférieure de la bande interdite, lorsque les deux modes deviennent semblables c'est-à-dire lorsque la désadaptation diminue, près de la bande de valence (cas (e) et (f)), les pertes chutent très vite.

En résumé, il est possible d'obtenir de faibles pertes et donc de grandes réflectivités près du bord de bande. Cependant l'utilisation d'un miroir en bord de bande présente quelques inconvénients :

(1) la plage de longueur d'onde où il est possible d'obtenir de grandes réflectivités n'est pas très étendue.

(2) la profondeur de pénétration définie section 1.2.2 est proportionnelle à la dérivée de la phase à la réflexion. Cette phase et donc la longueur de pénétration divergent près du bord de bande, cela implique qu'il faudra un très grand nombre de trous pour obtenir une grande réflectivité. De plus le mode aura tendance à s'étaler dans le miroir augmentant ainsi le volume modal de la cavité.

(3) être en bord de bande implique d'utiliser de petites périodes induisant la réalisation des trous très proches les uns des autres ( $< 20$  nm bord à bord). Ceci est difficile du point de vue de la fabrication.

### b Impact du substrat

La discussion précédente a été menée pour un guide ruban dans l'air. Etudions maintenant le cas d'un guide sur substrat, situation beaucoup plus réaliste pour de futures applications.

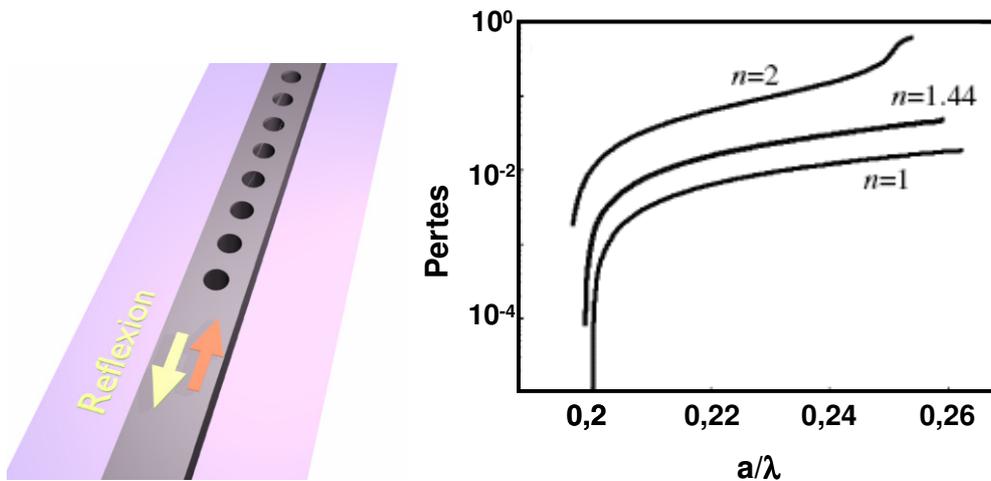


Figure 14 - A gauche, schéma d'un miroir semi-infini composé de trous de diamètre 180 nm et espacés d'une période de 370 nm dans un guide ruban de 520 nm de large sur 340 nm de hauteur. A droite, graphique des pertes calculées pour un miroir semi-infini avec différents substrats d'indice  $n$  ( $\lambda=1,6$   $\mu\text{m}$ ).

## Introduction

Le schéma de la Figure 14 illustre la géométrie du miroir considéré. Le miroir est composé d'une série semi-infinie de trous périodiques de diamètre  $d$  et de période  $a$ . Le mode incident est le mode fondamental M1 du guide ruban. Dans la suite de ce paragraphe nous noterons  $R$ ,  $T$  et  $L$  la réflexion, transmission et pertes du miroir périodique semi-infini, ces paramètres sont liés par la relation  $R+T+L=1$ . Comme nous prenons le cas d'un miroir semi-infini la transmission est nulle dans la BIP et les pertes sont simplement données par la relation  $L=1-R$ . Ces pertes sont dues aux pertes par diffraction hors du plan dans l'air ou dans le substrat. Notons qu'une petite fraction de l'énergie de la lumière incidente peut aussi être perdue par transmission dans le deuxième mode de Bloch, propagatif, associé au mode M2 de même symétrie que M1. Dans les travaux de Lalanne et al. (LAL04a) sur des micro-piliers en GaAs/AlAs, l'existence de mode de Bloch d'ordre supérieur dans un miroir de Bragg distribué peut notablement influencer le facteur de qualité de la micro-cavité. Cet effet est marginal dans le cas étudié et il sera négligé par la suite.

Observons l'impact de l'indice du substrat ( $n$ ) sur les pertes calculées hors du plan pour un miroir périodique semi-infini en fonction du rapport  $a/\lambda$  (Figure 14). Différents substrats ont été traités : l'air ( $n=1$ ), la silice ( $n=1,44$ ) et un substrat en saphir ( $n=2$ ). Les pertes hors du plan augmentent rapidement en fonction de l'indice du substrat : le confinement est bien sûr fonction du contraste d'indice. Cette augmentation s'explique par le fait qu'à mesure que l'indice du substrat augmente, le mode M1 voit son centre de gravité s'abaisser et se décaler par rapport à celui de B. Certes le mode B se décale lui aussi vers le substrat mais moins, car son indice effectif est plus faible que celui du mode guidé en raison des motifs périodiques. Le mode de Bloch est moins confiné et donc plus sensible à la présence d'un substrat. Cette dissymétrie implique une augmentation de la différence des profils de mode transverse (PAL01) et entraîne une augmentation des pertes. Pour  $n=2$  et  $a/\lambda > 0,25$ , un autre phénomène se produit : le mode B n'est plus totalement guidé et se trouve au-dessus du cône de lumière du substrat, certaines de ses composantes deviennent radiatives (divergences des pertes figure 13). Compte tenu de ces courbes, on peut estimer à un ordre de grandeur la différence entre les pertes dans l'air et celles sur un substrat de silice. En reportant une cavité L3 (TAN06) sur substrat le facteur de qualité sur membrane de 3600 est divisé par un facteur 6, correspondant à ce facteur. Les facteurs de qualité obtenus sur membrane sont de l'ordre de  $10^6$  (section 3). Cette valeur de facteur de qualité nous permet d'espérer qu'un miroir correctement conçu permette d'obtenir des facteurs de qualité de plusieurs dizaines de milliers sur un substrat en silice.

## c Effet du diamètre et de la période des trous

Dans la Figure 15, nous avons calculé les pertes  $L$  par simulation 3D a-FMM en fonction de  $a/\lambda$  pour différents diamètres de trous avec un substrat d'indice 1,44 (silice). Les résultats sont restreints à la zone où le mode B est évanescent, c'est-à-dire dans la BIP du cristal photonique.

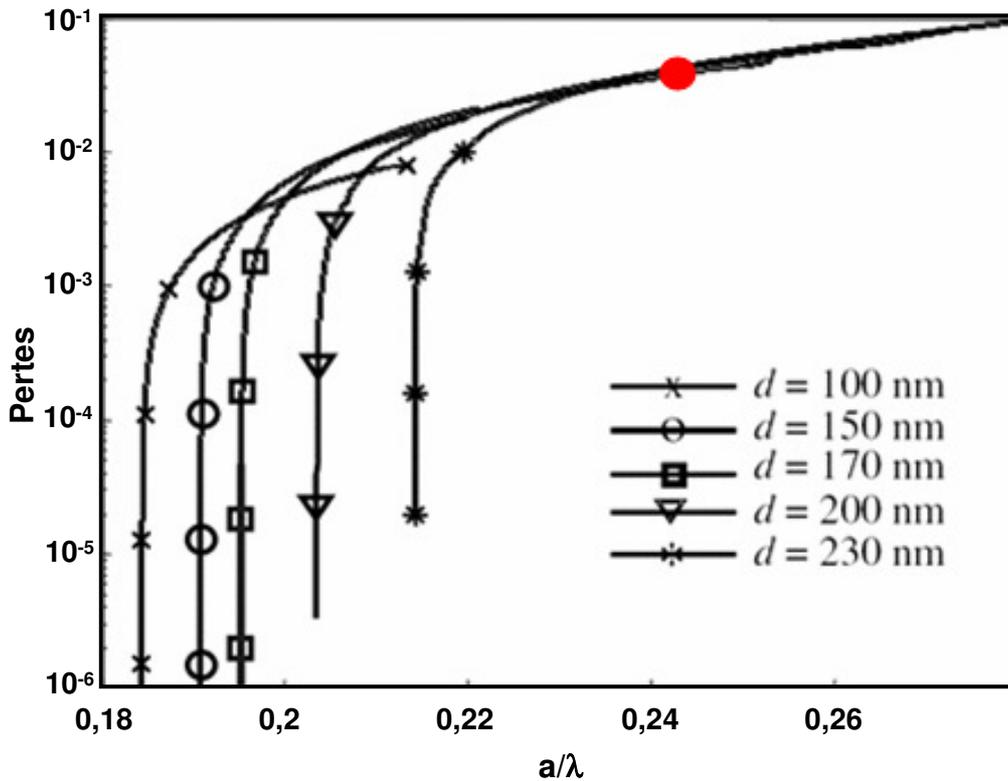


Figure 15 - Calcul des pertes pour différents diamètres de trou dans le miroir périodique en fonction de  $a/\lambda$ . Le point rouge représente les pertes du miroir périodique que nous avons choisi.

Quelque soit le diamètre choisi nous retrouvons les mêmes tendances que dans la Figure 13 c'est-à-dire, une chute des pertes au bord de la bande de valence et une augmentation progressive des pertes en se rapprochant de la bande de conduction.

En bord bande de valence, plus le diamètre est petit, plus les pertes sont faibles. En conséquence, la plage de longueur d'onde où les pertes sont inférieures à une valeur donnée est d'autant plus grande que le diamètre est faible (Figure 16).

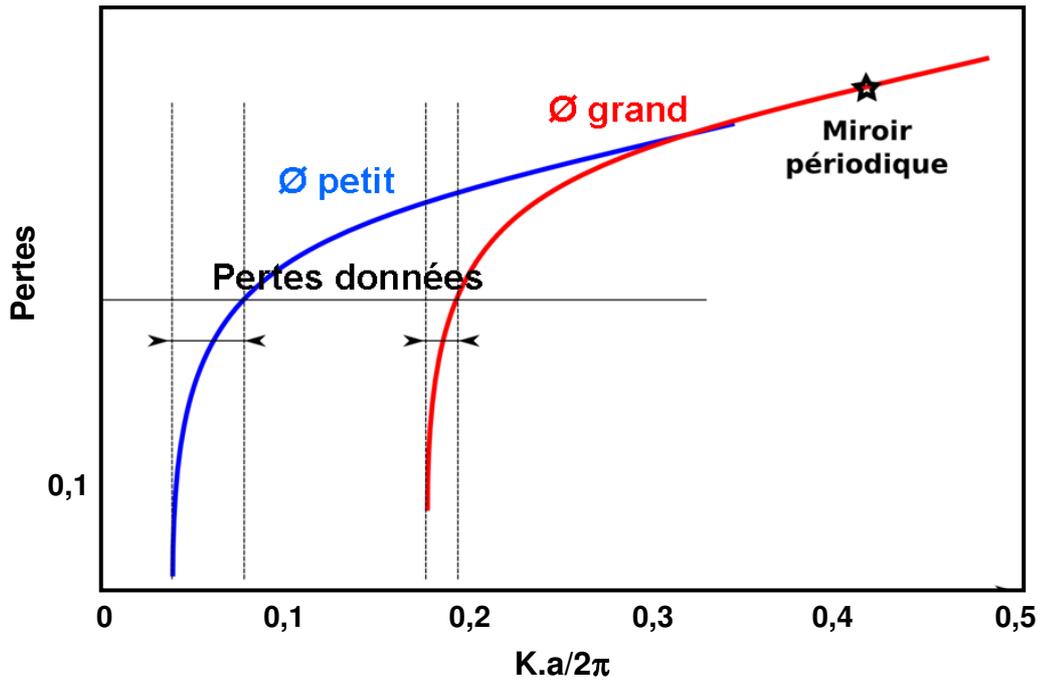


Figure 16 - Schéma illustrant l'intervalle opérationnel de longueur d'onde pour deux diamètres différents pour une valeur de pertes données.

Nous allons utiliser ce point particulier en bord de bande de valence pour minimiser les pertes.

Nous partons d'un miroir périodique représenté par un point rouge sur la Figure 15 (a et  $\phi$ ). Afin que l'adaptation des profils se fasse de la façon la plus progressive possible, notre stratégie va consister à utiliser une succession de trous choisis, en nous basant sur les propriétés du miroir périodique associé à leurs paramètres a et  $\phi$ .

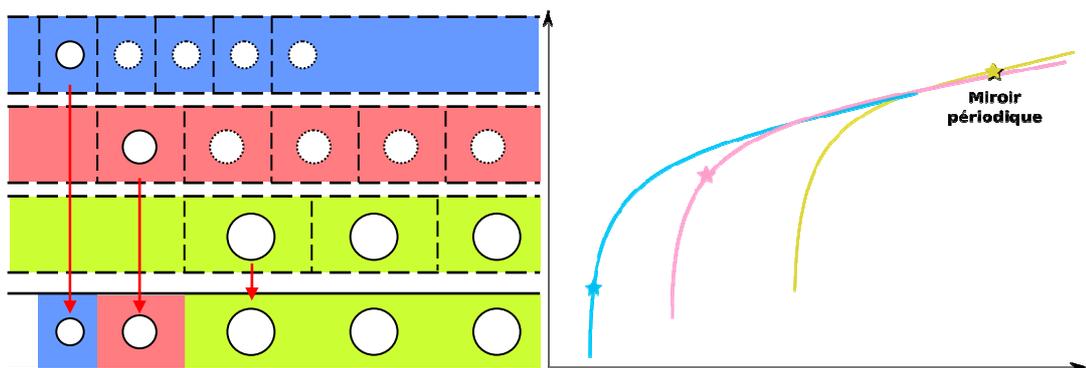


Figure 17 - Schéma d'une adaptation possible d'un miroir périodique.

Nous choisissons le premier trou de telle sorte que les pertes soient les plus faibles possible : un petit diamètre pour minimiser les pertes et une période pour être proche du bord

de valence. Choisir un petit diamètre de trou nous permet aussi d'avoir une plage de longueur d'onde la plus grande possible. De proche en proche chaque trou est choisi afin d'obtenir un passage progressif de ce premier trou vers le miroir périodique. Ainsi chaque trou est choisi de façon à s'écarter un peu plus de la bande de valence que le trou précédent tout en minimisant les pertes et ce jusqu'aux paramètres  $a$  et  $\phi$  du miroir périodique. Bien que nous ayons considéré à chaque étape les propriétés du miroir périodique semi-infini formé de chacun des trous de la zone d'adaptation, un seul trou est ajouté au miroir. L'objectif de la méthode est d'obtenir un miroir dont les pertes totales sont les plus faibles possibles et au moins inférieures à celles du miroir périodique.

La référence (SAU05b) donne un exemple numérique d'adaptation obtenu en ne déplaçant qu'un seul trou pour réduire la première période. Cet exemple explique les résultats expérimentaux donnés dans (AKA03). Ce déplacement d'un seul trou permet de diminuer la désadaptation d'impédance à l'interface entre le guide et le miroir, réduisant ainsi les pertes et augmentant le facteur de qualité.

Dans notre cas, nous avons constitué une zone d'adaptation à 4 trous. Nous verrons et commenterons les paramètres choisis dans la section 3.3.1

### 4.2.2 Le recyclage de pertes optiques

Une ingénierie de mode basée sur l'adaptation modale nous a permis de proposer une structure permettant de réduire les pertes entre le mode du guide et le mode de Bloch du miroir. L'étude précédente s'est concentrée sur l'amélioration du miroir et nous allons voir dans cette partie une ingénierie basée sur l'étude complète d'une cavité.

#### a Validité du modèle Fabry-Perot

Dans la section 4.2.1 nous avons traité notre cavité comme une cavité Fabry-Perot classique bien que le mode guidé ne soit pas une onde plane. Cette vision s'est avérée excellente compte tenu du bon accord entre théorie et expérience. Toutefois, dans certains cas particuliers le modèle Fabry-Perot présente des limites.

Étudions une cavité à miroirs périodiques avec  $N=4$ . La Figure 18 montre la transmission de cette cavité en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de la cavité. Entre  $1,3 \mu\text{m}$  et  $1,8 \mu\text{m}$ , nous retrouvons la BIP des miroirs et les traits qui la traversent sont

les résonances de la cavité formée de 2 miroirs. Dans le cadre du modèle Fabry-Perot les résonances sont identiques quelque soit l'ordre. Or, dans ce cas particulier, la transmission du 2<sup>d</sup> ordre est beaucoup plus importante que les autres et le pic semble plus fin.

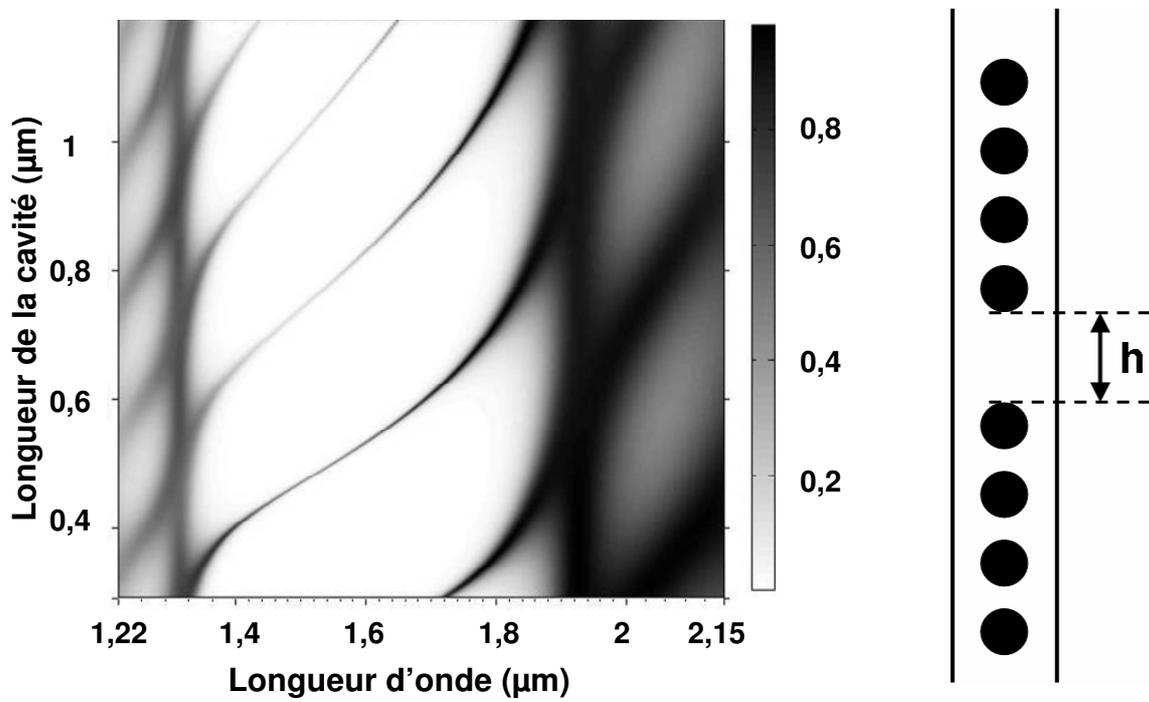


Figure 18 - Transmission d'une cavité à miroir périodique (N=4) complète sur substrat SiO<sub>2</sub>, en fonction de la longueur de cavité (h) et de la longueur d'onde, obtenue par calcul 3D. Le schéma de droite montre la géométrie considérée.

Une coupe de cette cartographie à 1,6 µm (Figure 19), permet d'illustrer cette anomalie. La transmission de la résonance du deuxième ordre est au moins deux fois supérieure à celles des autres ordres et son facteur de qualité est anormalement plus grand que ceux du troisième et du quatrième ordre.

Ces résultats numériques indiquent que le modèle Fabry-Perot ne rend pas compte du mécanisme de résonance pour ce type de cavités.

Dans la section 1.4.1 nous avons expliqué la technique de calcul numérique a-FMM. Celle-ci permet de résoudre le problème électromagnétique dans sa globalité, donc de résoudre les équations de Maxwell spatialement. Comme il s'agit d'une méthode modale, nous pouvons observer les modes présents dans la structure et les sélectionner. En effectuant les calculs en autorisant que les modes guidés dans la cavité, nous retrouvons les résonances données par le modèle Fabry-Perot. Les autres modes existants présentent un indice effectif complexe et il s'agit de modes radiatifs. L'augmentation du facteur de qualité du pic du

second ordre semble être due à une participation bénéfique du champ radiatif au mécanisme de résonance.

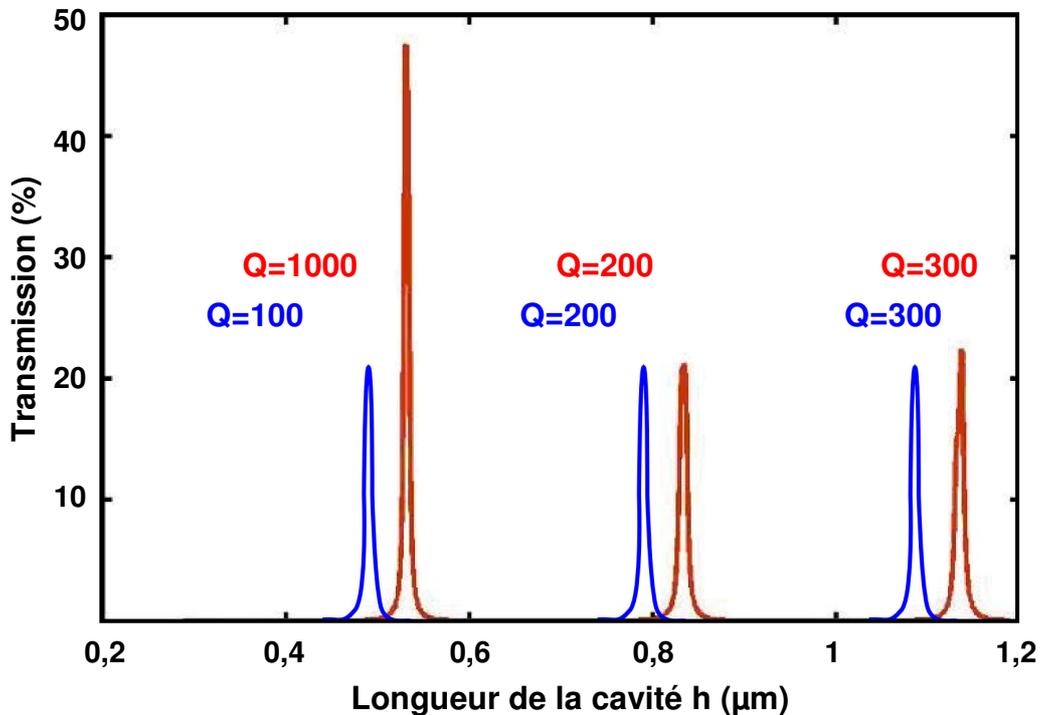


Figure 19 – Coupe en longueur d’onde ( $\lambda=1,6\mu\text{m}$ ) de la Figure 18 montrant les résonances de la cavités en fonction de la longueur de la cavité. En bleu le modèle Fabry-Perot et en rouge le calcul a-FMM. Les deux courbes sont décalées pour plus de lisibilité.

Dans la référence (LAL04a), ce phénomène est compris et modélisé comme le couplage entre le mode fondamental du guide ruban et le champ radiatif. La représentation du champ radiatif par un mode à perte a permis de proposer un modèle relativement simple.

## b Modes à pertes

Afin d’éclaircir ce concept de modes à pertes examinons tout d’abord les modes guidés de la structure. Dans la Figure 10, nous pouvons voir les modes guidés d’un guide ruban en fonction de sa largeur et de sa hauteur. Le nombre des modes et leur indice effectif évoluent avec la taille du guide d’onde. Lorsque l’indice effectif devient inférieur à l’indice du substrat, le mode devient radiatif dans le substrat. Néanmoins, à la limite entre ces deux configurations, le mode ne cesse pas d’exister spontanément. Il acquiert une longueur

d'atténuation qui diminue à mesure que l'on s'écarte de cette limite. On parle alors de mode à pertes ou « leaky mode » en anglais, opérant juste en dessous de leur coupure. Ils ont une constante de propagation complexe avec une faible partie imaginaire traduisant les pertes. Ils peuvent se propager avec une atténuation très faible sur des distances de plusieurs longueurs d'onde dans certain cas. La référence (SNY83) donne plus de précisions sur les propriétés de ces modes.

### c Modèle du recyclage des pertes

Afin d'analyser l'origine physique du mécanisme de résonance de la Figure 18, avec un minimum de paramètres, le modèle introduit dans (LAL04a) considère un mode supplémentaire dans la cavité. Ce mode à pertes permet de modéliser une grande partie du champ radiatif et constitue une représentation commode et suffisante dans bien des cas pratiques.

Comme pour un modèle Fabry-Perot classique de cavité le modèle attribue la résonance à un accord de phase du mode fondamental du guide ruban sur un aller-retour. Le modèle proposé rajoute la possibilité au mode fondamental de se coupler avec le mode à pertes qui est défini par son indice effectif complexe et noté  $n' + i n''$ . Définissons  $r'$  le coefficient de couplage du mode fondamental dans le mode à pertes qui se produit lors de la réflexion du mode fondamental.

En écrivant alors les équations qui relient les différentes amplitudes des modes dans la cavité, il est possible d'en déduire la transmission de la cavité comme :

$$t = \frac{t_m^2 \exp(i\phi_1)}{1 - r_{\text{eff}}^2 \exp(2i\phi_1)} \quad (1.12).$$

La réflectivité effective des miroirs  $r_{\text{eff}}$  qui correspond à la réflectivité apparente que présenterait un miroir dans un Fabry-Perot classique est alors définie comme :

$$r_{\text{eff}} = r_m [1 + 2(r'/r_m)^2 \exp(i\phi_2 - i\phi_1)]^{1/2} \text{ avec } \phi_1 = k_0 n_{\text{eff}} h \text{ et } \phi_2 = k_0 (n' + i n'') h \quad (1.13).$$

On peut alors écrire le facteur de qualité de la cavité selon la formule classique

$$Q = m\pi |r_{\text{eff}}| / (1 - |r_{\text{eff}}|^2), \text{ où } m \text{ est l'ordre de la cavité.}$$

Avec un accord de phase bien choisi la réflectivité effective des miroirs peut être bien plus élevée que la réflectivité initiale. Par exemple, dans l'expression 1.13, si la phase  $\phi_2 - \phi_1$  s'annule modulo  $2\pi$ , le terme facteur de  $r_m$  devient plus grand que 1. Le taux de couplage  $r'$  traduit alors une contribution positive des pertes radiatives sur la réflectivité effective des

## *Introduction*

miroirs. En fait, le mode à pertes se recouple au mode fondamental et diminue les pertes effectives de la cavité, ce qui peut s'interpréter comme une augmentation apparente de la réflectivité des miroirs. Ce mécanisme de réutilisation des pertes a été nommé recyclage de pertes.

Notons que ce couplage se fait au niveau des miroirs, car les deux modes ne se couplent pas dans le guide ruban pour des raisons de symétrie. Comme le mode à pertes décroît exponentiellement une partie de son énergie fuit dans le substrat lors de sa propagation. Si les miroirs sont trop éloignés, le mode à pertes aura donc disparu avant de pouvoir se recoupler au mode fondamental. Ce phénomène est donc fortement relié à la petite taille des cavités considérées.

Le contrôle de ce recyclage de pertes sur de petites cavités permettrait d'obtenir de grands facteurs de qualité sans pour autant avoir de bon miroir. Des résultats numériques (LAL04a) ont montré qu'il était possible d'augmenter plus de 100 fois le facteur de qualité pour des cavités suspendues dans l'air. Des calculs non publiés nous indiquent que cette augmentation n'est que de 10 lorsque les cavités reposent sur substrat. Cela reste relativement intéressant car ce recyclage peut être couplé avec une adaptation modale par exemple.

# CHAPITRE 2

---

## **Fabrication des micro-cavités**

---

Dans le chapitre précédent nous avons présenté les cavités optimisées sur guide ruban auxquelles nous nous intéressons. Elles sont fabriquées pour travailler autour de 1,55  $\mu\text{m}$  longueur d'onde Télécom. Ceci conduit à structurer la matière à l'échelle de la longueur d'onde soit des tailles caractéristiques inférieures à 500 nm. Pour cela nous utilisons les technologies de la microélectronique. Les structures que nous allons fabriquer sont constituées de guides d'accès d'environ 1 cm de long dans lesquels nous avons incorporé des micro-cavités, elles sont réalisées sur substrat de silicium sur isolant, SOI.

Ce chapitre a pour objet d'expliquer à la fois les moyens employés pour fabriquer les structures aux cotes et à la bonne forme, mais aussi les moyens expérimentaux que nous avons employés pour contrôler la qualité de la fabrication. Nous allons détailler le procédé que nous avons développé en montrant les phases de mise au point des différentes étapes. Ensuite, nous montrerons que la mesure des pertes optiques permet de qualifier la qualité technologique de nos fabrications et nous conclurons en confrontant nos résultats aux travaux de la littérature.

La fabrication des composants s'est faite au sein du LTM en utilisant l'environnement salle blanche et les équipements du CEA/LETI.

## 1 Procédé de fabrication utilisé

Nous avons utilisé des plaques de SOI commerciales (de chez SOITEC) présentant une épaisseur de silicium de 340 nm sur une couche de silice de 2  $\mu\text{m}$  (Figure 20). Le guide d'onde est constitué de silicium monocristallin et l'épaisseur importante de silice permet de supprimer les pertes optiques vers le substrat.

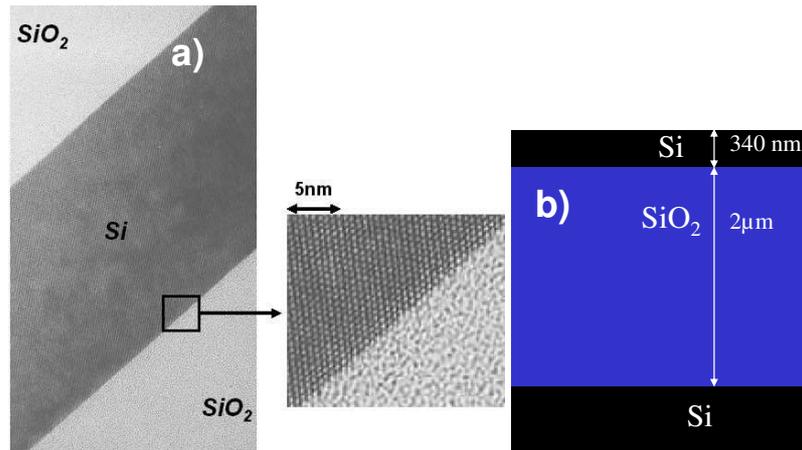


Figure 20 – Une coupe de l'empilement de SOI. (a) photo TEM d'une plaque de SOI commercial. (b) schéma de l'empilement du SOI choisi.

Nous avons mis en place un procédé de fabrication en deux étapes (Figure 21) :

- une étape de lithographie qui se décompose en :
  - couchage de la résine,
  - insolation électronique (Figure 21 a)
  - développement de la résine (Figure 21 b)
- une étape de gravure qui est complétée par une étape de nettoyage (Figure 21 c) et (Figure 21 d).

Dans la Figure 21, nous avons représenté schématiquement les différentes étapes de fabrication. A chaque étape nous avons effectué des photographies faites au Microscope Electronique à Balayage (MEB) pour vérification. Dans la suite, nous allons détailler chaque étape.

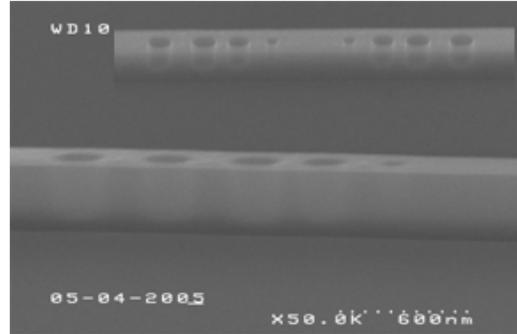
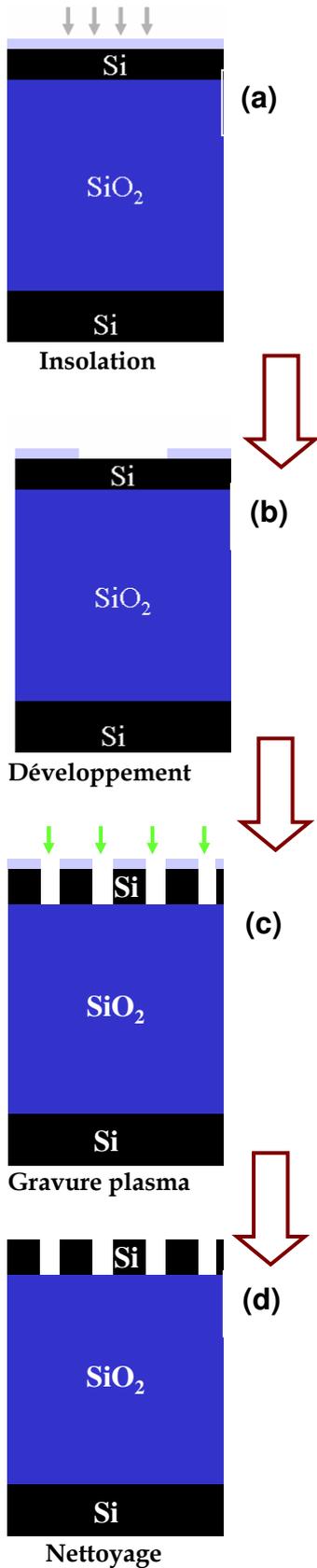
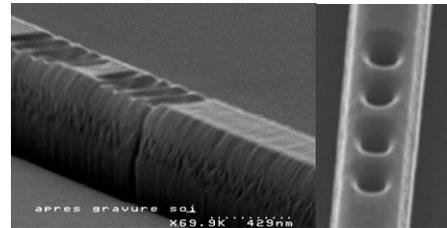
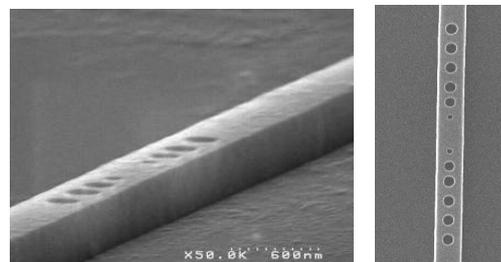


Photo MEB d'une micro-cavité après développement de la résine négative



Photos MEB d'une micro-cavité après gravure. La couche de résine n'a pas encore été enlevée



Photos MEB d'une micro-cavité après nettoyage

Figure 21 – A gauche, Schéma du procédé de fabrication mis au point. A droite, observations MEB des différentes opérations de fabrication mises au point.

## 1.1 Lithographie

La lithographie peut se faire par deux moyens : une insolation par UV ou une insolation par un faisceau d'électrons. Nous avons choisi la lithographie électronique qui est plus longue en temps d'insolation car elle est plus souple : elle ne nécessite pas la fabrication d'un masque contrairement à l'insolation UV. De plus, cette technique permet d'obtenir des résolutions de quelques nanomètres alors qu'en lithographie UV la limite est de l'ordre de 90 nm.

L'étape de lithographie électronique débute par le couchage de la résine. Cette opération consiste à déposer une épaisseur uniforme d'une résine photosensible d'une centaine de nm d'épaisseur fortement adhérente. Ce dépôt s'effectue à l'aide d'une tournette composée d'un support sur lequel repose la plaque. Ce support maintient la plaque par aspiration et est solidaire d'un plateau tournant. L'épaisseur finale de la couche de résine est fonction des paramètres de rotation (accélération, vitesse de rotation, temps) et de la viscosité de la résine.

Ces résines sont des composés organiques, généralement des polymères, dont leur solubilité est modifiée par le rayonnement d'insolation. Il existe deux types de résines :

- Les résines négatives dont les parties exposées résistent au développement, alors que le reste de la couche de résine est dissoute dans le solvant de révélation.
- Les résines positives dont les parties exposées sont dissoutes dans le solvant de révélation.

### 1.1.1 Résine employée

Nous avons choisi d'utiliser une résine commerciale (NEB22) qui est une résine négative à amplification chimique ayant une bonne résistance à la gravure plasma. Dans notre procédé, la résine est utilisée en tant que masque de gravure et il est donc nécessaire que l'épaisseur de résine soit suffisante pour résister à la gravure du silicium. Un premier essai de gravure, que nous détaillerons plus tard, nous a permis d'évaluer qu'une épaisseur de 400 nm était suffisante.

Pendant l'étape d'écriture directe par faisceau d'électron, le générateur d'acide de la résine est dissocié en plusieurs  $H^+$ . Afin d'activer la réaction de réticulation de la NEB22, un recuit est appliqué au matériau après exposition : le PEB (Post Exposure Bake). Lors de ce

recuit, l'acide généré lors de l'étape d'écriture diffuse et réagit avec un agent de réticulation. Au fur et à mesure de l'avancement de cette réaction, la zone modifiée chimiquement deviendra insoluble dans le développeur. La taille finale du motif dépend donc de la longueur de diffusion de cet acide (TAL07). Il est connu que dans le cas de polymères, la diffusion de composé dans un tel matériau est fortement reliée à la température. Plus la température de PEB augmente, plus la longueur de diffusion augmente. La taille des motifs dépend donc de ce temps d'écriture et de la température de recuit après exposition. Le premier paramètre important en lithographie électronique est la dose exprimée en  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . L'intérêt des résines à amplification est de nécessiter des doses faibles puisqu'un électron donne plusieurs protons qui donnent plusieurs réticulations, contrairement aux résines classiques où 1 électron ne donne lieu qu'à une réticulation.

### 1.1.2 Condition d'insolation

L'insolation a été effectuée sur un masqueur électronique Leica VB6 HR ou UHR. Il s'agit de masqueurs à faisceau gaussien capable d'insoler des plaques 200 mm. L'insolateur électronique est constitué d'une partie émettant des électrons thermoïoniques (filament) et de lentilles magnétiques et électriques pour focaliser et accélérer les électrons. Ce faisceau d'électrons accélérés est focalisé à la surface de la plaque et présente une taille de sonde (diamètre du faisceau à la surface) d'environ 5 nm. L'insolation s'effectue point par point sur une grille dont les points sont espacés d'une distance  $G$ , qui dépend elle-même de la dose d'insolation  $D$  nécessaire et du courant  $I$  émis par le canon. Le temps  $T$  passé sur chaque point est donné par  $T=DG^2/I$ . Compte tenu de la faible dose requise, le temps passé sur chaque point est très court et donc la fréquence de travail est très élevée. Ceci nous a imposé de travailler avec une grille de 5 nm et 20 nm au lieu de la résolution maximale de 1,25 nm et 5nm. Cette grille définit la précision maximum de positionnement du faisceau et donc des motifs à insoler.

Nous avons d'abord déterminé la dose d'insolation permettant d'obtenir des motifs à la bonne taille. Nous avons donc mesuré l'évolution des trous en fonction de la dose d'insolation sur des trous de 100, 210, 230 nm (Figure 22).

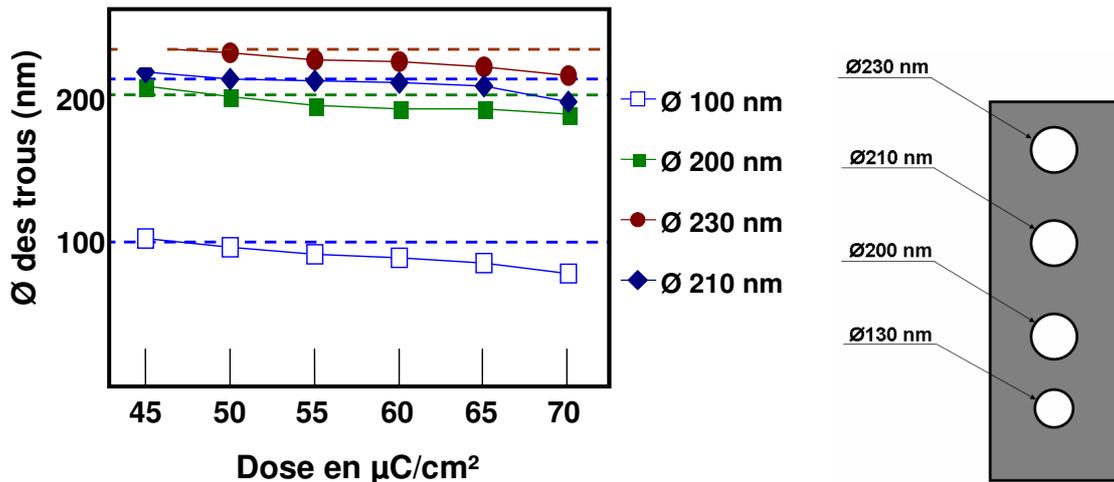


Figure 22 - Evolution des tailles des trous en fonction de la dose d'insolation. A droite, schéma des motifs insolés. En gris, partie de la résine exposée.

Cette mesure permet de déterminer la dose à utiliser à environ  $45 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ . L'utilisation d'une résine à amplification chimique comme la NEB22 permet d'utiliser des doses faibles contrairement à des résines comme le PMMA qui nécessite des doses élevées de l'ordre de  $1000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ . L'insolation est donc plus rapide car le temps nécessaire pour chaque point des motifs est diminué. Après avoir défini les motifs ceux-ci sont transformés en polygones compatibles avec le format et la grille du masqueur.

Dans la Figure 23, nous pouvons voir comment sont décrits les cercles sur deux maillages différents. Nous pouvons observer les défauts qui apparaissent au niveau de la forme du cercle lorsque le pas de grille est trop grand. Ces défauts seront transférés dans la résine qui définira les motifs. Ainsi, l'utilisation d'une grille la plus fine possible (5 nm) semble nécessaire même pour des motifs de l'ordre de la centaine de nm. Cette mauvaise définition des trous est la première cause des défauts que nous allons rencontrer dans la définition de nos motifs.

Pour vérifier l'influence de la grille nous avons fait nos premiers essais avec un pas de 20 nm (Figure 24). Bien que les tailles soient correctes, la forme des trous n'est pas très circulaire et des défauts apparaissent parfois lorsque des trous sont proches. En utilisant une grille de 5 nm nous avons obtenu des trous bien mieux définis et pas d'erreur sur la forme des cercles (Figure 24).

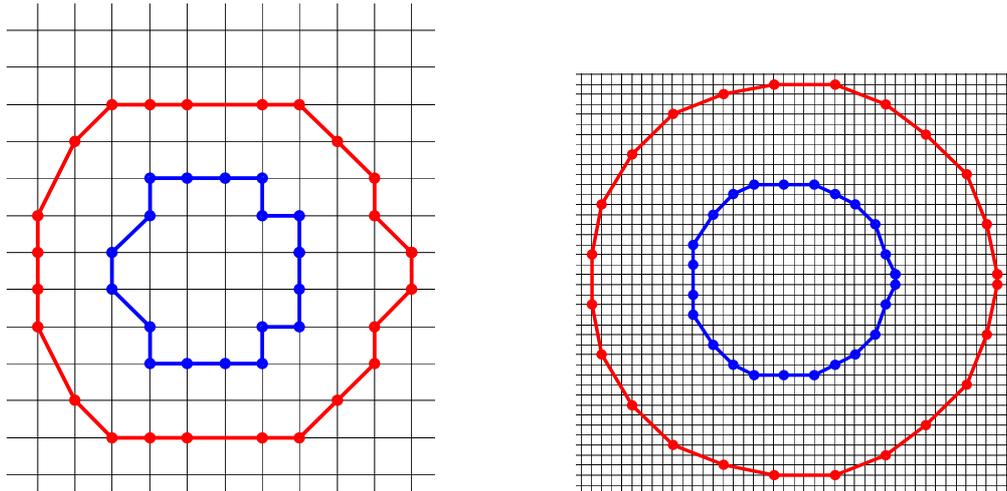


Figure 23 - Cercles de 100 nm (en bleu) et de 200 nm (en rouge) défini sur un maillage de 20 nm (à gauche) et de 5 nm (à droite)

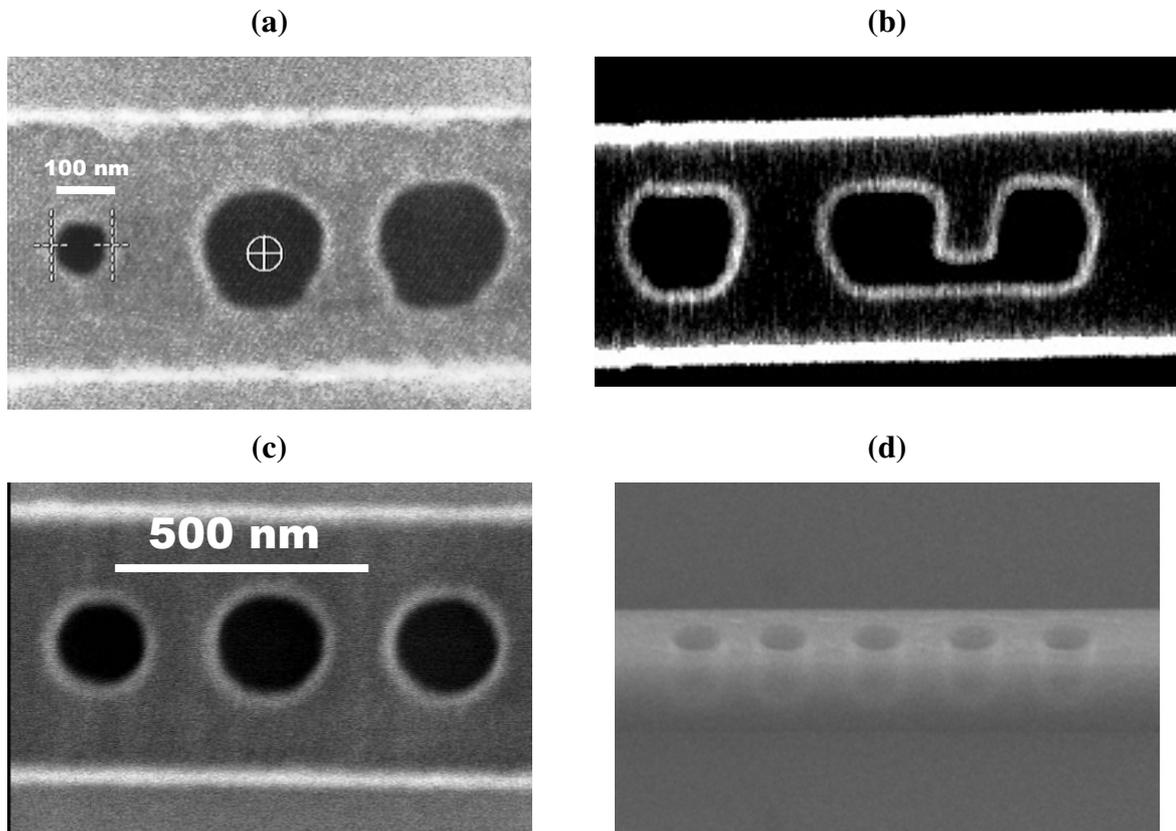
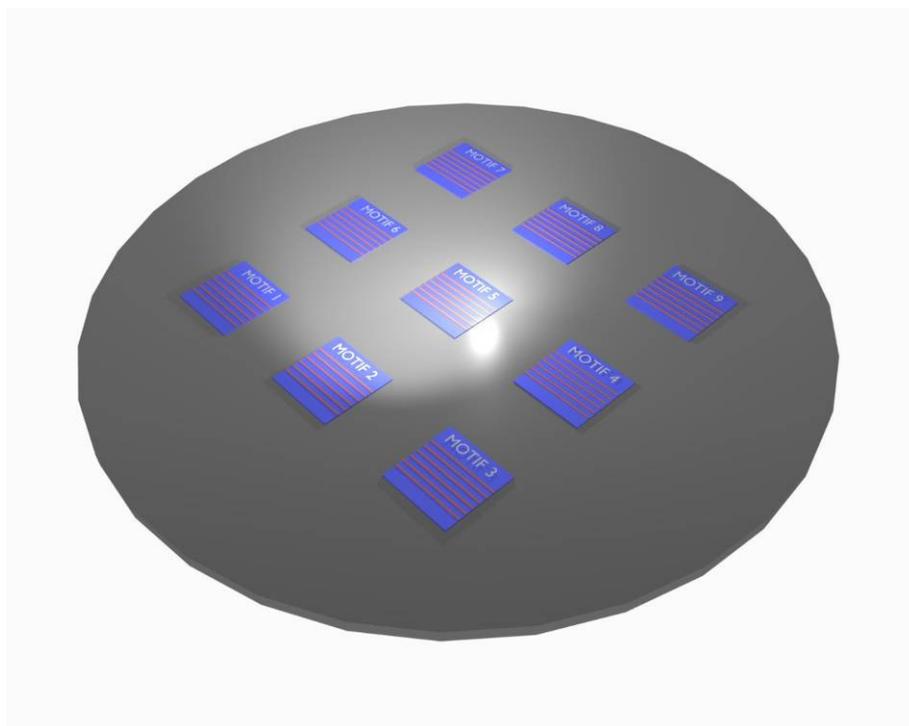


Figure 24 – Images MEB de la résine après insolation et développement montrant les défauts des trous insolés. (a) et (b) avec le masqueur à grille 20 nm. (c) avec une grille de 5 nm. (d) vue en perspective du niveau résine.

