

Titre: Biosenseur optofluidique pour la détection d'indice de réfraction
Title: volumique

Auteur: Joseph André Bélanger
Author:

Date: 2014

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bélanger, J. A. (2014). Biosenseur optofluidique pour la détection d'indice de
Citation: réfraction volumique [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal].
PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1621/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1621/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Yves-Alain Peter, & Sylvie Lesage
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

BIOSENSEUR OPTOFLUIDIQUE POUR LA DÉTECTION D'INDICE DE
RÉFRACTION VOLUMIQUE

JOSEPH ANDRÉ BÉLANGER

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
DÉCEMBRE 2014

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

BIOSENSEUR OPTOFLUIDIQUE POUR LA DÉTECTION D'INDICE DE
RÉFRACTION VOLUMIQUE

présenté par : BÉLANGER Joseph André

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. LEBLOND Frédéric, Ph. D., président

M. PETER Yves-Alain, Doctorat, membre et directeur de recherche

Mme LESAGE Sylvie, Ph. D., membre et codirectrice de recherche

M. MÉNARD Michaël, Ph. D., membre

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente un microsystème permettant de mesurer l'indice de réfraction d'échantillons ayant un volume similaire à celui d'une cellule. Le dispositif en question utilise une cavité Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg intégrés sur silicium. Des canaux microfluidiques permettent l'insertion de solutions aqueuses dans la cavité. Le passage d'une cellule en solution change l'indice de réfraction et donc la longueur optique de la cavité. Ce changement de longueur optique entraîne un déplacement en longueur d'onde des pics de résonance Fabry-Pérot. Nous sommes ainsi en mesure de détecter des changements d'indice de réfraction avec grande précision.

Les travaux de A. Leblanc-Hotte et de R. St-Gelais illustrées dans [1], [2], [3] et [4] présentent les premières versions du dispositif. Le nouveau design développé remplace les guides d'onde rectangulaires par des guides d'onde plans et des lentilles de silicium intégrées. Ceci permet l'obtention d'un faisceau stable en une dimension dans le dispositif, ce qui devrait réduire les pertes par divergence. Aussi, la focalisation du faisceau à l'intérieur d'une cavité Fabry-Pérot concave permet une augmentation de la résolution spatiale du dispositif sur la mesure d'indice de réfraction.

Des simulations sur Matlab et Zemax ont été effectuées afin de déterminer les paramètres géométriques à utiliser pour le dispositif. Les simulations sur Zemax ont déterminé les rayons de courbure des miroirs de Bragg ainsi que les différentes longueurs dans le parcours optique. Les simulations sur Matlab nous ont permis de visualiser le parcours optique du faisceau gaussien et de nous donner la largeur minimale des lentilles de silicium et des miroirs de Bragg. Aussi, en utilisant un programme Matlab développé par R. St-Gelais dans [4], nous avons simulé la transmission du dispositif, ce qui nous a permis d'évaluer les principales pertes optiques et l'allure du signal Fabry-Pérot attendu.

La fabrication du dispositif a été effectuée au laboratoire de microfabrication de l'École Polytechnique. Le procédé de fabrication sera discuté en détail dans le mémoire.

La caractérisation optique des dispositifs obtenus par microfabrication a été effectuée. Une sensibilité de 725nm/RIU a été observée pour la mesure d'huile d'indice de réfraction certifié. Ce résultat est cohérent avec les sensibilités de 500nm/RIU de [2] et de 900nm/RIU de [3]. Les pertes optiques obtenues sont d'environ -45dB, ce qui est plus élevé qu'attendu. Nous n'observons pas d'amélioration notable par rapport au dispositif précédent illustré dans [2] qui présente des pertes de -40dB à -50dB. Nous démontrons la présence de modes d'ordre supérieur dans notre cavité et nous relierons ces pertes additionnelles à l'excitation de ces modes. La solution proposée est d'ajuster la géométrie de notre cavité Fabry-Pérot concave afin que les modes d'ordre supérieur possèdent une résonance équivalente à celle du mode fondamental.

Le signal Fabry-Pérot obtenu contient un grand nombre de résonances parasites. Ces petits pics viennent altérer la capacité de notre système à faire des mesures sur des cellules. Des simulations ont été effectuées afin de montrer l'effet de ces résonances parasites lors du passage d'une cellule dans la cavité Fabry-Pérot concave. Nous démontrons que l'origine de ces pics est causée par des modes d'ordre supérieur générés par nos lentilles de silicium. Nous proposons la déposition d'une couche antireflet sur nos lentilles afin de diminuer l'intensité de ces modes.