Nous avons ainsi pu établir les conditions optimales pour l'étape de lithographie afin d'obtenir les structures avec les bonnes tailles et les bonnes formes. L'épaisseur de résine obtenue après développement sert ensuite de masque à la gravure. Sur la Figure 24 (d) nous

pouvons observer que les flancs de la résine après développement sont verticaux ce qui est préférable pour transférer la taille nominale dans le silicium.

Sur une plaque de 200 mm de diamètre de SOI un certain nombre de puces sont fabriquées (Figure 25). Chaque puce peut être différente des autres, soit par ses motifs, soit par les paramètres de fabrication choisis, en particulier la dose d'insolation. La puce se compose d'une vingtaine de guides d'onde de 15 mm de long. Chaque guide est repéré. Les micro-cavités sont formées de deux miroirs espacés d'environ 500 nm formés d'une série de trous circulaires. Nous avons choisi des trous de diamètres 130, 160, 180, 180 nm séparés d'une distance de 300, 315, 325, 350 nm respectivement (voir section 3.3.1). Sur chaque puce nous avons aussi ajouté des guides sans cavité qui serviront de référence.



**Figure 25 - Schéma d'une plaque insolée comportant 9 puces. Chaque puce contient une dizaine de guides.**

## 1.2 Gravure

Suite à l'étape de lithographie, le transfert des motifs dans le silicium se fait par gravure sèche. Il s'agit d'un procédé utilisant un plasma d'ions qui est accéléré sur l'échantillon. Ces ions agissent de deux manières complémentaires : ils pulvérisent le matériau par bombardement physique et ils attaquent chimiquement le silicium en créant des espèces gazeuses volatiles qui sont évacuées.

Nous avons utilisé pour cette étape de gravure une machine ICP (Inductive Coupled Plasma) de chez Applied Materials. Ce genre de machines est utilisé au niveau industriel car elles permettent d'obtenir les meilleurs résultats en terme de vitesse de gravure. Cette technique profite d'une expérience de plusieurs années dans le domaine de la microélectronique.

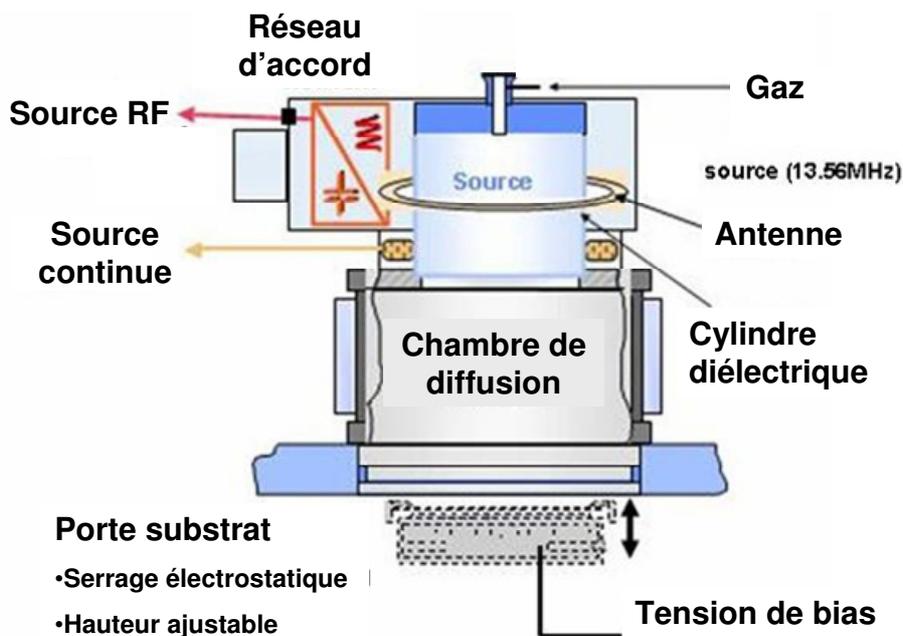


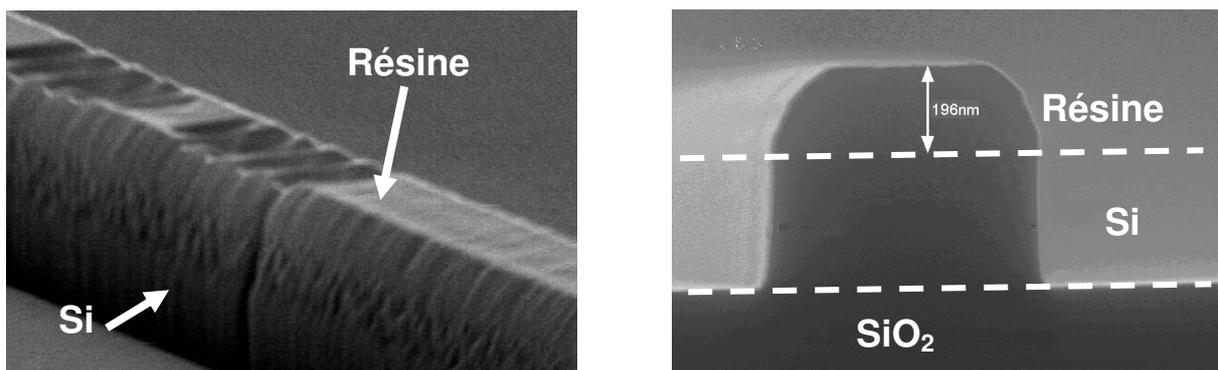
Figure 26 -Schéma d'un bâti de gravure sèche ICP. Ce schéma est issu de (@EPFL).

Dans la Figure 26, nous pouvons voir le schéma d'un bâti de gravure sèche ICP. Une source de puissance radiofréquence contrôlée par un réseau d'accord excite les gaz dans le haut de l'enceinte sous vide. Cette excitation ionise les gaz et crée un plasma très dense. Une deuxième source crée une tension d'accélération qui propulse les ions vers le porte-substrat. Une tension appliquée sous la plaque à graver accélère les ions vers la plaque afin de créer un bombardement ionique.

La gravure sèche par plasma est anisotrope, contrairement à la gravure humide qui est isotrope, car les ions sont accélérés dans une direction donnée et auront tendance à attaquer le matériau préférentiellement selon celle-ci.

L'avantage d'une machine ICP par rapport à d'autres gravures plasma (gravure ionique réactive, GIR ou RIE en anglais) est que le plasma est créé loin de la zone où il va réagir, ce qui évite de contaminer les électrodes et de modifier le plasma au cours du temps. De plus, cette technique permet de créer un plasma plus dense et plus agressif envers les matériaux.

Le procédé commence par graver l'oxyde natif à la surface du silicium par une gravure à base de  $\text{CF}_4$  de quelques secondes. Nous utilisons ensuite une chimie de gravure à base de  $\text{HBr}$  (112 sccm) et de  $\text{Cl}_2$  (68 sccm) qui présente une vitesse d'attaque du silicium de 200 nm/s. Lorsque le silicium est totalement gravé la gravure s'arrête sur l'oxyde enterré : l'oxyde enterré est utilisé comme couche d'arrêt.

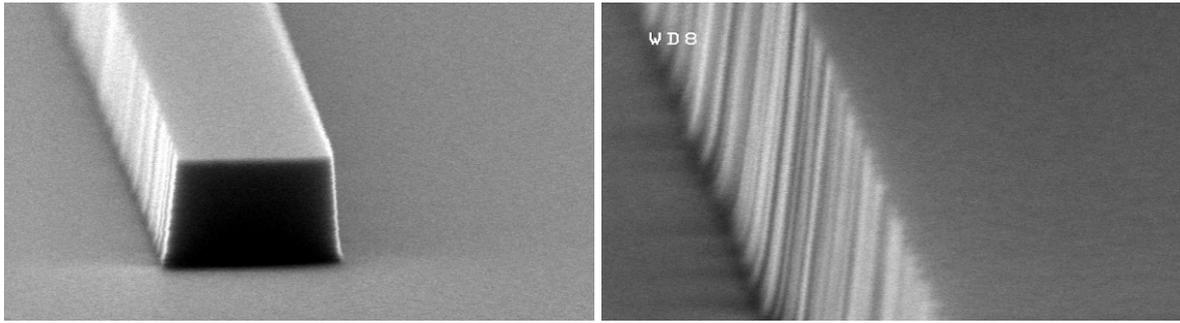


**Figure 27 - Photos MEB d'une structure gravée avec le masque de résine dessus. À droite, profil de gravure et hauteur restante de résine.**

La Figure 27 montre l'image MEB d'une structure après gravure avec son masque de résine. Nous pouvons observer qu'il reste environ 200 nm de résine, ce qui nous indique que nous avons consommé la moitié des 400 nm de départ. La photo de droite montre des profils de gravure verticaux, ce qui nous indique que la gravure est bien anisotrope.

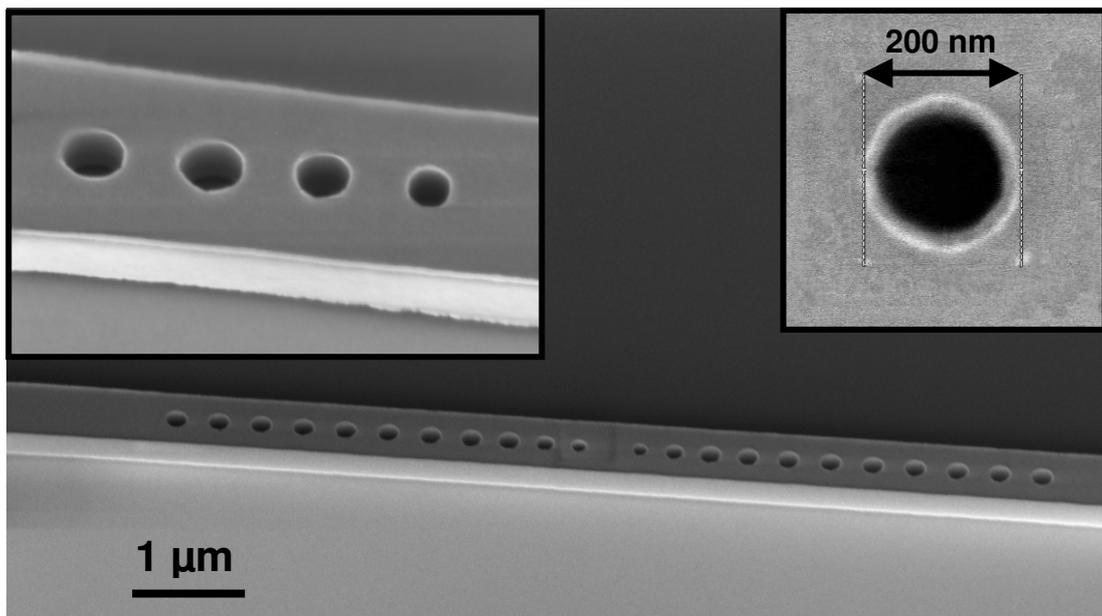
Un nettoyage de la résine par un plasma  $\text{O}_2$  est fait juste après la gravure. Une attaque HF diluée permet ensuite de retirer les flancs de passivation créés pendant la gravure.

Ces flancs de passivation peuvent présenter un intérêt pour ajuster la longueur de résonance de la cavité car ils la modifient de l'ordre de quelques nm (EP01, DAL05, STR06).



**Figure 28** – Photos MEB d’une structure après gravure et nettoyage HF. A droite, détail du flanc de gravure.

La Figure 28 montre des photos MEB d’un guide après gravure et nettoyage HF. Les flancs de gravure sont très verticaux et le guide est très bien défini. Le flanc du guide présente une rugosité qui, nous le verrons, induit des pertes en lignes



**Figure 29** - Photo MEB d’une cavité après fabrication. En insert, détail de 4 trous fabriqués à gauche et détails d’un trou de 200 nm vue de dessus.

En examinant les structures fabriquées au MEB (Figure 29), nous observons que les motifs sont correctement reproduits, des guides droits bien définis, des trous circulaires et les mesures de tailles sont proches à moins de 10 nm (résolution du MEB) des tailles nominales.

Le procédé de fabrication que nous avons optimisé est simple et rapide, ce qui nous a permis de fabriquer plusieurs structures présentées dans le chapitre introductif.

## 2 Validation du procédé par l'étude optique des guides d'onde SOI

Nous avons choisi d'étudier des cavités sur guides rubans en silicium reposant sur un substrat de silice. Ce type de confinement et de guidage de la lumière est limité par des pertes dans les guides. Il y a deux mécanismes de pertes : les pertes intrinsèques du matériau qui absorbe une partie de la lumière incidente et les pertes dues à la géométrie du guide d'onde, et plus spécifiquement aux imperfections de réalisation de celui-ci.

### 2.1 Absorption du matériau

Tout d'abord, les pertes dues au matériau sont multiples et mettent en jeu l'absorption des photons par les électrons (Figure 30). Nous avons utilisé dans notre cas un silicium intrinsèque ou peu dopé et les pertes par absorption ne sont pas problématiques dans la bande qui nous intéresse : les proches infrarouges autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde Télécom de 1.5  $\mu\text{m}$  a été choisie parce qu'elle correspond à un minimum d'absorption.

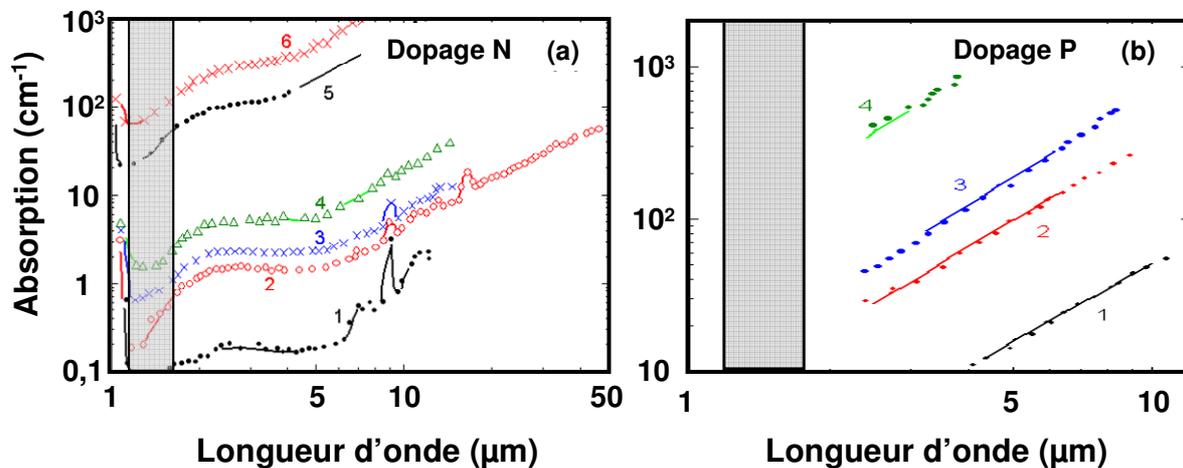


Figure 30- Spectre d'absorption en  $\text{cm}^{-1}$  en fonction de la longueur d'onde et du niveau de dopage N du silicium (à gauche) et P (à droite). Les courbes vont du dopage le plus faible ( $1.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , courbe 1) vers le dopage le plus élevé ( $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , courbe 6). Extrait de (SPI57) (a) et (HAR66) (b). En gris la zone d'intérêt en longueur d'onde autour de 1,55  $\mu\text{m}$ .

Nous négligerons l'absorption due au matériau. Les pertes en ligne seront avant tout dues aux pertes provenant des imperfections de fabrication. Ainsi, les pertes d'un guide d'onde permettent de donner un facteur de mérite de la fabrication.

## 2.2 Mesure des Pertes avec plusieurs guides

Afin de mesurer les pertes en ligne d'un guide ruban, plusieurs procédures expérimentales sont envisageables. Nous en avons testé 2 qui sont la mesure de la transmission de plusieurs guides de longueurs différentes et l'analyse des franges Fabry-Perot d'un guide unique.

### 2.2.1 Un modèle des pertes en ligne

La rugosité des flancs que nous avons observée en Figure 28 provoque une diffusion de la lumière. Ces pertes se retrouvent tout le long du guide et au final constituent une source de pertes non négligeables. Nous noterons  $\alpha$  l'atténuation en dB/cm le long du guide. La dépendance du signal en fonction de la longueur du guide d'onde  $L$  est donné par :

$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot L)$  où  $I_0$  représente l'intensité injectée à l'entrée du guide.

Les travaux de Tien et al (TIE71) sur les guides planaires ont permis d'élaborer une formule empirique donnant les pertes en fonction des rugosités et des caractéristiques du guide. Les résultats obtenus dans cette étude sont les suivants :

$$\alpha = K^2 \left( \frac{\cos^3 \theta_1}{\sin \theta_1} \right) \left\{ \frac{1}{W + \frac{1}{p_{10}} + \frac{1}{p_{12}}} \right\} \text{ en dB/cm.} \quad (2.1).$$

où :

$$K = \frac{4,343 \cdot 4\pi}{\lambda} (\sigma_{12} + \sigma_{10}) \quad (2.2).$$

avec  $\theta$  l'angle d'incidence du mode,  $\sigma_{10}$  la rugosité à l'interface matériau-air,  $\sigma_{12}$  la rugosité à l'interface matériau-substrat,  $p_i$  les termes caractéristiques de la décroissance exponentielle du champ,  $W$  l'épaisseur de la couche.

La formule se compose de trois termes indépendants :

- Un terme sans dimension qui ne dépend que des propriétés de surface (rugosité)
- Un terme qui dépend de l'angle du mode guidé considéré
- L'épaisseur effective de la couche

Plus particulièrement, dans le cas de guide ruban sur substrat, McNab et al. (MCN02) ont repris ces travaux et transformé la relation (2.1) en :

$$\alpha = \frac{\sigma^2 k_0^2 h}{\beta} \frac{E_b^2}{\int E^2 dx} \Delta n^2 \quad (2.3).$$

L'atténuation du guide  $\alpha$  est donnée en fonction de la rugosité des flancs  $\sigma$ , de la hauteur du guide  $h$ , de la constante de propagation du mode  $\beta$ , du contraste d'indice  $\Delta n$  et du champ normalisé  $E_b$  présent sur les bords du guide. Dans notre cas le contraste d'indice est élevé ce qui implique une sensibilité importante de l'atténuation à la rugosité des flancs.

### 2.2.2 Protocole expérimental

Pour mesurer l'atténuation des guides nous avons fabriqué des guides ayant des longueurs différentes selon la Figure 31. Nous avons choisi cette géométrie pour minimiser le nombre de clivage et pour avoir des guides d'ondes les plus identiques possible. Sur une même puce nous avons des guides de largeurs différentes (450, 500 et 550 nm) et de longueurs variables (9, 7, 4, 2, 0,5 mm). Nous avons entouré chaque guide d'une zone de transition de 500  $\mu\text{m}$  de long pour assurer le passage à un guide plus large de 8  $\mu\text{m}$ . Nous sommes partis de l'hypothèse que les guides larges possèdent une atténuation négligeable par rapport aux guides plus fins. Enfin, chaque guide est doublé afin de pouvoir reproduire la mesure au moins 2 fois.

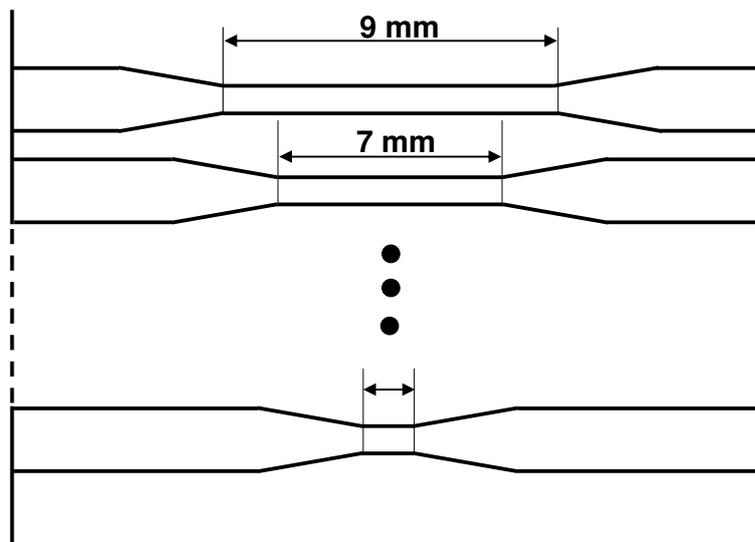


Figure 31 - Schéma des guides utilisés pour mesurer l'atténuation. De part et d'autre du guide de 450, 500 ou 550 nm de large se trouve un guide large de 8  $\mu\text{m}$ . La transition entre les deux guides se fait par une zone d'adaptation de 500  $\mu\text{m}$  de long.

Nous avons mesuré chaque guide en transmission avec le banc que nous décrivons plus tard dans la section 3.3.2. L'intensité  $I$  de la lumière à la sortie d'un guide d'une certaine longueur du guide est donnée par  $I=I_0*\exp(-\alpha.L)$ . Nous considérons  $I_0$  l'intensité que nous injectons à l'entrée des guides.

Nous pouvons vérifier la dépendance exponentielle en mesurant l'intensité sur plusieurs longueurs de guide et en traçant le logarithme de l'intensité en fonction de la longueur du guide (Figure 32). Nous observons une droite dont on peut estimer la pente par régression linéaire (en pointillé).

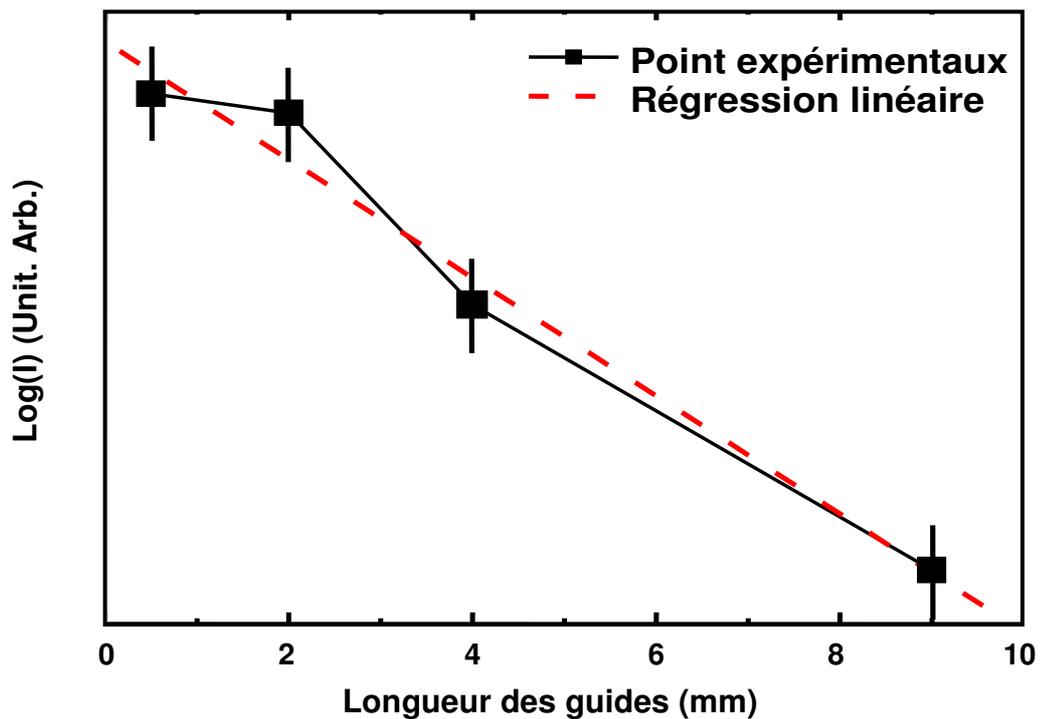


Figure 32 - Intensités transmises pour différentes longueurs du guide à une longueur d'onde 1550 nm pour un guide 450 nm de large. En noir, les points expérimentaux. En pointillé rouge, la régression linéaire. Ici la pente est de 6 dB/cm.

L'atténuation s'écrit alors comme :  $\alpha$  (dB/cm)=10\*A où A est obtenu par régression linéaire à partir de la pente de la courbe du logarithme de l'intensité transmise en fonction de la longueur. Il est possible de répéter cette mesure pour chaque longueur d'onde et de tracer ainsi l'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde (Figure 33).

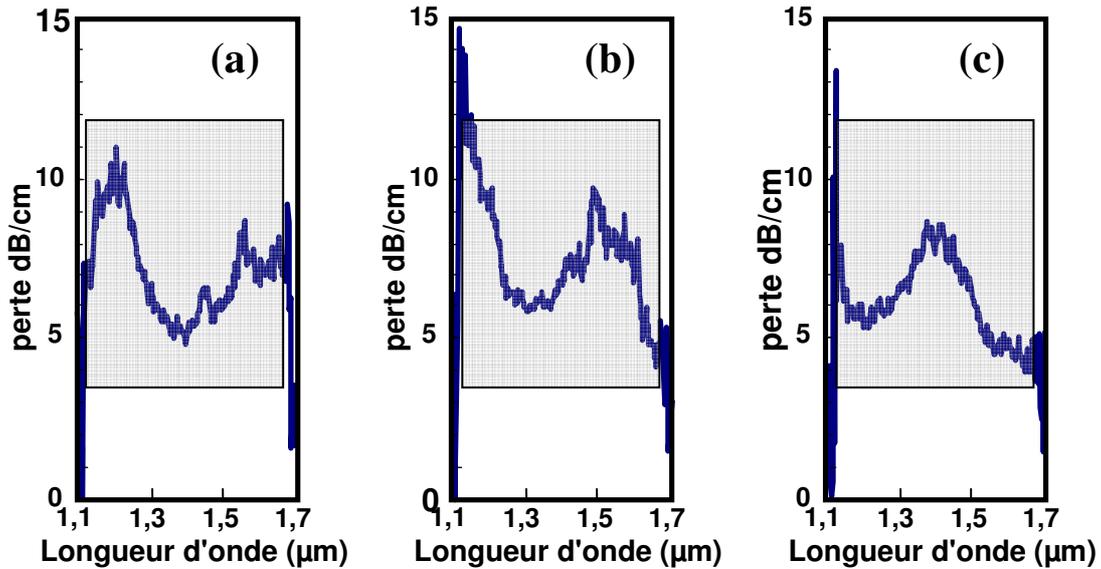


Figure 33 - Pertes en ligne en dB/cm fonction de la longueur d'onde pour différente largeur de guide d'onde. (a) Guides de largeur 450 nm. (b) Guides de largeur 500 nm. (c) Guides de largeur 550 nm. En grisé, les longueurs d'onde où la régression fonctionne.

Nous pouvons observer que les pertes en ligne sont comprises entre 5 et 10 dB/cm quelque soit la largeur du guide. Pour des longueurs d'onde proches de 1,1  $\mu\text{m}$  le silicium absorbe la lumière et à 1,7  $\mu\text{m}$  le détecteur n'est plus sensible, ce qui implique que le signal mesuré est presque nul. Ces pertes évoluent avec la longueur d'onde, sans doute car le mode évolue et devient plus ou moins sensible aux rugosités. Pour peut-être la même raison, le minimum des pertes à 5 dB/cm dépend de la largeur du guide et se déplace vers les petites longueurs d'onde.

### 2.3 Mesure des pertes avec un seul guide

La mesure des pertes en ligne peut aussi se faire en analysant le contraste des franges Fabry-Perot du aux oscillations sur les faces clivées des échantillons. Dans ce cas de figure, un seul guide d'onde suffit pour effectuer la mesure.

Figure 34 nous observons à gauche le spectre de transmission d'un guide ruban référence de 500 nm de large sans cavité. Le spectre est relativement plat et modulé par des franges Fabry-Perot. Une analyse plus complète de ces franges sera faite plus loin en section 3.3.3.2. La transformée de Fourier de l'intensité transmise (Figure 34 de droite), permet d'identifier un unique pic à une fréquence de  $33 \text{ nm}^{-1}$  qui correspond à la longueur mesurée de l'échantillon de 10 mm.

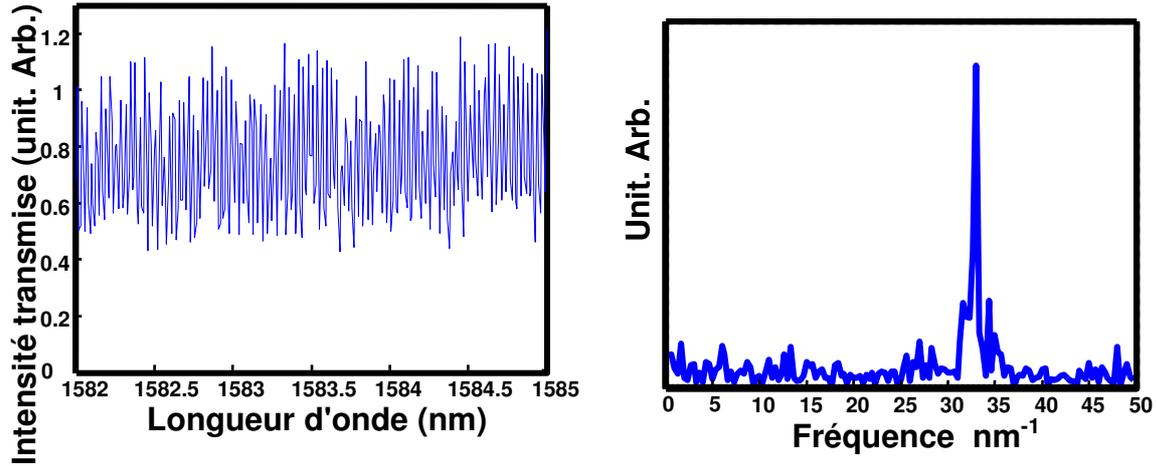


Figure 34 - Spectre en transmission d'un guide ruban de 10 mm de long. A droite, transformée de Fourier de ce spectre.

Posons  $R$  la réflexion des faces clivées. Si à l'entrée l'amplitude vaut  $A_0$  alors l'amplitude transmise vaut lorsque les ondes sont en phase  $A_0 + a$  où  $a = R \exp(-\frac{2L}{l_0})$ ,  $l_0$  la longueur d'atténuation du champ et  $L$  la longueur du guide. A l'inverse lorsque les ondes sont en opposition de phase, l'amplitude transmise vaut  $A_0 - a$ . En terme d'intensité nous avons donc une intensité maximum  $I_{\max} = I_0(1+a)^2$  et une intensité minimum  $I_{\min} = I_0(1-a)^2$ .

Le contraste vaut alors :

$$C = \frac{2a}{1+a^2} \approx 2a \quad (2.4).$$

Cette équation permet d'en déduire l'expression de la longueur d'atténuation comme :

$$\frac{1}{2} l_0 = -\frac{L}{\log\left(\frac{C}{2R}\right)} \quad (2.5)$$

Une simulation numérique permet d'estimer la réflexion  $R$  des faces clivées à 35 % et dans le cas du spectre de la Figure 34 le contraste vaut 32%. Ceci permet d'estimer la longueur d'atténuation que l'on peut convertir en dB/cm par la formule :

$$\alpha(\text{dB/cm}) = 10 \cdot \text{Log}\left(\exp\left(\frac{1\text{cm}}{l_0}\right)\right) = \frac{43.4}{l_0} \quad (l_0 \text{ en mm}) \quad (2.6).$$

Nous avons effectué les mêmes mesures sur 4 guides de référence différents qui sont rassemblées dans le Tableau 1.

<b>Longueur guide (mm)</b>	6.55	6.55	10.25	10.25
<b>Contraste estimé</b>	0.32	0.24	0.14	0.25
<b>L<sub>0</sub> (mm)</b>	7.6	5.7	6.2	9.7
<b>α (dB/cm)</b>	<b>5.7</b>	<b>7.6</b>	<b>6.9</b>	<b>4.5</b>

**Tableau 1 - Récapitulatif des mesures par analyse des franges Fabry-Perot.**

Nous retrouvons des résultats proches de ceux obtenus dans la section précédente autour de 1,58  $\mu\text{m}$ . Cette méthode est plus simple à mettre en œuvre mais reste moins précise que celle montrée précédemment.

#### 2.4 Etat de l'art international des pertes en ligne des guides d'onde SOI

Dans la littérature, plusieurs études ont été menées afin de diminuer les pertes dans un guide d'onde. Dans le Tableau 2, nous avons reporté des mesures recueillies par d'autres groupes sur des guides ruban en silicium reposant sur substrat de silice. Le procédé de fabrication que nous avons proposé nous permet d'obtenir des pertes très proches de l'état de l'art international. montrer

Ce tableau présente des valeurs de pertes de l'ordre de la dizaine de 10 dB/cm, alors que les pertes par absorption sont de l'ordre de 0,1 dB/cm, donc négligeables. De plus, en comparaison avec d'autre type de guide comme le W1 les pertes sont bien moindre. Dans (GER05a) il est fait mention de perte de l'ordre de 10 dB/cm pour un W1 élargie (W1,5), avec une géométrie diminuant les effets des imprécisions de fabrication.

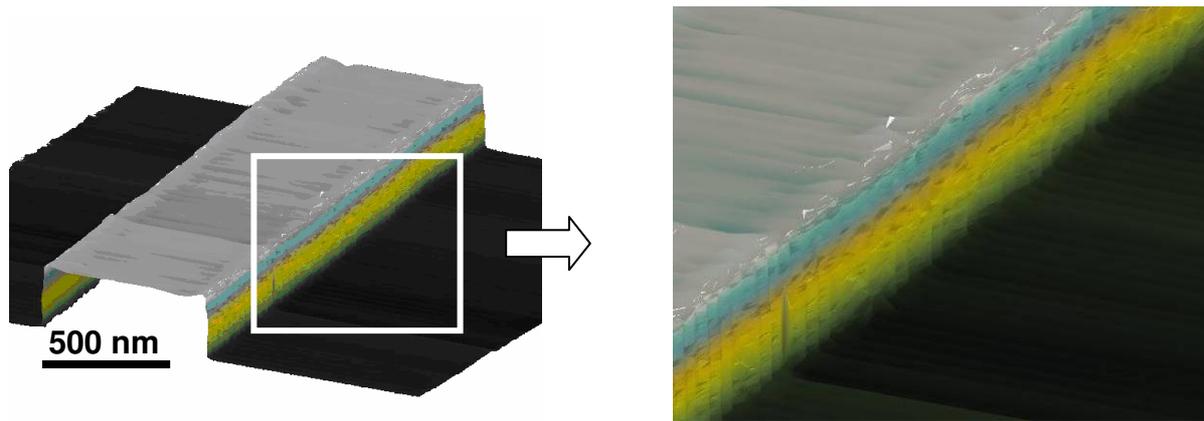
Les meilleures valeurs ont été obtenues par des procédés de fabrication plus complexe que celui que nous avons employé excepté pour (GNA08) qui utilise une nouvelle résine (FOX) permettant d'obtenir de meilleurs résultats. En effet, en utilisant un masque dur pour la gravure (YUR04) ou en lissant les flancs (DUM03) par des cycles d'oxydation et de désoxydation ces équipes ont fabriqué des guides d'onde avec des pertes inférieures aux nôtres.

Référence	Hauteur (nm)	Largeur (nm)	Pertes (dB/cm)	Longueur d'onde (nm)	Longueur (mm)
Cette thèse	340	450	5	1400	9
	340	500	6	1350	9
	340	550	5	1550	9
GNA08, (GLASGOW)	260	500	0,92±0,14	1520	9
VLA04 (IBM)	220	445	3,6±0,1	1500	21
MCN03 (INTEL)	220	465	3,5±2	1500	4
ALM02 (CORNELL)	270	470	5±2	1550	13
DUM03 (IMEC)	220	400	33,8±1,7	1550	1
	220	450	7,4±0,9	1550	
	220	500	2,4±1,6	1550	
TSU02 (NTT)	300	300	6	1550	16
	300	300	13	1550	
LEE01 (MIT)	320	400	25±10	1550	0.18
LEE00b (MIT)	200	500	32	1540	-
MCN03 (INTEL)	GUIDE W1		24	1550	-

Tableau 2 - Récapitulatif des mesures de pertes données dans la littérature.

## 2.5 Validation par une mesure AFM

Nous venons de montrer que les pertes sont majoritairement dues aux rugosités induites pendant la fabrication. En utilisant un AFM 3D, nous avons pu imager une portion de guide ruban (Figure 35) et mesurer la valeur de la rugosité des flancs.



**Figure 35-** Image par AFM 3D d'un guide ruban.

Nous avons estimé que la rugosité à  $1 \sigma$  de nos guides est de 3 nm. Selon la formule (2.3) les pertes sont directement proportionnelles à la rugosité. La valeur de 3,6 dB/cm trouvée dans (VLA04) correspond à une rugosité mesurée de 2nm. Nos valeurs, 6dB et 3nm sont effectivement dans le même rapport, ce qui confirme nos mesures de pertes.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu comment fabriquer des nanostructures photoniques. Le procédé de fabrication que nous avons optimisé est relativement simple et rapide. Il permet en utilisant des moyens classiques de la microélectronique d'obtenir des tailles de trou de 100 nm contrôlées à 10 nm près. De plus, la gravure présente une anisotropie excellente et permet d'obtenir des flancs avec des angles proches de  $90^\circ$ . La rugosité des flancs est relativement faible et les pertes obtenues de l'ordre de 5 dB/cm sont proches des meilleurs résultats de la littérature.

Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant le procédé de fabrication mis en œuvre et les faibles pertes obtenues nous ont permis de réaliser des cavités performantes.

# CHAPITRE 3

---

## Micro-cavité linéiques à grand facteur de qualité

Dans un premier temps nous avons réalisé des miroirs et des cavités sans optimisation qui serviront de référence. Nous avons fabriqué une série de miroirs seuls et de cavités ayant un nombre variable de trous (N). Ces échantillons ont été tout d'abord caractérisés en lumière blanche.

### **1 Spectroscopie en mode guidé en lumière blanche**

La mesure en transmission est effectuée grâce au montage décrit par le schéma de la Figure 36.

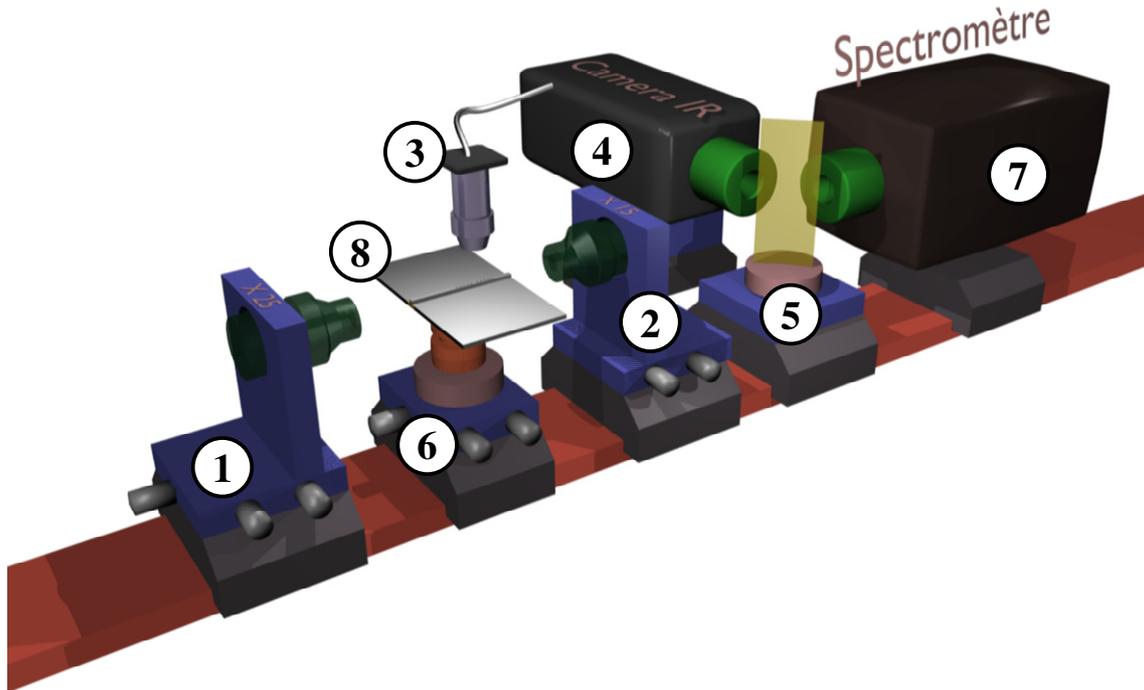


Figure 36 - Schéma du banc de spectroscopie en transmission. La source d'entrée est une ampoule à filament tungstène dont le spectre d'émission est large. (1) Objectif d'entrée. (2) Objectif de sortie. (3) Objectif de microscope. (4) Caméra infrarouge. (5) Miroir réfléchissant. (6) Platine porte-échantillon. (7) Spectromètre. (8) Echantillon mesuré.

La source blanche utilisée est une ampoule à filament tungstène dont le spectre d'émission est large bande (du visible à l'infrarouge).

Les objectifs d'entrée et de sortie (1,2) sont de type Cassegrain à miroir métallique. Ces objectifs sont achromatiques, ce qui permet de nous affranchir des problèmes de dispersion en longueur d'onde. D'autre part ils possèdent une grande distance frontale (2 cm pour X 15 et 1 cm pour X 25) ce qui simplifie le réglage du banc. L'ouverture numérique est de 0,4. Chaque objectif est monté sur des platines avec vis micrométriques et de translations piézoélectriques afin d'assurer un positionnement à une dizaine de nanomètre près.

Un objectif de microscope X 100 (3) placé au-dessus de l'échantillon permet la visualisation des structures et l'alignement du montage. Un support est prévu pour fixer une fibre optique dans le plan focal de l'objectif afin de recueillir la lumière qui s'échappe verticalement de la structure.

La caméra infra rouge (4) permet de visualiser le profil du mode en sortie de guide puis d'optimiser l'alignement de l'échantillon, des objectifs d'entrée et de sortie. Le miroir

réfléchissant (5) permet de diriger le faisceau soit vers la caméra infrarouge pour visualiser le mode, soit vers le spectromètre. Compte tenu du montage optique le signal reçu par le spectromètre est identique à celui visualisé par la caméra.

L'échantillon est fixé sur un support (6) qui permet de le translater suivant les 3 axes et de le tourner autour de l'axe vertical. L'échantillon est fixé sur un bloc de cuivre monté sur une platine Pelletier afin de pouvoir réguler sa température au dixième de degré près (entre -5°C et 60°C).

Le spectromètre (7) possède un réseau en transmission de 900 traits/mm dont l'écartement est réglable de 2000 à 1  $\mu\text{m}$ , ce qui permet d'obtenir des résolutions de 0,1 nm à 20 nm. Le détecteur infrarouge utilisé est un détecteur Germanium refroidi à l'azote liquide qui détecte de 1,1  $\mu\text{m}$  à 1,7  $\mu\text{m}$ . Le système de détection est très sensible ( $D^* = 10^{14}$  cm.Hz<sup>1/2</sup>/W) et permet de mesurer des intensités de l'ordre du nW.

L'échantillon mesuré (8) se présente sous la forme d'une plaque d'environ 1 cm de côté obtenue par clivage manuel. Les guides optiques sont interrompus par les faces de clivage. Chaque échantillon contient une quarantaine de guides parallèles espacés de 125  $\mu\text{m}$ .

La procédure d'alignement est la suivante : l'échantillon est aligné sur l'axe optique puis les objectifs d'entrée et de sortie sont réglés de telle sorte qu'ils soient focalisés sur les faces clivées. Ces réglages sont effectués en utilisant l'objectif du microscope puis la caméra infrarouge.

Les cavités sont calculées pour résonner en polarisation TE (composante dont le champ électrique est dans le plan de l'échantillon) et il donc nécessaire de filtrer la composante TM du champ (composante dont le champ magnétique est dans le plan de l'échantillon). Pour cela, un polariseur est placé après l'objectif de sortie.

Afin d'isoler le signal transmis par le guide de l'ensemble de la lumière parasite provenant soit du substrat soit de l'air, une fente réglable est placée à l'entrée du spectromètre. La largeur de cette fente est réglée à environ 100  $\mu\text{m}$ .

Notons que l'ensemble du banc optique doit être aligné sur l'axe optique avec une précision de l'ordre du micromètre pour un banc qui mesure environ 2 mètres de long.

Compte tenu du principe de mesure, les intensités mesurées en sortie sont très faibles. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, le flux lumineux est modulé en entrée par un hacheur optique tournant à une fréquence de 12 Hz et le signal est filtré par une détection synchrone.

Dans cette configuration l'acquisition d'un spectre de 1,1  $\mu\text{m}$  à 1,8  $\mu\text{m}$  prend environ 30 minutes. La stabilité du montage a été vérifiée et est suffisante (10% de variation).

## 2 Transmission des miroirs périodiques

Dans tous les paragraphes suivants,  $N$  représente le nombre de trous périodiques dans le miroir. Nous présentons figure 2 la transmission du miroir normalisée par celle d'un guide de référence. Cette mesure permet de mettre en évidence un bord de bande qui se situe aux alentours de 1350 nm. Cette valeur est confirmée par la simulation qui indique par ailleurs que le second bord est à 1,8  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire hors de la gamme de détection. La bande interdite photonique présente une largeur spectrale de 300 nm.

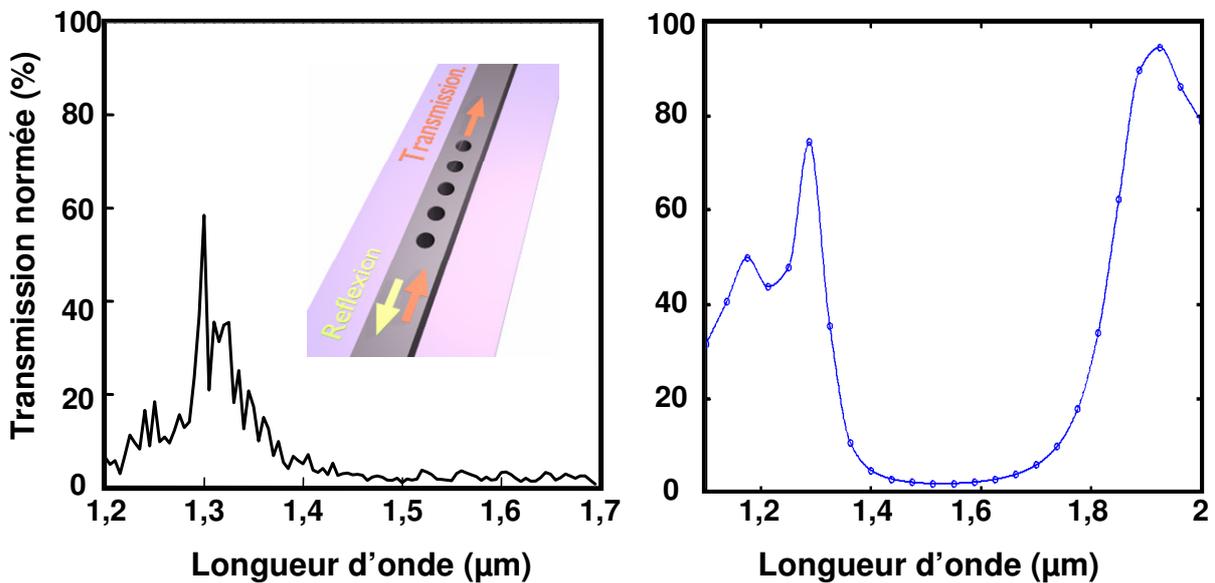


Figure 37 – À gauche, la transmission du miroir avec  $N=4$  normalisée par une référence. À droite, calcul 3D de la transmission de la même structure. Le guide d'onde en silicium a une hauteur de 340 nm et de 500 nm. Le miroir périodique est formé d'une série de trous de 180 nm de diamètre et de 370 nm de période.

### 2.1 Transmission des cavités à miroirs périodiques

Les cavités formées de miroirs périodiques (Figure 38) ont été mesurées dans des conditions identiques. La Figure 38 présente le spectre en transmission d'une cavité  $N=5$ . Nous observons le premier bord de bande vers 1350 nm comme pour le miroir seul (Figure 37) et un pic de résonance à la longueur d'onde de 1438 nm. La précision de ces mesures est de  $\pm 1$  nm.

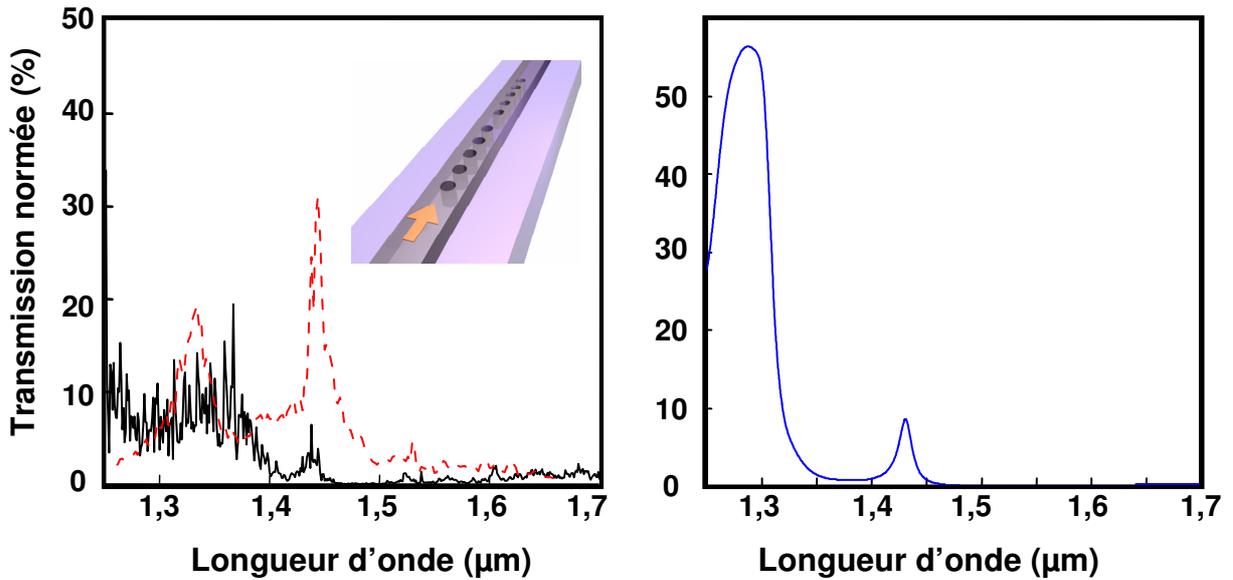


Figure 38 – A gauche, Transmission normalisée d'une cavité avec N=5 et en pointillés une mesure par-dessus la cavité. La section du guide est de 500 nm par 340 nm. Le diamètre des trous est 180 nm et la période 370 nm. En insert, schéma d'une cavité avec N=5. A droite, simulation 3D de cette cavité

Nous avons aussi mesuré la lumière s'échappant verticalement de la structure (Figure 38 courbe en pointillé à droite). Nous retrouvons le pic de résonance à la même longueur d'onde. Ce qui est en accord avec le modèle Fabry Perot.

Le Tableau 3 donne les valeurs expérimentales des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité mesurés pour N=2 à N=5.

	Q mesuré en transmission	Q mesuré des pertes	Longueur d'onde de résonance (nm) en transmission	Longueur d'onde de résonance (nm) des pertes
N=2	23	18	1411	1408
N=3	35	42	1424	1427
N=4	48	71	1436	1439
N=5	70	96	1438	1440

Tableau 3 - Récapitulatif des mesures de facteurs de qualité pour des cavités composées de miroirs périodiques.

Nous voyons que Q augmente avec N ce qui rend compte de l'augmentation de la réflectivité des miroirs avec N. Par ailleurs le facteur de qualité obtenu à partir des pertes est supérieur d'environ à 25 % à celui obtenu en transmission (excepté N=2). La simulation quant à elle

nous donne un Q de 90 pour N=5 plus proche des mesures des pertes. Cet écart est sans doute dû au fait que le signal transmis est très faible, donc beaucoup plus bruité.

Les recherches de Foresi et al. (FOR97b) ont montré sur des cavités similaires des Q légèrement plus grand (pour N=4, Q=265). Cette différence peut s'expliquer par le fait que le pic se trouve en bord de bande d'où une réflectivité moins bonne (voir paragraphe suivant).

## 2.2 Limitation du facteur de qualité par les pertes

Quels sont les facteurs qui limitent les performances de ces cavités ? Les défauts de fabrication sont une des causes. Au chapitre 2, nous avons mesuré les valeurs de pertes des guides d'onde que nous avons fabriqués et nous trouvons des valeurs proches de l'état de l'art. Il nous sera donc difficile d'améliorer les performances de nos cavités en optimisant la fabrication. Quelles sont alors les raisons théoriques qui limitent le facteur de qualité ?

Le facteur de qualité est proportionnel à  $1/(1-R)$  où R est la réflexion du miroir. Pour obtenir un bon Q il faut augmenter le nombre de trous du miroir et la transmission tend alors vers zéro. Dans ces conditions la réflexion n'est plus limitée que par les pertes. En effet, nous avons  $R+T+L=1$ , où T est la transmission et L les pertes. La transmission tend vers 0 alors que les pertes n'évoluent plus au-delà d'un certain nombre de trous.

Pour l'illustrer, nous avons simulé les caractéristiques d'un miroir pour un nombre de trous importants (N=7) (Figure 39). Au centre de la BIP (1,55  $\mu\text{m}$ ), la transmission est proche de zéro (0,1 %) alors que la réflexion plafonne à près de 96% et les pertes à 4%.

La résonance est proche du bord de bande là où la réflexion est plus faible, ce qui explique aussi les faibles Q mesurés.

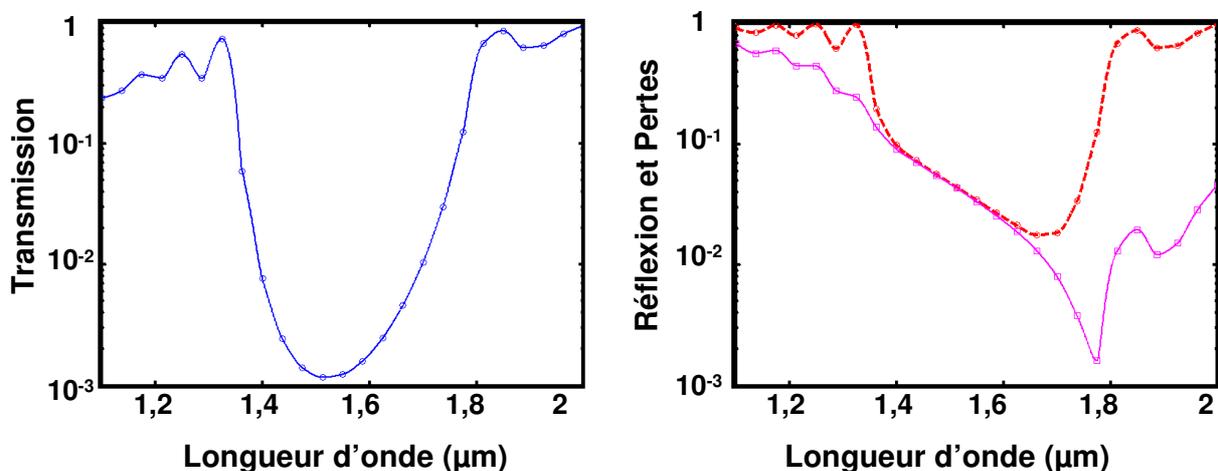


Figure 39 – A gauche, la transmission et à droite les pertes (ligne continue) et 1-R (ligne pointillé) pour un miroir à N=7.

Si l'on veut améliorer le facteur de qualité, il faut améliorer la réflectivité, donc diminuer les pertes des miroirs. Dans les sections suivantes nous allons proposer des solutions pour diminuer celles-ci : deux stratégies originales seront ainsi proposées et testées expérimentalement.

### **3 Les micro-cavités à adaptation modale**

#### **3.1 Conception de la zone d'adaptation**

Au paragraphe 1.4.3.1 du chapitre introductif, nous avons vu que les pertes étaient directement liées à la différence de profil de mode, entre le mode du guide d'onde et le mode évanescent du miroir. Le principe de cette première stratégie va consister à concevoir une zone permettant de minimiser les pertes à l'interface guide-miroir en adaptant progressivement le profil des modes.

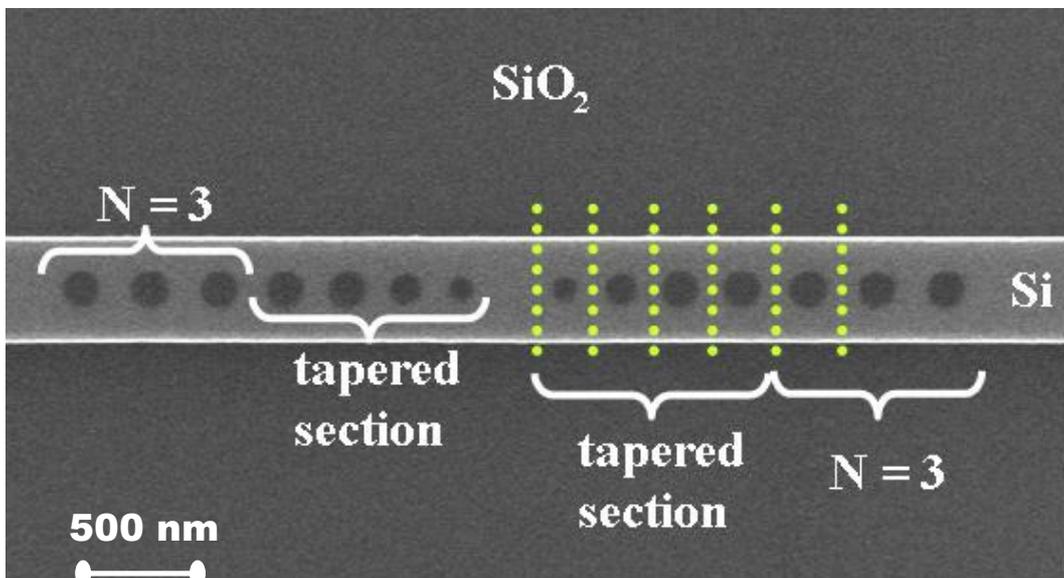
##### **3.1.1 Choix des paramètres des trous**

Nous avons vu que les miroirs formés de trous de petits diamètres (inférieurs à 150 nm) permettaient d'obtenir des pertes très faible ( $<10^{-4}$ ) (paragraphe 1.4.2.1) au bord de la bande de valence car le profil du mode de Bloch évanescent (B1) était alors peu différent de celui du mode guidé (M1). Nous allons donc réaliser une zone d'adaptation dans laquelle le diamètre des trous va progressivement augmenter pour atteindre le diamètre du miroir périodique. De même, la période associée à chaque trou sera choisie de telle sorte que l'on soit en bord de valence, là où les pertes sont les plus faibles.

Le miroir périodique se compose de trous de 180 nm de diamètre et nous sommes partis d'un trou initial de 130 nm de diamètre, facilement réalisable d'un point de vue technologique. La transition entre les deux s'effectue par une zone d'adaptation de 4 trous pour adapter le mode M1 au mode B1 : nous avons choisi des trous de diamètres 130, 160, 180, 180 nm séparés d'une distance de 300, 315, 325, 350 nm respectivement. Nous avons ainsi utilisé des modes proches de leur bande de valence, donc peu différents de M1 ce qui permet de transférer avec un minimum de pertes l'énergie dans le mode B1. Le choix de ces diamètres s'est fait de façon intuitive dans un premier temps et optimisé numériquement. Il

n'y a pas de vrai critère de choix si ce n'est que les pertes sont minimales pour ces dimensions compte tenu des choix initiaux que nous avons fait.

Remarquons que ce nombre de 4 trous est relativement important quand on le compare aux travaux de Noda où un unique trou est déplacé. La difficulté majeure réside dans l'asymétrie de la structure sur substrat qui augmente le désaccord initial entre le mode M1 et B1 et nous oblige donc à réaliser une zone d'adaptation plus grande. De plus, si l'adaptation est trop brutale il semble que le mode d'ordre supérieur B2 qui n'est pas évanescence puisse être excité. Ainsi, une grande zone d'adaptation permet un passage plus progressif du mode M1 au mode B, en empêchant l'excitation du mode B2.



**Figure 40 - Photo MEB d'une cavité avec N=3 trous dans la partie périodique des miroirs.**

La figure 5 présente une photo MEB d'une cavité réalisée. Les diamètres et les distances entre trous mesurés sont proches des valeurs nominales. Les diamètres mesurés au MEB sont de 130, 160, 185, 181 nm avec une précision d'environ +/- 5 nm.

### 3.1.2 Validation théorique de la zone d'adaptation

Avec ces tailles mesurées, nous avons fait des calculs 3D (section 1.4.2) du miroir comportant une infinité de trous dans sa partie périodique. La Figure 41 compare les pertes d'un miroir périodique sans adaptation à celles du miroir adapté avec la zone d'adaptation précédemment décrite.

De manière évidente, la zone d'adaptation permet de réduire significativement les pertes à l'interface guide-miroir. Au centre de la BIP ( $\lambda \sim 1,6 \mu\text{m}$ ), les pertes sont très faibles, de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-5}$  soit 400 fois plus faibles que celles du miroir sans zone d'adaptation. Cela montre que la conversion progressive du mode M1 dans le mode B permet à la fois de réduire fortement les pertes hors du plan, mais aussi de ne pas exciter le mode B2.

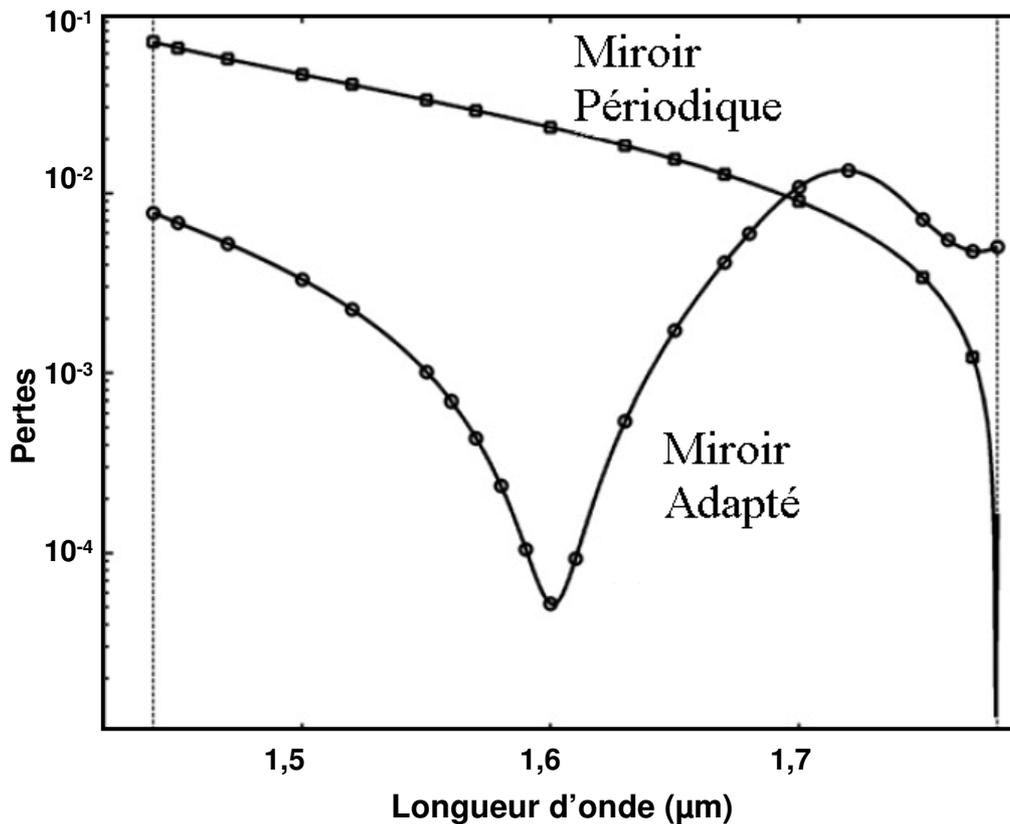


Figure 41 - Comparaison entre les pertes d'un miroir périodique sans adaptation et celles d'un miroir adapté avec 4 trous pour une infinité de trous dans la partie périodique. Les limites de la BIP sont représentées par les traits pointillés.

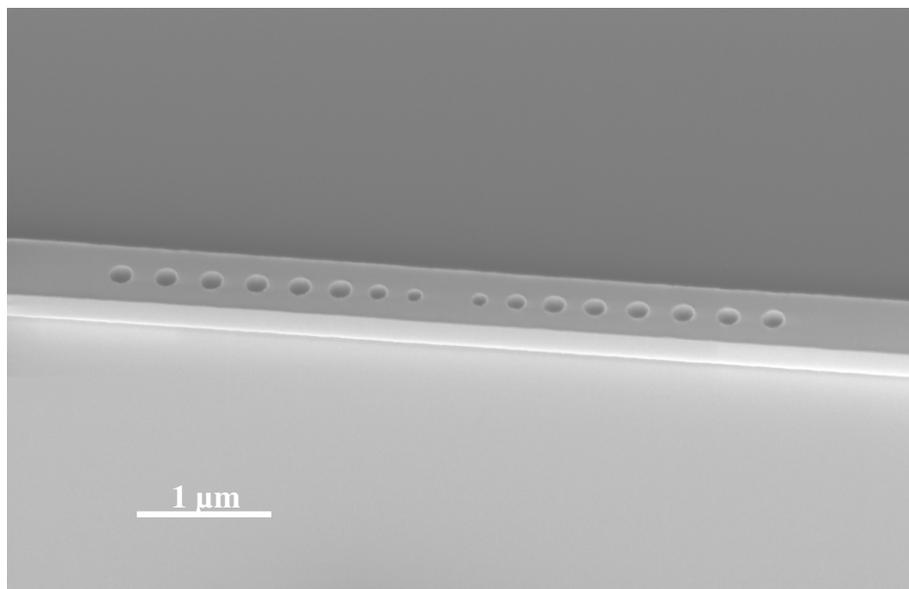
Les pertes du miroir périodique décroissent de façon monotone alors que celles du miroir adapté présentent un minimum au centre de la BIP. En effet, les modes de Bloch évanescents ont été choisis de façon à obtenir des profils proches de celui de M1 à une longueur d'onde  $\lambda \sim 1,6 \mu\text{m}$  au centre de la BIP du miroir périodique. De part et d'autre de ce point, les profils des modes évanescents correspondant à chacun des quatre trous de la zone d'adaptation se différencient du mode M1 et les pertes augmentent. Cependant, notre processus d'adaptation reste valable sur une large bande spectrale. En effet, si le facteur de

qualité voulu<sup>4</sup> est de l'ordre de 10 000 (respectivement 100 000), ce qui correspond à des pertes de l'ordre de  $10^{-3}$  ( $10^{-4}$ ), notre calcul prédit un intervalle spectral opérationnel de 100 nm (20 nm).

Une cavité formée des miroirs infinis adaptés de la Figure 41 et résonant à l'optimum de 1,6  $\mu\text{m}$  présenterait un Q de 380 000. Nous appellerons ce facteur de qualité maximal le facteur de qualité intrinsèque ( $Q_i$ ). La longueur de cavité minimale est de l'ordre de  $\lambda/2n_{\text{eff}}$  c'est-à-dire 425 nm dans notre cas. Ceci représente un volume modal de  $0,6(\lambda/n)^3$  c'est-à-dire un rapport  $Q/V_m$  maximum de  $6,3 \cdot 10^5$ . Cette valeur est à comparer à la valeur record expérimentale de  $7 \cdot 10^5$  obtenue par Notomi et al. (TAN07c) sur membrane alors que dans notre cas, nous sommes sur substrat.

### 3.2 Mesure large bande de la transmission en lumière blanche

Nous avons fabriqué et caractérisé des cavités à adaptation modale ayant un nombre N de trous dans le miroir périodique variant de 2 à 7. La zone d'adaptation reprend les tailles obtenues dans le paragraphe 3.1.1. Le procédé de fabrication est détaillé dans le chapitre 2. La précision de positionnement est de 2 nm et les tailles sont ajustées à 10 nm près.



**Figure 42 – Photographie MEB d'une cavité fabriquée (N=4).**

---

<sup>4</sup> Pour un standard WDM dense cela permet d'avoir un ensemble de cavités opérationnelles sur toute la largeur spectrale.

Les résultats présentés sont issus de trois lots de puces que nous avons fabriqués durant les trois années de ma thèse. Le premier lot que nous avons fabriqué utilisait une conception faite avec des calculs de guide et de miroir sans substrat. Il a permis de caractériser les cavités à miroirs périodiques présentés dans la section 2.1. Les cavités à adaptation, par contre, n'ont pas permis d'obtenir des facteurs de qualité supérieurs à 700, alors que la théorie tablait sur plusieurs milliers. Nous avons émis l'hypothèse que l'effet du substrat était beaucoup plus important que prévu et qu'il fallait prendre en compte son influence lors de la conception. La conception a été refaite et nous avons fabriqué un second lot que nous avons testé pour des cavités jusqu'à  $N=4$ . La caractérisation a été menée à l'Institut d'Optique, et ces cavités ont permis d'obtenir des facteurs de qualité allant jusqu'à 10 000 (VEL06a). Nous avons établi que le facteur de qualité était limité par la transmission des miroirs et non par les pertes. Nous avons donc fabriqué un dernier lot avec des cavités allant jusqu'à  $N=7$  afin d'obtenir un régime où le facteur de qualité est limité par les pertes. Ce dernier lot mesuré au CEA Grenoble, dont la plupart des résultats montrés dans cette thèse sont issus, a permis d'obtenir des facteurs de qualité allant jusqu'à 60 000.

Tout d'abord nous avons mesuré la transmission en lumière blanche des miroirs adaptés. Comme pour les miroirs non adaptés nous observons un bord de bande à 1400 nm. La simulation montre que le deuxième bord de bande est à 1700 nm hors de notre gamme de détection Figure 43 pour  $N=4$ ).

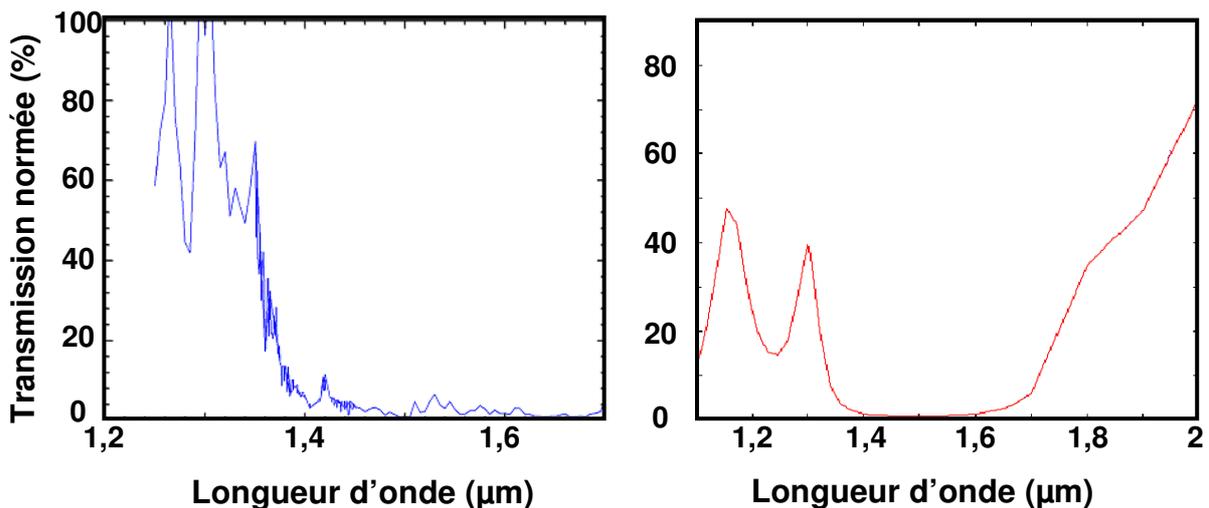


Figure 43 - A gauche, Spectre en transmission d'un miroir adapté avec  $N=4$ . A droite, calcul 3D de la structure correspondante.

Nous avons ensuite mesuré des cavités formées des mêmes miroirs adaptés pour  $N$  de 1 à 4 (Figure 44). Comme dans le cas des cavités à miroirs périodiques non adaptés, nous

### *Micro-cavités linéiques à grands facteurs de qualité*

observons une large BIP s'étendant sur près de 300 nm. Nous retrouvons aussi un pic de résonance qui se situe au voisinage de 1,58  $\mu\text{m}$  quelque soit le nombre de trous. La source blanche utilisée n'est pas suffisamment puissante et les spectres n'ont pas été mesurés avec la meilleure résolution. En particulier nous n'avons pas pu caractériser les cavités  $N=5, 6, 7$ . Les facteurs de qualité pour  $N=1$  à 4 vont de la centaine à 4500 pour  $N=4$ . Compte tenu de la faible résolution de ces mesures, nous pensons que ces valeurs de  $Q$  sont sous-estimées. Par la suite, nous avons utilisé un laser accordable pour améliorer la résolution spectrale.

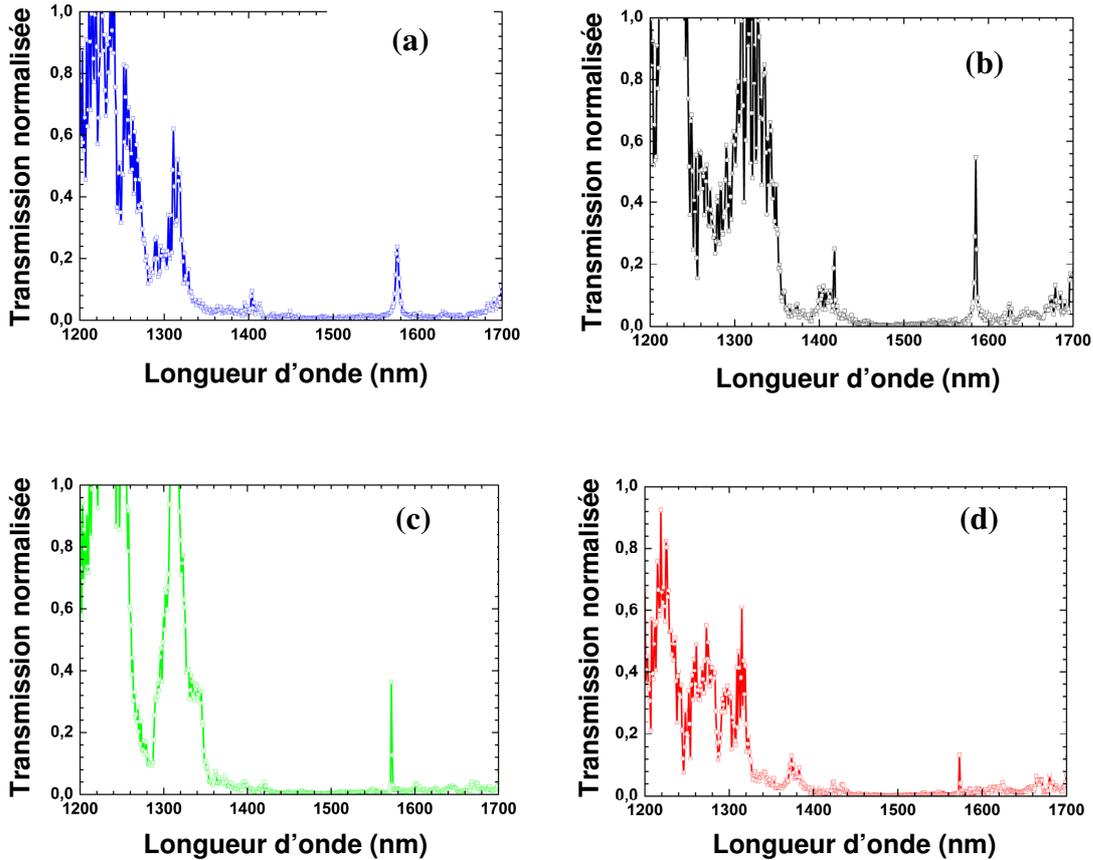


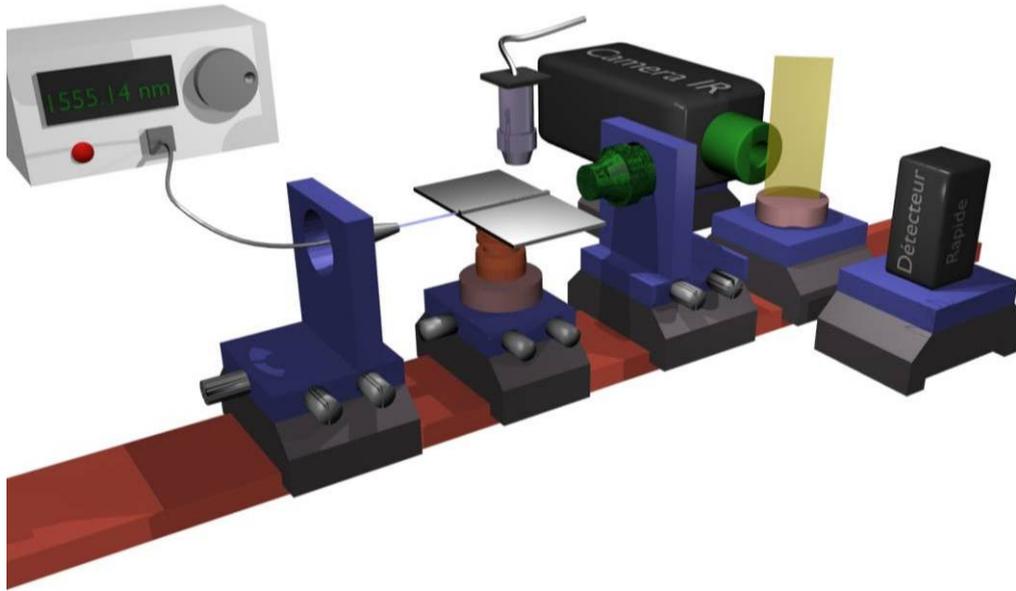
Figure 44 - Spectre en transmission des cavités adaptées avec un nombre croissant de trous périodiques dans le miroir. (a) N=1, (b) N=2, (c) N=3, (d) N=4.

### 3.3 Mesure avec un laser accordable

Pour compléter ces mesures nous avons utilisé un laser accordable et le banc de caractérisation du CEA. Cette configuration va nous permettre de mesurer les structures avec plus de précision sur un intervalle spectral restreint.

#### 3.3.1 Spectroscopie en mode guidé avec un laser accordable

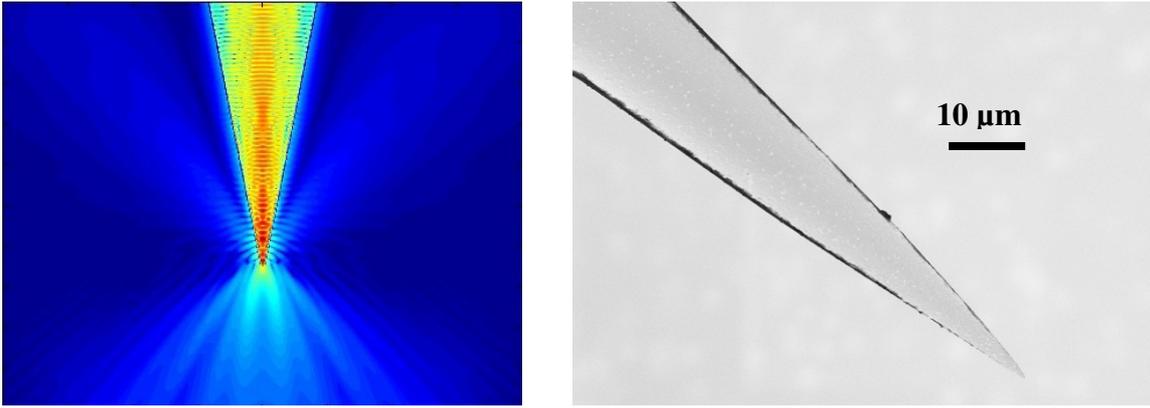
La source blanche a été remplacée par un laser accordable qui possède une bande spectrale s'étalant de 1,45  $\mu\text{m}$  à 1,59  $\mu\text{m}$  par pas de 1 pm précis à 10 pm. La puissance de sortie de ce laser est comprise entre 0,2 mW et 5 mW. Comme la raie d'émission du laser est très fine ( $<0,1$  pm), le spectromètre ne présente aucun intérêt et n'a pas été utilisé dans cette configuration. Par ailleurs, le détecteur germanium ne peut pas être utilisé car les niveaux de puissance sont trop élevés. Nous l'avons remplacé par une photodiode en InGaAs (Figure 45).



**Figure 45 - Schéma du banc de mesure en transmission avec un laser accordable - CEA GRENOBLE.**

En entrée nous avons d'abord utilisé le même objectif que dans la configuration « lumière blanche ». Néanmoins, le réglage était encore plus délicat qu'auparavant et la stabilité de l'ensemble n'a pas permis d'effectuer des spectres de plus de quelques dizaines de minutes. Ces problèmes nous ont conduit à développer une solution plus élaborée.

La fibre de sortie du laser a été attaquée chimiquement pour affiner son extrémité. (FOU06). Le calcul a montré que ce type de micro-pointe optique produisait en sortie un faisceau très fin (@FADI) que nous pouvons utiliser pour l'injection dans un guide d'onde (Figure 46). Le champ émis par la pointe est divergent et pour injecter dans le guide d'onde dont l'ouverture numérique est restreinte, il est donc nécessaire d'approcher cette pointe suffisamment près de la face d'entrée du guide ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ). Néanmoins les réglages sont plus faciles car on visualise la pointe et non le point focal du faisceau. La stabilité a été améliorée (le couplage reste stable plusieurs heures) et la lumière est injectée avec une efficacité au moins 10 fois supérieure au couplage par objectif.



**Figure 46 - À gauche, calcul du champ dans une pointe en silice tirée des travaux de Fadi Baida. À droite, photo MEB d'une pointe en silice réalisée par attaque chimique**

Plusieurs heures sont nécessaires pour aligner l'ensemble. Pour une puissance injectée de 5 mW, le détecteur ne reçoit que quelques  $\mu\text{W}$ , c'est-à-dire que environ un millième de la puissance est transmise d'un bout à l'autre du dispositif. Dans l'optique d'une application, il est bien sûr nécessaire d'améliorer l'efficacité du couplage. D'autres groupes (GAL07, SHO02, MCN03) ont proposé des solutions complexes efficaces pour augmenter le coefficient de couplage (>80%). En particulier l'une d'elles consiste à insérer un polymère d'indice intermédiaire entre l'air et le silicium pour limiter les pertes au couplage.

#### a Mesure point par point

Dans un premier temps nous avons utilisé une chaîne de mesure proche de celle utilisée en lumière blanche. Le laser accordable est piloté par un ordinateur qui permet d'incrémenter la longueur d'onde par pas réglable et le signal du détecteur est mesuré à l'aide d'un voltmètre numérique relié au même ordinateur. Le temps de mesure va dépendre de la résolution demandée et de la plage de longueur d'onde examinée. Pour donner un ordre de grandeur, effectuer une mesure sur toute la plage du laser (1450 nm à 1590 nm) à la résolution maximum de 1 pm prendrait environ 20 heures. Tout d'abord, une résolution de 5 à 10 pm est suffisante. De plus, les mesures en lumière blanche ont permis de connaître la position du pic de résonance. Il n'est donc pas nécessaire d'acquérir le spectre sur toute la plage de longueur d'onde et des spectres de quelques dizaines de nm sont amplement suffisants ce qui permet d'avoir des mesures n'excédant pas la demi heure et de s'affranchir ainsi des problèmes de stabilité.

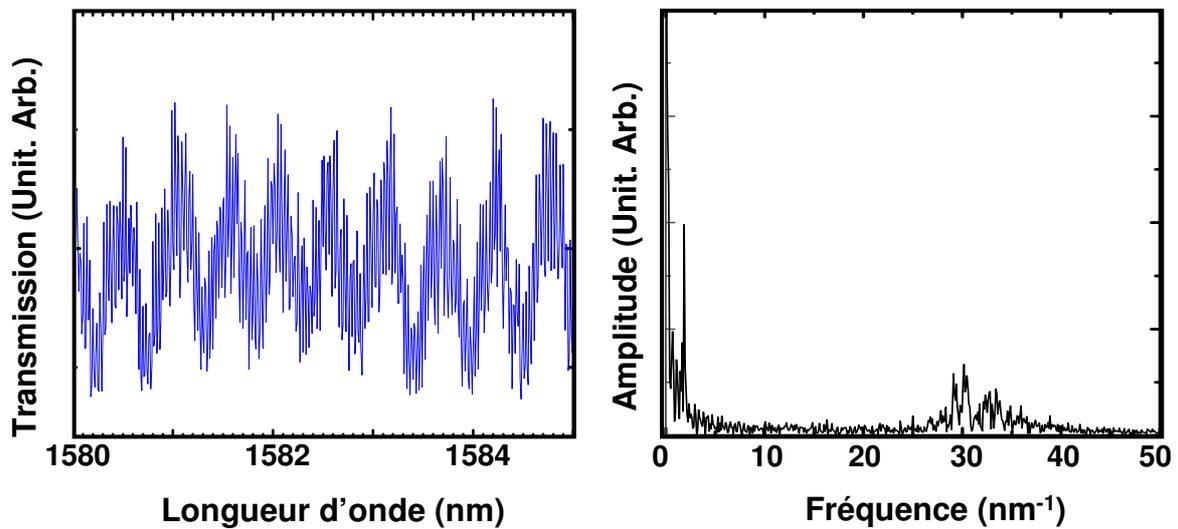


Figure 47 – À gauche, transmission d'un guide ruban échantillonné à 10 pm. A droite, Transformée de Fourier de ce spectre en transmission.

Le spectre de la Figure 47 montre des oscillations Fabry-Perot dues aux réflexions sur les faces clivées de l'échantillon. Il suffit d'échantillonner le signal au double de la fréquence la plus élevée de ces oscillations pour bien résoudre le spectre (théorème de Shannon). Ainsi, un échantillonnage compris entre 5 et 10 pm suffit.

#### b Mesure en balayage

Dans un second temps, nous avons amélioré la chaîne de mesure en accélérant le balayage en longueur d'onde du laser. En effet, avec la source accordable dont nous disposons, il est possible de faire varier la longueur d'onde en continu avec une vitesse de 100nm/s. Ce balayage permettrait de faire une mesure en quelques secondes.

Pour acquérir le signal il faut donc un détecteur avec une bande passante supérieur à 100 kHz et un instrument capable d'enregistrer à cette fréquence élevée. Nous avons ainsi remplacé le voltmètre numérique par un oscilloscope numérique avec une capacité d'enregistrement de 1 GS/s (1 milliard de point par seconde).

L'avantage de cette chaîne de mesure est de pouvoir obtenir des spectres très résolus (1 pm de résolution) sur toute la gamme du laser en quelques secondes. Le gain en temps de mesure permet de s'affranchir des mesures en lumière blanche pour localiser la zone d'intérêt. De plus, nous avons vu que les cavités avec un grand nombre de trous dans le miroir ( $N > 4$ ) ne peuvent pas être mesurées en lumière blanche car la puissance transmise est insuffisante.

A plus long terme, ce type de mesure peut encore être amélioré car il existe déjà des lasers accordables avec des balayages plus rapides et des détecteurs avec des bandes passantes

de quelques MHz. Ceci pourrait permettre de mesurer et valider plusieurs milliers de composants intégrés sur une même puce en seulement quelques minutes.

### 3.3.2 Estimation du facteur de qualité

Les oscillations Fabry-Perot dues aux réflexions sur les faces clivées de l'échantillon se superposent au signal de la cavité et compliquent la détermination du facteur de qualité. La figure 13 montre l'exemple de deux spectres obtenus sur des cavités différentes et où les oscillations qui modulent le pic de résonance sont clairement visibles.

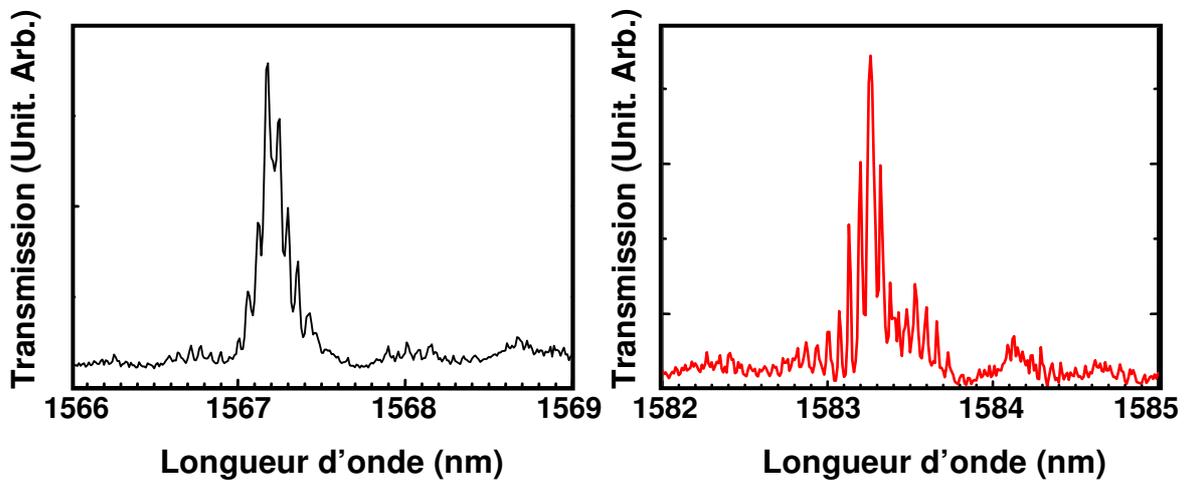


Figure 48 – Exemple de deux spectres en transmission de cavités mesurées sur des puces différentes.

La cohérence élevée du laser (longueur de cohérence ~ 3m à 2 km) implique que toute réflexion du système produit des interférences et donc des oscillations de l'intensité mesurée. Ces réflexions ont lieu sur les faces clivées de l'échantillon, mais aussi sur les optiques du banc ou les discontinuités du guide, comme par exemple les adaptateurs. A titre indicatif la réflexion calculée sur une face clivée est d'environ 30%, cette valeur est à moduler bien sûr par l'état de surface. Nous avons effectué une transformée de Fourier des deux spectres de la figure 13 pour connaître les longueurs des cavités Fabry-Perot mises en jeu (Figure 49).