ABSTRACT

This thesis paper shows the development of a microsystem used to measure the refractive index of samples having a volume similar to the one of a human cell. The device uses a Fabry-Perot cavity made of integrated silicon Bragg mirrors. Microfluidic channels allow the insertion of a solution in the cavity. The passage of a cell causes the refractive index in the cavity to change and hence changes the optical length of the cavity. This causes a spectral shift of the Fabry-Perot resonance. We are therefore able to detect changes in refractive index with high precision.

The work of A. Leblanc-Hotte and R. St-Gelais shown in [1], [2], [3] and [4] presents the first versions of the device. The new design developed replaces rectangular waveguides by planar waveguide and integrated silicon lens. This allows a stable beam in one dimension, which should reduce divergence losses. Also, focusing the beam within a concave Fabry-Perot cavity enables an increase of the spatial resolution of the device.

Geometrical optics simulations based on Matlab and Zemax were performed to determine the geometrical parameters to use for the device. Zemax simulations determined radii of curvature of the Bragg mirrors and the different length in the optical path. Matlab simulations have allowed us to visualize the Gaussian beam radius and so give us the minimum width of the lenses and the silicon Bragg mirrors. Also, using a Matlab code developed by R. St-Gelais in [4], we simulated the optical transmission of the device, which allowed us to assess the main optical losses and the expected Fabry-Perot signal.

The device fabrication was performed in the Laboratoire de microfabrication of Polytechnic Montreal. The manufacturing process will be discussed in detail in this document.

We characterized the devices optically. A sensitivity of 725nm/RIU was observed with the use of oil with certified refractive index. This result is consistent with the sensitivity of 500nm/RIU illustrated in [2] and the one of 900nm/RIU illustrated in [3]. We obtain higher optical losses than expected. The -45dB loss we observe is not a significant improvement over the prior device illustrated in [2] which shows losses of -40dB to -50dB. We demonstrate the presence of higher order modes in the Fabry-Pérot cavity and we connect these additional losses to excitation of these modes. The proposed solution is to adjust the geometry of our concave Fabry-Perot cavity so that higher order modes are equivalent to the fundamental mode resonance.

The Fabry-Perot signal obtained contains a large number of parasitic resonances. These small peaks impair the ability of our system to make measurements on cells. Simulations were performed to show the effect of these parasites resonances when a cell passes in the concave Fabry-Perot cavity. We show that the origin of these peaks is caused by higher order modes generated by our silicon lenses. We propose an anti-reflective coating on our lenses to reduce the intensity of these modes.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ.....	III
ABSTRACT	V
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES FIGURES.....	XII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XV
LISTE DES ANNEXES.....	XVIII
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Description du dispositif à l'étude	2
1.2 Objectifs du projet.....	4
1.2.1 Objectif général	4
1.2.2 Objectifs spécifiques	4
1.2.3 Originalité.....	4
1.3 Motivation	5
1.4 Revue de littérature	6
1.4.1 Cavité Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg	6
1.4.2 Cavité Fabry-Pérot concave constituée de miroirs de Bragg courbes.....	6
1.4.3 Cytométrie en flux sur puce	7
1.4.4 Senseur d'indice de réfraction	7
1.4.5 Dispositif précédent.....	8
CHAPITRE 2 THÉORIE.....	10
2.1 Optique et cavité résonante	10
2.1.1 Cavité Fabry Pérot.....	11

2.1.2	Miroir de Bragg	13
2.1.3	Optique gaussienne	15
2.1.4	Cavité résonante concave	16
CHAPITRE 3 SIMULATIONS		18
3.1	Détermination des paramètres géométriques	18
3.2	Matrice de transfert et faisceaux gaussiens	19
3.3	Simulation de la propagation du faisceau gaussien sur Matlab	21
3.4	Optimisation de la largeur centrale du faisceau gaussien	23
3.5	Simulation de la transmission du système.....	24
3.6	Design des masques de microfabrication	26
3.7	Plaque de pyrex	28
CHAPITRE 4 MICROFABRICATION		29
4.1	Théorie générale.....	29
4.2	Instrumentation.....	30
4.2.1	Résine photosensible	30
4.2.2	Aligneur de Masque MA6.....	30
4.2.1	Évaporateur par faisceau d'électrons	31
4.2.2	Gravure DRIE	31
4.2.3	Gravure RIE	33
4.2.4	Liaison anodique	33
4.2.5	Profilomètre DekTak.....	33
4.2.6	Microscope électronique à balayage	34
4.3	Procédé de fabrication	35
4.3.1	Choix de la gaufre de silicium.....	35