Dans les deux cas un pic large apparaît, respectivement autour de 15 et 17nm<sup>-1</sup>. Les longueurs L des cavités correspondantes sont données par :

$$L = \lambda^2 f_i / 2n_g \quad (3.1).$$

Les valeurs numériques qui en découlent : 4 et 5mm, correspondent bien aux longueurs des guides de l'échantillon et à la distance entre le bord de l'échantillon et les cavités étudiées.

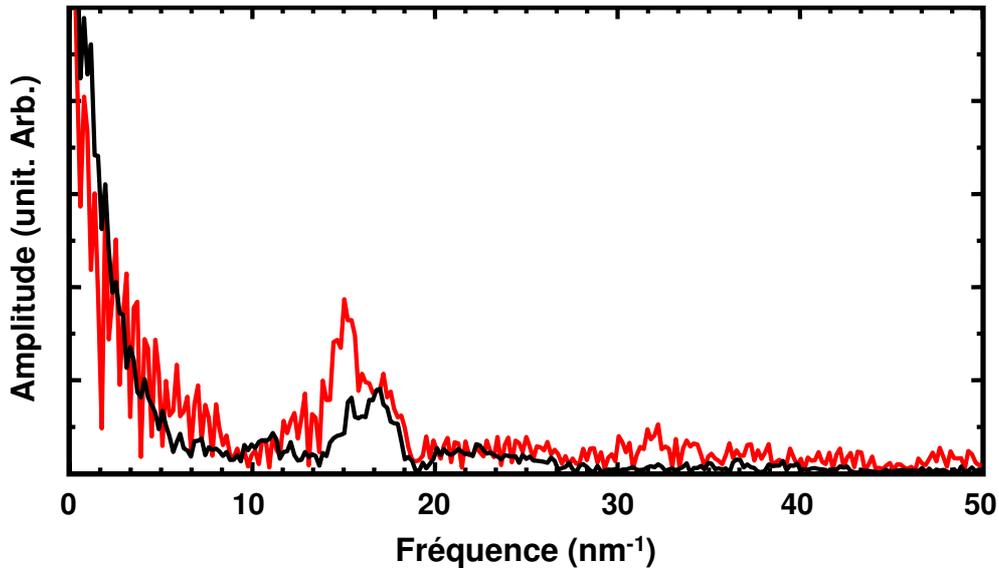


Figure 49 - Transformée de Fourier en amplitude des spectres de la Figure 48.

La résonance d'un Fabry-Perot a la forme d'un pic d'Airy que nous pouvons approximer par une lorentzienne, plus simple à traiter. Notons que cette approximation est d'autant meilleure que la résonance est aigue.

Une lorentzienne  $L(x)$  s'écrit sous la forme :

$$L(\lambda) = \frac{A \frac{w}{2}}{\left(\frac{w}{2}\right)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2}, \quad (3.2)$$

où  $w$  est la largeur à mi-hauteur du pic de résonance,  $A$  un coefficient et  $\lambda_0$  la longueur d'onde de résonance. La transformée de Fourier de cette fonction est une exponentielle décroissante de constante  $1/\pi w$ . Cette décroissance visible dans la Figure 49 est fortement bruitée et donc difficile à exploiter.

Le facteur de qualité est obtenu par  $Q = \lambda_0/w$ . La valeur de  $\lambda_0$  est précise à quelques pm. Par contre l'estimation de  $w$  est beaucoup plus délicate, car la régression en exponentielle décroissante de la transformée de Fourier induit dans certains cas des erreurs supérieures à 100% (Figure 50).

Suite à ces constatations, nous avons voulu tester aussi d'autres méthodes d'estimation du facteur de qualité. Dans un premier temps, nous allons tester ces différentes méthodes sur une cavité modèle et non sur des spectres expérimentaux. A partir du spectre calculé de la cavité modèle dont tous les paramètres sont fixés, nous extrayons le facteur de qualité et nous le comparerons à la valeur initiale. Pour calculer le spectre de transmission, nous reprenons le

formalisme de la cavité Fabry-Perot présenté au premier chapitre (paragraphe 1.1) et le calcul de la transmission est effectué par la méthode des matrices de transfert (Figure 51).

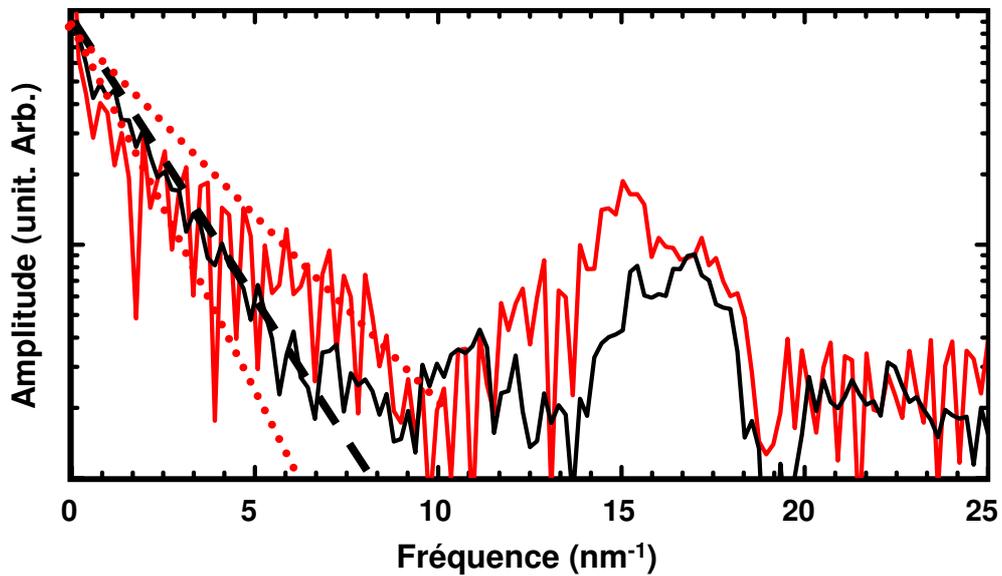


Figure 50 - même courbe que la Figure 49 en échelle logarithmique. En pointillé les régressions linéaires possible pour les deux courbes.

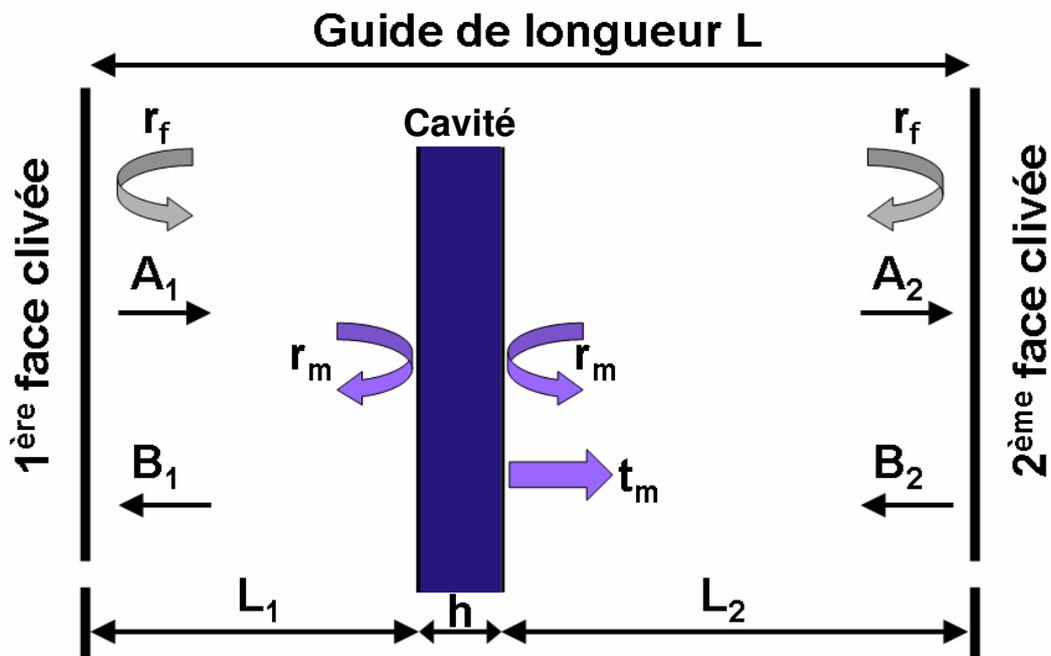


Figure 51 - Schéma du modèle d'une cavité dans un guide d'onde. Les différentes interfaces sont considérées comme des plans possédant une réflectivité et une transmission modale. La cavité (en bleue) est placée à une distance  $L_1$  de la première face clivée et à une distance  $L_2$  de la deuxième face clivée.  $r_f$  est la réflectivité modale et  $t_f$  la transmission modale des faces clivées ;  $r_m$  et  $t_m$  représentent la réflectivité et la transmission modale des miroirs de la cavité test. La cavité de longueur  $h$  est placée à une distance  $L_1$  de la première face clivée et  $L_2$  de la deuxième face clivée

a Mise en défaut de la méthode de filtrage direct

La méthode de filtrage direct consiste à ajuster au mieux la courbe de la transformée de Fourier par une décroissance exponentielle et pour estimer la largeur à mi hauteur du pic de résonance.

Le calcul par matrice de transfert permet de tester très rapidement une configuration donnée (moins d'une seconde). Le filtrage direct peut être appliqué à la transmission de la cavité test en faisant varier certains paramètres (les longueurs par exemple) pour connaître leur influence sur l'estimation de  $Q$ .

Nous avons choisi une configuration proche de celle que nous avons mesuré avec  $L_1=4$  mm et  $L_2=5$  mm. Nous avons estimé le facteur de qualité pour deux cavités test dont les facteurs de qualité valent 10 000 et 25 000 par un filtrage direct en faisant varier de moins de 1% les longueurs  $L_1$  et  $L_2$  de façon aléatoires. Dans la Figure 52, nous avons représenté le rapport entre le facteur de qualité de la cavité test  $Q_{FP}$  et celui donné par filtrage direct  $Q_{fit}$  en fonction du contraste des franges Fabry-Perot. Le contraste dépend des pertes en ligne du guide d'onde, de la réflexion de la face clivée et peut donc être fixé dans le modèle. Nous avons pris des pertes variant entre 5dB/cm et 20 dB/cm et fixé la réflexion aux faces clivées à 25%.

Nous pouvons remarquer que plus le contraste augmente plus le rapport peut prendre des valeurs différentes de 1. Dans le cas de la cavité avec  $Q_{FP}=10\ 000$ , l'erreur commise varie entre 10 % et 40 % et le facteur de qualité est majoritairement sous-estimé.

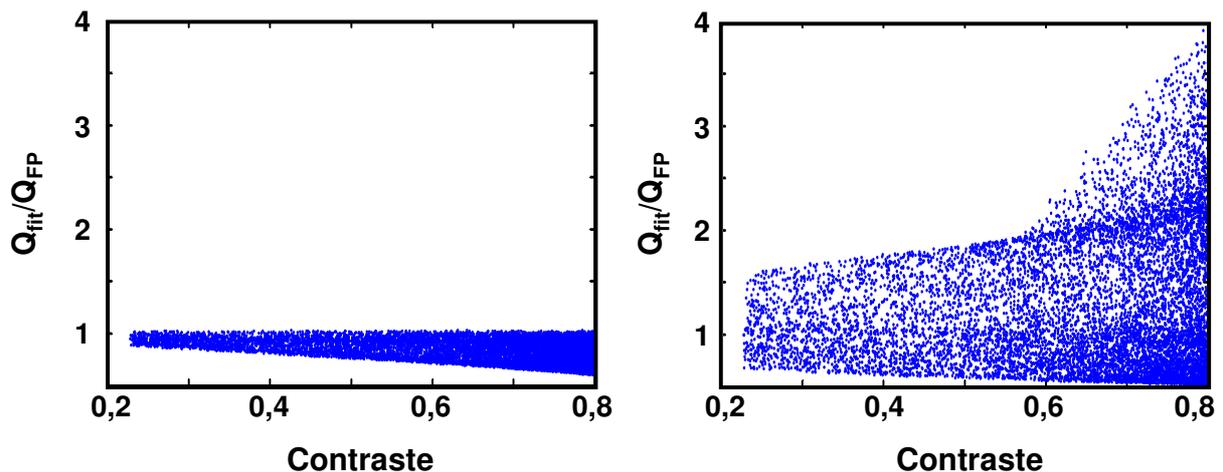


Figure 52 - Estimation du facteur de qualité par filtrage direct. Ces deux graphes représentent le rapport entre le facteur de qualité obtenu par filtrage direct ( $Q_{fit}$ ) et le facteur de qualité imposé dans le modèle ( $Q_{FP}$ ) en fonction du contraste des franges Fabry-Perot. Le  $Q_{FP}$  imposé est de 10 000 à gauche et de 25 000 à droite. 10 000 configurations sont testées avec des longueurs  $L_1$  et  $L_2$  qui varient aléatoirement de moins de 1%. Le contraste est modifié en modifiant les pertes en ligne du guide d'onde.

Dans le cas de la cavité avec  $Q_{FP}=25\ 000$ , l'erreur peut atteindre un facteur 4 dans le cas le plus défavorable et le facteur de qualité peut tout autant être sous-estimé ou surestimé. Notons que de faibles fluctuations sur les longueurs modifient la réponse du système de façon importante, rendant le filtrage direct très sensible à celles-ci. Cette méthode ne permet donc pas d'estimer les facteurs de qualité avec une bonne précision.

Dans la Figure 48, nous pouvons voir des spectres expérimentaux où le contraste est soit modéré (à gauche) soit important (à droite). Dans les deux cas, le contraste est suffisant pour que l'incertitude sur l'estimation du facteur de qualité dépasse largement 10%.

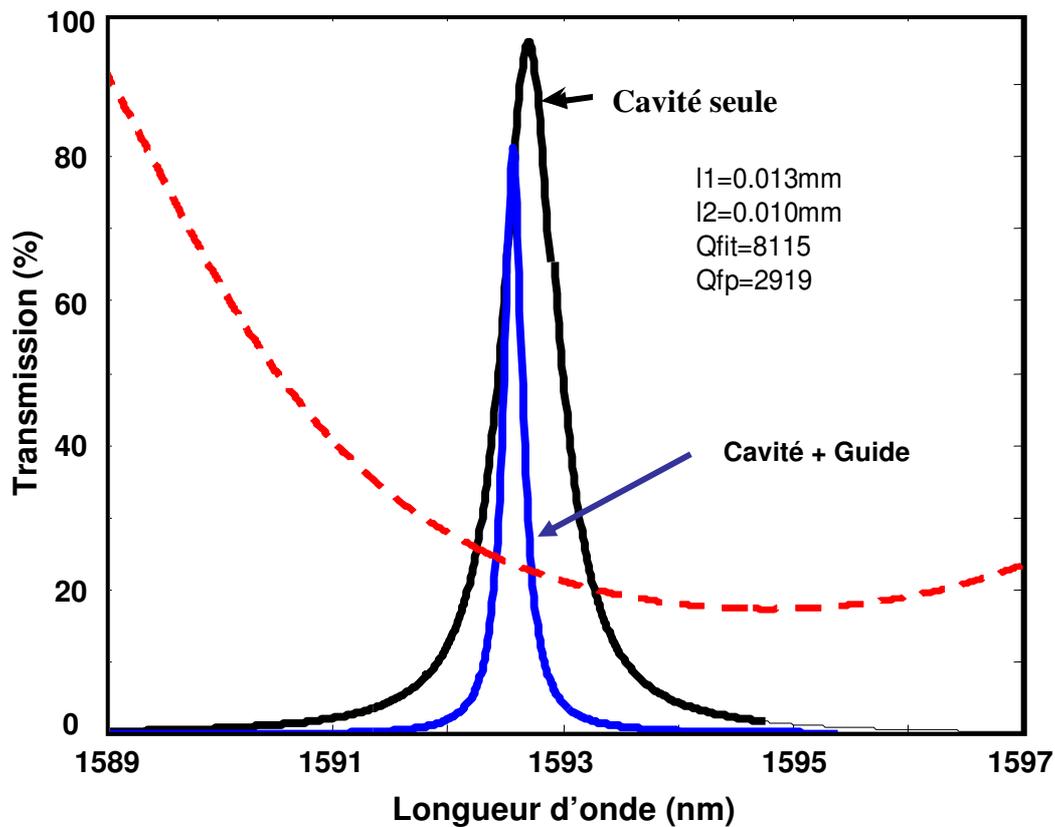


Figure 53 - Comparaison entre le pic de résonance en transmission de la cavité (courbe noire) et celui transmis par le système des trois cavités (courbe bleue). En pointillé rouge, représentation d'une frange Fabry-Perot.

Remarque : dans le cas particulier où les longueurs de guide sont très courtes, l'interfrange des franges Fabry-Perot (courbe en pointillé rouge) est grand devant la largeur du pic de résonance et on pourrait penser que les oscillations ne perturbent pas la détermination du facteur de qualité. Dans la Figure 53, en noir, nous avons représenté la réponse en transmission de la cavité modèle seule, en bleu, la transmission de l'ensemble du système (guide plus cavité) et en pointillé les oscillations Fabry-Perot. Nous observons un pic trois fois plus fin pour l'ensemble du système que pour la cavité seule. Cet affinement est du au fait

que la phase à la transmission varie plus vite à la résonance avec ce système de cavités couplées que pour la cavité seule. Même dans ce cas a priori favorable nous voyons donc que les oscillations Fabry-Perot perturbent la détermination de Q.

## b Méthode bicarrée

La méthode bicarrée est empirique, elle utilise une moyenne mobile dont la fenêtre est à peu près égale à l'interfrange des oscillations Fabry-Perot (ROD02). Cette moyenne permet de supprimer l'influence des oscillations sur le pic de résonance et nécessite donc de faire l'hypothèse que la transmission de la cavité varie peu sur un interfrange. En pratique, cela implique que le pic de résonance contienne une dizaine de franges.

En utilisant le formalisme de la section 1.1, la transmission du système s'écrit :

$$t = \frac{t_c t_f^2 u_1 u_2}{1 - r_f r_c (u_1^2 + u_2^2) + (r_c^2 - t_c^2) r_f u_1^2 u_2^2} \quad (3.3)$$

Où  $u_1$  et  $u_2$  sont donnés par  $u_j = \exp(ikn_{\text{eff}}L_j)$ .

Nous travaillons avec l'hypothèse que  $|t_c|^2$  et  $|r_c|^2$  sont constants sur la fenêtre de calcul de la moyenne. De plus, cette fenêtre est choisie de façon à éliminer l'influence des oscillations Fabry-Perot, c'est-à-dire que la moyenne des termes  $u_1$  et  $u_2$  sont nulle

Nous avons constaté que la transformée de Fourier de l'inverse de la transmission ne contient que les fréquences des franges Fabry-Perot et non les fréquences sommes de celle-ci. En appliquant la moyenne mobile sur l'inverse de la transmission on évite toute influence des fréquences sommes.

L'inverse de la transmission filtrée s'écrit :

$$\left\langle \frac{1}{|t|^2} \right\rangle |t_c|^2 |t_f|^4 = 1 + 2|r_f|^2 |r_c|^2 + |r_c^2 - t_c^2|^2 |r_f|^4 \quad (3.4)$$

Dans l'équation (3.4) nous avons la mesure par le biais de  $\left\langle \frac{1}{|t|^2} \right\rangle$  et l'inconnue est  $|t_c|$ . Cette équation devient, en réarrangeant les termes :

$$0 = 4r_f |t_c|^4 - \left( 2r_f^2 + 4r_f^4(1-P) + \left\langle \frac{1}{|t|^2} \right\rangle t_f^4 \right) |t_c|^2 + 1 + 2r_f^2(1-P) + r_f^4(1-P)^2 \quad (3.5)$$

où P représente les pertes de la cavité :  $P=1-|t_c|^2-|r_c|^2$ .

Nous obtenons donc une équation bicarrée en  $|t_c|$ .

Comme nous l'avons dit précédemment,  $r_f$  peut être estimée entre 20 et 30%. A partir de la transmission à la résonance, il est possible de déterminer les pertes P. Une fois ces

valeurs déterminées, la résolution de l'équation (3.5) permet de retrouver  $|t_c|^2$  qui correspond à la réponse de la cavité seule. Une fois cette réponse trouvée, en effectuant un filtrage direct, nous obtenons le Q.

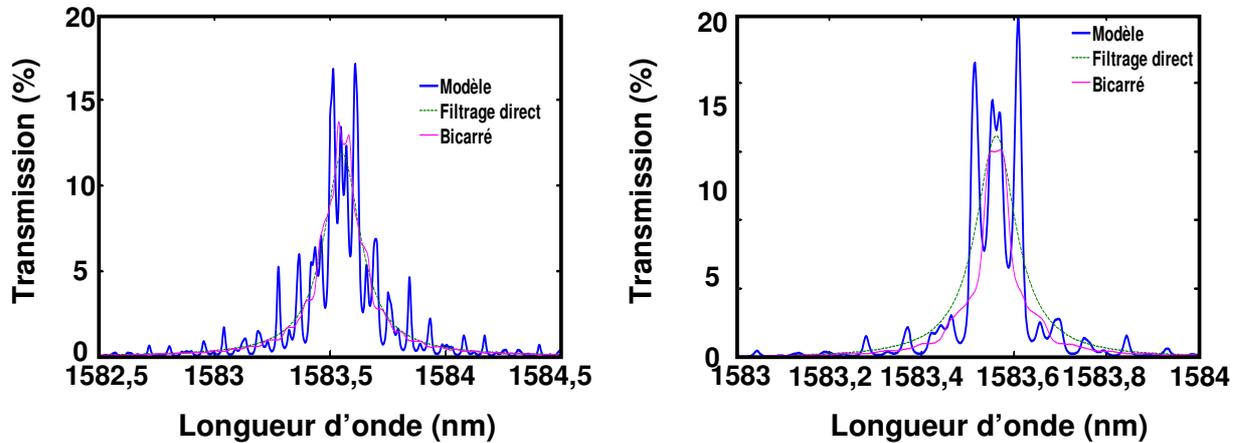


Figure 54 - Deux exemples d'application de la méthode bicarré sur deux cavités modèles avec  $Q=9250$  (à gauche) et  $Q=23560$  (à droite). Les courbes bleues représentent les transmissions données par le modèle et les courbes en pointillé vert donne le résultat du filtrage direct. Les courbes magenta donnent le filtrage par résolution de l'équation bicarré.

La Figure 54 donne deux exemples d'applications de cette méthode. Dans le cas de gauche (respectivement de droite), une cavité Fabry-Perot avec un  $Q$  de 9250 (respectivement 23560) est modulée par des franges dont le contraste est de 50%. Le filtrage direct donne un  $Q_{fit}$  de 8150 (respectivement 15000) soit une erreur de 20 % (respectivement 40%). Le filtrage bicarré quant à lui permet d'estimer le facteur de qualité à 9150 (respectivement 22000) soit une erreur de moins de 5%.

Cette méthode bicarré permet donc d'estimer des facteurs de qualité avec moins de 5 % d'erreur même dans le cas de franges Fabry-Perot marquées comme dans cet exemple et malgré une imprécision sur la détermination des pertes et de la réflexion sur les faces clivées.

### c Méthode par ajustement des degrés de liberté

La méthode précédente, de part ses hypothèses, requiert une dizaine de franges Fabry-Perot au minimum dans le pic. Compte tenu des longueurs que nous obtenons après clivage, cette hypothèse n'est plus valable pour des facteurs de qualités supérieures à 25 000. Le modèle présenté Figure 51 peut être utilisé pour ajuster la courbe de transmission expérimentale en travaillant sur un certain nombre de paramètres. Nous avons choisi cinq

paramètres d'ajustement: les deux longueurs  $L_1$  et  $L_2$ , le facteur de qualité  $Q$  de la cavité, la transmission à la résonance et l'indice effectif du mode fondamental.

Pour ajuster ces paramètres nous avons employé la méthode du simplex qui est un algorithme standard de recherche de minimum. Nous avons choisi comme quantité à minimiser l'écart quadratique qui se décrit comme :

$$e_q = \sum_{\text{échantillon de point}} (Y_{\text{exp}} - Y_{\text{modèle}})^2 \text{ où les } Y_{\text{exp}} \text{ sont les valeurs de transmission expérimentales}$$

et les  $Y_{\text{modèle}}$  les valeurs de transmission calculées avec le modèle.

Cet algorithme permet seulement de trouver des minima locaux. Pour obtenir des solutions réalistes il faut donc des conditions initiales pas trop éloignées de la solution. Les longueurs sont estimées par mesure au microscope avec une précision de 100  $\mu\text{m}$ . Des simulations permettent d'avoir une estimation du facteur de qualité attendu et la transmission est déterminée à partir des mesures expérimentales.

Il s'agit d'une méthode itérative, après quelques minutes de calcul et plusieurs centaines d'itérations, les paramètres n'évoluent plus.

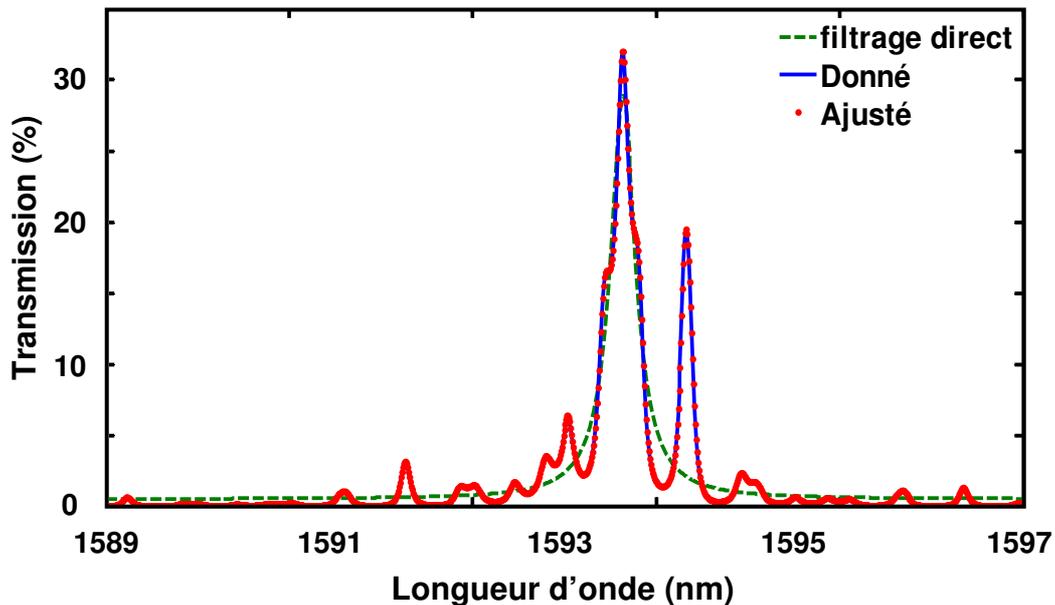


Figure 55 - Comparaison entre le résultat du calcul donné par le modèle avec un jeu de paramètres standard ( $L_1=4\text{mm}$ ,  $L_2=5\text{mm}$ ,  $Q=25\ 000$ , contraste élevé – en bleu) et l'estimation par ajustement (en point rouge). La courbe en pointillés verts donne le résultat du filtrage direct.

Figure 55, nous avons simulé la transmission d'une cavité avec un  $Q$  de 25 000 dont l'estimation par filtrage direct donne de mauvais résultats. Nous prenons des longueurs  $L_1$  et  $L_2$  réalistes de 4 mm et 5 mm. Nous introduisons des pertes assez faibles ( $<5\text{dB/cm}$ ) afin d'obtenir un grand contraste des franges Fabry-Perot. Nous avons pris comme conditions

initiales : des longueurs de 5 mm pour les deux branches, un Q initial de 20 000 et un indice effectif de 2,7. Le résultat de l'ajustement est satisfaisant puisque les deux courbes se superposent.

Le facteur de qualité estimé est de 27 000 et les longueurs trouvées sont de 4,16 mm et 5,11 mm. Ces résultats, proches des valeurs initiales prouvent la fiabilité de cette méthode.

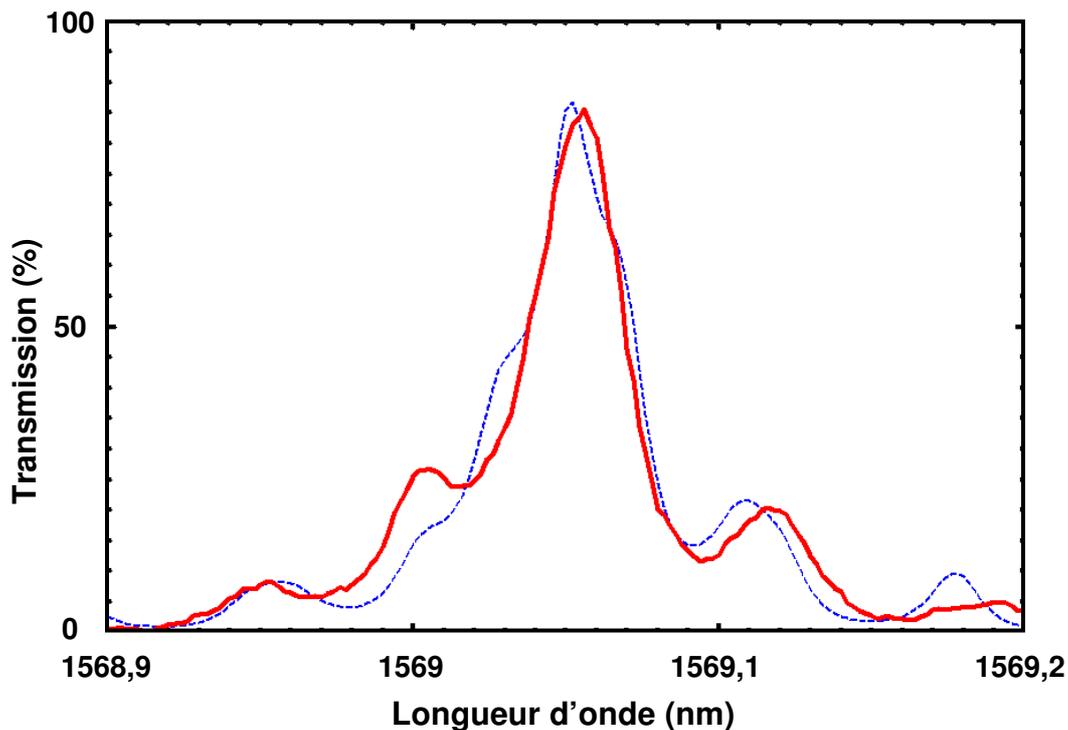


Figure 56 - Comparaison entre le résultat du modèle par ajustement (en pointillé bleu) et la courbe expérimentale (trait continu rouge) pour une cavité avec  $N=5$ . Les résultats de la simulation donnent un facteur de qualité de 20 000 et des longueurs de 5 et 4 mm.

Dans la Figure 56, nous montrons une comparaison entre le modèle dont les paramètres ont été ajustés et une courbe expérimentale. L'accord est relativement bon et le facteur de qualité obtenu est de 20000, l'incertitude étant inférieure à 10%.

En conclusion, nous avons choisi d'utiliser la méthode bicarrée pour les facteurs de qualités inférieures à 10 000. Au-delà de cette valeur, nous avons utilisé la méthode d'ajustement pour estimer le Q.

### 3.3.3 Résultats des mesures en transmission et estimation du facteur de qualité

Le spectre en transmission d'une cavité  $N=5$  est donné Figure 57. On peut remarquer un fond continu non nul qui semble indiquer une transmission non négligeable hors de la résonance.

La simulation donne pourtant un rapport entre transmission à la résonance et hors de la résonance d'au moins 100, alors qu'expérimentale nous observons des rapports de 5. Ce fond correspond à de la lumière parasite passant par le substrat et par de multiples réflexions dans le banc de transmission. La Figure 57 montre un spectre obtenu lorsque la fibre d'injection n'est pas couplée avec la cavité et permet de confirmer qu'il s'agit bien de lumière parasite : si la transmission de la cavité était à l'origine de ce fond continu, le spectre obtenu serait alors nul, ce qui n'est pas le cas. Par la suite ce fond continu qui parasite les mesures sera donc retranché.

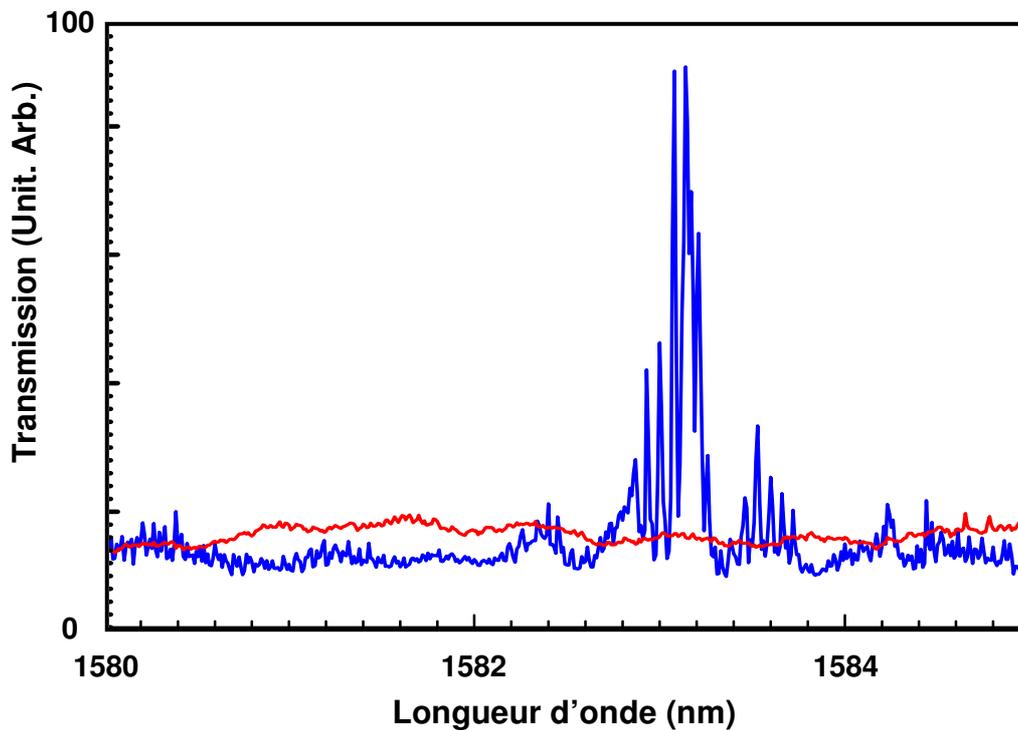


Figure 57 - Spectre du fond continu obtenu en se découplant du guide d'onde en rouge en comparaison d'un spectre en transmission (N=5) en bleu.

Le pic de résonance obtenu avec le laser accordable correspond à celui observé en lumière blanche, il est modulé par les oscillations hautes fréquences des franges Fabry-Perot.

La Figure 58 reprend les spectres de transmission effectués pour N allant de 3 à 7. Sur chacun d'eux nous avons retiré le fond continu et normalisé la transmission par celle de guides d'onde de référence sans cavité. Les pics s'affinent avec l'augmentation du nombre de trous périodiques dans le miroir ce qui correspond à l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc de Q.

Comme décrit précédemment nous avons utilisé la méthode bicarré jusqu'à des facteurs de qualité d'environ 10 000 et nous avons alors utilisé la méthode d'ajustement des degrés de liberté au-delà.

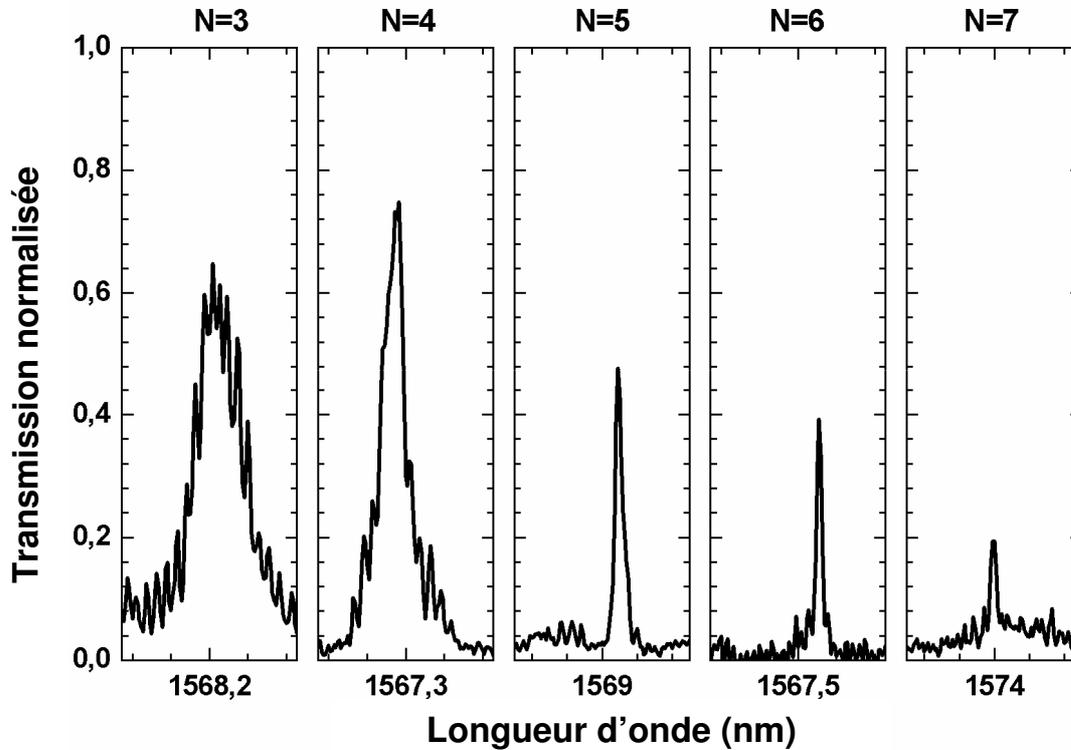


Figure 58 – Spectres en transmission de cavités avec N=3, 4, 5, 6, 7 en unité normalisée (la normalisation est discutée plus loin) sur un intervalle de 1 nm en longueur d'onde.

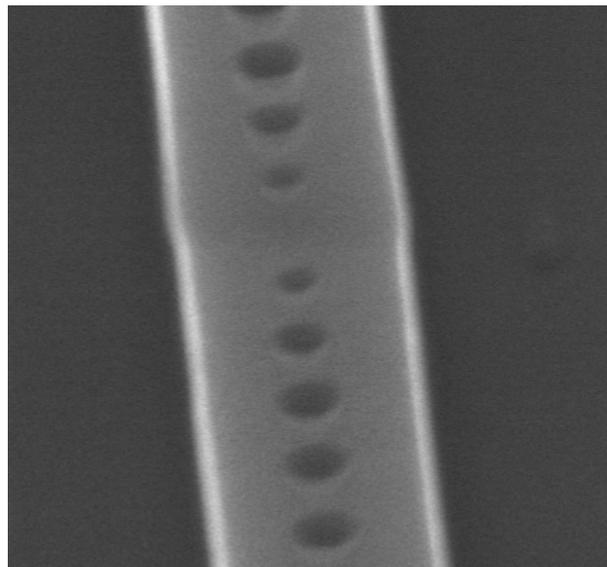
Nous avons déterminé les longueurs caractéristiques des guides d'onde nécessaires au modèle à partir des mesures au microscope et de l'analyse de la transformée de Fourier des spectres.

	Q mesuré (+/- 10%)	Méthode	Longueur d'onde de résonance (nm)
N=2	1100	bicarré	1567
N=3	2700	bicarré	1568,22
N=4	8200	bicarré	1567,26
N=5	20000	ajustement	1569,09
N=6	45000	ajustement	1567,62
N=7	58000	ajustement	1574,00

Tableau 4 – Récapitulatif des mesures des cavités à adaptation modale.

Ces différentes méthodes appliquées à l'ensemble des spectres de transmission permettent de fournir les valeurs données dans le Tableau 4.

Les longueurs de cavités sont identiques pour l'ensemble des structures. La longueur d'onde de résonance des cavités fluctue à cause des imperfections de fabrication mais reste dans une fenêtre de 2 nm excepté pour N=7. Ce décalage s'explique sans doute par un léger défaut au niveau de la cavité que nous avons visualisé au MEB (Figure 59) et qui ne se retrouve pas sur les autres cavités.



**Figure 59 - Photo MEB du centre de la cavité avec N=7.**

Les facteurs de qualité estimés augmentent bien avec le nombre de trous dans le miroir périodique. Cette progression est assez rapide jusqu'à N=6 et stagne par la suite. Avec 7 trous dans le miroir périodique nous obtenons un facteur de qualité record de 58 000 avec une incertitude de 10 %. Les dimensions de cette cavité n'excède pas 10  $\mu\text{m}$  de long (2 miroirs + cavité) sur un guide de 500 nm de large en encombrement et son volume modal est de  $0,6 (\lambda/n)^3$ . Elle est plus compacte que d'autres types de cavité ayant les mêmes performances (AKA03, TAN07b)

Pour N=5 les deux méthodes permettent d'obtenir des résultats proches : 20 000 pour la méthode par ajustement des degrés de liberté et 24 000 pour la méthode bicarrée. Ce dernier résultat est toutefois contestable car les hypothèses de validité ne sont plus respectées (une dizaine de franges Fabry-Perot dans le pic de résonance).

### 3.3.4 Mesure des pertes verticales et estimation du facteur de qualité

Afin de confirmer les résultats précédents, nous avons effectué une mesure des pertes verticales des mêmes structures, toujours en utilisant le laser accordable. Nous avons utilisé les mêmes méthodes d'estimation du facteur de qualité que le Tableau 4 pour un même N à la fois en transmission et pour les pertes.

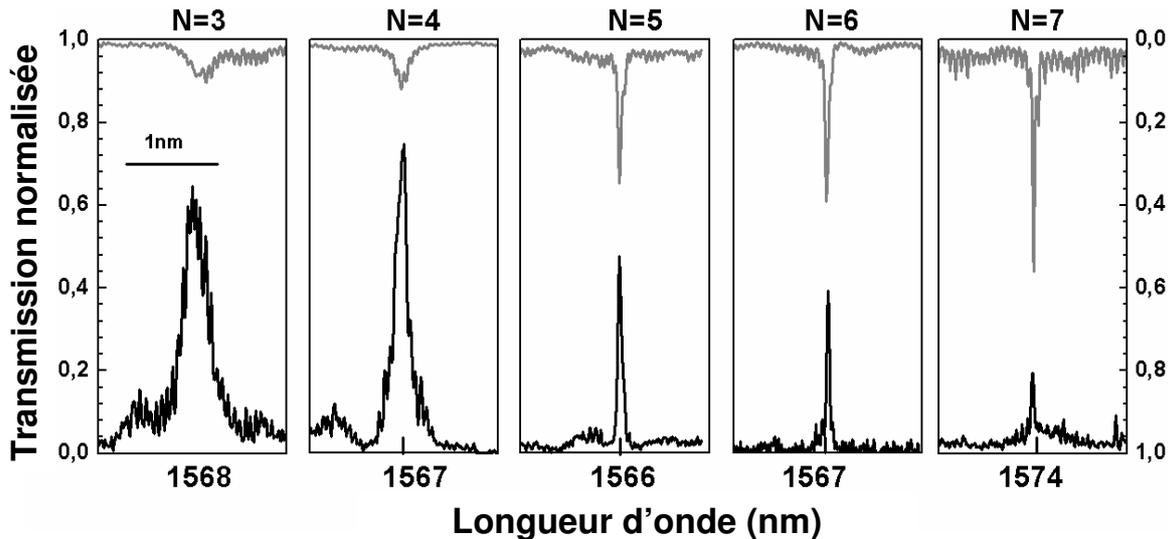


Figure 60 – Spectres obtenus en mesurant par-dessus (axe inversé) et spectres en transmission (axe normal) pour les différents N considérés.

La Figure 60 confronte les mesures de transmission (axe normal) et les mesures par-dessus (axe inversé). Conformément au modèle Fabry-Perot, les pertes présentent des résonances à la même longueur d'onde que celles obtenues en transmission.

En effectuant une transformée de Fourier d'un des spectres obtenus par-dessus l'échantillon, un seul pic de fréquence apparaît. Celui-ci correspond à la distance entre la face d'entrée du guide d'onde et la cavité, contrairement au cas de la transmission où on voyait aussi les oscillations entre les deux faces clivées. Avec ces 2 spectres (transmission et pertes) comportant des régimes d'oscillations Fabry-Perot différents nous obtenons le même facteur de qualité. Cela montre la robustesse de nos méthodes de détermination du facteur de qualité et confirme les valeurs précédentes. L'ensemble des valeurs de Q ainsi obtenues est donné dans le Tableau 5.

	Q transmission	Q pertes	Longueur d'onde de résonance (nm)
N=2	1100	Pas de mesure	1567
N=3	2700	2400	1568,22
N=4	8200	8800	1567,26
N=5	20000	22000	1569,09
N=6	45000	43000	1567,62
N=7	58000	57000	1574,00

Tableau 5 – Tableau comparatif des valeurs de facteurs de qualité obtenues à partir de la transmission et des pertes. Les pertes de la cavité N=2 n'ont pas été mesurées.

Notons que le pic de résonance des pertes augmente en intensité avec N alors qu'il diminue pour la transmission. En effet plus N augmente, plus le mode tourne à l'intérieur de la cavité et donc plus il subira de pertes aux miroirs. La mesure des pertes nous permet d'avoir un pic de résonance bien plus intense que le bruit du fond continu.

### 3.4 Discussion sur les résultats expérimentaux

Après avoir présenté les résultats expérimentaux, nous allons les comparer aux simulations 3D des cavités.

Nous avons calculé les facteurs qualité des cavités à adaptation de mode dans le paragraphe 3.1.2 pour un nombre de trous infinis. Les miroirs que nous avons utilisés ont un nombre de trous finis et nous allons donc recalculer ces Q pour un nombre fini de trous. Le facteur de qualité est obtenu à partir de la relation (1.6) :

$$Q = \frac{\pi \sqrt{R_m}}{1 - R_m} \left[ \frac{2hn_g}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\pi} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right) \right], \quad (3.6).$$

Où  $R_m$ ,  $n_g$  et la dérivée de  $\varphi$  sont calculés et présentés Figure 61.

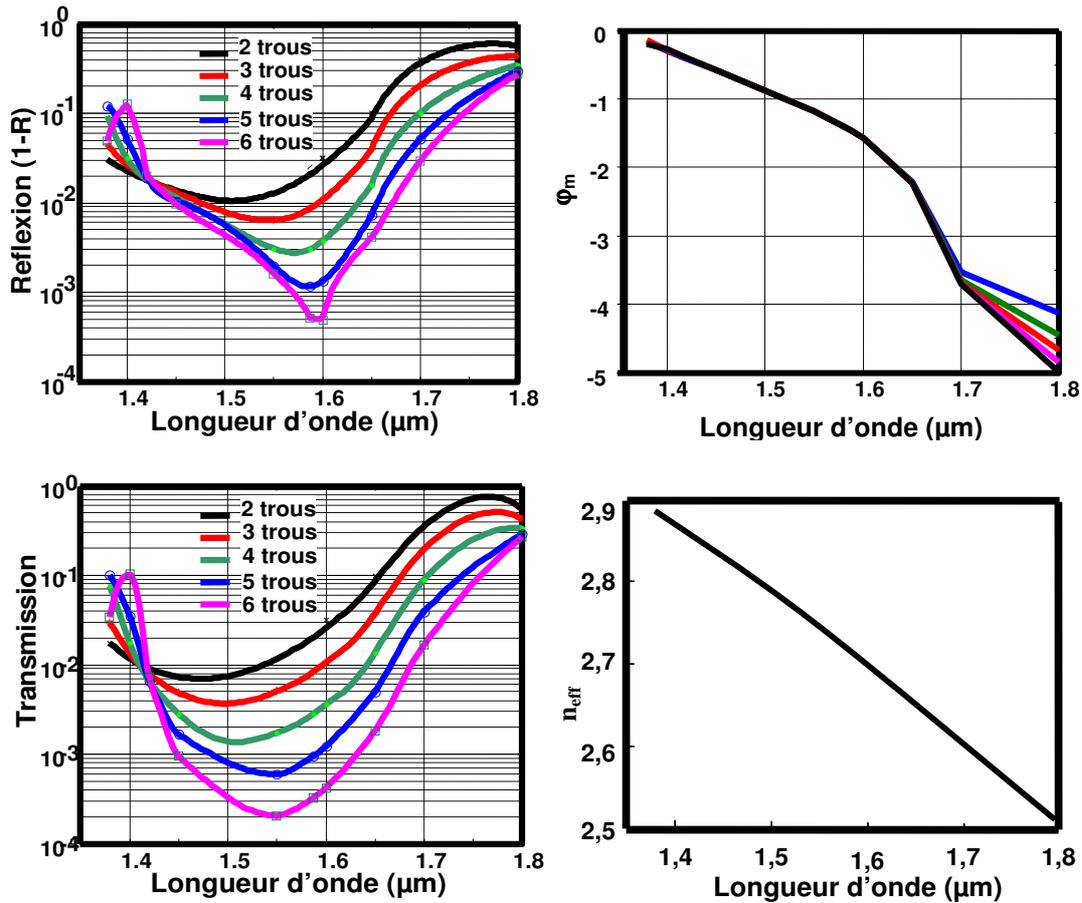


Figure 61 - Caractéristiques principales d'un miroir adapté en fonction de la longueur d'onde pour différents N. En haut à gauche : réflexion du miroir. En haut à droite : évolution de la phase à la réflexion. En bas à gauche : transmission, à droite : évolution de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du mode M1.

Les caractéristiques géométriques des structures sont mesurées à quelques nm près et nous avons donc calculé les facteurs de qualité pour des diamètres de trous variant de +/- 10nm autour des valeurs mesurées. Les calculs ont été effectués pour la longueur d'onde de résonance observée et pour la longueur d'onde de 1.6 $\mu\text{m}$  qui correspond au minimum de pertes pour N infini (cf. fig. 6). En effet les cavités n'ont pas été fabriquées pour résonner à cette longueur d'onde mais pour 1.57 $\mu\text{m}$ , le laser étant limité à 1.59 $\mu\text{m}$ .

	Q mesuré (+/- 10%)	Q théorique	Longueur d'onde de résonance (nm)
N=2	1100	1270	1567
N=3	2700	3200	1568,22
N=4	8200	9600	1567,26
N=5	18000/22000	18000/24000	1569,09
N=6	40500/49500	22000/50000	1567,62
N=7	54000/66000	30000/60000	1574,00

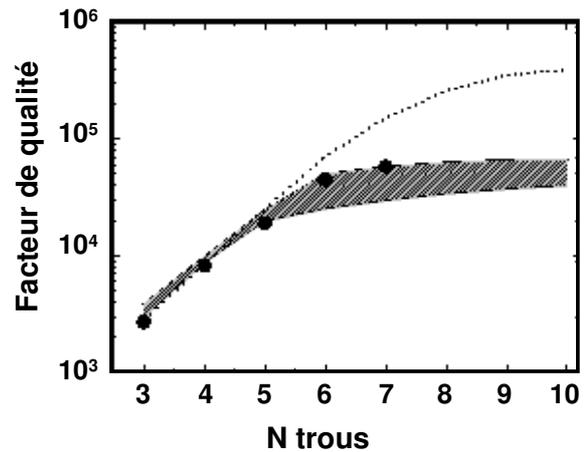


Figure 62 - Evolution du facteur de qualité en fonction du nombre de trous N dans le miroir périodique et tableau récapitulatif des mesures et des calculs. En noir les points expérimentaux, en hachuré les Q calculés pour des cotes variant de +/-10nm, en pointillé le Q calculé pour la longueur d'onde optimale 1.6µm.

La Figure 62 présente un récapitulatif des facteurs de qualité expérimentaux et calculés pour un nombre croissant de trous. Elle met en évidence deux régimes :

- Pour  $N > 5$ , nous observons un plafonnement du facteur de qualité qui s'explique par la limitation de la réflexion des miroirs due aux pertes hors du plan, limitation déjà évoquée paragraphe 1.2.2. En effet, les calculs montrent que les pertes qui sont de l'ordre de  $10^{-4}$ , sont majoritairement dues à la zone d'adaptation : nous pouvons donc les considérer comme constantes et indépendantes du nombre de trous. La transmission des miroirs devient de l'ordre des pertes (voir figure 24) et  $T_{\max}$  chute.

- Pour  $N < 5$ , avant d'atteindre cette saturation le facteur de qualité augmente rapidement avec le nombre de trous dans le miroir. Dans ce régime la réflectivité des miroirs est principalement limitée par la transmission. Les pertes sont négligeables devant la transmission et le  $T_{\max}$  est important.

Nous pouvons constater que les mesures et les simulations effectuées pour les longueurs résonnantes observées concordent. Cependant les mesures ne tendent pas vers le Q optimal de  $4 \cdot 10^5$  correspondant à la longueur d'onde de 1.6µm. A partir des valeurs calculées dans la Figure 61, nous avons calculé l'évolution du facteur de qualité en fonction de la longueur d'onde de résonance (Figure 63). Pour chaque longueur d'onde nous avons normalisé le facteur de qualité par la valeur maximale. Nous observons que l'optimum du facteur de qualité se déplace en longueur d'onde et que cet optimum devient de plus en plus étroit au fur à mesure que N augmente. Or, comme dit précédemment, les cavités ont été fabriquées pour une résonance donnée de 1.57µm quelque soit N. Pour N=3 et 4 nous sommes

proches de l'optimum, mais au fur et à mesure que N augmente nous nous en écartons. Il est donc normal que nous ne tentions pas vers le Q maximal  $Q_i = 4.10^5$ . Cet affinement explique que l'élargissement de la zone grisée de la figure 25 : plus N augmente et plus la cavité est sensible aux variations de cotes. Le système reste cependant large bande. Par exemple, la zone où l'on peut obtenir un facteur de qualité supérieur à 10000 s'élargit jusqu'à atteindre 100 nm dans le cas limite où le nombre de trous tend vers l'infini.

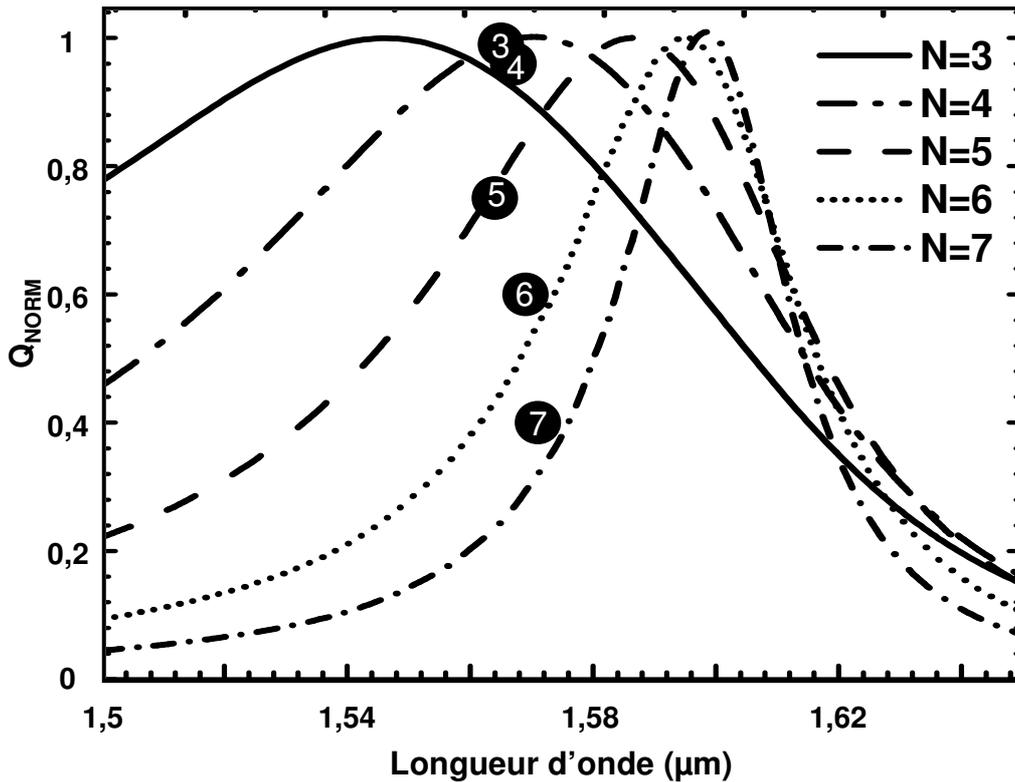


Figure 63 – Evolution du facteur de qualité normalisé ( $Q_{NORM}=Q/Q_{max}$ ) en fonction de la longueur d'onde de résonance pour des cavités avec différents N.

L'origine de ce décalage en longueur d'onde est liée au fait que la transmission est minimale à  $1.55 \mu m$  et les pertes à  $1.6 \mu m$ . A petit N le miroir est limité par la transmission, le Q optimal se situe vers  $1.55 \mu m$ . Quand N augmente le miroir est limité par les pertes et le Q optimal se déplace donc vers  $1.6 \mu m$ .

Nous avons défini précédemment le facteur de qualité intrinsèque ( $Q_i$ ) correspondant à un nombre infini de trous dans le miroir périodique, c'est-à-dire la valeur limite de facteur de qualité de la courbe de la Figure 62. Nous allons déterminer  $Q_i$  expérimentalement à partir de la transmission à la résonance ( $T_{max}$ ).

La transmission à la résonance  $T_{max}$  est donnée par :

$$T_{max} = 1/(1+L_m/T_m)^2 \quad (3.7).$$

Il est possible de déterminer numériquement les termes de l'équation (3.6) donnant le facteur de qualité et nous obtenons  $Q=19,6/(1-R_m)$ . A partir de la mesure de  $Q$ ,  $R_m$  peut être déterminé avec une bonne précision. Lorsque le  $N$  tend vers l'infini et que la transmission devient nulle, le facteur de qualité tend vers  $Q_i$  que nous pouvons alors approximer par  $Q_i=19,6/L_m$ . Estimer  $Q_i$  revient donc à estimer  $L_m$ , les pertes des miroirs.

La transmission à la résonance permet de relier la transmission et les pertes des miroirs. Cette relation permet de déduire que  $Q/Q_i=1-(T_{\max})^{1/2}$ . La détermination de  $T_{\max}$  permet donc d'extraire une valeur expérimentale de  $Q_i$  et des pertes du miroir.

$T_{\max}$  est obtenu en normalisant les spectres en transmission par le spectre d'un guide d'onde de référence qui est relativement constant et indépendant de la longueur d'onde. Malgré le fait que les guides soient tous fabriqués sur le même substrat, les mesures de plusieurs guides d'onde donnent des niveaux transmis pouvant différer d'un facteur 3. Nous expliquons ces différences par des différences d'état de surface de clivage et de couplage d'un guide à l'autre. Dans notre étude nous avons choisi le niveau maximum mesuré même, si cela conduit à sous-estimer le  $T_{\max}$ .

Compte tenu des disparités observées sur les guides d'ondes, les  $T_{\max}$  sont approximatifs et ne nous permettront donc que d'obtenir des ordres de grandeurs de  $Q_i$ .

En prenant en compte les facteurs de qualité que nous avons mesurés, nous pouvons borner les pertes entre  $10^{-4}$  (valeur minimale donnée par le calcul à la longueur d'onde de résonance des cavités) et  $3.10^{-4}$  (valeur correspondant au facteur de qualité maximal obtenu de 58000). Il faut noter que le  $T_{\max}$  que l'on mesure pour les cavités avec  $N<5$  est largement sous-estimé. En effet, les pertes des miroirs sont négligeables devant leurs transmissions, ce qui implique que le  $T_{\max}$  doit être élevé. Pour ces deux valeurs extrêmes de pertes, des simulations effectuées nous indiquent que le  $T_{\max}$  est supérieur à 80% alors que les valeurs expérimentales nous permettent seulement de les considérer supérieures à 60%. Dans (VEL06b) cette estimation nous a permis de prédire un  $Q_i$  supérieur à 45 000, ce qui montre bien qu'en mesurant par la suite un  $Q$  de 60 000 nous avons effectivement un  $T_{\max}$  bien supérieur à 60 %.

Ainsi, compte tenu des mesures effectuées, nous estimons que le  $T_{\max}$  pour  $N=7$  est compris entre 10% et 40 %. Ceci nous permet d'estimer un  $Q_i$  expérimental entre 85 000 et 160 000. Cette valeur montre que l'adaptation modale a permis de multiplier par un facteur allant de 200 à 320 le facteur de qualité intrinsèque d'une cavité sur guide ruban sans adaptation modale.

### 3.5 Conclusion sur les cavités à adaptation modale

Nous avons montré expérimentalement que des cavités à adaptation modale permettaient d'obtenir des facteurs de qualité de l'ordre de 60 000, soit 9300 en terme de finesse. Le volume modale de ces cavités est de l'ordre de  $0,6(\lambda/n)^3$ . Cette valeur est, à l'heure actuelle, le plus grand facteur de qualité obtenu pour une micro-cavité sur substrat de quelques microns de long fonctionnant aux longueurs d'onde télécom. Cette valeur représente une augmentation d'un facteur 300 par rapport aux premières cavités à miroirs périodiques réalisées en 1997 (FOR97a). Les valeurs de rapport  $Q/V_m$  obtenues sont de l'ordre de grandeur de celles obtenues pour les cavités en cristaux photoniques qui sont réalisées sur membranes (TAN07a,b,c, NOD07). La géométrie que nous proposons possède l'avantage d'être relativement robuste du point de vue des erreurs de fabrication, mais aussi mécaniquement. Cette robustesse est très attractive du point de vue de l'intégration car elle simplifie les procédés de fabrication.

Enfin, malgré le peu de précision sur les valeurs de  $T_{\max}$ , nous pouvons tout de même affirmer que la transmission de nos structures est d'au moins quelques dizaines de pourcent ; ce qui est un avantage certain pour une chaîne de traitement de l'information où les problématiques de puissance sont cruciales pour l'autonomie et la durée de vie des composants. Les performances atteintes sont compatibles avec les différentes normes WDM dont nous avons parlé en introduction, mais aussi avec d'autres applications comme les nanolaser (YOK96, PAI99) et les modulateurs optiques (SCH07) par exemple. Du point de vue de la physique, des structures ayant des performances moindres ont déjà montré la possibilité d'obtenir des effets d'électrodynamiques quantiques, ce qui laisse entrevoir de nombreux développements possibles pour ce genre de résonateurs optiques.

## **4 Les micro-cavités à recyclage de pertes optiques**

Le concept d'adaptation modale nous a permis de proposer une autre stratégie pour réduire les pertes d'un miroir afin d'augmenter sa réflectivité et ainsi augmenter le facteur de qualité d'une cavité. Nous allons voir dans cette partie une ingénierie basée sur le recyclage des pertes. L'optimisation sera effectuée sur la cavité et non sur le miroir seul comme précédemment.

#### 4.1 Optimisation du recyclage

Selon le modèle présenté en 1.5.3.2, le mécanisme de recyclage des pertes est basé sur une interférence constructive entre le mode fondamental du guide ruban et le mode à pertes décrivant les modes radiatifs de la cavité. La contribution positive des pertes dépend d'un accord de phase entre ces deux modes ainsi que de leur couplage à la réflexion.

Ce modèle ne permet pas de faire de prédiction ni de voir de tendances sur la géométrie du miroir nécessaire à une augmentation du recyclage. Nous avons donc eu recours à une méthode d'optimisation numérique. Nous avons cherché numériquement à maximiser le facteur de qualité d'une cavité avec comme degrés de liberté le diamètre du premier trou du miroir et sa distance au miroir.

Cette recherche a conduit à définir la géométrie suivante : le miroir périodique est composé de trous de 180 nm de diamètre et de 370 nm de période auquel on ajoute un premier trou de diamètre 150 nm à 300 nm de distance (Figure 64).

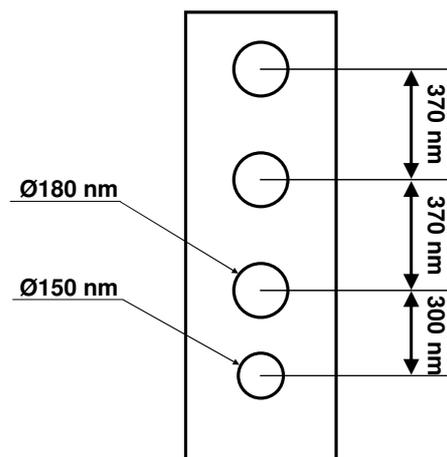


Figure 64 - Schéma d'un miroir à recyclage optimisé.

Comme décrit dans le chapitre introductif le recyclage est fondé sur un phénomène non pris en compte par le modèle Fabry-Perot. Nous allons comparer les résultats expérimentaux aux simulations 3D ainsi qu'à une analyse Fabry-Perot d'une cavité formée de 2 de ces miroirs. Pour cela nous avons calculé la réflexion des miroirs pour différents nombres N de trous dans le miroir périodique (Figure 65). La réflexion a été calculée pour des dimensions variant de +/- 10nm autour de la valeur nominale pour rendre compte des imprécisions de fabrication.

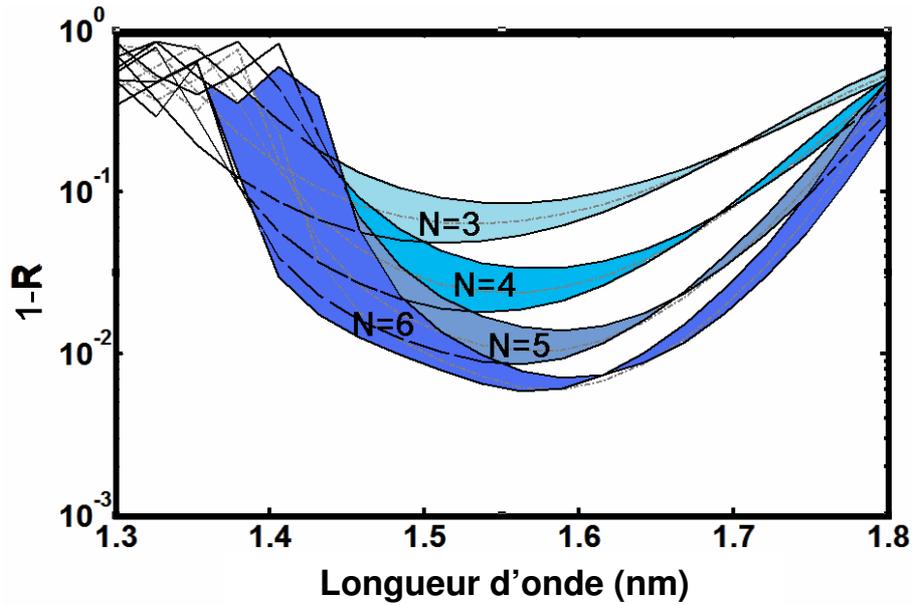


Figure 65 - Evolution de la réflexion ( $1-R$  sur la figure) d'un miroir optimisé pour le recyclage en fonction du nombre de trous dans la partie périodique du miroir. En pointillé la courbe pour les tailles nominales et en grisée l'intervalle possible pour une incertitude de  $\pm 10$  nm sur les dimensions.

Nous constatons que la réflexion de ces miroirs est supérieure à celle des miroirs totalement périodiques (paragraphe 1.2.2 figure 4).

#### 4.2 Résultats expérimentaux

Nous avons fabriqué ces cavités avec un nombre croissant de trous dans le miroir périodique. Nous avons mesuré ces cavités en lumière blanche (Figure 66).

La mesure de la transmission d'une cavité avec  $N=4$  permet de retrouver le premier bord de bande vers 1400 nm comme précédemment. On observe un pic de résonance vers 1,56  $\mu\text{m}$ . Nous avons considéré que le pic à 1,53  $\mu\text{m}$  faisait partie du bruit de fond. Ensuite nous avons effectué des mesures avec un laser accordable à l'Institut d'optique. Comme précédemment pour les cavités à adaptation modale les mesures sont modulées par les franges dues aux oscillations Fabry-Perot entre les deux faces clivées de l'échantillon. Nous avons utilisé les mêmes méthodes pour nous en affranchir.

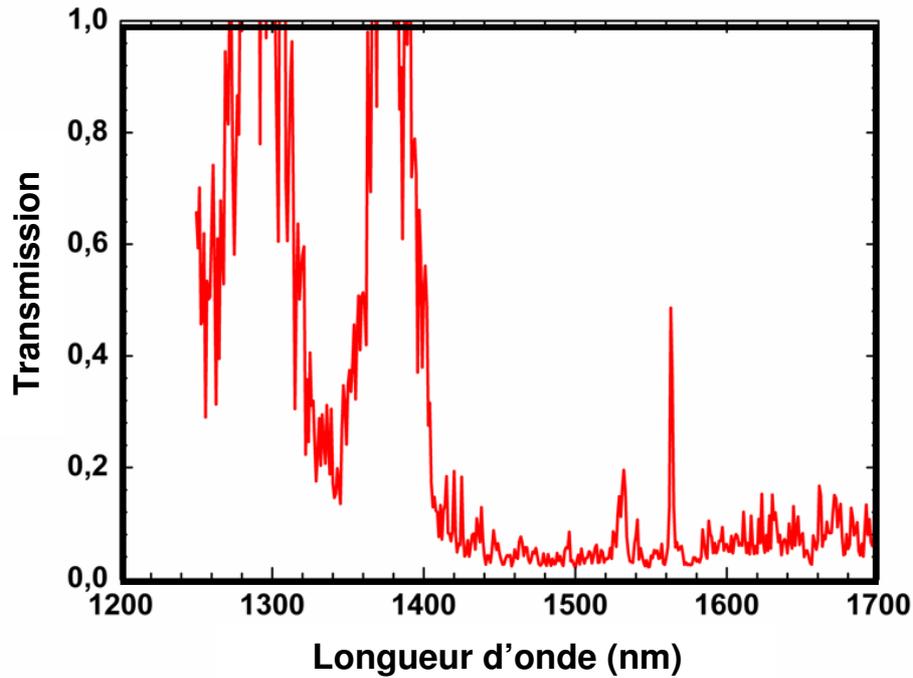


Figure 66 – Spectre en transmission d'une cavité à recyclage avec  $N=4$  mesurée en lumière blanche.

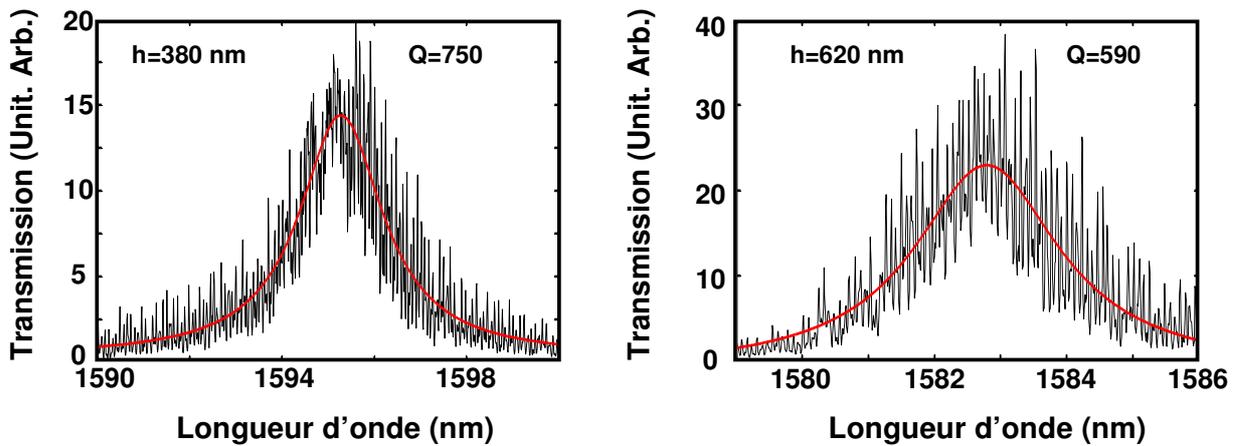


Figure 67 - Spectre en transmission de cavités à recyclage conçues pour le 2<sup>e</sup> et le 3<sup>e</sup> ordre pour  $N=4$ . L'ajustement (courbe rouge) est effectué par la méthode bicarrée.

Pour une cavité à recyclage avec  $N=4$ , nous avons mesuré des cavités de longueurs différentes correspondant au premier, deuxième et troisième ordre. Leurs facteurs de qualité sont respectivement 200, 750 et 590. Selon le modèle Fabry-Perot classique, le facteur de qualité du second ordre aurait dû être de l'ordre de 400, soit presque la moitié de sa valeur actuelle. Cette différence supérieure à l'incertitude de 5% sur le facteur de qualité s'explique par le phénomène de recyclage. Ainsi, un calcul a-FMM de la cavité dans son ensemble permet de trouver un facteur de qualité théorique de 800, ce qui est compatible avec l'estimation expérimentale.

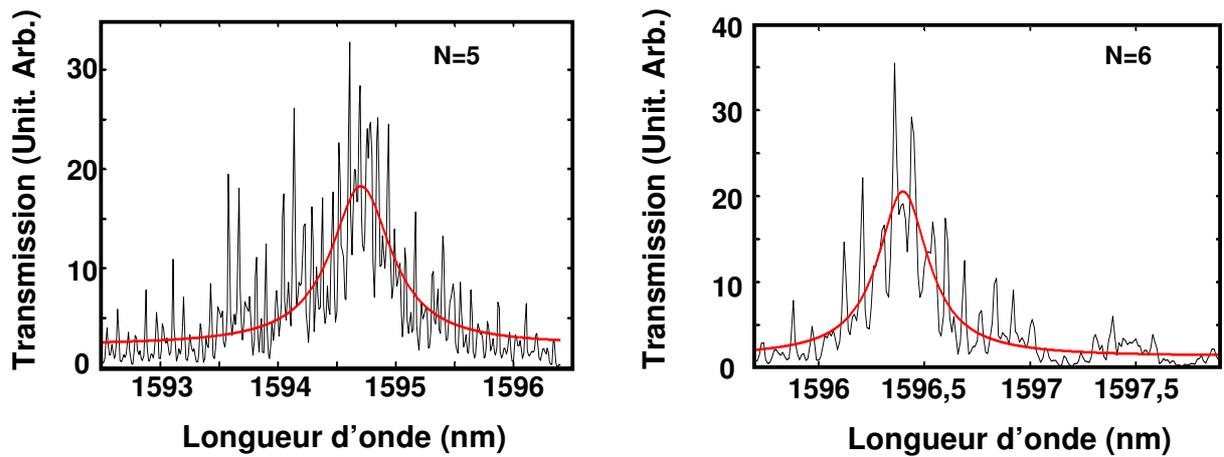


Figure 68 - Spectre en transmission de deux cavités à recyclage du second ordre. A droite, spectre obtenu pour N=5 et à gauche pour N=6.

Le facteur de qualité augmente de façon conséquente de N=5 à N=6 (Tableau 6). Nous avons reporté les facteurs de qualité calculés, soit par le modèle Fabry-Perot, soit par la méthode a-FMM.

	$Q_{exp}$	$Q_{FP}$	$Q_{TH}$	$\lambda_R$ (nm)
N=4	750	600	800	1595,5
N=5	2500	1500	2400	1594,7
N=6	5500	2000	5950	1596,4

Tableau 6 - Récapitulatif des facteurs qualité expérimentaux et mesurés et des résonances expérimentales. La colonne Q Fabry-Perot donne la valeur du facteur de qualité par le modèle Fabry-Perot qui ne rend pas compte de l' effet de recyclage.

La comparaison entre différents ordres de cavités n'a pas pu être possible pour N=5 et N=6 car les structures ont été abîmées et les résonances n'ont pas pu être observées. Les facteurs de qualité expérimentaux sont supérieurs à ceux prédis par le modèle Fabry-Perot. La simulation complète de la cavité par la méthode a-FMM est en accord avec ces valeurs expérimentales. Dans le cas N=6, le facteur de qualité de 5500 est ainsi trois fois supérieur à celui calculé par le modèle Fabry-Perot.

Les facteurs de qualité obtenus par le modèle Fabry-Perot sont au moins 20 fois supérieurs à ceux de cavités avec des miroirs périodiques. Cela indique que cette augmentation des facteurs de qualité est due aussi en partie à de l'adaptation modale, mais pas

seulement, puisqu'elle ne rend pas compte des valeurs élevées de facteurs de qualité obtenus expérimentalement et numériquement par la méthode a-FMM.

En comparant les niveaux de transmission des cavités à recyclage avec ceux obtenus pour les cavités à adaptation modale, il est possible d'estimer le  $T_{\max}$  pour  $N=6$  à plus de 15 %, ce qui correspond à un facteur de qualité intrinsèque d'au moins 10 000. En terme de pertes cela correspond à des pertes de  $10^{-3}$  au maximum. Les pertes du miroir seul, pour lequel il n'y a pas de recyclage, sont estimées par le calcul à  $6.10^{-3}$  au minimum. Cela implique qu'au moins 85% des pertes sont recyclées dans la cavité. A titre indicatif les pertes des miroirs à adaptation modale sont de  $10^{-4}$ , c'est-à-dire un ordre de grandeur plus faible.

### 4.3 Conclusion sur les cavités à recyclage

Le recyclage des pertes basé sur un accord de phase entre mode guidé et mode à pertes nous a permis de montrer qu'il est possible d'obtenir de grands facteurs de qualité sans pour autant avoir de très bons miroirs. Compte tenu de la décroissance du mode à pertes, cet effet ne peut être utilisé que pour des cavités dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde. Les conditions nécessaires à l'accord de phase impliquent un intervalle spectral plus limité que dans le cas de l'adaptation modale. Bien que ces premières mesures soient incomplètes nous avons observé l'effet de recyclage et obtenu des facteurs de qualité 50 fois supérieurs à ceux de cavités sans recyclage.

## **Conclusion sur les stratégies d'amélioration des cavités**

Au travers d'une étude théorique et expérimentale des propriétés électromagnétiques de cavités linéiques sur guide ruban, nous avons validé deux mécanismes physiques qui permettent d'augmenter, d'au moins deux ordres de grandeur, le facteur de qualité d'une cavité ayant un volume modal de l'ordre de  $0,6(\lambda/n)^3$ . Les deux mécanismes s'appuient sur un changement de la géométrie des trous autour du défaut de la cavité. Le premier mécanisme met en œuvre une ingénierie des modes de Bloch des miroirs, afin de réduire les pertes hors du plan. Il nous a permis d'obtenir des valeurs record de  $Q/V$  sur substrat. Le second mécanisme s'appuie sur un accord de phase entre mode guidé et mode à pertes. Il a montré la possibilité de fabriquer de bons micro-résonateurs avec des miroirs de qualité modérée. Les concepts théoriques présentés peuvent s'appliquer à d'autres cavités de géométrie différentes (SAU05a, SAU05b).

# CHAPITRE 4

---

## **Etude en champ proche des micro-cavités**

---

### **1 Introduction**

Suite à la réalisation de cavités à grand facteur de qualité, nous avons décidé d'effectuer des mesures en champ proche en collaboration avec l'équipe de Frédérique de Fornel, de l'institut Carnot de Bourgogne. En effectuant ces mesures, nous nous sommes aperçus que les propriétés de la cavité étaient modifiées par l'approche d'une pointe SNOM, nous avons quantifié ces changements. Cette étude a donné lieu à deux publications communes aux différents laboratoires (LAL07a et LAL07b).

Il y a moins de 5 ans, il était communément accepté qu'une pointe SNOM modifie de façon négligeable le champ d'une nano-structure. Ceci est vrai en pratique, tant que les objets étudiés sont faiblement résonants. L'augmentation du facteur de qualité des structures résonantes nous force à modifier cette vision. En effet, des simulations et des expériences récentes ont remis en cause cette affirmation, et de nombreuses études (KOE05, KRA04) ont alors montré la possibilité d'utiliser cet effet pour contrôler la résonance d'une cavité de façon réversible. Nos mesures viennent confirmer ces travaux.

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats expérimentaux et nous modéliserons la modification des propriétés d'une cavité par la présence de la pointe SNOM.

## **2 Le champ proche par l'expérience**

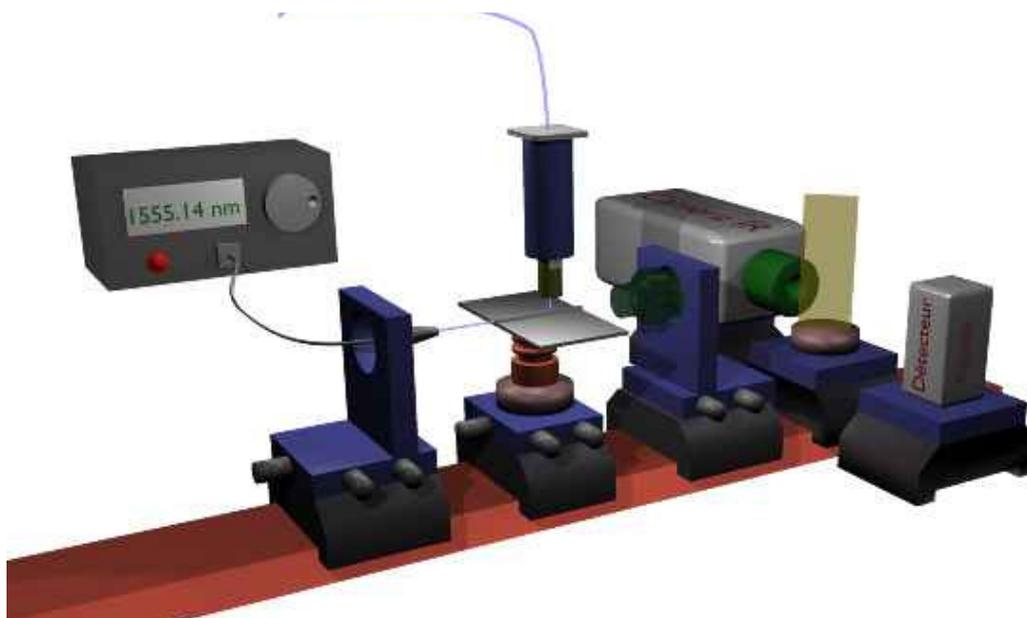
### **2.1 Principe du champ proche optique**

Lorsque la lumière se propage dans un guide d'onde à saut d'indice, comme dans le cas du guide ruban, la continuité des champs aux bords du guide et la faible taille du guide implique que la lumière ne reste pas totalement confinée à l'intérieur du guide. Une partie du champ s'étend en dehors du guide en étant exponentiellement amortie. Pour les longueurs d'onde infrarouge, ce champ évanescent est limité à quelques centaines de nanomètres autour du guide. La partie évanescente du champ est l'image fidèle de sa répartition dans le guide.

Ainsi, en mesurant ce champ évanescent on pourra connaître le champ à l'intérieur de la structure. Ceci peut se faire en approchant une pointe diélectrique de la surface, et en recueillant une partie de ce champ évanescent qui sera convertie en onde propagative dans la pointe. Si la pointe est l'extrémité d'un guide d'onde, une fibre optique par exemple, l'onde propagative peut être mesurée par un détecteur. La mesure par ce biais permet de s'affranchir de la limite de Rayleigh qui stipule qu'il n'est pas possible d'observer des détails inférieurs à  $\lambda/2n$  en champ lointain. En générale l'observation en champ lointain se fait dans l'air, ce qui nous indique qu'à une longueur d'onde de travail de  $1,55 \mu\text{m}$  le plus petit détail observable est de  $775 \text{ nm}$ . Cette résolution est insuffisante pour observer le champ dans une cavité en silicium où le plus petit détail est d'environ  $200 \text{ nm}$ .

### **2.2 Instrumentation**

Nous avons monté une tête SNOM sur le banc de spectroscopie présenté en 3.3.3.1 pour pouvoir réaliser de la microscopie en champ proche dans nos structures. Cette tête consiste en un ensemble de 2 tubes piézoélectriques portant une fibre dont l'extrémité est attaquée chimiquement en pointe. L'ensemble de la tête est monté sur des translations dans les 3 axes afin d'approcher la pointe près des structures à étudier. Ces deux tubes piézoélectriques montés sur un tube fixe assurent des déplacements nanométriques en 3 dimensions.



**Figure 69 - Schéma du banc de transmission couplé avec un SNOM.**

Le tube piézoélectrique est excité de manière à être presque à la résonance mécanique du système tube+fibre (~40 kHz). Ce tube est inséré dans un pont de WheatStone équilibré par des impédances variables (condensateur+résistance). Lorsque la pointe approche de la surface, elle entre en interaction dite shear-force (STE04) avec celle-ci. Il s'agit d'une force de frottement qui opère lorsqu'une pointe très fine oscille à quelques nanomètres d'une surface. La résonance mécanique est modifiée, ainsi que l'impédance des tubes, et le pont est déséquilibré. Un asservissement sur le pont de Wheatstone permet de réguler la pointe à une hauteur constante de quelque dizaine de nm.

Pour plus de précisions sur la microscopie à champ proche optique, il convient de se référer aux références suivantes (DEF97, DAN01)

### 2.3 Résultats expérimentaux

En utilisant cette technique, nous avons tout d'abord réalisé une cartographie de la lumière captée par la pointe à la surface de l'échantillon à la longueur d'onde de résonance d'une cavité de facteur de qualité 11 000 (Figure 70(a)). Une image topographique basée sur une mesure de l'asservissement de la pointe est obtenue simultanément (Figure 70(c)) ; elle permet de visualiser l'emplacement du guide et des trous des miroirs.

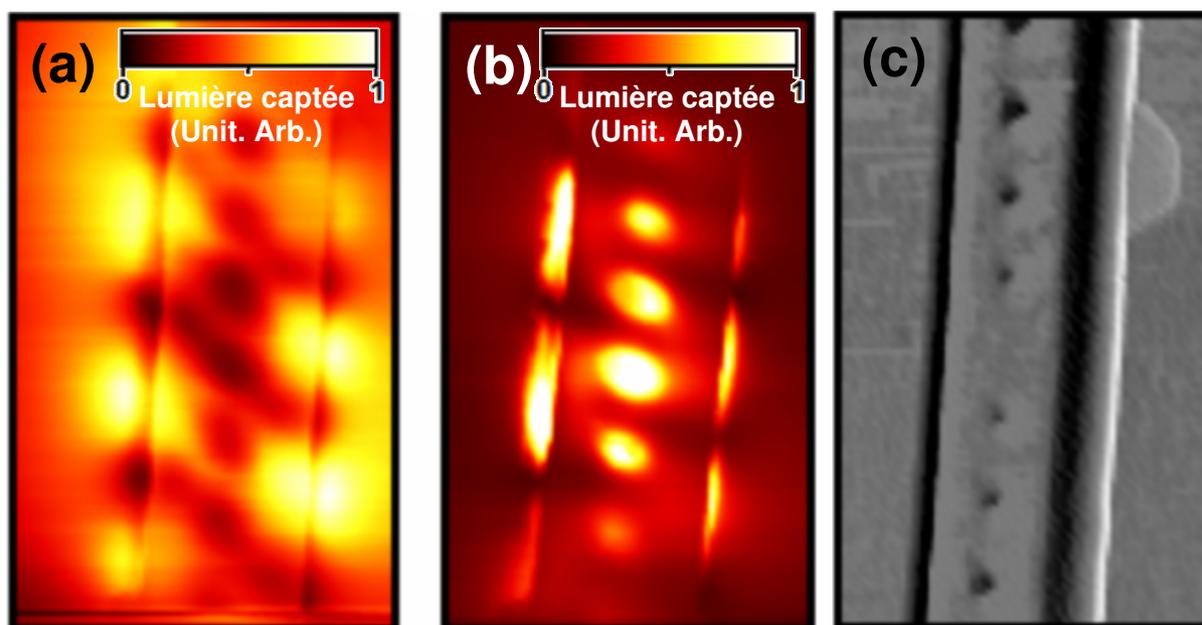


Figure 70 –Cartographie SNOM de la lumière captée par la pointe à la surface de l'échantillon à la longueur d'onde de résonance de la cavité (a) et à une longueur d'onde légèrement plus élevée (b). (c) Image topographique de l'échantillon obtenue pendant le balayage de la pointe.

Nous n'observons pas de champ dans la cavité à la longueur de résonance. La sonde ne collecte de la lumière qu'en dehors de la cavité et surtout sur les bords du guide.

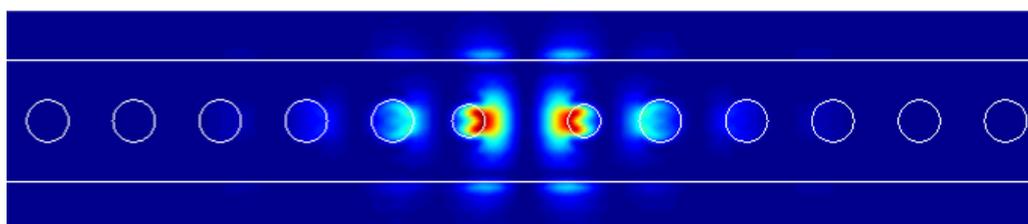


Figure 71 - Calcul 3D du champ à la surface d'une micro-cavité.

La Figure 71 montre la simulation 3D du champ électrique dans la cavité qui met en évidence les deux lobes de la résonance d'ordre 2. Cette cartographie ne correspond pas à l'image du champ proche obtenue.

En s'écartant légèrement de la résonance de 0,3 nm, nous avons refait une cartographie de la lumière captée par la pointe. Dans ce cas nous observons un champ (Figure 70(b)) dont la répartition est comparable à celle du champ simulé à la résonance : Sur la cartographie obtenue en champ proche, nous obtenons des ventres et des nœuds qui correspondent en position avec ceux obtenus par le calcul. Les motifs qui apparaissent sur les bords du guide se retrouvent dans les deux cas, mais décalés. Le mode résonant est présent

pour une longueur d'onde différente de la longueur d'onde sans la pointe : cette dernière perturbe donc la résonance en la décalant. Nous avons pu répéter cette mesure pour plusieurs cavités.

Pour illustrer ce décalage nous avons mesuré les spectres en transmission d'une cavité sans pointe (Figure 72 b et c, courbe en vert) et avec pointe (Figure 72 b et c, courbe en rouge). Nous constatons un décalage en longueur d'onde de 0,8 nm entre les deux résonances, ce décalage est indépendant du facteur de qualité. Les facteurs de qualité ne sont pas modifiés par la présence de la pointe.

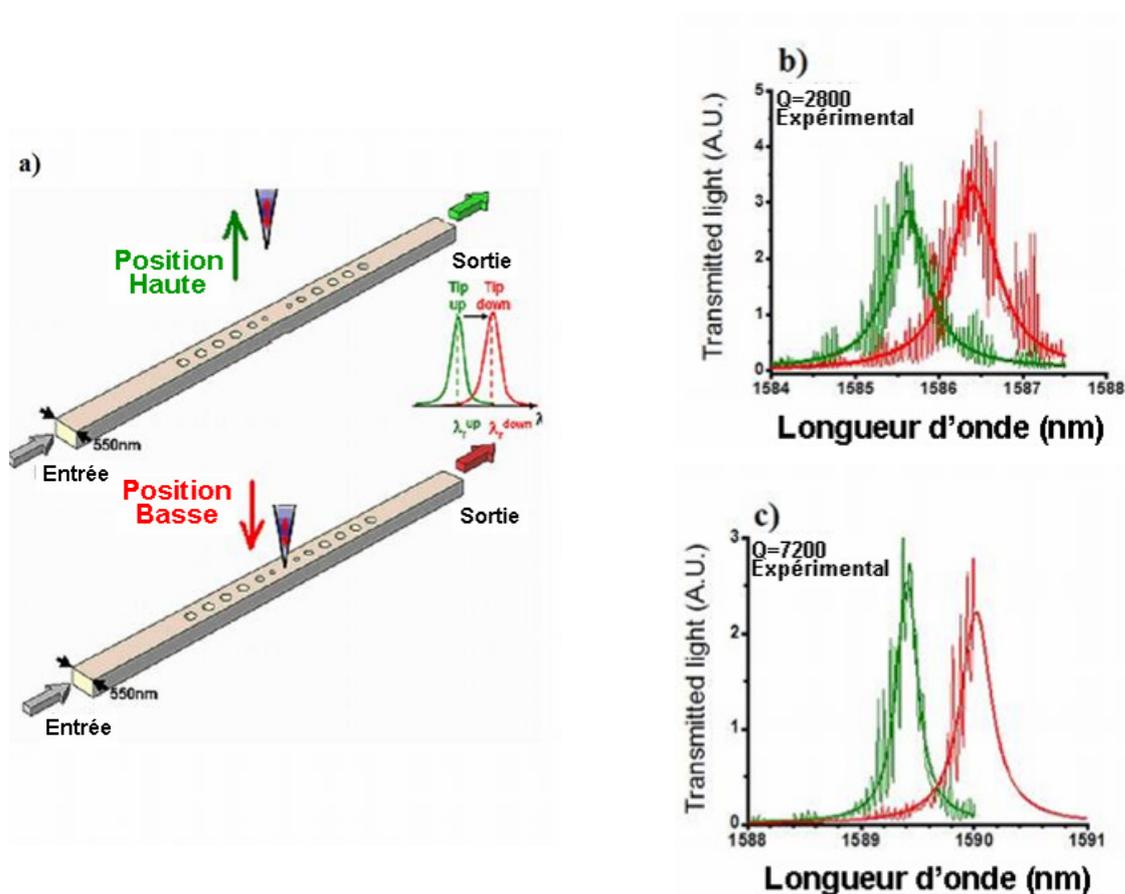


Figure 72 - Résultats obtenus en approchant une pointe de silice de deux cavités de facteurs de qualité de 2800 et 7200. a) Schéma de l'approche de la pointe. b) et c) Spectres en transmission obtenus sans la pointe (courbe verte) et avec la pointe (en rouge). Figure tirée de (LAL07a).