4.3.2	Nettoyage	35
4.3.3	Première Photolithographie.....	36
4.3.4	Dépôt d'aluminium	36
4.3.5	Lift-Off	37
4.3.6	Deuxième Photolithographie.....	38
4.3.7	Gravure de l'Aluminium	39
4.3.8	Première DRIE et Gravure de l'oxyde de Silicium par RIE	39
4.3.9	Deuxième DRIE	40
4.3.10	Troisième DRIE	41
4.3.11	Nettoyage de l'Aluminium	41
4.3.12	Finition de la fabrication	41
4.3.13	Procédé de fabrication en image	42
4.4	Résultats de Microfabrication	45
4.4.1	Première Photolithographie.....	45
4.4.2	Lift –Off	45
4.4.3	Deuxième photolithographie	46
4.4.4	Gravure de l'Aluminium	47
4.4.5	Gravure du silicium par DRIE	49
4.4.6	Gravure de l'oxyde de Silicium par RIE	51
4.4.7	Mesure au profilomètre DekTak	51
4.4.8	Illustration des dispositifs finaux	54
CHAPITRE 5	RÉSULTATS OPTIQUES.....	56
5.1	Résultats avec les huiles d'indice de réfraction certifié	56
5.1.1	Méthodologie	56

5.1.2	Calcul de la sensibilité.....	58
5.2	Analyse des résultats	62
5.2.1	Comparaison du FSR expérimental et théorique.....	62
5.2.2	Cavité résonante parasite.....	65
5.2.3	Effet de la surgravure des miroirs de Bragg.....	66
5.2.4	Pertes optiques.....	68
5.3	Simulation de mesure sur des cellules.....	70
CHAPITRE 6 CONCLUSION		74
BIBLIOGRAPHIE		76
ANNEXES		80

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Paramètres géométriques de nos miroirs de Bragg	14
Tableau 3.1 : Description des matrices de transfert de notre dispositif	19
Tableau 3.2 : Résumé des paramètres qui varient sur notre masque de microfabrication	27
Tableau 3.3 : Identification de l'origine de l'optimisation des paramètres géométrique	27
Tableau 4.1 : Profondeur obtenue lors des étapes de gravure DRIE et RIE.	52
Tableau 4.2 : Suivi de l'épaisseur de la résine lors des étapes de gravure.	53
Tableau 4.3 : Mesures expérimentales de la largeur des miroirs de Bragg de tous les dispositifs	55
Tableau 5.1 : Calcul de la sensibilité de notre dispositif.....	61
Tableau 5.2 : Distances optiques présentes sur le dispositif pouvant produire des résonances.	65
Tableau 5.3 : Résumé des pertes optiques obtenues	69
Tableau 5.4 : Paramètres de la cellule simulée.	71

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Représentation du dispositif à l'étude A) Vue générale du laboratoire sur puce B) Agrandissement de la partie optique	3
Figure 1.2 : Système préliminaire de senseur d'indice de réfraction développé par R. St-Gelais dans [3]......	9
Figure 1.3 : Senseur d'indice de réfraction développé par A. Leblanc-Hotte dans [2].	9
Figure 2.1: Illustration du spectre d'une cavité Fabry-Pérot a) Idéale b) Réelle ([31], fig 9.1-6).	12
Figure 2.2 : Illustration du déphasage des faisceaux réfléchis dans un miroir de Bragg	13
Figure 2.3 : Représentation des paramètres importants d'un faisceau gaussien. ([31], fig. 9.2-5).	15
Figure 3.1 : Illustration des matrices de transfert sur le dispositif	20
Figure 3.2 : Simulation de la propagation du faisceau gaussien dans notre système. A) Vue d'ensemble du dispositif B) Agrandissement illustrant les lentilles de silicium C) Agrandissement illustrant les miroirs de Bragg	22
Figure 3.3 : Optimisation de la largeur centrale du faisceau gaussien	23
Figure 3.4 : Transmission du système en fonction de la longueur d'onde.	24
Figure 3.5 : Comparaison de la transmission du système lorsque la divergence est réduite à une seule dimension.	25
Figure 3.6 : Illustration d'un dispositif sur notre masque de microfabrication. Le masque total comporte 34 de ces dispositifs, tous possédant un paramètre géométrique différent.	28
Figure 4.1 : Procédé de gravure DRIE et illustration du "scalloping"	32
Figure 4.2 : Différentes configurations pour le procédé de Lift-Off. A) Procédé impossible en utilisant seulement une résine positive. B) Procédé utilisant 2 résines. C) Procédé avec une mince couche d'aluminium (procédé utilisé dans notre fabrication). D) Procédé avec une résine négative. E) Résultat final du Lift-Off.....	38
Figure 4.3 : Illustration du calcul de la hauteur de la 2 ^{ème} DRIE.	40
Figure 4.4 : Marque de résolution de la première photolithographie avec la résine AZ5214.....	45