L'approche d'une pointe en silice de quelque centaine de nm de côté permet un décalage de la longueur d'onde de la résonance. La pointe permet donc d'ajuster la longueur d'onde de résonance.

Figure 73, nous avons mesuré l'atténuation de la transmission à la résonance en fonction de la hauteur de la pointe sur des cycles de descentes et de remontées, ceci pour les deux cavités précédentes

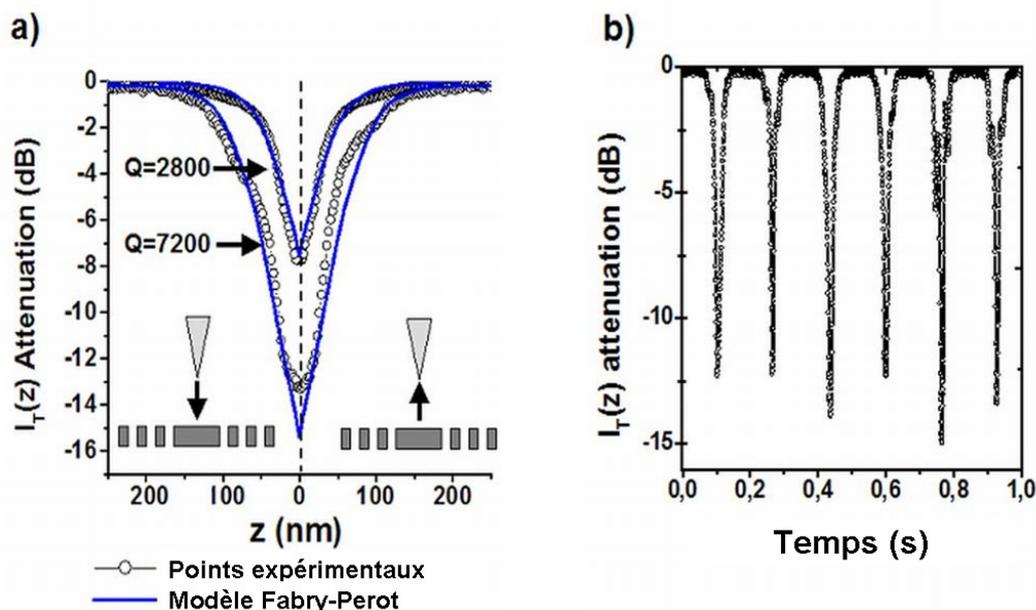
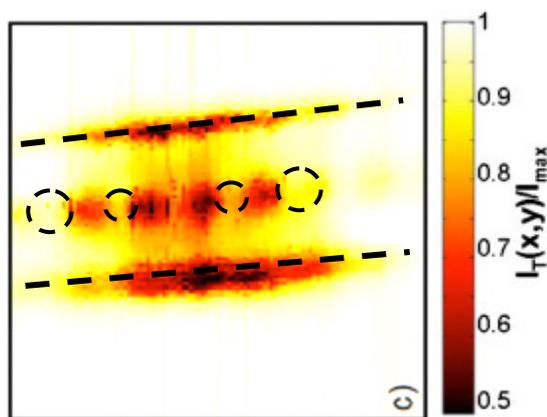


Figure 73 - Evolution de l'intensité transmise à longueur d'onde fixe en fonction de la hauteur de la pointe. a) Confrontation des résultats expérimentaux et du modèle Fabry-Perot développé dans la suite de ce chapitre pour les deux cavités. b) Succession de cycles de descentes et montées de la pointe en fonction du temps.

Le pic de résonance se décale à mesure que la pointe s'approche de la surface et la transmission diminue de manière exponentielle. L'interaction de la pointe avec le champ est directement proportionnelle à l'intensité du champ évanescent qui décroît exponentiellement au-dessus de la structure.

Les valeurs d'atténuation obtenues (-7dB pour  $Q=2800$  et -13dB pour  $Q=7200$ ) nous permettent d'imaginer utiliser ce type de dispositif comme interrupteur. Il est évident que plus la résonance est étroite, c'est-à-dire un grand facteur de qualité, et meilleur sera le fonctionnement de l'interrupteur car plus la transmission hors de la résonance diminue rapidement. Le phénomène est reproductible dans le temps comme le montre la Figure 73b.

Notons que nous avons utilisé pour ces mesures deux pointes différentes. Le décalage en longueur d'onde de résonance est différent selon la pointe, cela nous permet de penser que la forme de la pointe est un paramètre important dans l'interaction pointe/cavité.



**Figure 74 - Mesure de la transmission de la cavité en fonction de la position de la pointe au-dessus de la cavité.**

Pour finir nous nous sommes placés à la longueur d'onde de résonance d'une cavité sans pointe et nous avons mesuré la transmission de la cavité avec pointe en fonction de la position dans le plan de celle-ci (Figure 74 b). Si l'on compare cette cartographie de la transmission à la répartition du champ électrique à la surface de la cavité calculée par simulation 3D (Figure 71), la similitude est évidente. En fait, lorsque la pointe passe au-dessus d'une zone où le champ est intense, le décalage en longueur d'onde augmente et la transmission diminue. Plus le champ est intense (par exemple sur les deux lobes de la résonance), plus grand sera le décalage de la résonance, et moins intense sera la transmission.

Par cette méthode nous pouvons donc mesurer le champ dans la cavité, alors qu'avec la mesure standard en SNOM cela est rendu difficile, car la pointe perturbe la résonance (Figure 70 a). La résolution de l'image obtenue ( $\sim \lambda/10 \sim 160$  nm) est similaire à celle d'une image SNOM bien résolue.

## 2.4 Modèle Fabry-Perot des interactions pointe-cavité

Afin de mieux comprendre ces constatations expérimentales nous allons modéliser l'interaction entre la pointe et la cavité.

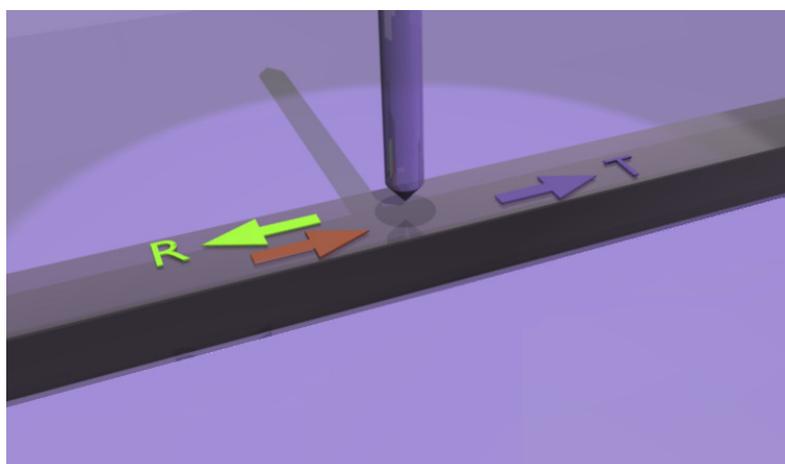
Les recherches sur les micro-ondes ont considérablement progressé et conduit à de nombreuses applications dans les années d'après-guerre (radio terrestre, radar, appareils médicaux, etc.) ainsi qu'à une meilleure compréhension des phénomènes électromagnétiques. Des cavités résonantes de grands facteurs de qualité ont pu être réalisées et étudiées. JC Slater a démontré qu'en introduisant un objet sub-longueur d'onde dans une cavité, il était possible

d'accorder la résonance. Il a développé une méthode perturbative qui permet de prédire les modifications des caractéristiques de la cavité en fonction de la forme de l'objet (SLA46).

En reprenant cette approche perturbative, des laboratoires (KRA04) ont pu établir pour les micro-cavités fonctionnant dans l'infrarouge des relations équivalentes à celle de J.C. Slater. Des simulations numériques ont montré qu'il était possible d'accorder une cavité en altérant faiblement son facteur de qualité. Cette approche nécessite le calcul du champ de la cavité sans pointe dans tout l'espace, puis pour chaque position de la pointe recalculer le champ perturbé. Cette méthode, en plus d'être lourde numériquement, ne met pas en avant les paramètres physiques gouvernant l'interaction pointe-cavité.

Dans la suite nous nous intéresserons à un modèle Fabry-Perot original basé sur une analyse des réflexions et des transmissions de la pointe et des miroirs. Ce modèle repose essentiellement sur le calcul préalable de la réflexion et de la transmission du mode fondamental du guide d'onde par la pointe. De ce calcul, nous pouvons déduire la perturbation subie par une cavité en fonction de la position de la pointe à sa surface. En fait, résoudre le problème de la pointe au-dessus d'une cavité revient à résoudre celui d'une pointe au-dessus du guide d'onde. Cette méthode conduit à des expressions analytiques simples faisant clairement apparaître les paramètres physiques importants. Ce modèle analytique sera validé par des simulations numériques 3D et par la comparaison avec les résultats expérimentaux.

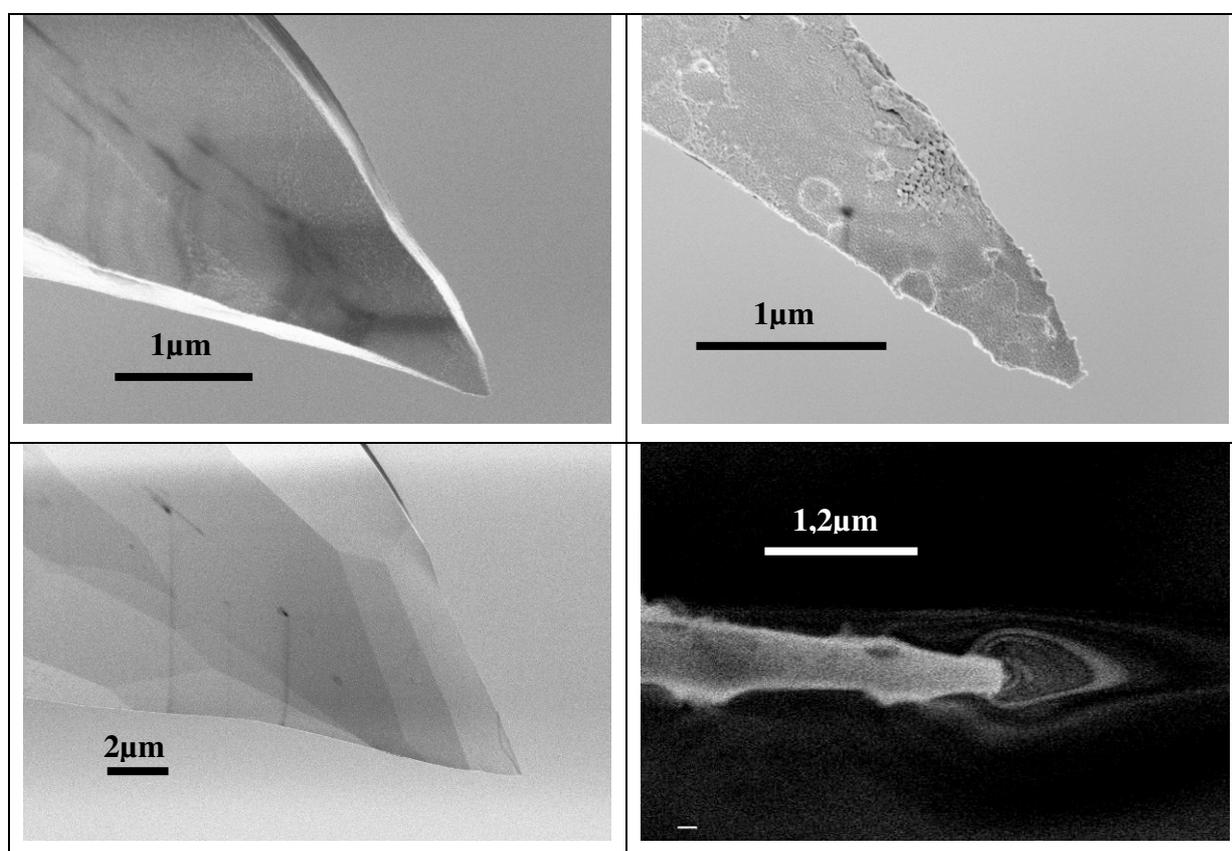
#### 2.4.1 Interaction pointe-guide



**Figure 75 - Vue schématique d'une pointe au-dessus d'un guide ruban. L'onde incidente (flèche rouge) est réfléchie avec un coefficient  $R=|r|^2$  (flèche verte) et transmise avec un coefficient  $T=|t|^2$  (flèche bleue).**

Nous étudions d'abord le problème de la diffraction du mode d'un guide ruban par une pointe de silice. Ce problème élémentaire est développé pour traiter des interactions pointe-cavité.

Comme le montre la Figure 75, une onde incidente (flèche rouge) est réfléchiée par la pointe. Nous noterons  $r = \sqrt{R} e^{i\phi_r}$  la réflectivité modale de la pointe et  $t = \sqrt{T} e^{i\phi_t}$  sa transmission modale. L'onde réfléchiée est très faible car la différence d'indice est faible avec une pointe en silice. L'onde incidente, quant à elle, subit un déphasage  $\phi_t$  lorsqu'elle est transmise sous la pointe. Les pertes par diffraction hors du guide sont données par  $L = 1 - R - T$ .



**Figure 76 - Photos MEB de 4 pointes de fibre en silice fabriquée par attaque chimique dans des conditions identiques.**

Afin de quantifier ces valeurs de réflexion et de transmission, nous avons modélisé une pointe à section carrée au-dessus d'un guide. La section carrée est la plus économe en termes de temps de calcul. En fait, ce choix n'enlève rien à la généralité de la résolution du problème. En effet, des calculs réalisés avec des formes de pointes différentes montrent que les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur. Nous avons varié la section de la fibre pour retrouver les résultats expérimentaux. Les pointes qui sont obtenues par attaque

chimique d'une fibre optique peuvent avoir des formes différentes, malgré des conditions de gravure identiques (Figure 76). Il est très difficile d'implémenter dans le calcul une forme de fibre fidèle à la réalité.

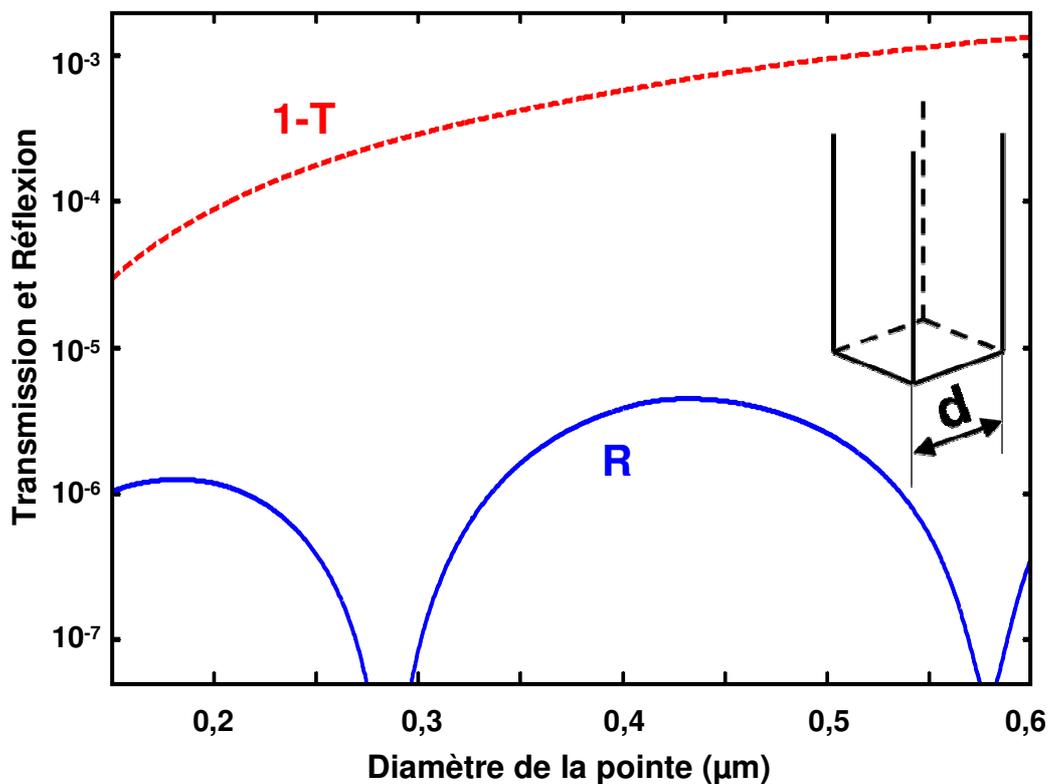


Figure 77 - Evolution de la transmission T (1-T en pointillé rouge) et de la réflexion R (courbe bleue) en fonction de la dimension de la pointe en silice ( $n=1,5$ ). A droite, schéma de la pointe à section carrée. Le guide en silicium est de largeur 500 nm et de hauteur 340 nm. Le calcul est effectué à  $1,6 \mu\text{m}$ .

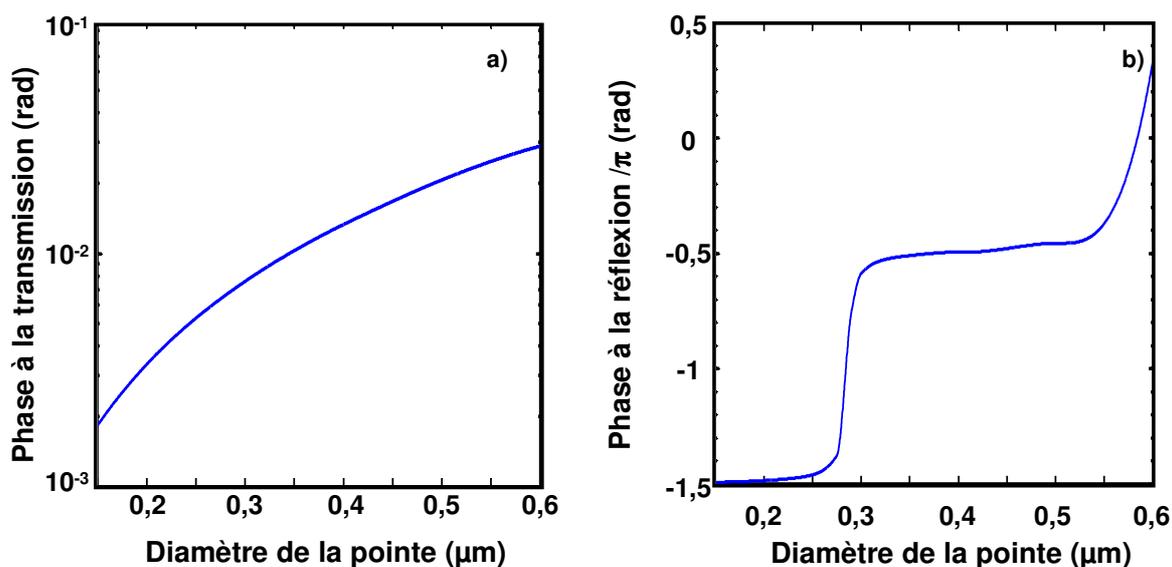
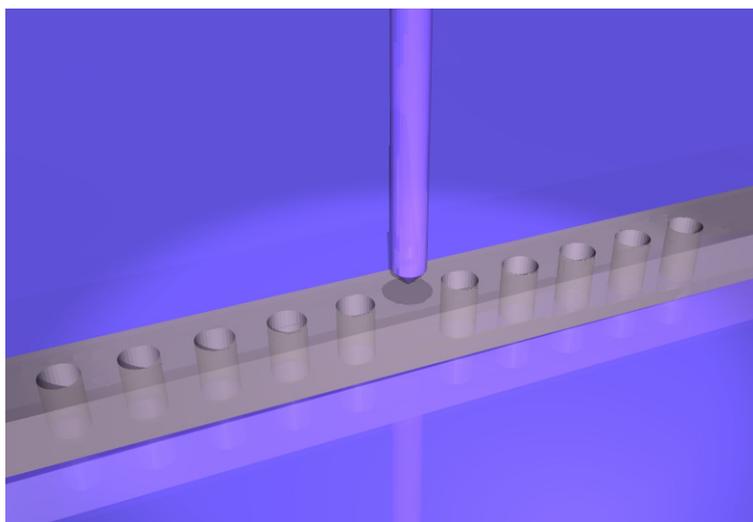


Figure 78 - Evolution de la phase de la transmission modale  $t$  (a) et de la réflexion modale  $r$  (b) en fonction de la dimension de la pointe.

La Figure 77 représente l'évolution de R et de 1-T en fonction de la dimension de la pointe pour une fibre en silice ( $n=1,5$ ) au-dessus d'un guide ruban en silicium semblable à celui du paragraphe 1.2.2. La transmission T diminue faiblement et ceci de façon monotone, alors que le déphasage induit par la pointe augmente (Figure 78 a). La réflexion est très faible et décrit des oscillations. Elle s'annule pour des dimensions de pointe d'environ 280 nm et 580 nm. Entre ces points, la phase de la réflexion subit des sauts d'amplitude  $\pi$  qui ont lieu lorsque la réflexion s'annule. La position de chaque saut correspond à une dimension d'un multiple de  $\lambda/2n_{\text{eff}}$  ( $=280$  nm) où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode guidé. Lorsque la pointe s'approche du guide d'onde, nous avons pu calculer que l'indice effectif augmentait sous la pointe. Cette augmentation locale crée un contraste d'indice dans le guide. Plus le contraste d'indice est important et plus l'amplitude de variation de la réflexion augmente. Ainsi, la pointe se comporte globalement comme une lame de phase. La réflexion étant deux ordres de grandeur inférieure à la transmission, les variations de la transmission, liées aux oscillations de R, sont imperceptibles sur les courbes de la Figure 77. La différence majeure entre le système étudié et la lame de phase réside dans la présence de faibles pertes radiatives (L) induites par la diffraction sur la pointe. Une pointe introduite dans une cavité pourra influencer le facteur de qualité, si les pertes qu'elle induit ne sont pas négligeables en comparaison des pertes totales de la cavité. Autrement dit, plus le facteur de qualité augmente, plus les pertes de la cavité diminuent, jusqu'à devenir comparables à celles induites par la pointe : à partir de cette valeur de Q on ne peut plus négliger l'influence de la pointe sur le facteur de qualité de la cavité.

#### 2.4.2 Interaction pointe cavité

Après avoir étudié les coefficients de réflexion et de transmission de la pointe au-dessus d'un guide, analysons le problème d'une pointe introduite dans une cavité (Figure 79). Nous allons construire un modèle analytique qui permet de quantifier à partir des calculs précédents la modification des propriétés de la cavité (longueur d'onde de résonance et facteur de qualité).

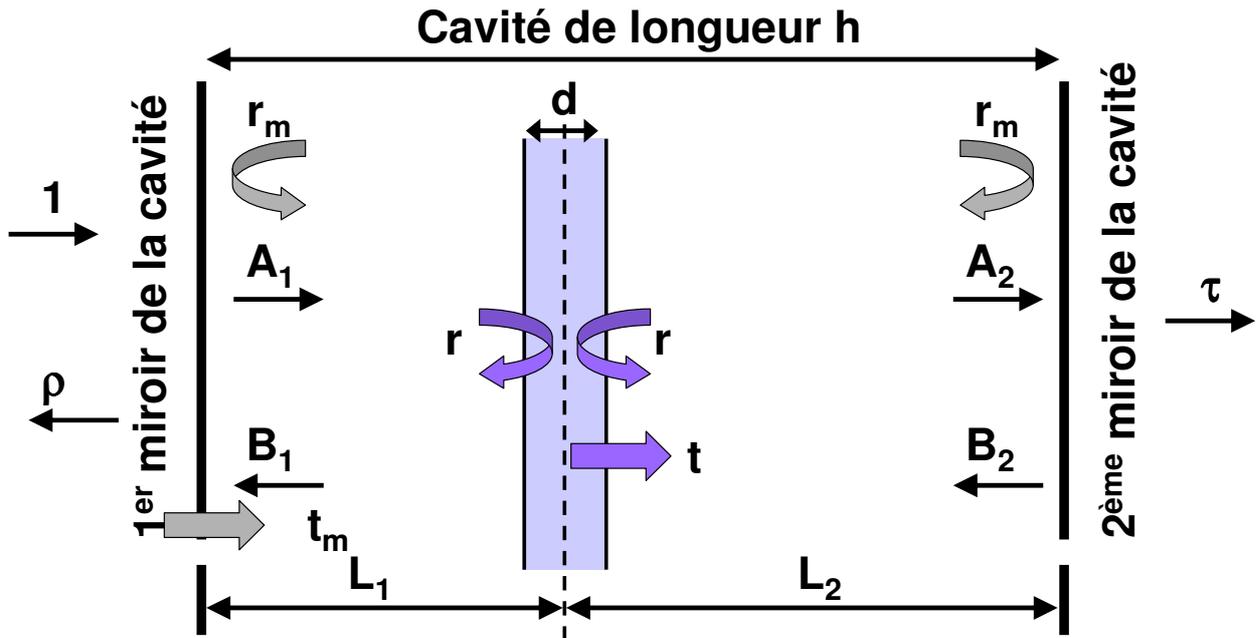


**Figure 79 - Vue schématique d'une pointe au-dessus d'une cavité Fabry-Perot.**

a Equation du modèle Fabry-Perot

Ce modèle Fabry-Perot présente deux limitations. Premièrement, il n'est valable que dans la cavité, et il ne permet pas de prédire le comportement de la cavité lorsque la pointe se situe au-dessus des miroirs par exemple. Deuxièmement, il ignore l'interaction avec les modes radiatifs qui, comme nous l'avons vu précédemment, peut modifier de façon significative le facteur de qualité (voir le recyclage des pertes chapitre I).

Le système peut se schématiser sous la forme de 2 cavités Fabry-Perot (miroir/pointe et pointe/miroir) fortement couplées, à l'intérieur desquelles résonne le mode fondamental du guide ruban. La transmission de la pointe étant proche de l'unité les deux cavités sont fortement couplées.



Nous définissons, à partir de ce schéma, un certain nombre de variables :

$\lambda_0$  : longueur d'onde de résonance de la cavité sans pointe,

$k_0$  : vecteur d'onde de la cavité sans la pointe tel que  $k_0=2\pi/\lambda_0$ ,

$k$  : vecteur d'onde de la cavité avec la pointe tel  $k=k_0+\Delta k$ ,

$n_{\text{eff}}$  : indice effectif du mode guidé sans la pointe,

$d$  : dimension de la pointe,

$L_1$  : distance du 1<sup>er</sup> miroir au centre de la pointe,

$L_2$  : distance du 2<sup>ème</sup> miroir au centre de la pointe,

$r_m$  : réflexion modale des miroirs de la cavité,

$t_m$  : transmission modale des miroirs de la cavité,

$r$  : réflexion modale de la pointe ramenée en son centre,

$t$  : transmission modale de la pointe ramenée en son centre,

$\rho$  : réflexion de la cavité avec la pointe,

$\tau$  : transmission de la cavité avec la pointe

$A_i$  et  $B_i$  : amplitudes du mode fondamental du guide à différents endroits de la cavité.

$u_1$  : facteur de propagation sur  $L_1$ ,  $u_1=\exp(ikL_1n)$ ,

$u_2$  : facteur de propagation sur  $L_2$ ,  $u_2=\exp(ikL_2n)$ ,

Comme pour la cavité Fabry-Perot standard, nous considérons le mode de la cavité comme un mode stationnaire constitué d'une onde propagative et d'une onde contre-propagative.

La condition de résonance sans la pointe s'écrit :

$$\mathbf{r}_m(\mathbf{u}_1\mathbf{u}_2)^2-1=0. \quad (4.1)$$

Cette condition n'est valable qu'au vecteur d'onde complexe  $k_0$ . La partie réelle de  $k_0$  donne la longueur d'onde de résonance et sa partie imaginaire donne le facteur de qualité par  $Q=-\mathbf{Re}(\mathbf{k}_0)/2\mathbf{Im}(\mathbf{k}_0)$ .

En rajoutant la pointe dans le système et en écrivant l'égalité des amplitudes aux niveaux des miroirs de la cavité sans onde incidente, on obtient :

$$\begin{cases} A_1 u_1 r + B_2 u_2 t = B_1 u_1^{-1} \\ A_1 = B_1 r_m \end{cases} \quad \begin{cases} B_2 u_2 r + A_1 u_1 t = A_2 u_2^{-1} \\ B_2 = A_2 r_m \end{cases} \quad (4.2)$$

En prenant en compte ces égalités, la nouvelle condition de résonance avec la pointe s'écrit :

$$r_m^2 (u_1 u_2)^2 (t^2 - r^2) + r_m r u_1 u_2 \left( \frac{u_1}{u_2} + \frac{u_2}{u_1} \right) - 1 = 0 \quad (4.3).$$

Cette condition de résonance est valable pour un vecteur d'onde complexe  $k$  qui vaut  $\mathbf{k}=\mathbf{k}_0+\Delta\mathbf{k}$ . Il s'agit alors de résoudre l'équation (4.3) en  $k$  connaissant  $r_m$ ,  $r$ ,  $L_1$  et  $L_2$ .

Remarquons qu'en développant les expressions il est possible d'en déduire :

$$\frac{u_1}{u_2} + \frac{u_2}{u_1} = 2 \cos(k n \Delta L) \text{ et } u_1 u_2 = e^{i k n h} \text{ où } \Delta L = L_1 - L_2.$$

Posons  $\theta = k n (L_1 - L_2)$ , ce qui permet de transformer l'équation (4.3) en :

$$[r_m u_1 u_2]^2 (t^2 - r^2) + [r_m u_1 u_2] 2 r \cos(\theta) - 1 = 0 \quad (4.4).$$

Cette équation est une équation du second degré en  $r_m u_1 u_2$ . Le discriminant  $\Delta$  de l'équation (4.4) peut être transcrit sous la forme :

$$\Delta = 4 [t^2 - r^2 \sin^2 \theta].$$

L'équation (4.4) a donc pour solution :

$$r_m u_1 u_2 = \frac{-r \cos \theta \pm \sqrt{t^2 - r^2 \sin^2 \theta}}{t^2 - r^2} \quad (4.5).$$

Dans notre cas,  $\Delta k$  est petit par rapport à  $k_0$  ( $\Delta k \ll k_0$ ). On peut donc retranscrire les variables en  $k$  en effectuant un développement limité en  $k_0$ . Nous noterons toutes les valeurs prises pour un vecteur d'onde  $k_0$  par un indice 0. Les variables se développent en :

$$r_m = r_{m0} + \Delta k \frac{\partial r_m}{\partial k},$$

$$\theta = k n \Delta L = \theta_0 + n_g \Delta k \Delta L \text{ où } n_g = n_0 + k_0 \frac{\partial n}{\partial k} \text{ est l'indice de groupe,}$$

$$u_1 = u_{10} e^{i n_g \Delta k L_1} \text{ et } u_2 = u_{20} e^{i n_g \Delta k L_2}.$$

En développant les deux termes de l'équation (4.5), nous obtenons finalement :

$$\frac{r \cos \theta_0 \pm \sqrt{t^2 - r^2} \sin \theta_0}{t^2 - r^2} + (-1)^p = \Delta k \left( \frac{m_g \Delta L \sin \theta_0}{t^2 - r^2} \pm \frac{r^2 n_g \Delta L \sin 2\theta_0}{2(t^2 - r^2) \sqrt{t^2 - r^2} \sin \theta_0} - (-1)^p \left[ \left( \frac{\partial r_m}{\partial k} \right) \frac{1}{r_m} + i n_g h \right] \right).$$

où  $p$  est l'ordre de la cavité.

Afin de simplifier une telle expression nous avons fait les hypothèses suivantes :

- $t$  et  $r$  sont indépendants de  $k$ .
- le module de la réflectivité modale ne dépend pas de  $k$ . Si l'on considère  $r_m = |r_m| e^{i\phi}$  avec  $\phi = \arg(r_m)$ ,  $\frac{\partial r_m}{\partial k} = |r_m| i \frac{\partial \phi}{\partial k} e^{i\phi}$ .
- $r^2$  est négligeable devant  $t^2$  ( $r^2 \ll t^2$ ).

Ces différentes hypothèses permettent de simplifier l'écriture précédente en :

$$\Delta k \left( i (-1)^p \left( \frac{\partial \phi}{\partial k} + n_g h \right) - \frac{m_g \Delta L \sin \theta_0}{t^2} \right) = -(-1)^p - \frac{r \cos \theta_0}{t^2} - \frac{1}{t} \quad (4.6).$$

Remarquons que l'on peut identifier la longueur de pénétration introduite au paragraphe

(1.1.6),  $L_p = \frac{1}{2n_g} \frac{\partial \phi}{\partial k}$  et la longueur effective  $h_{\text{eff}} = h + 2L_p$ . La relation (4.6) se réécrit donc :

$$\Delta k = \frac{(-1)^p t^2 + r \cos \theta_0 - t}{r n_g \Delta L \sin \theta_0 - i t^2 (-1)^p n_g h_{\text{eff}}} \quad (4.7).$$

En négligeant  $r$  et en considérant que  $1-t=i.\arg(t)$ ,  $\Delta k$  se met sous la forme :  $\Delta k \sim \frac{\arg(t)}{h_{\text{eff}} n_g}$  (4.8).

Donc au premier ordre la cavité ne subit qu'un décalage de la longueur d'onde de résonance proportionnel à la phase induite au passage à travers la pointe.

Il peut être intéressant de connaître la transmission de la cavité perturbée. Il suffit alors de modifier le système d'équation (4.2) en introduisant la transmission modale  $t_m$  des miroirs et une onde incidente unitaire :

$$\begin{cases} A_1 u_1 r + B_2 u_2 t = B_1 u_1^{-1} \\ A_1 = B_1 r_m + t_m \end{cases} \quad \begin{cases} B_2 u_2 r + A_1 u_1 t = A_2 u_2^{-1} \\ B_2 = A_2 r_m \\ \tau = A_2 t_m \end{cases} \quad (4.9).$$

La résolution de ce système permet de déterminer la transmission modale du système global notée  $\tau$  :

$$\tau(\lambda) = \frac{t t_m^2 e^{ik_0nh}}{1 - r_{\text{eff}}^2 e^{2ik_0nh}} \quad (4.10)$$

$$\text{Où } r_{\text{eff}}^2 = r_m^2 \left( t^2 + 2 \frac{r}{r_m} \cos \theta e^{-ik_0nh} \right) = r_m^2 \alpha.$$

Le système de deux cavités fortement couplées est donc équivalent à une unique cavité Fabry-Perot de réflexion modale  $r_{\text{eff}}$ .

A partir de l'équation (4.10) il est alors possible de déterminer la transmission maximum de la cavité à la résonance ( $T_{\text{max}}$ ) :

$$T_{\text{max}} = \frac{|t|^2 |t_m|^4}{(1 - |\alpha| |r_m|^2)^2} \quad (4.11)$$

Ainsi que le facteur de qualité de la cavité perturbée :

$$Q = \frac{\sqrt{|r_{\text{eff}}|^2}}{1 - |r_{\text{eff}}|^2} k_0 n_g h_{\text{eff}} \quad (4.12).$$

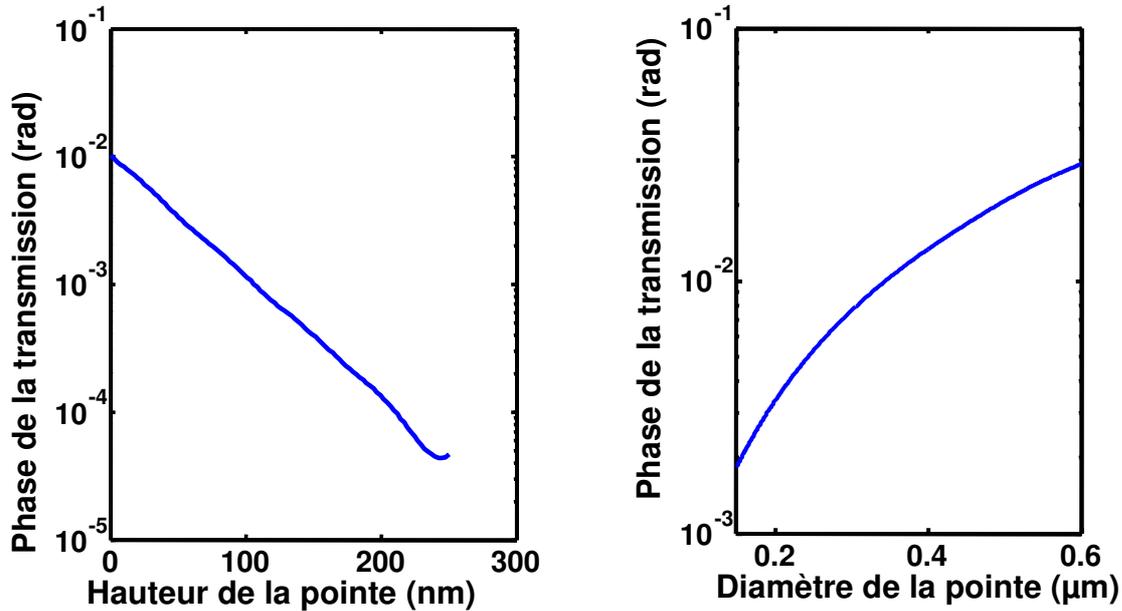


Figure 80 - Evolution de la phase de la transmission (rad) d'une pointe en silice ( $n=1,5$ ) en fonction de sa hauteur (à gauche) et de sa dimension (à droite).

La Figure 80 de gauche donne l'évolution de la phase de la transmission de la pointe en fonction de la hauteur de la pointe pour une dimension de 400 nm. Cette évolution montre clairement la dépendance exponentielle de la phase corrélée au profil du champ évanescent du mode du guide d'onde. Cette courbe montre qu'au-delà de 200 nm de hauteur la pointe n'a plus d'influence sur la cavité, car la pointe sort du champ évanescent du mode.

La Figure 80 de droite reprend la variation de la phase en fonction de la dimension de la pointe. Plus la pointe est grosse, plus le décalage en fréquence est important. Néanmoins cette courbe s'infléchit et tend vers une limite finie qui est de l'ordre de  $10^{-1}$  rads, ce qui correspond à un décalage d'environ 5 nm pour une longueur de cavité de 500 nm.

Dans le cas où la réflexion n'est plus négligée, l'équation (4.7) permet de faire un certain nombre de constatations.

Tout d'abord, il apparaît que le décalage en longueur d'onde dépend de la position de la pointe dans le plan. Ce décalage est périodique et dépend de la position des nœuds et des ventres du champ au sein de la cavité, donc de l'ordre ( $p$ ) de la cavité.

Ensuite, le facteur de qualité de la cavité sans pointe joue un rôle négligeable dans la variation de  $k$ , contrairement à la longueur de la cavité. Plus la longueur de la cavité est petite, plus la position de la résonance est modifiée. Cet aspect est développé dans le paragraphe b.

Enfin, remarquons que la dimension et la forme de la pointe n'interviennent pas explicitement dans cette équation. Ce sont la réflexion et la transmission modale de l'objet qui donnent les décalages de résonance. Ainsi, deux pointes ayant les mêmes coefficients modaux, mais avec des formes totalement différentes, provoqueront des variations identiques des propriétés de la cavité.

#### **b Influence de la longueur de cavité**

Nous avons mentionné dans le paragraphe a) de cette section que le décalage en longueur d'onde de la cavité est d'autant plus grand que la cavité est courte. Dans la Figure 81, nous illustrons ce point en calculant pour différents ordres de résonance le décalage en longueur d'onde d'une cavité identique à celle présentée dans la section 3.1., perturbée en son centre par une pointe de silice de dimension  $0,4 \mu\text{m}$ . Le calcul a été effectué avec des cavités résonant à  $1,55 \mu\text{m}$  ayant un facteur de qualité compris entre 4 000 et 65 000 et les valeurs de décalage dues à la pointe semblent indépendantes du facteur de qualité. Comme la phase de la réflectivité modale des miroirs de la cavité évolue dans la BIP, nous avons tracé l'évolution du décalage de la résonance en fonction de l'ordre de cette résonance, ceci pour plusieurs longueurs d'onde de résonance de la cavité sans pointe.

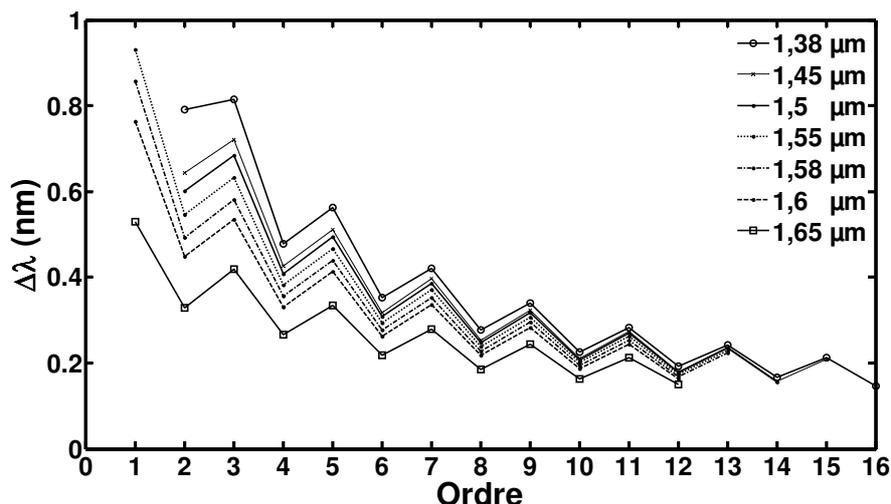


Figure 81 - Evolution du décalage en longueur d'onde en fonction de l'ordre de la cavité pour différentes longueurs d'onde de résonance avec une pointe en silice de dimension  $0,4 \mu\text{m}$ .

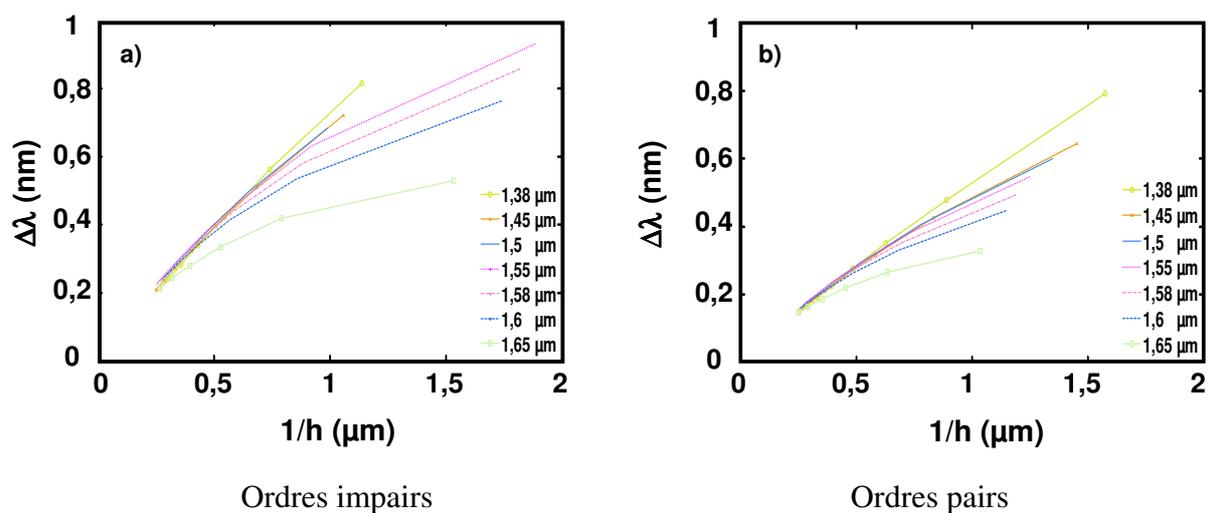


Figure 82 - Evolution du décalage en longueur d'onde ( $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$ ) en fonction de la longueur de la cavité (ici  $1/h$ ) pour les ordres impairs (à gauche) et les ordres pairs (à droite) pour différentes longueurs d'onde de résonance avec une pointe en silice de dimension  $0,4 \mu\text{m}$ .

Nous pouvons observer que le décalage diminue à mesure que l'ordre de la cavité augmente c'est-à-dire à mesure que la longueur de la cavité augmente. De surcroît, plus la longueur d'onde de résonance de la cavité est faible plus le décalage est important. Il apparaît aussi une oscillation dans cette évolution qui est due à la parité de la cavité. En effet, si l'ordre de la cavité est pair ou impair, le champ présente un ventre ou un nœud en son centre : dans le cas d'une cavité paire, la pointe est sur le noeud et voit un champ faible, dans le cas d'une cavité impaire elle est sur le ventre et voit un champ plus intense. La valeur du décalage en

longueur d'onde dépend de la position de ces ventres et nœuds et aussi de la taille de la pointe.

Nous avons tracé l'évolution du décalage en longueur d'onde en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité (Figure 82). Selon l'équation(4.8), au premier ordre le décalage est relié à l'inverse de la longueur de la cavité. Les courbes de la Figure 82 ont un comportement quasi linéaire.

### c Validation numérique du modèle

Afin de valider le modèle Fabry-Perot nous avons effectué plusieurs simulations 3D du système global d'une pointe au-dessus d'une cavité. Le système devient alors beaucoup plus complexe à résoudre et donc plus long à calculer que celui de la pointe au-dessus du guide. Ceci nous a donc contraint à ne vérifier notre modèle que sur seulement quelques exemples.

Afin de voir quelques oscillations du décalage en longueur d'onde, nous avons pris une cavité relativement grande ( $h = 1,445 \mu\text{m}$ ). Conformément à la section précédente, ce choix diminue le décalage en longueur d'onde mais celui-ci reste tout de même suffisant pour présenter un intérêt pratique et pour faire la comparaison entre les résultats du modèle Fabry-Perot et du calcul numérique.