Figure 4.5 : Image expérimentale du Lift-Off. Un canal microfluidique et des miroirs de Bragg sont illustrés.....	46
Figure 4.6 : Marque de résolution de la deuxième photolithographie avec la résine SPR 7.0.....	46
Figure 4.7 : Résultats de la deuxième photolithographie. Un canal microfluidique, des lentilles de silicium et des miroirs de Bragg sont illustrés	47
Figure 4.8 : Erreur d'alignement lors de la deuxième photolithographie.	47
Figure 4.9 : Image au MEB du phénomène de "grass" causé par une gravure insuffisante de l'aluminium. Le "grass" apparaît lors de la première DRIE.	48
Figure 4.10 : Image MEB d'une croix d'alignement de microfabrication. A) Gravure de l'aluminium de 1h. B) Gravure de l'aluminium de 1h30min.....	48
Figure 4.11 : Résultat de la gravure DRIE. Les images correspondent toutes à une coupe transversale des miroirs de Bragg. A) Résultat optimal, Passivation 3 secondes, Gravure 4 secondes. B) Passivation 4 secondes, Gravure 6 secondes. C) Passivation 4 secondes, Gravure 5 secondes. D) Passivation 3 secondes, gravure 5 secondes.....	49
Figure 4.12 : Illustration du "scallop" de la DRIE. Cette image MEB nous a aussi permis de calculer la rugosité de nos parois.	50
Figure 4.13 : A) Image au microscope optique de la résine endommagée B) Profil de la résine mesuré au DekTak.....	51
Figure 4.14 : Profil vertical de notre dispositif mesuré au profilomètre DekTak à différents moments de la microfabrication.....	52
Figure 4.15 : A) Image au microscope optique des miroirs de Bragg avec la mesure de la largeur des miroirs. B) Image au MEB des miroirs de Bragg. C) Image au microscope optique des lentilles de silicium. D) Image d'un dispositif.	54
Figure 4.16 : A) Image d'un dispositif qui a été lié a une plaque de pyrex. B) Image d'un dispositif lié à une plaque de pyrex et aux tubes pour la microfluidique.....	55
Figure 5.1: Schémas du montage expérimental pour la prise de mesure	56

Figure 5.2 : Illustration du spectre optique contenant une résonance Fabry-Pérot. A) Spectre complet. B) Agrandissement sur les pics de résonance	58
Figure 5.3 : Spectre optique filtré spectralement afin d'éliminer les résonances parasites	59
Figure 5.4 : Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante. A) Sans filtrage B) Avec filtrage.....	60
Figure 5.5 : Illustration du FSR du mode fondamental et des modes d'ordres supérieurs ([32]. fig 3.4).....	63
Figure 5.6 : Profil d'intensité des modes d'ordres supérieurs $TEM_{(m,n)}$ [46].....	64
Figure 5.7 : Simulation du spectre optique de notre cavité en tenant compte de la surgravure des miroirs de Bragg.....	67
Figure 5.8 : Comparaison entre le spectre simulé tenant compte de la surgravure des miroirs et le spectre expérimental.....	67
Figure 5.9 : Comparaison du spectre simulé avec et sans rugosité sur les parois.	68
Figure 5.10 : Illustration d'une mesure prise à une seule longueur d'onde lors du passage d'une cellule dans la cavité.	70
Figure 5.11 : Simulation d'une cellule passant dans une cavité résonante et provoquant un changement d'indice de réfraction. Le pic de résonance utilisé est simulé par une gaussienne.	71
Figure 5.12 : Simulation montrant l'effet du changement de grosseur du noyau de cellule. A) cellule de 4 μm de rayon B) cellule de 2 μm de rayon.....	72
Figure 5.13 : Simulation d'une cellule passant dans une cavité résonante et provoquant un changement d'indice de réfraction. Le pic de résonance utilisé est celui obtenu expérimentalement. Deux longueurs d'onde d'analyse sont présentées afin d'illustrer le manque de fiabilité de la mesure.....	73