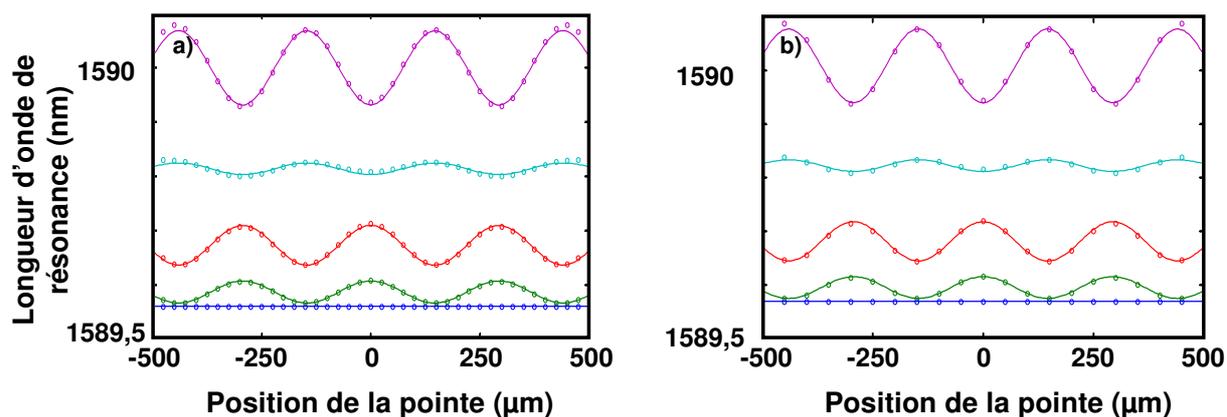


Figure 83 - Longueur d'onde de résonance en fonction de la position de la pointe pour deux cavités présentant des facteurs de qualité différents. (a)  $Q=6700$  et (b)  $Q=250000$ . Les différentes courbes donnent le décalage pour des dimensions de pointe de 400, 300, 200, 100, 0 nm (courbes de haut en bas). Les courbes en trait plein sont calculées avec le modèle Fabry-Perot et les points avec le calcul vectoriel complet du système cavité-pointe.

La Figure 83 compare les décalages en longueur d'onde, pour deux cavités de facteurs de qualité différents, obtenus avec calcul numérique et avec le modèle de l'équation(4.7). L'accord est excellent. Notons aussi que les résultats obtenus avec une cavité de  $Q= 6\ 700$  ( $N=3$ ) et de  $Q=250\ 000$  ( $N=6$ ) sont identiques, ce qui confirme que le décalage est indépendant de la finesse de la cavité.

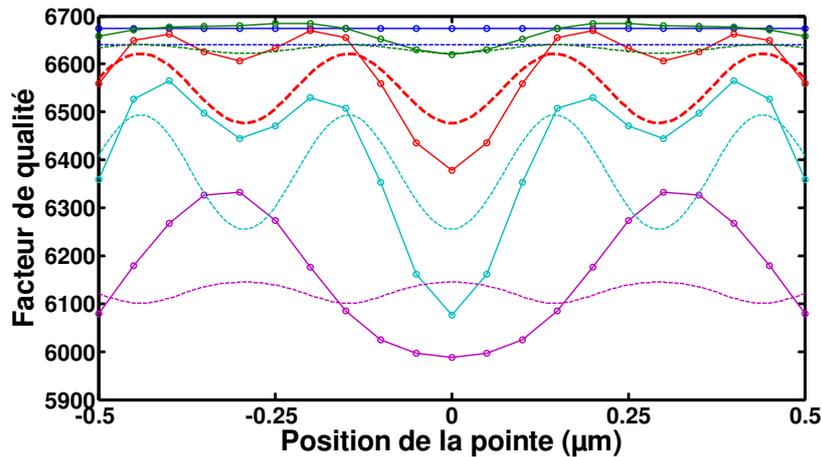


Figure 84 - Evolution du facteur de qualité en fonction de la position de la pointe dans le plan pour différentes dimensions de pointe. Les courbes en pointillé sont obtenues à partir du modèle analytique et les courbes continues avec des points sont obtenues par calcul numérique 3D.

La Figure 84 compare la variation de facteur de qualité en fonction de la position de la pointe obtenue par les deux méthodes de calcul. L'accord est dans ce cas moins bon. La différence entre les prédictions du modèle analytique et celles du calcul numérique reste tout de même inférieure à 5% pour des dimensions de pointes de moins de 300 nm. Cette différence provient des modes radiatifs qui ne sont pas pris en compte par le modèle Fabry-Perot. La pointe interagit avec les modes radiatifs lorsqu'elle est plongée dans le champ évanescent de la cavité donnant lieu à des phénomènes d'exaltation ou de recyclage de pertes. Cet effet semble d'autant plus important que la dimension de la pointe est grande. Malgré cet écart le modèle reste prédictif et permet de connaître l'amplitude des variations de facteur de qualité à moins de 5 % près pour des pointes inférieures à 300 nm.

Il faut aussi remarquer que les variations de facteurs de qualité obtenues sont faibles quelque soit la méthode de calcul utilisée. En examinant l'amplitude des variations de facteurs de qualité en fonction du facteur de qualité initial, 3 régimes apparaissent. Figure 85, nous avons représenté les variations de facteurs de qualité données par le modèle analytique pour une pointe de 300 nm en fonction de la valeur initiale du facteur de qualité de la cavité sans pointe.

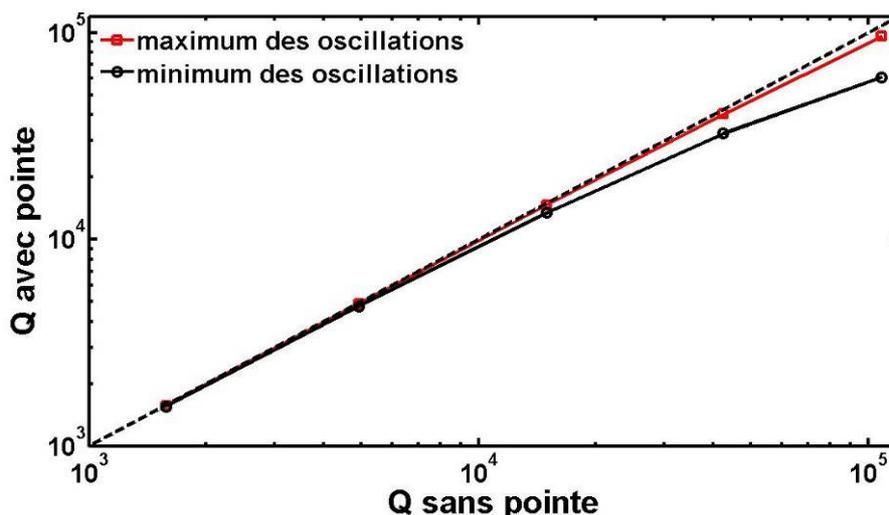


Figure 85 - Variation du facteur de qualité induite par une pointe en silice de 300 nm en fonction du facteur de qualité de la cavité sans pointe.  $Q$  varie en fonction de la position de la pointe et il n'a été reporté sur cette figure que le minimum (courbe en rouge) et le maximum de ces oscillations (courbes en noir). En pointillé, la référence d'une cavité sans pointe.

Il apparaît que pour des facteurs de qualité inférieurs à 40 000 les variations sont très faibles. Nous avons donc un premier régime où l'interaction de la pointe se traduit surtout par un décalage de la longueur d'onde, sans diminution notable du facteur de qualité. Ensuite, au-delà de 40 000, jusqu'à une limite d'environ 100 000, le facteur de qualité devient sensiblement dépendant de la position de la pointe, pouvant être divisé par deux lorsque la pointe se trouve au-dessus d'un ventre de champ. Nous sommes alors dans le second régime où l'interaction de la pointe est fortement perturbative et agit à la fois sur la longueur d'onde de résonance et sur le facteur de qualité. Enfin, il existe un régime que nous n'avons pas représenté dans la Figure 85, où les pertes introduites par la pointe sont prépondérantes par rapport aux pertes totales de la cavité. Dans ce dernier régime, la pointe limite le facteur de qualité de la cavité entre 100 000 et 200 000 en fonction de sa position. Ce régime limitatif implique qu'il est illusoire de vouloir sonder une cavité dont le facteur de qualité est supérieur à 200 000 avec une pointe de 300 nm.

Remarquons que cette étude a été menée avec des pointes en silice. Nous avons effectué d'autres calculs pour des pointes en silicium de 300 nm de dimension qui montrent que le régime limitatif apparaît pour des facteurs de qualité de l'ordre de 5 000. Certains travaux (MAR06) ont montré un décalage de résonance avec dégradation du facteur de qualité en utilisant des pointes AFM en silicium, le facteur de qualité sans pointe est de 4000 alors que le facteur de qualité observé en présence de la pointe est de 200.

## 2.5 Comparaison modèle expérience

Nous venons de valider numériquement le modèle Fabry-Perot proposé. Nous allons maintenant comparer les mesures expérimentales avec le modèle proposé.

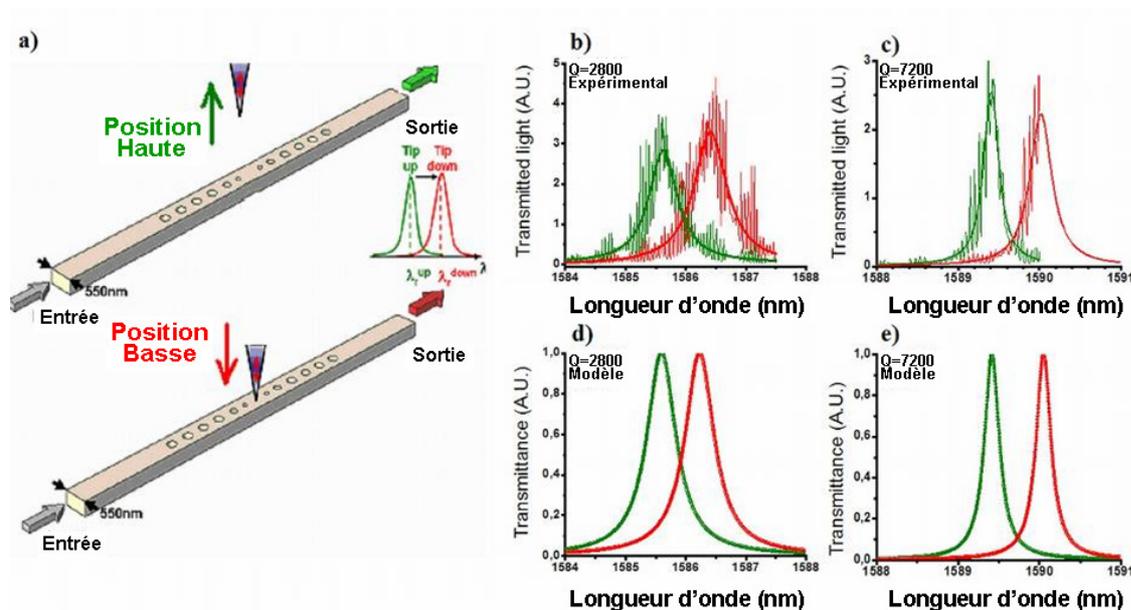


Figure 86 - Comparaison entre le modèle et les mesures pour l'expérience de la Figure 72. En d) (respectivement e)) le calcul avec le modèle Fabry-Perot correspondant à la mesure en b) (respectivement c)).

Dans la Figure 86, nous avons repris les mesures de la Figure 72. Le modèle permet de reproduire exactement le décalage obtenu expérimentalement en prenant une pointe de 300 nm de dimension. La photo MEB située en bas à gauche de la Figure 76 montre la fibre que nous avons utilisée lors de ces mesures. La dimension mesurée est d'environ 300 nm, ce qui correspond à la valeur utilisée dans notre modèle.

Dans la Figure 87 la correspondance entre le modèle et l'expérience est très bonne. La petite différence qui intervient lorsque la hauteur est presque nulle, vient du fait que la pointe ne va pas au contact dans l'expérience, à cause de l'asservissement, alors que le calcul du modèle est fait jusqu'au contact.

Nous avons mentionné que le décalage en longueur d'onde dépend de la position de la pointe sauf quand la réflectivité s'annule. Or, pour une pointe ayant une dimension d'environ 300 nm, la réflectivité de la pointe devient négligeable et le décalage en longueur d'onde est alors indépendant de la position de la pointe. Cette configuration ne nous a donc pas permis de faire une image du champ dans la cavité. La cartographie en perturbation de la Figure 88

nous montre bien une intensité constante faible, équivalent à un décalage constant dans le centre de la cavité.

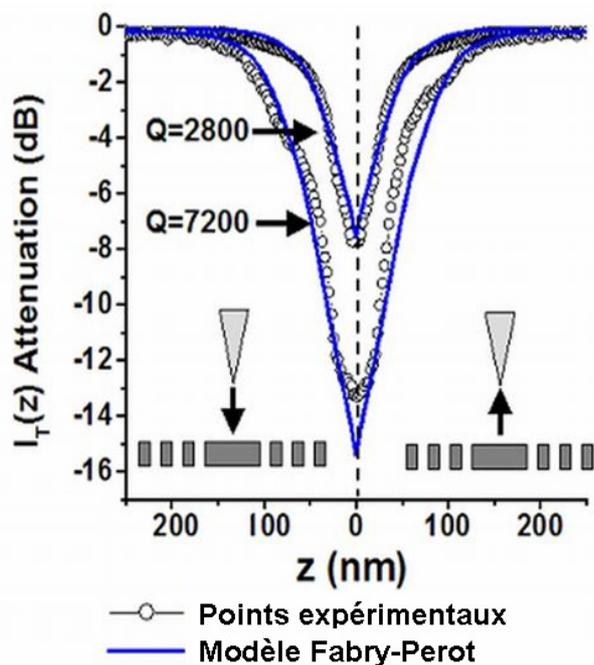


Figure 87 - Evolution de l'intensité transmise à longueur d'onde fixe en fonction de la hauteur de la pointe. Confrontation des résultats expérimentaux et du modèle Fabry-Perot pour les deux cavités sur un cycle de descente et de remontée.

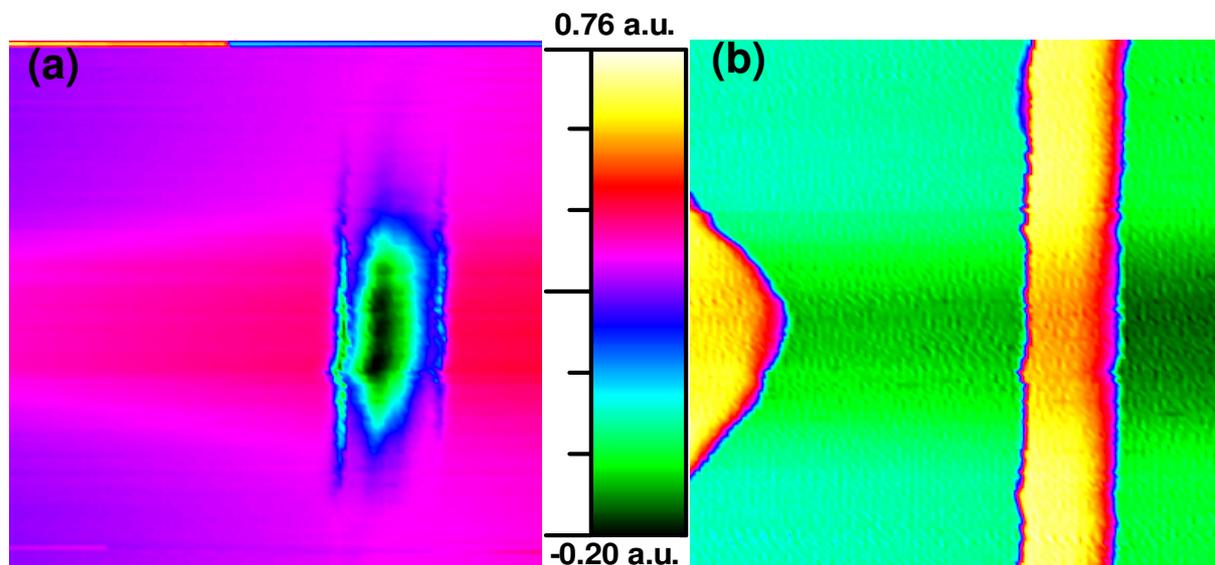


Figure 88 – (a) cartographie de la transmission transmise en fonction de la position de la pointe au-dessus de la cavité. (b) Image topographique de la structure.

Nous avons aussi utilisé des pointes différentes ayant une dimension plus grande ( $>300$  nm). En accord avec ce que nous avons dit précédemment, le décalage en longueur d'onde dépend

alors de la position de la pointe, contrairement au cas précédent. Ainsi, il a été possible d'imager le champ dans la cavité (Figure 74). Le décalage obtenu est compris entre 0,8 nm et 1 nm selon, la position de la pointe ce qui correspond à une pointe d'environ 400 nm. Le modèle prédit un décalage équivalent et une diminution maximale d'un facteur 3 de la transmission, ce qui correspond assez bien avec nos mesures. Cette cartographie nous montre la viabilité des prévisions possibles avec notre modèle analytique

## 2.6 Conclusions

Nous avons développé un modèle analytique permettant de rendre compte des perturbations engendrées par l'approche d'une pointe au-dessus d'une cavité. Ce modèle, basé sur une approche Fabry-Perot assimilant la pointe à une lame de phase avec des pertes radiatives, montre que les coefficients modaux de réflexion et de transmission de la pointe au-dessus d'un guide d'onde jouent un rôle fondamental. De l'analyse du modèle et de ces coefficients, il est possible de déduire le décalage en longueur d'onde de la résonance d'une cavité et la variation de son facteur de qualité en fonction de la position de la pointe.

Ce modèle a été validé dans un premier temps par une comparaison avec des calculs exacts effectués par la méthode a-FMM 3D. Dans un second temps, il a été confronté à une série de résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'un microscope à champ proche optique. L'accord entre le modèle et les mesures est remarquable.

Ce modèle permet de faire un certain nombre de constatations. De façon surprenante, l'interaction entre la pointe et la cavité dépend peu du facteur de qualité de cette dernière. Il semble que le décalage en longueur d'onde soit principalement sensible à la longueur de la cavité, donc au confinement du champ.

L'approche d'une pointe nanométrique permet d'ajuster la longueur d'onde de résonance d'une cavité sans altérer son facteur de qualité, ce qui présente un intérêt certain dans de nombreuses applications. De plus, la pointe peut être utilisée pour imager finement le champ d'une cavité, même lorsqu'elle perturbe le fonctionnement de celle-ci. Obtenir des informations précises sur la distribution du champ dans des micro-cavités est un outil précieux pour une meilleure compréhension des futurs composants nano-photoniques.

# CHAPITRE 5

---

## Les guides à modes lents

En introduction, nous avons insisté sur le fait qu'une cavité résonante permet de renforcer l'interaction lumière-matière. Ce renforcement est d'autant plus souhaité qu'il permet d'envisager de nombreuses fonctions optiques. Ainsi, nous en avons conclu qu'il fallait concevoir un résonateur à grands facteurs de qualité avec un volume modal le plus faible possible. Afin d'exalter cette interaction lumière-matière, une autre alternative possible est d'utiliser des modes lents, c'est-à-dire des modes possédant une faible vitesse de groupe. Dans cette optique, en particuliers pour des vitesses de groupe inférieures à  $c/10$  la problématique majeure est de pouvoir exciter ces modes, car alors la majorité de la lumière incidente est réfléchie.

Deux méthodes sont possibles : la construction d'une adaptation adiabatique qui effectue une adaptation très progressive du mode, et la construction d'un injecteur basé sur un système interférentiel. La première méthode (POV05) présente l'avantage de fonctionner sur une large bande spectrale, mais possède l'inconvénient de nécessiter une zone d'adaptation très longue pouvant, dans le cas des vitesses de groupe de l'ordre de  $c/100$ , atteindre plusieurs milliers de longueurs d'onde. La seconde méthode (HUG07, SET07), que nous avons utilisée, permet quant à elle d'injecter sur des distances de quelques longueurs d'onde, typiquement cinq, pour une injection dans un mode lent à  $c/100$ . Par contre, comme cette seconde méthode est interférentielle, la largeur spectrale est limitée autour d'un point de fonctionnement étroit. Cependant, au vu des résultats obtenus, cette largeur semble suffisante pour de nombreuses applications.

Dans ce chapitre, les résultats sont synthétisés sous forme d'un article que nous avons publié. Celui-ci est laissé dans sa langue d'origine, en anglais.

La première partie s'applique à résoudre le problème de la réflexion d'une onde plane sur un milieu périodique semi-infini en bord de bande. Nous avons introduit dans le chapitre 1 la notion de mode de Bloch (LOM05) : un mode de Bloch est composé de deux ondes se propageant en sens contraire. Le rapport  $\mathbf{u}$  des amplitudes de ces deux ondes est une caractéristique importante de ce mode de Bloch. Dans un premier temps nous établirons une relation analytique entre le coefficient de réflexion et le rapport  $\mathbf{u}$  (équation 5.4). Dans un second temps, nous exprimerons de façon approchée la dépendance de  $\mathbf{u}$  en fonction de  $\mathbf{V}_g$  en utilisant la théorie des modes couplés (équations 5.7 et 5.8). Nous montrerons que le comportement de l'onde est différent selon la bande considérée (Figure 89), et que le taux de couplage diminuait linéairement avec  $\mathbf{V}_g$ . Ceci constitue une généralisation de travaux antérieurs (SAK01, MOM05)

La seconde partie traite du problème de la conception d'un injecteur permettant de coupler de la lumière dans un mode lent (Figure 90). En invoquant des propriétés de réciprocité, un injecteur parfait à une longueur d'onde donnée consiste à construire un miroir pour l'onde contra-propagative d'amplitude  $\mathbf{B}$ . Plus un mode est lent plus son rapport  $\mathbf{u}$  est proche de 1, et donc plus il faudra réfléchir quasi totalement l'onde d'amplitude  $\mathbf{B}$  dans l'onde d'amplitude  $\mathbf{A}$ . Un miroir de Bragg quart d'onde permet de remplir cette tâche et constitue un injecteur parfait à une longueur d'onde donnée. Plus le miroir est réfléchissant, plus il est long, plus le mode lent excité est lent. Nous avons fait cette étude avec un miroir de Bragg (Figure 91), puis sur un guide d'onde planaire (Figure 92). Comme dans le chapitre III, nous avons vu qu'il était nécessaire de réduire les pertes hors du plan pour augmenter la réflectivité. Un exemple de miroir avec une adaptation modale a ainsi été conçu. Ce miroir de quelques microns permet d'injecter dans un mode dont la vitesse de groupe est inférieure à  $c/100$ . Ce résultat est très prometteur et semble rester valide pour en géométrie guides d'onde ruban, avec des trous périodiques par exemple.

Dans la suite nous avons repris l'article de référence :

(VEL07a), *Compact and efficient injection of light into band-edge slow-modes*, P. Velha, J. P. Hugonin, P. Lalanne, OPTICS EXPRESS, 2007, 15, 10

## 1 Introduction

In recent years, faster optical telecommunication and data processing have motivated research towards solutions to try to minimize the involvement of electronics in signal manipulation and to keep signals in the optical domain as long as possible. For true all-optical signal processing, one has to use optical non-linearities. Unfortunately, these non-linearities are extremely weak, thus requiring large interaction lengths or huge operational powers. Different approaches may be used to reinforce light-matter interactions including the elaboration of new materials (HAR97) or of new structural geometries like coupled-resonator optical waveguides (KHU05, POO06) or photonic-crystal (PC) microcavities (YAN04, NOT05). In the quest for ultimate miniaturization, slow waves obtained by introducing a periodic corrugation along the z-axis of a waveguide appears as a promising approach (PET04, MOR05). Clearly, a crucial issue for integrated circuits using slow-wave waveguides is the realization of efficient light injectors between uniform z-invariant waveguides and slow-wave z-periodic waveguides.

Although it is indeed related to that of synthesizing apodized filters (KRA06, MEL03, EGG01), the problem of designing efficient injectors has only been weakly addressed in the literature. Vlasov and his colleagues have experimentally investigated the impact of a fine variation of the termination of single-row defect PC waveguide (VLA06). The injection efficiency has been shown to depend on the exact shape of the termination, but efficient slow light couplings have not been observed. A natural approach for producing this crucial optical functionality consists in using adiabatic tapers that implement a progressive light slowdown through a continuous change of the waveguide geometry. This has been studied in (POV05) for periodic ridge waveguides incorporating teeth in the side of the waveguide. Remarkably efficient injectors with reflectivity as small as 0.001% have been designed with this approach, but this has been achieved with taper lengths of 50 periodicities and only for rather large group velocities close to  $0.1c$ . It can be easily shown that the length of tapers operating without any back-reflection in the taper sections (only forward-propagating Bloch modes are involved in the tapering process) rapidly increases as the group-velocity is reduced. Using a scaling factor of  $(c/v_g)^3$  (POV05), it implies that such an approach would lead to taper lengths of  $\approx 5000$  periods for coupling light into a slow wave with  $v_g=0.01c$ .

In contrast, we hereafter consider slow-wave injectors that operate as interference filters (both backward and forward Bloch modes participate in the tapering process) and that can

provide efficient injection in an ultra-compact way. Typically, we report on the design of efficient injectors with characteristic lengths of a few wavelengths.

In Section 2, we start with the Bloch modes of periodic layers and analytically study the group-velocity impedance-mismatch problem arising at an interface between a uniform medium and a  $z$ -periodic layer stack. In particular we derive closed-form expression for the injection efficiency as a function of the group-velocity of injected light. This preliminary study is motivated by the fact that the injection problem is in essence one-dimensional and that simple intuitive analysis have not yet been presented for the back-reflection resulting at the interface between  $z$ -invariant and  $z$ -periodic media, despite its importance for our problem.

Section 3 is devoted to the study of light injection at a single frequency. We show that injectors can be designed as a simple Bragg mirror that allows 100% coupling efficiencies for arbitrary small group velocities and that the injector length scales as  $\log(c/v_g)$ .

In Section 4, we consider more realistic geometries composed of slits etched into a slab waveguide. Since radiation loss into the cladding is included into this problem, this geometry represents a test bed for even more realistic three-dimensional geometries, like PC waveguides, while preserving computational requirements at a moderate level. Using a combination of fully-vectorial methods (HUG05) and of optimisation techniques, we design efficient and wavelength-long injectors that couple light into slow waves ( $v_g/c=0.1-0.001$ ) with bandwidths of the order of 250 GHz at -1 dB. Section 5 summarizes the results.

## **2 Group-velocity impedance mismatch problem (problème de la désadaptation d'impédance en fonction de la vitesse de groupe)**

We start with the scattering problem defined in Figure 89a. An incident plane wave in a uniform medium (refractive index  $n$ ) is normally incident onto a semi-infinite periodic thin-film stack composed of lossless alternate layers with refractive indices  $n_H$  and  $n_L$ . Hereafter, we denote by  $a$  the periodicity constant of the thin film stack and by  $f$  (the fill factor) the fraction of material with refractive index  $n_H$ .

### **2.1 Injection efficiency (efficacité d'injection)**

This scattering problem can be solved by considering the modes of the two semi-infinite media at a given frequency  $\omega$ . We denote by  $k = \omega/c$  the modulus of the free-space wave vector. The modes in the uniform medium are the forward- and backward-propagating plane waves, denoted  $|P^+\rangle = \exp(jknz)$  and  $|P^-\rangle = \exp(-jknz)$ , with a unitary Poynting vector  $|P^+\rangle = [E_x, H_y] = [(2/n)^{1/2}, (2n)^{1/2}]$  and  $|P^-\rangle = [(2/n)^{1/2}, -(2n)^{1/2}]$ . The modes of the periodic medium are the Bloch modes,  $|B^+(z)\rangle = \exp(jkn_{\text{eff}}z)$  and  $|B^-(z)\rangle = \exp(-jkn_{\text{eff}}z)$ , with  $|B^+\rangle$  and  $|B^-\rangle$  two periodic functions of the  $z$ -coordinate and with  $n_{\text{eff}}$  the Bloch-mode effective index.  $|B^+\rangle$  and  $|B^-\rangle$  are calculated as the eigenstates of the unit-cell transfer matrix of the periodic medium and  $n_{\text{eff}}$  as the associated eigenvalues (YEH88).

The bi-layer stack possesses a mirror-symmetry relatively to transversal planes in the layers of refractive index  $n_H$ , represented by the dashed vertical lines in Figure 89a and located at planes  $z=z_0+pa$ , with  $p$  an integer. Similar planes exist for the layers of refractive index  $n_L$ . In every layer of the periodic structure the functions  $|B^+\rangle$  and  $|B^-\rangle$  can be expanded as a superposition of two counter-propagative plane waves. We will denote by  $A_H$  and  $B_H$ , the modal coefficients of this decomposition in the transversal plane  $z=z_0$ ,  $A_H$  referring to the forward plane wave and  $B_H$  to the backward plane wave. Thus, we have

$$|B^+(z=z_0+pa)\rangle = A_H |P^+\rangle + B_H |P^-\rangle, \quad (5.1)$$

The ratio  $u=B_H/A_H$  between the backward- and forward-modal coefficients is an important parameter which describes the stationary character of the Bloch mode. Inside the photonic gap and at the band edges where  $v_g=0$ ,  $|u|=1$ . Outside the photonic gap,  $u$  is real for lossless materials and using the analytical expressions obtained in (SAU05a,VEL06b), it can be further shown that

$$0 < u < 1, \quad (5.2a)$$

$$-1 < u < 0, \quad (5.2b)$$

for the valence and conduction bands, respectively. Similarly, the backward-propagating Bloch mode can be denoted by

$$|B^-(z=z_0+pa)\rangle = A'_H |P^+\rangle + B'_H |P^-\rangle, \quad (5.3)$$

Note that in general, there is no relation between  $|B^-\rangle$  and  $|B^+\rangle$ , except if the periodic stack is composed of lossless materials or if it possesses a mirror-symmetry with respect to a transverse plane (VEL06b). In this case,  $B'_H=A_H$  and  $A'_H=B_H$  showing that the  $u$ -factor of  $|B^-\rangle$  is simply the inverse of that of  $|B^+\rangle$  for the bi-layer stack.

After this few statements on Bloch modes, let us now go back to the scattering problem of Figure 89a. The total field in the uniform medium ( $z < 0$ ) can be expressed as

$|P^+\rangle = \exp(jknz) + r |P^-\rangle = \exp(-jknz)$ , where  $r$  is the modal reflectivity coefficient. Similarly, the field in the periodic medium is simply  $t|B^+\rangle = \exp(jkn_{\text{eff}} z)$ , in the absence of illumination from the right side. By satisfying the boundary condition at  $z = 0$  (continuity of  $E_y$  and  $H_x$ ), one obtains

$$r = \frac{[(n - n_H) + u(n + n_H)\exp(j\phi)]}{[(n + n_H) + u(n - n_H)\exp(j\phi)]}, \quad (5.4)$$

where  $\phi = kn_H fa$  is the phase delay associated to the propagation through the layers with a refractive index  $n_H$ . Note that for  $n = n_H$ ,  $r = u \exp(j\phi)$  and the high reflectance  $|r|^2$  close to the band-gap edges is purely due to the stationary character of  $|B^+\rangle$  ( $|u| \approx 1$ ). Using the 2x2 transfer-matrix formalism in (YEH88),  $\phi$  and  $u$  can be implicitly calculated as a function of the group-velocity  $v_g$  of  $|B^+\rangle$ . The injection efficiency  $T = 1 - |r|^2$  (i.e. the coupling efficiency into  $|B^+\rangle$ ), in the vicinity of the band-edges of the first valence and conduction bands, is shown in Figure 89b, for  $0.1 < f < 0.9$ .

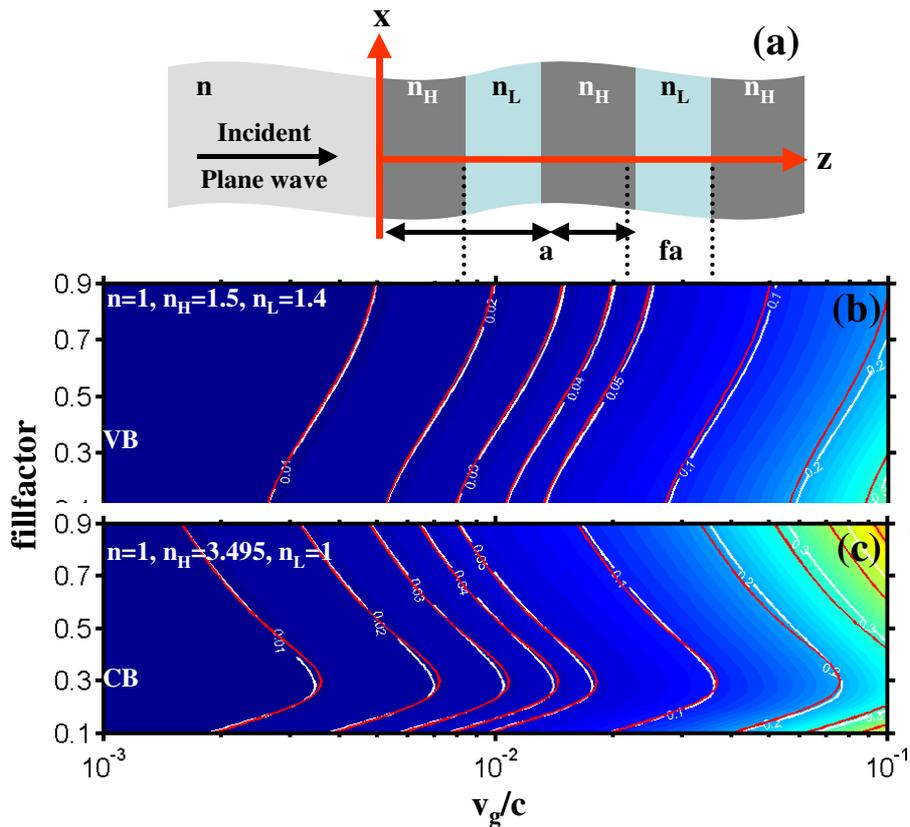


Figure 89 - Impedance mismatch problem. (a): Scattering at an interface between a uniform medium (refractive index  $n$ ) and a semi-infinite bi-layer periodic stack (refractive indices  $n_H$  and  $n_L$ ). (b) and (c): Injection efficiency  $T$  as a function of the group-velocity of the periodic-stack Bloch mode for different fill factors ( $0.1 < f < 0.9$ ). Colormaps and white curves are exact numerical results obtained with the 2x2 transfer-matrix method in (YEH88), and the superimposed solid-red curves are obtained using the approximate closed-form expressions. (b): data obtained in the vicinity of the valence band edge of a

weak-modulation ( $n_H=1.5$  and  $n_L=1.4$ ) stack for  $n=1$ . (c): data obtained in the vicinity of the conduction band edge of a strong-modulation stack ( $n_H=3.495$  and  $n_L=1$ ) for  $n=n_L$ .

*Problématique de la désadaptation d'impédance. (a) : Schéma du problème à l'interface entre un milieu uniforme (indice de réfraction  $n$ ) et d'un empilement semi-infini d'une alternance de couches (indice de réfraction  $n_H$  et  $n_L$ ). (b) et (c) : efficacité d'injection  $T$  en fonction de la vitesse de groupe du mode de Bloch de l'empilement périodique pour différent facteur de remplissage ( $0,1 < f < 0,9$ ). La cartographie de couleur représente le calcul numérique exact obtenu par une méthode matrice de transfert  $2 \times 2$  présenté dans (YEH88), et les courbes rouges continues ont été obtenu en utilisant l'expression approché. (b) : donnée obtenu près du bord de valence pour une faible modulation ( $n_H=1,5$  et  $n_L=1,4$ ) avec un milieu d'injection à  $n=1$ . (c) : donnée obtenu près du bord de conduction pour une forte modulation ( $n_H=3,495$  et  $n_L=1$ ) avec un milieu d'injection à  $n=n_L$ .*

## 2.2 Approximate closed-form expression for the injection efficiency (expression approchée pour l'efficacité d'injection)

In order to get a better insight into the group-velocity impedance mismatch illustrated in Figure 89b, it is important to have at one's disposal simple expressions for the reflectance as a function the  $v_g$  for the different optical ( $n$ ,  $n_H$  and  $n_L$ ) and geometrical ( $f$ ) parameters of the problem. According to Eq. (5.5), one needs to express  $u=A_H/B_H$  and  $\phi$  as a function of  $v_g$ . For that purpose, we use the fact that that the  $v_g$  is the velocity of the energy propagation,  $v_g=aP/\mathcal{E}_m$ , with  $P$  the power flow and with  $\mathcal{E}_m=1/2 \int_{\text{Cell}} \epsilon(z) |E(z)|^2 dz$ , a quantity related to the mode volume of  $B^+$ .  $P$  is simply equal to  $|A_H|^2 - |B_H|^2$  and  $\mathcal{E}_m$  can be expressed as a function of  $A_H$  and  $B_H$ . We do not repeat the lengthy calculation here, and we obtain for a bi-layer system

$$(v_g/c) [\alpha(1+u^2)+2\beta u] = 2n_H(1-u^2), \quad (5.5)$$

with  $\alpha=(1+f)n_H^2+(1-f)n_L^2$  and  $\beta=(1-f)\cos(\phi)(n_H^2-n_L^2)$ . Equation (5.5) is exact and provides a general relationship between the free-space wavevector  $k$  ( $\beta$  depends on  $k$  through  $\phi$ ), the group velocity  $v_g$  and the stationary ratio  $u$ . To express  $\phi$  as a function of  $v_g$ , one may expand it in a power series of  $v_g/c$ ,  $\phi=\phi^{(0)}+O(v_g/c)$ , and by retaining only the first term  $\phi^{(0)}$ , Eq. (5.5) can be solved for  $u(v_g)$

$$\mathbf{u}_{VB} = \mathbf{1} - \left( \frac{\alpha + \beta_{VB}}{2n_H} \right) \mathbf{v}_g/c + O(\mathbf{v}_g/c)^2, \text{ and} \quad (5.6a)$$

$$\mathbf{u}_{CB} = -\mathbf{1} + \left( \frac{\alpha - \beta_{CB}}{2n_H} \right) \mathbf{v}_g/c + O(\mathbf{v}_g/c)^2, \quad (5.6b)$$

where  $\beta_{VB}$  and  $\beta_{CB}$  correspond to  $\beta(\phi = \phi^{(0)})$  at the valence and conduction band edges, respectively. For quarter-wave periodic stacks,  $f = (1+n_H/n_L)^{-1}$ , a closed-form expression for

the phase delay  $\phi^{(0)}$  exists (YEH88),  $\phi^{(0)} = \pi/2 \pm \text{asin}\left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right)$ , the plus and minus signs holding for the conduction and valence bands. However for arbitrary  $f$  values, the calculation of  $\phi^{(0)}$  requires to solve for a transcendental equation, see Section 6.2 in Ref. (DOW96). To retrieve full analyticity, one may use the classical coupled-wave method (HAU84), assuming that the Bloch modes of the periodic media is described by only two counter-propagative slowly-varying  $z$ -functions which are coupled at the band edges by the first-Fourier coefficient of the relative-permittivity modulation,  $\epsilon_1 = (n_H^2 - n_L^2)f \text{ sinc}(\pi f)$ . Within this approach that is all the more accurate as  $n_H - n_L$  is small, we have

$$\phi^{(0)} \approx \pi f n_H [1 \pm \epsilon_1 / (2\epsilon_0)] / \epsilon_0^{1/2}, \quad (5.7)$$

where  $\epsilon_0 = f n_H^2 + (1-f) n_L^2$  is the DC-component of the Fourier coefficients of the relative permittivity, the plus and minus signs holding for the conduction and valence bands. By substituting Eqs. (5.7) and (5.6) into Eq. (5.4), one easily obtains a closed-form expression for the injection efficiency  $T = 1 - |r|^2$  as a function of the dielectric material properties  $n_H$ ,  $n_L$  and  $n$  and of the fill factor  $f$  in the limit of small group velocities. For  $n = n_H$ , the expressions largely simplifies and one obtains:

$$\mathbf{T}_{VB} = \left( \frac{\alpha + \beta_{VB}}{n_H} \right) \mathbf{v}_g / \mathbf{c}, \quad \mathbf{T}_{CB} = \left( \frac{\alpha - \beta_{CB}}{n_H} \right) \mathbf{v}_g / \mathbf{c}. \quad (5.8)$$

The predictions of the coupled-wave model are shown by the superimposed solid-red curves in Figure 89b and c. Despite the large refractive-index modulation, which is likely not to be accurately described by the two-first Fourier coefficient of the relative permittivity, the agreement with the transfer-matrix results is quantitative. As we checked with computational results obtained by solving the transcendental equation for the phase delay  $\phi^{(0)}$  at the band edges, the deviation in Figure 89b and c mainly results from the coupled-wave-method approximation used to derive Eq. (5.7). Finally, note that the expressions in Eq. (5.8) largely differ from the usual ansatz (SAK01, MOM05),  $\mathbf{r} = (\mathbf{v}_{g1} - \mathbf{v}_{g2}) / (\mathbf{v}_{g1} + \mathbf{v}_{g2})$ , which leads to  $\mathbf{T} = 4\mathbf{v}_{g2} / \mathbf{v}_{g1}$  for  $v_{g2} \ll v_{g1}$ . This completely ignores the difference of injection efficiencies at the two band edges, which is predicted by the transfer-matrix computational results or by the approximate formula of Eq. (5.8).

### 3 Slow-mode injectors (injecteur dans des modes lents)

The group-velocity impedance mismatch problem illustrated in Figure 89 evidences the necessity of designing injectors for efficiently coupling light into slow modes. Indeed injectors are crucial for successful implementation or characterisation of systems relying on slow-mode field enhancements. In this Section, we show that, by engineering the interface between the uniform medium and the periodic stack, injectors with very-short length can be designed even for small group velocities. This result is established for 1D thin-film stacks and 2D periodic waveguides composed of slits in a slab waveguide.

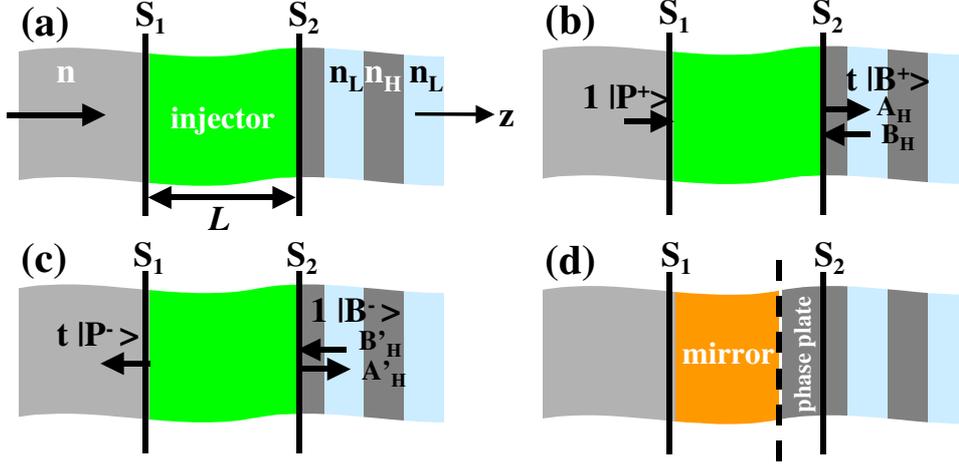
### 3.1 Perfect injection in 1D thin-film stacks (injection parfaite dans un cas 1D d'un empilement de couches minces)

We start with one-dimensional problems like in the previous section and we consider the geometry shown in Figure 90a, where a thin film stack (the injector to be further designed) is inserted between a uniform medium and a periodic stack supporting slow modes at the band edges. In Figure 90b, we sketch a situation corresponding to perfect injection. Under illumination from the uniform medium with an unit-amplitude incident normalized plane wave, no light is back reflected at plane  $S_1$  and all the incident power is coupled into the forward-propagating slow Bloch mode of the periodic stack. This slow Bloch mode  $|B^+\rangle = \exp(jkn_{\text{eff}} z)$  is defined at plane  $S_2$  by its forward and backward-modal coefficients,  $A_H$  and  $B_H$ , with  $|A_H| \approx |B_H| \gg 1$  in the slow-mode regime and with  $A_H^2 - B_H^2 = 1$  for the sake of normalization. Perfect injection is achieved if  $|t|=1$ ,  $t$  being the complex amplitude injection coefficient.

Although the following derivation can be straightforwardly obtained using time-reversal properties of lossless thin film stacks (DOW96), we aim at a more general derivation hereafter, and we rather invoke reciprocity arguments that remain valid even for situations potentially encompassing out-of-plane scattering, as in periodic waveguides for instance. We additionally drop off any argument related to the existence of mirror-symmetry planes. Figure 90c depicts a reciprocal problem, where the backward-propagating Bloch mode  $|B^-\rangle = \exp(-jkn_{\text{eff}} z)$  impinging from the periodic stack onto the injector transmits light into the backward-propagating plane wave  $|P^-\rangle = \exp(-jknz)$  at plane  $S_1$ , with a complex transmission coefficient  $t$ . We denote by  $A'_H$  and  $B'_H$  its forward and backward-modal coefficients, and since the backward-propagating Bloch mode in (c) possesses the same group velocity as the forward-propagating Bloch mode in (b),  $|A'_H| \approx |B'_H| \gg 1$  in the slow-mode regime. Indeed solving the synthesis problem of Figure 90b is identical to solving that of Figure 90c. As shown now, solving the synthesis problem in (c) can be done in an intuitive way.

For perfect injection in (b) guarantees that  $|t|=1$  in (c). Thus, no light is back reflected into the forward-propagating Bloch mode  $|B^+\rangle$  in (c) and all waves are shown in (c). Since  $|A'_H| \approx |B'_H| \gg 1$  with  $|B'_H| > |A'_H|$ , Figure 90c evidences that the injector basically acts as a mirror for the plane waves, which reflects most of the light with a modal reflectivity coefficient  $r_m = A'_H/B'_H$  and which transmits light with a modal transmission  $|t/B'_H|^2 = 1 - |r_m|^2$ . Quite surprisingly, designing an injector to couple light into a slow mode amounts to synthesize a mirror.

In fact, the smaller the group velocity, the larger the mirror reflectance is. Figure 90d shows the general solution of the synthesis problem. The injector is composed of a mirror with reflectance  $|A'_H/B'_H|^2$  and eventually of a phase plate, the latter being used to guaranty that the argument of  $r_m$  strictly matches the argument of the stationary-ratio ( $A'_H/B'_H$ ) of the backward-propagating Bloch mode  $|B^- \rangle$ .



**Figure 90 - A slow-mode injector at a single frequency is basically a mirror. (a) Definition of the injector parameters: length  $L$ , interface  $S_1$  between the coupler and the uniform medium and interface  $S_2$  between the coupler and the periodic stack supporting a slow Bloch mode. (b) Perfect injector at a single frequency for a plane wave incident from the uniform medium. (c) Reciprocal problem. The incident illumination is the reciprocal Bloch mode propagating towards the negative  $z$ -direction. (d) General solution of the synthesis problem: the injector is composed of a mirror and of a phase plate.**

*Un injecteur dans un mode lent à une fréquence donnée est simplement un miroir. (a) Définition des paramètres de l'injecteur : longueur  $L$ , interface  $S_1$  entre l'injecteur et le milieu uniforme et interface  $S_2$  entre l'injecteur et l'empilement périodique supportant le mode de Bloch lent. (b) Cas de l'injecteur parfait à une fréquence pour une onde plane incidente depuis le milieu uniforme. (c) Problème inverse. L'onde incidente provient du mode de Bloch réciproque se propageant dans le sens négatif de la direction  $z$ . (d) Solution générale du problème totale : l'injecteur est composé d'un miroir et d'une lame de phase.*

Thus, perfect injection into a slow Bloch mode at a single frequency  $\omega/c=2\pi/\lambda$  is made possible with a mirror, and this for arbitrary small group velocities. For a mirror designed as a quarter-wave stack at the frequency  $\omega$ , closed-form expressions for the modal reflection coefficient  $r_m$  are available as a function of the number  $m$  of alternate layer pairs. For a mirror form with the same materials as the periodic stack, it is shown (COL95) that  $r_m=(1-(n_L/n_H)^{2m})/(1+(n_L/n_H)^{2m})$ , which is approximately equal to  $1-2(n_L/n_H)^{2m}$  for large  $m$ . By equalling the latter expression with the stationary-ratio defined by Eqs. (5.6)a or (5.6)b, we obtain that  $(n_L/n_H)^{2m}=\left(\frac{\alpha-\beta}{4n_H}\right)v_g/c$ , where  $\beta$  holds for  $\beta_{VB}$  or  $\beta_{CB}$ . Therefore, the injector length  $L$  scales as the logarithm of  $c/v_g$  and we have

$$L = g\lambda \log(c/v_g), \quad (5.9)$$

with  $g$  a constant parameter that depends on  $n$ ,  $n_L$ ,  $n_H$  and  $f$ . The length in Eq. (5.9) largely contrasts with those obtained with an adiabatic approach. To check this, we have solved the scattering problem shown in Figure 90a with the  $2 \times 2$  transfer-matrix formalism (YEH88), for a bi-layer periodic stack with  $n_H=3.495$ ,  $n_L=1$  and  $f=0.5$ . The injectors are simply quarter-wave Bragg mirrors composed of alternated layers with the same refractive indices  $n_H$  and  $n_L$ , and designed at a Bragg wavelength corresponding to the band edge of the periodic stack. Figure 91 shows the transmission  $T$  into the slow Bloch mode of the periodic stack, as a function of the frequency of the incident plane wave (actually  $v_g$  on the horizontal axis). The different curves are obtained for different  $m$  values, ranging from  $m=1$  to  $m=5$ . They have been calculated in the vicinity of the first valence band, but almost identical curves have been obtained for the conduction band. As expected, perfect injection ( $T=1$ ) is achieved in all cases. Additionally we note that the group velocities corresponding to  $T=1$  scale linearly with  $m$  (in log scale), as predicted by Eq. (5.9). The horizontal arrows delimitate the 1dB ( $T=0.8$ ) bandwidth of the injector in GHz. Indeed the bandwidth vanishes as  $(v_g)^2$ , and for very small group velocities of  $\approx 10^{-4}$ , it is actually very small,  $\approx 10^{-2}$  GHz. Therefore, injectors designed as pure mirrors cannot be used for full-optical signal processing applications, but they may find applications for single frequency applications and may be incorporated into new architectures in DBR and DFB lasers for instance.

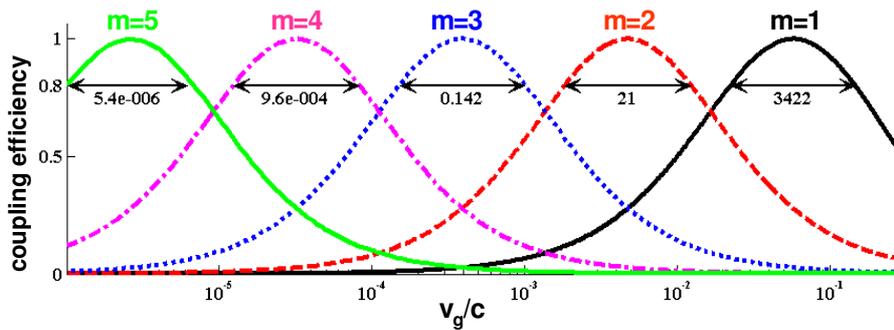


Figure 91 - Coupling efficiency into the slow-mode of a periodic stack ( $n_H, n_L$ ) as a function of the group velocity (log scale) of the slow mode. Different injectors are considered. They are all composed of Bragg mirrors ( $n_H, n_L$ ) with an increasing number of repeated pairs,  $m=1, \dots, 5$ . The results are obtained in the vicinity of the valence band edge of the periodic stack. The horizontal arrows indicate the bandwidths in GHz of the different injectors for  $T=0.8$  (-1dB).

*Efficacité de couplage dans le mode lent d'un empilement périodique ( $n_H, n_L$ ) en fonction de la vitesse de groupe (échelle log) du mode lent. Différents injecteur sont considérés. Ils sont tous composé d'un miroir de Bragg avec un nombre croissant de pair ( $n_H, n_L$ ) répété  $m$  fois ( $m=1$  à 5). Les courbes sont obtenues près du bord de valence de l'empilement périodique. Les flèche horizontale indique la bande passante en GHz pour les différents injecteurs à 80% (-1dB).*

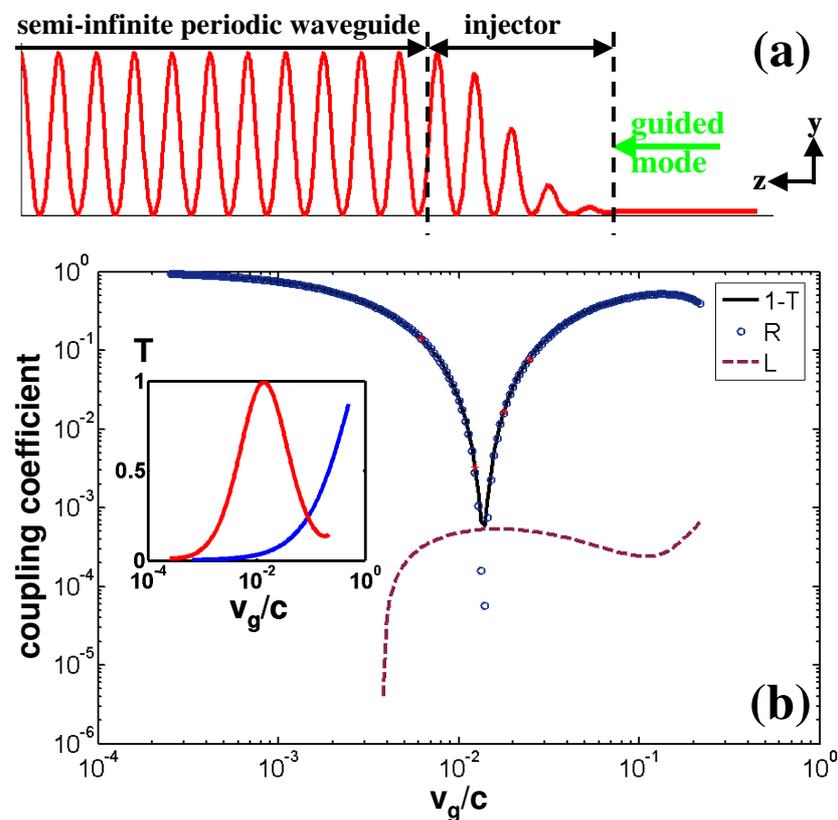
### 3.2 Broadband injection in 2D periodic waveguides ( injection large bande dans un guide planaire 2D)

So far, we have only considered thin-film-stack geometries and injectors operating at a single frequency. In planar integrated systems, the out-of-plane scattering into the claddings is an important point of concern that cannot be inferred from 1D calculations. The transverse mode-profile mismatch between the mirror evanescent Bloch mode, the guided mode of the  $z$ -invariant waveguide and the slow Bloch mode of the periodic waveguide is expected to lower the mirror reflectance (PAL01). Thus according to the previous analysis, this loss would prevent injection at small group velocities, since the latter requires very high reflectance. However, we believe that mirrors that incorporate tapers on both extremities (LAL03) may allow reducing the mismatch and in turns may be used for efficient injection even at very small group velocities. Another more specific problem in the present context is the design of injectors that achieve a bandwidth broad enough to support high data-rate telecommunication signals, while maintaining the losses at a small level.

In order to study the feasibility of such injectors with relatively broadband and lossless couplings, we consider a semi-infinite periodic waveguide composed of a silicon (refractive index 3.5) 260-nm thick core with air claddings. Above  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , the waveguide supports a single TE guided mode. The periodic waveguide has a period  $a=350 \text{ nm}$  and is composed of 185-nm large lamellar grooves etched down to the  $\text{SiO}_2$  substrate. Because of the low cladding refractive indices, the periodic waveguide supports a single truly-guided slow-mode in the vicinity of the band edge ( $k \approx \pi/a$ ) of the first valence and conduction bands. For broadband and lossless couplings, we have optimised injectors consisting of five slits and five ridges fully etched trough the waveguide core, the free parameters being the lengths of the ridges and grooves.

An example of an optimised structure is shown in Figure 92a. For the optimisation we use the simplex search Nelder-Mead method. This direct method that does not use numerical or analytic gradients relies on an iterative simplex-minimization approach that progressively reduces the explored volume in the parameter hyper-space (REE98). The function value used for the optimisation is the weighted sum of the injector efficiency calculated for five different wavelengths in the close vicinity of a central wavelength corresponding to a targeted small group velocity of the periodic waveguide. In addition, we have imposed a firm lower bound on the injection efficiency,  $T > 99\%$  for the central wavelength.

Because of the strong corrugations, one needs to solve the Maxwell's equations with fully-vectorial theory for the optimisation. We have used a Fourier modal method, based on an artificial periodization in the transverse direction with perfectly-matched layers at the boundary of the supercell (HUG05). Modal techniques are particularly efficient for performing such optimisations because the integration along the  $z$ -direction is analytical. Once the eigenmodes of the two-layer system (waveguide and groove) are calculated for the five wavelengths, the optimisation just consists in searching the injector geometry by recursively computing the scattering matrices associated to various ridge and groove lengths. For the 2D injector-design problem (invariant along the slit  $y$ -axis) investigated in this work, very high accuracy (relative error below 0.1%) is achieved for the transmission, see details in (HUG05).



**Figure 92 - Broadband injection from a planar waveguide to a periodic waveguide near the valence-band edge ( $\lambda=1.65 \mu\text{m}$ ).** (a) Injector geometry optimized for coupling at  $v_g/c \sim 0.01$ . From left to right, the injector slit- and ridge-widths are 84, 143, 127, 158, 174 nm and 239, 213, 173, 166, 166 nm, respectively. The superimposed red curve represents the squared modulus of the transverse electric field at optimal coupling. (b) Performance of the injector predicted by fully vectorial computational results for the radiation loss  $L$  (dashed curve), the modal reflection  $R$  (blue circles) and the transmission  $T$  (actually  $1-T$  is shown with a solid black curve). All quantities are displayed in a log scale. Inset: Injection efficiency  $T$  as a function of  $v_g$  with (red) and without (blue) injector. The maximum injection efficiency is as large as 0.999. In the absence of injector, this efficiency is only 0.25%.

*Injection large bande d'un guide planaire vers un guide périodique près de la bande de valence ( $\lambda=1.65 \mu\text{m}$ ). (a) Géométrie de l'injecteur optimisé pour un couplage à  $v_g/c \sim 0.01$ . De gauche à droite, les largeurs des fentes et des pleins de l'injecteur sont de 84, 143, 127, 158, 174 nm et 239, 213, 173, 166, 166 nm, respectivement. La courbe rouge superposée représente la norme du champ électrique pour le couplage optimal. (b) Les performances de cet injecteur ont été prédites par calcul vectoriel 3D en terme de pertes radiatives  $L$  (courbe en tiret), la réflectivité modale  $R$  (cercle bleu) qui s'annule au point optimal et la transmission  $T$  (ici représente  $1-T$  en courbe noire continue). Toutes les courbes ont des ordonnées en échelle log. En insert : Efficacité d'injection  $T$  en fonction de  $v_g$  avec (en rouge, point optimal à  $v_g/100$ ) et sans (en bleu) injecteur. Le maximum d'injection obtenu est de 0,999 limité par les pertes radiatives. En absence d'injecteur l'efficacité est de seulement 0,25%.*

As initial guesses for the optimisation, we have considered various Bragg mirrors with different groove and ridge lengths and different target group velocities. The optimisation has revealed that many different injector geometries can be used to inject light efficiently and that the most difficult criteria to fulfil is the broadband injection. Although the parameter hyper-space is likely not to be fully explored by the optimisation procedure, we believe that the set of solutions we obtained by repeating the optimisation with various initial guesses is likely to provide a good picture of the possible geometries that lead to efficient injection. Figure 92a shows a typical example of such a solution. This geometry has been obtained for a target group velocity of  $0.01c$  in the first valence band. The superimposed red curve represents  $|E|^2$  as a function of the  $z$ -coordinate. The field intensity in the periodic waveguide is roughly 40 times larger than that in the  $z$ -invariant waveguide. The optimised injector parameters are given in the figure caption. Figure 92b shows the injector performance as a function of the frequency of the incident guided mode, or equivalently as a function of the group velocity of the periodic-waveguide Bloch mode. The maximal injection efficiency  $T$  (solid black curve) is obtained for  $v_g=0.015$  ( $\lambda \approx 1.65 \mu\text{m}$ ) and is  $\approx 99.9\%$ . As the wavelength deviates from this value, the performance degrades. Actually, it is limited by the back-reflection  $R$  (blue circles) that rapidly increases, while the radiation losses  $L=1-T-R$  (magenta dashed curve) remain below  $10^{-3}$  over almost the entire spectral range. The 1dB ( $T>0.8$ ) bandwidth is determined to be 275GHz, a value approximately 10 times larger than that achieved with purely periodic injectors in Figure 91.

Similar performances have been obtained for smaller group velocities but with smaller bandwidths. For instance, for  $v_g=0.002c$ , similar computations have shown that efficient injectors with a maximum injection efficiency of 99.4% can be designed with a 20 times smaller bandwidth. We believe that group velocities in the range of 0.01 that corresponds to a slow down factor of  $\approx 40$  may represent an interesting regime for on-chip optical processing with  $\approx 250$  GHz bandwidths. Smaller group velocities are likely to offer prohibitively small

bandwidths and their associated propagation loss due to various disorders induced by fabrication inaccuracies may additionally be a critical issue (GER05b, KUR05, SET07).

## 4 Conclusion

In periodic media, Bloch modes with small group velocities are interference patterns and in their simplest form are created by the superposition of a forward- and a backward-propagating mode that together form a standing or a slowly-moving mode pattern. When illuminated from a z-invariant medium, light is only weakly coupled into the slow Bloch mode. For bi-layer periodic structures, we have derived closed-form expressions for the coupling efficiencies in the vicinity of the valence and conduction bands. The expressions evidence that the impedance mismatch essentially arises from the standing-wave character of the slow Bloch mode and that the injection efficiency is proportional to the group velocity of the Bloch mode, the proportionality factor being weakly dependant on the actual geometric parameters. To overpass the impedance-mismatch problem, we have explored a new route for injecting light efficiently into slow Bloch modes. In contrast to previous works using adiabatic tapers that implement a progressive light slowdown through a continuous change of the waveguide geometry, the present injectors rely on interference effects, in a way analogue to the classical multi-film-stack approach used for AR-coating (MAC69). The net benefit is compactness. For instance, we have shown that very short couplers, whose lengths are scaling as  $\log(c/v_g)$ , may provide perfect injection (100% coupling efficiency) at a single frequency for arbitrary-small group velocities. For 2D geometries like periodic slab waveguides, we have shown that radiation losses into the cladding are not a critical issue. We rather found that high injection efficiency together with a broadband injection is indeed difficult to manage both together, especially in the slow light regime for  $v_g < c/100$ . There is a compromise. These conclusions have been reached for Bloch modes in thin-film stacks and in a periodic slab waveguides, but are expected to remain quantitatively valid for other kinds of periodic ridge waveguides. Photonic crystal waveguides, like single-row-defect waveguides, deserves a specific study because the physical nature of the light confinement is different especially in the slow light regime. We expect that this prospective study will be helpful for further investigations in the field.

## **Conclusion générale**

Au cours de ces trois années de thèse, je me suis consacré, au sein de mes trois laboratoires d'accueil à la modélisation, la fabrication et la mesure des cavités photoniques sur guides en silicium sur isolant. J'ai en particulier optimisé les miroirs des cavités par ingénierie modale ce qui m'a permis d'augmenter fortement leurs facteurs de qualité. Deux modèles d'optimisation ont été utilisés, le recyclage des pertes et l'adaptation modale. Ces travaux ont été complétés par des mesures en champ proche optique à l'Institut Carnot de Bourgogne.

La partie principale de mon travail a été axée au sein des équipes grenobloises à la mise au point d'un procédé de fabrication des cavités et à la mesure de leurs propriétés optiques sur un banc au développement duquel j'ai participé.

Nous avons ainsi mis au point un procédé de fabrication simple composé d'une étape de lithographie électronique et d'une gravure plasma ICP. Ce procédé a été validé par des mesures de pertes en ligne sur des guides rubans de référence. Ces mesures, représentatives de la qualité de notre procédé, nous ont permis d'estimer ces pertes à environ 6dB/cm ce qui est proches de l'état de l'art (1 dB/cm).

Les mesures en mode guidé des micro-cavités Fabry-Perot sur guide d'onde ont mis en évidence les effets de confinement spectraux dus à l'existence de la bande interdite créée par les deux miroirs de part et d'autre de la cavité. L'optimisation des miroirs a permis d'augmenter significativement les facteurs de qualité des cavités. En particulier, dans le cas de l'adaptation modale, nous avons atteint la valeur record sur substrat de 60 000 pour une cavité avec un volume modale de seulement  $0,6 (\lambda/n)^3$ . Pour mémoire, avant optimisation les facteurs de qualité ne dépassent pas 500. Cette valeur record démontre la fiabilité de notre approche.

L'étude en champ proche a permis de visualiser le confinement de la lumière dans la cavité. Lors de ces expériences nous avons aussi mis en évidence un déplacement de la résonance de la cavité du à l'approche de la sonde champ proche. Cette perturbation de la cavité se fait dans un régime où le facteur de qualité n'est pas dégradé. Nous avons démontré que ce décalage pouvait être utilisé pour visualiser la distribution du champ électrique en mesurant l'intensité transmise en fonction de la position de la sonde. Cette perturbation constitue donc un instrument intéressant pour l'imagerie en champ proche mais ouvre aussi la voie à une nouvelle génération de composants opto-mécaniques actifs.

## *Conclusion générale*

Enfin, nous avons commencé à explorer une autre voie prometteuse pour augmenter l'interaction lumière-matière : l'utilisation de modes de Bloch à faible vitesse de groupe. Nous nous sommes intéressés à la problématique de l'excitation efficace de ces modes et nous avons proposé d'insérer entre le guide d'onde et la zone à modes lents, un injecteur constitué d'un miroir et d'une lame de phase. Nous avons démontré numériquement la possibilité de coupler de façon efficace en seulement quelques longueurs d'onde dans un mode lent à  $c/100$ .

Traçons maintenant quelques perspectives à ces travaux. Le contrôle de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde est possible avec les objets que nous proposons et ces micro-cavités pourraient servir de briques de base dans de futurs circuits photoniques intégrés.

D'un point de vue technologique, mêmes si les résultats obtenus avec le procédé actuel sont tout à fait satisfaisants, il est possible d'améliorer la qualité du procédé de fabrication en utilisant un masque dur ou en diminuant la rugosité des flancs par des cycles d'oxydation et de désoxydation.

Par ailleurs, il est encore possible d'augmenter les valeurs de facteur de qualité des cavités à adaptation modale soit en ajustant la longueur de la cavité afin d'être dans la zone où les miroirs présentent des pertes minimales soit en ajoutant des trous dans le miroir périodique pour tendre vers le facteur de qualité intrinsèque. Dans le cas des cavités à recyclage, il serait souhaitable de se mettre à une longueur d'onde de résonance assurant un recyclage optimal mais ceci s'avère assez difficile en pratique à cause des dispersions dues au procédé de fabrication.

Les grands rapports  $Q/V$  obtenus nous laissent espérer des interactions lumière-matière très fortes. Ainsi, il serait intéressant de recouvrir nos cavités d'un matériau comme le SRO (Silicon Rich Oxide) dopé Erbium qui émet de la lumière autour de  $1,55 \mu\text{m}$  pour étudier le couplage entre l'émission et le mode résonant et réaliser ainsi une source compatible avec la microélectronique. Une autre idée, qui a donné lieu au projet ANR Miraman en cours et auquel j'ai participé, consiste à utiliser l'émission Raman du silicium. La réalisation d'un laser à effet Raman nécessite de grandes longueurs d'interaction et donc des dispositifs de grandes dimensions. En utilisant une cavité fortement résonante ou un mode lent on peut espérer réduire ces dimensions.

Un autre point d'intérêt pourrait être le contrôle électrique des cavités. Comme l'a démontré Lipson et al. (SCH07) sur des cavités faiblement résonantes ( $Q=250$ ), des électrodes métalliques autour de la cavité autorisent le contrôle de la longueur d'onde de résonance par effet électro-optique. Nos grandes valeurs de  $Q$  rendent possibles la réalisation d'un

interrupteur optique performant. Cet effet electro-optique pourrait aussi permettre d'ajuster la longueur d'onde de résonance et donc de relâcher la contrainte dimensionnelle sur la fabrication.

D'ores et déjà, dans le cadre de sa thèse, Kevin Foubert étudie en champ lointain et en champ proche les mécanismes de couplage entre les résonances de deux cavités à grand facteur de qualité en fonction de la distance les séparant.

Concernant notre étude en champ proche nous avons uniquement utilisé des pointes diélectriques. L'utilisation des pointes magnétiques pourrait permettre d'imager le champ magnétique au sein des structures photoniques. Nous avons aussi déjà évoqué la possibilité de coupler un émetteur avec nos cavités. L'approche d'une pointe ayant des boîtes quantiques à son extrémité permettrait d'étudier le couplage (faible voire fort) (AOK06) entre cavité et émetteur.

L'ensemble de ces travaux pourrait permettre de fournir enfin de vraies fonctions sur quelques microns carré alors qu'à ce jour de nombreuses fonctions ont encore des tailles centimétriques. La communauté espère une réduction des tailles de l'ordre de 10000 ce qui rendrait enfin concurrentielle les composants photoniques dans les réseaux télécoms et voire dans les systèmes microélectroniques.

## Conférences et publications

### Publications

[LAL07a], *Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity*, L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J. P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, F. de Fornel, PHYS. REV. B, 2007, **76**

[LAL07b], *A near-field actuated optical nanocavity*, L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J. P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, F. de Fornel, OPTICS EXPRESS, 2007, En presse

[VEL06a], *Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **89**

[VEL06b], *Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in ridge SOI waveguide*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, NEW JOURNAL OF PHYSICS, 2006, **8, 204**

[VEL06c], *Recycling losses and tapered lineic microcavities on SOI*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, PROCEEDINGS OF SPIE, 2006, **6195**

[VEL07a], *Compact and efficient injection of light into band-edge slow-modes*, P. Velha, J. P. Hugonin, P. Lalanne, OPTICS EXPRESS, 2007, **15, 10**

[VEL07b], *Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate*, P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, J. C. Rodier, P. Lalanne, D. Peyrade, OPTICS EXPRESS, 2007, **15, 24**

### Conférences

GDR Besançon, 21-23 novembre 2005, **POSTER**

"Cavités linéiques à recyclage de pertes et à adaptation de profil de mode sur SOI"

P. Velha, D. Peyrade, J.C. Rodier, T. Charvolin, E. Picard, E. Hadji, P. Lalanne

SPIE, Photonics Europe, Strasbourg, 3-7 April 2006, **POSTER**

*Conférences et publications*

"Recycling losses and tapered lineic microcavities on SOI" ,

P. Velha, D. Peyrade, J.C. Rodier, T. Charvolin, E. Picard, E. Hadji, P. Lalanne

OSA , Nanophotonics Topical Meeting (NANO) ,April 26-28, 2006, **ORAL**

"Fighting mode-profile scattering losses at Bragg mirror interfaces"

P. Velha, P. Lalanne, D. Peyrade, J.P. Hugonin, J.C. Rodier, E. Hadji

EMRS,Nice (France),29 mai-2 juin, 2006, **POSTER**

"High Q lineic microcavities on SOI with losses recycling and Bloch mode engineering",

Philippe Velha, David Peyrade, Jean Claude Rodier, Thomas Charvolin, Emmanuel Picard,  
Emmanuel Hadji, Philippe Lalanne

EOS, Topical Meeting on Nanophotonics, Metamaterials and Optical Microcavities, 16-19  
octobre 2006, **ORAL**

"Tuning of high Q small V microcavities on SOI waveguide",

Philippe Velha, David Peyrade, Jean Claude Rodier, Thomas Charvolin, Emmanuel Picard,  
Emmanuel Hadji, Philippe Lalanne

## Bibliographie

@FADI <http://lopmd.univ-fcomte.fr/ocp/chapeau.htm>

[AKA03], *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*, Y. Akahane, T. Asano, B. Song, S. Noda, NATURE, 2003, **425**

[ALM02], *Nanotaper for compact mode conversion*, V.Almeida, R. Panepucci, M.Lipson, OPTICS LETTERS, 2002, **28**

[AOK06], *Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator*, T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, H. J. Kimble, NATURE, 2006, **443, 12**

[ARM03], *Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip*, D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala, NATURE, 2003, **421**

[BRA07],

[BER94], *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*, J.P. Bérenger, J. COMPUTATIONAL PHYS, 1994, **114, 185**, J. COMPUTATIONAL PHYS

[BOU07], *Compact and polarization controlled 1.55  $\mu\text{m}$  vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror*, S. Boutami, B. Benbakir, J.-L. Leclercq, P. Viktorovitch, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2007, **89**

[CAI00], *Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system*, M. Cai, O. Painter and K. J. Vahala, PHYS. REV. LETT., 2000, **85, 1**

[CHE99], *Complex coordinate stretching as a generalized absorbing boundary condition*, W.C. Chew, J.M. Jin, E. Michelsen., MICROWAVE OPT. TECHNOL. LETT., 1999, **16, 363**

[COL95], *Diode lasers and photonic integrated circuits*, L.A. Coldren and S.W. Corzine, LIVRE, 1995

[CTY02], *Bragg waveguide grating as a 1D photonic band gap structure: COST 268 modelling task*, J. Ctyroky, S. Helfert, R. Pergla, P. Bienstman, R. Baets, R. De Ridder, R. Stoffer, G. Klaasse, J. Petracek, P. Lalanne, J. P. Hugonin, R. De La Rue, OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS, 2002, **34, 455**

## Bibliographie

- [DAL05], *Postfabrication fine-tuning of photonic crystal microcavities in InAs/InP quantum dot membranes*, D. Dalacu, S. Frédérick, P. J. Poole, G.C. Aers, R. L. Williams, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2005, **87**
- [DAN01], *Le champ proche optique théorie et applications*, D.Courjon, C. Bainier, Livre, chapitre 7, édition Springer
- [DAR04], *Analytical theory of optical transmission through periodically structured metal films via tunnel-coupled surface polariton modes*, Sergey A. Darmanyam, M. Nevière, PHYS. REV. B, 2004, **76**
- [DEF97], *Les Ondes Evanescentes - En Optique Et En Optoélectronique*, F. De fornél, LIVRE AUX ÉDITIONS LAVOISIER, 1997
- [DOW96], *Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite one-dimensional photonic band-gap structure*, J.P. Dowling and M. Scalora, J.M. Bendickson, PHYS. REV. E, 1996, **53, 4107**
- [DUM03], *Low loss photonic wires and compact ring resonators in silicon-on-insulator*, P. Dumon, W. Bogaerts, J. Van Campenhout, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, R. Baets, LEOS BENELUX ANNUAL SYMPOSIUM, 2003
- [EGG01], *Optical delay lines based on optical filters*, B.J. Eggleton, G. Lenz, C.K. Madsen and R.E. Slusher, IEEE J. QUANTUM ELECTRONICS, 2001, **37, 525**
- [EP01], European Patent **EP1287546**
- [FIG06], *frozen light in photonic crystals with degenerate band edge*, A. Figotin, I. Vitebskiy, PHYS. REV. E, 2006, **74**
- [FOU06], *Rapport de stage de master*, K. Foubert
- [FOR97a], *Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides*, J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, Henry I. Smith, E. P. Ippen, NATURE, 1997, **390, 13**
- [FOR97b],
- [GAL07], *Polarization insensitive low-loss coupling technique between SOI waveguides and high mode field diameter single-mode fibers*, J. V. Galán, P. Sanchis, G. Sánchez, J. Martí, OPTICS EXPRESS, 2007, **15, 11**

## Bibliographie

- [GER05a], *Low-loss guided modes in photonic crystal waveguides*, D. Gerace, L. C. Andreani, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**, **13**
- [GER05b], *Effects of disorder on propagation losses and cavity Q-factors in photonic crystal slabs*, D. Gerace and L.C. Andreani, PHOTONICS AND NANOSTRUCTURES, 2005, **3**, **120**
- [GIA06], *All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal*, A. Giacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, P. Monnier, R. Raj, J. A. Levenson, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, L. Cioccio, J. M. Fedeli, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **880**
- [GIB85], *Optical bistability: controlling light with light*, Gibbs et al., Livre, Orlando: Academic Press, 1985
- [GNA08], *Fabrication of low-loss photonic wires in silicon-on-insulator using hydrogen silsesquioxane electron-beam resist*, M. Gnan, S. Thoms, D.S. Macintyre, R.M. De La Rue, M. Sorel, ELECTRON. LETT., 2008, **44**, **2**
- [GOE69], *A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides*, J. E. Goell, Bell Syst. Tech. J., 1969, **48**
- [HAI05], *A continuous-wave Raman silicon laser*, H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, M. Paniccia, NATURE, 2005, **433**, **17**
- [HAI06], *Monolithic integrated Raman silicon laser*, H. Rong, Y. Kuo, S. Xu, A. Liu, R. Jones, and M. Patricia, OPTICS EXPRESS, 2006, **14**, **15**
- [HAR66], *Free carrier absorption in p-type silicon*, H. Hara, Y. Nishi, J. PHYS. SOC. JPN, 1966, **21**, **6**
- [HAR97], *Electromagnetically induced transparency*, S.E. Harris, PHYS. TODAY, 1997, **50**, **36**
- [HAU84], *Waves and fields in optoelectronics*, H.A. Haus, Livre, 1984
- [HUG05], *Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms: a generalized formalization*, J.P. Hugonin and P. Lalanne, J. OPT. SOC. AM. A., 2005, **22**, **1849**
- [HUG07], *Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides*, J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. P. White, T. F. Krauss, OPTICS LETTERS, 2000, **32**, **18**

## Bibliographie

- [KHU05], *Expanding the bandwidth of slow-light photonic devices based on coupled resonators*, J. Khurgin, OPTICS LETTERS, 2005, **30**, 2778
- [KN078], *Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves*, K. Knop, J. OPT. SOC. AM. A., 1978, **68**
- [KOE05], *Controlling the resonance of a photonic crystal microcavity by a near-field probe*, A. F. Koenderink, M. Kafesaki, B. C. Buchler, V. Sandoghdar, PHYS. REV. LETT., 2005, **95**
- [KOO07], *Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing*, C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Lruthold, W. Freude, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, 10
- [KRA04], *Near-field visualization of light confinement in a photonic crystal microresonator*, P. Kramper, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, A. Birner, F. Müller, U. Gösele, R. B. Wehrspohn, J. Mlynek, and V. Sandoghdar, OPTICS LETTERS, 2004, **29**, 174
- [KRA06], *Photonic Crystals shine on*, T. F. Krauss, PHYSICS WORLD, 2006, **32**
- [KRA96], *Waveguide microcavity based on photonic microstructures*, T.F. Krauss, B. Vogeles, C.R. Stanley, R.M. De La Rue, IEEE PHOTON. TECHNOL. LETT., 1996, **8**, 491
- [KUR05], *Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs*, E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe and L. Ramunno, PHYS. REV. B, 2005, **72**
- [KUR06], *Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect*, E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, T. Watanabe, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **88**
- [LAL96], *Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarisation*, P. Lalanne and M. Morris, J. OPT. SOC. AM. A., 1996, **13**
- [LAL98], *Effective properties and band structures of lamellar subwavelength crystals: Plane-wave method revisited*, P. Lalanne, PHYS. REV. B, 1998, **58**
- [LAL00], *Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems*, P. Lalanne, E. Silberstein, OPTICS LETTERS, 2000, **25**, 15
- [LAL03], *Bloch-wave engineering for high Q's small V's microcavities*, P. Lalanne, J.P. Hugonin, IEEE J. QUANTUM ELECTRONICS, 2003, **39**, 1430

## Bibliographie

- [LAL04a], Two physical mechanisms for boosting the quality factor to cavity volume ratio of photonic crystal microcavities, Ph. Lalanne, S. Mias, J. P. Hugonin, OPTICS EXPRESS, 2004, **12**, **3**
- [LAL04b], *Electromagnetic study of the  $Q$  of pillar microcavities in the small limit diameter*, P. Lalanne, J.P. Hugonin, J.M. Gérard, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2004, **84**
- [LAL05],
- [LAL07a], *Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity*, L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J. P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, F. de Fornel, PHYS. REV. B, 2007, **76**
- [LAL07b], *A near-field actuated optical nanocavity*, L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J. P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, F. de Fornel, OPTICS EXPRESS, 2007, En presse
- [LAU05], *Indistinguishable single photons from a single quantum dot in two-dimensional Photonic Crystal cavity*, S. Laurent, S. Varoutsis, L. Gratiet, A. Lemaître, I. Sagnes, F. Raineri, J. Levenson, I. Robert-Philip, I. Abram, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2005, **87**
- [LEE00a], *Emission properties of a defect cavity in a two dimensional photonic bandgap crystal slab*, R. K. Lee, O. Painter, B. Kitzke, A. Scherer, A. Yariv, J. OPT. SOC. AM. B, 2000, **17**, **4**
- [LEE00b], *Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO<sub>2</sub> waveguide: Experiments and model*, K. K. Lee, D. R. Lim, H.-C. Luan, A. Agarwal, J. Foresi, and L. C. Kimerling, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2000, **77**
- [LEE01], *Transmission and routing of optical signals in on-chip waveguides for silicon microphotronics*, K. K. Lee, PHD THESIS, MIT, 2001
- [LI01], *Mathematical Modeling in optical science*, Lifeng Li, LIVRE, 2001, pp 111
- [LI96], *Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures*, Lifeng Li, J. OPT. SOC. AM. A, 1996, **13**
- [LOM05], *Fourier analysis of Bloch wave propagation in photonic crystals*, B. Lombardet, L. A. Dunbar, R. Ferrini, R. Houdré, J. OPT. SOC. AM. B, **22**, **6**
- [MAC69], *Thin-film optical filters*, H. A. Macleod, Livre, Adam Hilger LTD, LONDON

## Bibliographie

- [MAR06], *Tuning the resonance of a photonic crystal microcavity with an AFM probe*, I. Märki, M. Salt and H. P. Herzig, OPTICS EXPRESS, 2006, **14**, **7**
- [MAR69], *Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics*, E A J Marcatili., BELL SYST. TECH. J., 1969, **48**
- [MCN03], *Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides*, S. J. McNab, N. Moll, Y. A. Vlasov, OPTICS EXPRESS, 2003, **11**, **22**
- [MEL03], *Linear and nonlinear propagation in coupled resonator slow-wave optical structures*, A. Melloni, F. Morichetti, M. Martinelli, OPT. QUANTUM ELECTRON., 2003, **35**
- [MIC07], *An optical fiber-taper probe for wafer-scale microphotonic device characterization*, C. P. Michael, M. Borselli, T. Johnson, C. Chrystal, O. Painter, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, **8**
- [MOA95], *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings*, M. G. Moharam, E. Grann, D. Pommet, T. Gaylord, J. OPT. SOC. AM. , 1995, **12**
- [MOM05], *Adiabatic matching stage for coupling of light to extended Bloch modes of photonic crystals*, B. Momeni, A. Adibi, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2005, **87**
- [MOR03], *Linear and Nonlinear propagation in coupled resonator slow-wave optical structures*, F. Morichetti and M. Martinelli, A. Melloni, OPT. QUANTUM ELECTRON., 2003, **35**
- [MOR05], *Wideband and low dispersion slow light by chirped photonic crystal coupled waveguide*, D. Mori, T. Baba, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**, **9398**
- [MUL98], *Who were Fabry and Pérot?*, J. F. Mulligan, AM. J. PHYS, 1998, **66**, **9**
- [NOD07], *Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities*, S. Noda, M. Fujita, T. Asano, NATURE PHOTONICS, 2007, **1**
- [NOT05], *Optical bistable switching action of Si high Q photonic crystal nanocavities*, M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, G. Kira, E. Kuramochi, T. Tanabe, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**
- [PAI99], *Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser*, O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, SCIENCE, 1999, **284**

## Bibliographie

- [PAL01], *Photonic crystal waveguides: out-of-plane losses and adiabatic modal conversion*, M. Palamaru, P. Lalanne, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2001, **78**
- [PET04], *Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguide*, A. Yu. Petrov, M. Eich, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2004, **85**
- [PEY02], *Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion*, D. Peyrade, E. Silberstein, Ph. Lalanne, A. Talneau, Y. Chen, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2002, **81**
- [POO06], *Transmission and group delay of microring coupled-resonator optical waveguides*, J. Poon, L. Zhu, G. DeRose and A. Yariv, OPTICS LETTERS, 2006, **31**, **456**
- [POT07], *Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers*, P. Pottier, M. Gnan, R. M. De La Rue, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, **11**
- [POV05], *Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays*, M. L. Povinelli, Steven G. Johnson, J. D. Joannopoulos, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**, **18**
- [PRU07], *Integrated waveguide Fabry-Perot microcavities with silicon/air mirrors*, M. W. Pruessner, T. H. Stievater, W. S. Rabinovich, OPTICS LETTERS, 2007, **32**, **5**
- [REE98], *Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions*, J.A. Reeds, J.C. Lagarias, M.H. Wright, P.E. Wright, SIAM JOURNAL OF OPTIMIZATION, 1998, **9**, **112**
- [RIB06], *Photon recycling in Fabry-Perot micro-cavities based on Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> waveguides*, F. Riboli, A. Recati, N. Daldosso, L. Pavesi, G. Pucker, A. Lui, S. Cabrini, E. Di Fabrizio, PHOTONICS AND NANOSTRUCTURES, 2006, **4**, **41**
- [ROD02], *Rapport interne de l'institut d'optique*, J. C. Rodier, Ph. Lalanne, 2002
- [SAK01], *Optical properties of photonic crystals*, K. Sakoda, SPRINGER-VERLAG, ED. BELIN, 2001, Chapter 11
- [SAU05a], *Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in Photonic Crystal microcavities*, C. Sauvan, G. Lecamp, P. Lalanne and J.P. Hugonin, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**, **1**
- [SAU05b], *Slow-wave effect and mode-profile matching in photonic crystal microcavities*, C. Sauvan, P. Lalanne, J. P. Hugonin, PHYS. REV. B, 2005, **71**

## Bibliographie

- [SCH07], *Compact electro-optic modulator on silicon-on-insulator substrates using cavities with ultra-small modal volumes*, B. Schmidt, Q. Xu, J. Shakya, S. Manipatruni, M. Lipson, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, **6**
- [SET07], *Flatband slow light in photonic crystals featuring spatial pulse compression and terahertz bandwidth*, M. D. Settle, R. J. P. Engelen, M. Salib, A. Michaeli, L. Kuipers, T. F. Krauss, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, **1**
- [SHI06], *Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities*, A. Shinya, M. Notomi, S. Mitsugi, G. Kira, E. Kuramochi, T. Tanabe, OPTICS EXPRESS, 2005, **13**, **2678**
- [SHO02], *Low loss mode size converter from 0.3  $\mu$ m square Si wire waveguides to singlemode fibers*, T. Shoji, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, K. Yamada, H. Morita, ELECTRON. LETT., 2002, **38**
- [SIL01], *On the use of grating theory in integrated optics*, Silberstein E, Lalanne P, Hugonin J P, Cao Q, J. OPT. SOC. AM. A, 2001, **18**, **2865**
- [SLA46], *Microwave electronics*, J. C. Slater, REVIEW OF MODERN PHYSICS, 2006, **18**, **441**
- [SNY83], *Optical Waveguide theory*, A.W. Snyder, J.D. Love, CHAPMAN AND HALL, NY
- [SOL07], *Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics*, M. Soltani, S. Yegnanarayanan and A. Adibi, OPTICS EXPRESS, 2007, **15**, **8**
- [SPI57], *Infrared absorption in n-type silicon*, W. Spitzer, H. Y. Fan, PHYS. REV., 1957, **2**
- [STE04], *Spectroscopy of the shear force interaction in scanning near-field optical microscopy*, S. Hoppe, G. Ctistis, J. J. Paggel, P. Fumagalli, ULTRAMICROSCOPY, 2004, **102**, **3**
- [STR06], *Frequency control of photonic crystal membrane resonators by monolayer deposition*, S. Strauf, M. Rakher, I. Carmeli, K. Hennessy, C. Meier, A. Badolato, M. DeDood, P. M. Petroff, E. L. Hu, E. G. Gwinn, D. Bouwmeester, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **88**
- [SUG05], *Line-defect waveguide laser integrated with a point defect in a 2D photonic crystal slab*, A. Sugitatsu, T. Asano, S. Noda, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2005, **86**

## Bibliographie

- [TAK06], *Ultrahigh-Q Nanocavities in Two-Dimensional Photonic Crystal Slabs*, A. Takashi, B. Song, Y. Akahane, S. Noda, IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, 2006, **12**, **6**, **1123**
- [TAL07], *Développement de techniques de fabrication collectives de dispositifs électroniques à nanostructure unique*, J. Tallal, Thèse Française, 2007, pp 69
- [TAN06], *Investigation of point defectcavity formed in two-dimensional photonic crystal slab one-sided dielectric cladding*, Y.Tanaka, T. Asano, R. Hatsuta, S. Noda, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **88**
- [TAN07a], *Measurement of ultra-high-Q photonic crystal nanocavity using single-sideband frequency modulator*, T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, ELECTRONICS LETTERS, 2007, **43**, **3**
- [TAN07b], *Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity*, T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, H. Taniyama, NATURE PHOTONIC, 2007, **1**
- [TAN07c], *Single point defect photonic crystal nanocavity with ultrahigh quality factor achieved by using hexapole mode*, T. Tanabe, A. Shinya, E.Kuramochi, S. Kondo, H.Taniyama, M. Notomi, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2007, **91**
- [TER01], *Efficient Bragg waveguide-grating analysis by quasi-rigorous approach based on Redheffer's star product*, J. Tervo, M. Kuitinen, P. Vahimaa, J. Turunen, T. Aalto, P. Heimala, M. Leppihalme, OPT. COMM., 2001, **198**, **265**
- [TIE71], *Light waves in thin films and integrated optics*, P. K. Tien, APPL. OPT., 1971, **10**
- [TSU02], *Fabrication and evaluation of submicron-square Si wire waveguides with spot-size converters*, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, E. Tamechika, T. Shoji, K. Yamada, J. Takahashi, S. Uchiyama, S. Itabashi, PAPER TUU2 PRESENTED AT LEOS ANNUAL MEETING, 2002, p 287
- [VEL06a], *Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2006, **89**
- [VEL06b], *Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in ridge SOI waveguide*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, NEW JOURNAL OF PHYSICS, 2006, **8**, **204**

## Bibliographie

- [VEL06c], *Recycling losses and tapered lineic microcavities on SOI*, P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, PROCEEDINGS OF SPIE, 2006, **6195**
- [VEL07a], *Compact and efficient injection of light into band-edge slow-modes*, P. Velha, J. P. Hugonin, P. Lalanne, OPTICS EXPRESS, 2007, **15, 10**
- [VEL07b], *Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate*, P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, J. C. Rodier, P. Lalanne, D. Peyrade, OPTICS EXPRESS, 2007, **15, 24**
- [VIV04], *Comparison between strip and rib SOI microwaveguides for intra-chip light distribution*, L. Vivien, F. Grillot, E. Cassan, D. Pascal, S. Lardenois, A. Lupu, S. Laval, M. Heitzmann, J.-M. Fédéli, OPTICS MATERIALS, 2004, **27**
- [VLA04], *Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends*, Y. A. Vlasov, S. J. McNab, OPTICS EXPRESS, 2004, **12, 8**
- [VLA06], *Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides*, Y.A. Vlasov, S. J. McNab, OPTICS LETTERS, 2006, **31, 50**
- [WAN74], *Principles of Distributed Feedback and Distributed Bragg-Reflector Lasers*, Shyh Wang, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, 1974, **10, 4**
- [YAN04], *Stopping light all optically*, M. F. Yanik, S. Fan, PHYSICS REVIEW LETTERS, 2004, **92**
- [YEH88], *Optical waves in layered media*, P. Yeh, LIVRE, J. WILEY EDITIONS, 1988
- [YOK96], *Spontaneous Emission and Laser Oscillation in Microcavities*, H. Yokoyama, K. Ujihara, Livre BOCA RATON, 1996, FL: CRC Press
- [YOS03], *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*, Yoshihiro Akahane, Takashi Asano, Bong-Shik Song & Susumu Noda, NATURE, 2003, **425, 30**
- [ZEN06], *Photon energy lifter*, G. Zeno, M. Ghulinyan, F. Riboli, L. Pavesi, OPTICS EXPRESS, 2006, **14, 16**



## Résumé

Cette thèse porte sur la localisation et la manipulation de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Les travaux ont d'abord porté sur des micro-cavités à grands facteurs de qualité (Q) intégrées sur des guides rubans reposant sur un substrat (SOI). L'optimisation des miroirs grâce à une ingénierie de mode basée sur l'adaptation des profils des modes, a permis d'obtenir des Q allant jusqu'à 60000 pour un volume modal de  $0,6(\lambda/n)^3$ . Le confinement a pu être observé par microscopie en champ proche et nous avons montré qu'il était possible de contrôler ces cavités par une pointe SNOM. . Enfin, nous nous sommes intéressés aux modes lents en abordant de façon théorique l'injection efficace de la lumière dans un mode lent.

## Summary

This thesis enters upon the localization and the handling of the light at the wavelength scale. The work initially concerned microcavities with high quality factors (Q) integrated on ridge waveguides relying on a substrate (SOI). Thanks to a mode engineering based on modes profiles adaptation, the optimization of mirrors permits us to achieve Q factors up to 60000 for a modal volume of  $0,6 (\lambda/n)^3$ . Optical confinement could be observed by near-field microscopy and we showed that it was possible to control these cavities by a SNOM tip. Lastly, we investigate the slow modes approach by tackling theoretically the issue of the injection of light in slow modes.