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Al	Aluminium
MEB	Microscope électronique à balayage
C ₄ F ₈	Octafluorocyclobutane
CHF ₃	Trifluorométhane
dB	Décibel
DRIE	Gravure ionique réactive profonde (Deep reactive ion etching)
E-Beam	Faisceau d'électron
FSR	Intervalle spectral libre (Free Spectral Range)
H ₂ SO ₄	Acide sulfurique
H ₂ SO ₅	Acide persulfurique
H ₂ O ₂	Peroxyde d'acétone
H ₃ PO ₄	Acide phosphorique
HF	Acide fluorhydrique
Hg-Xe	Mercure-Xénon
HMDS	hexamethyldisilane
LMF	Laboratoire de Microfabrication de l'école Polytechnique
Na ⁺	ion de sodium
MEMS	Microsystème électromécanique (Microelectromechanical systems)
mJ	Milli joule
mm	Millimètre
mW	Milli watt
O ⁻	ion d'oxygène
OSA	Analyseur de spectre optique (Optical spectrum analyzer)

RIE	Gravure ionique réactive (reactive ion etching)
RIU	Unité D'indice de réfraction (Refractive index unit)
rpm	Tour par minute (Revolutions per minute)
SF ₆	Hexafluorure de soufre
Si	Silicium
SiO ₂	Oxyde de silicium
SMF	Fibre optique à mode unique (Single mode fiber)
SOI	Gaufre de silicium avec couche d'oxyde de silicium enfouie (Silicon on insulator)
SPR	Résonance de plasmon de surface (Surface plasmon resonance)
TEM	Modes électromagnétiques transverses (transverse electromagnetic modes)
TMAH	Hydroxyde de tétraméthylammonium
UV	Ultraviolet
c	Vitesse de la lumière
g	Paramètre géométrique d'un miroir d'une cavité Fabry-Pérot concave
i	Nombre imaginaire unitaire
I	Intensité d'une onde électromagnétique
k	Nombre d'onde ($2\pi/\lambda$)
L	Longueur de la cavité Fabry-Pérot
n	Indice de réfraction
q	Paramètre complexe d'un faisceau gaussien
r	Position d'une onde électromagnétique dans l'espace (x, y, z)
R	Rayon de courbure du front d'onde d'un faisceau gaussien
t	Temps
ν	Fréquence d'une onde électromagnétique

ν_r	Fréquence de résonance du monde fondamental d'une cavité Fabry-Pérot
ν_q	Fréquence de résonance du monde fondamental d'une cavité Fabry-Pérot concave
$\nu_{q,mn}$	Fréquence de résonance des modes d'ordre supérieur d'une cavité Fabry-Pérot concave
w	Largeur du faisceau gaussien
w_0	Largeur minimale du faisceau gaussien
z_0	Largeur de Rayleigh
ϕ	Phase d'une onde électromagnétique
$\Delta\phi$	Déphasage
λ	Longueur d'onde d'une onde électromagnétique
λ_{Bragg}	Longueur d'onde centrale de la bande de réflexion d'un miroir de Bragg
$\Delta\lambda$	FSR en longueur d'onde
ζ	Phase de Gouy
$\Delta\zeta$	Déphasage de Gouy
μm	Micromètre
$^{\circ}\text{C}$	Degré Celsius

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 – Code Matlab de la simulation de la largeur du faisceau gaussien en fonction de la distance parcourue	80
ANNEXE 2 – Code Matlab de la simulation de la transmission d'un système optique complexe.	87
ANNEXE 3 – Code Matlab pour le filtrage spectral d'un pic de résonance	93
ANNEXE 4 – Code Matlab de la simulation du passage d'une cellule dans une cavité résonante	94

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Avec le développement important de la microfabrication au cours des dernières décennies, il est maintenant possible de créer des systèmes mécaniques à l'échelle micrométrique. Ces microsystèmes sont devenus une partie intégrante de notre quotidien, que ce soit dans les cellulaires, les ordinateurs portables ou les voitures. Les MEMS (Microelectromechanical systems) ont traditionnellement été utilisés avec des actionneurs et senseurs mécaniques. Par ailleurs, il est maintenant aussi possible d'intégrer des systèmes optiques tels des guides d'ondes, des lentilles et des microcavités résonantes sur un microsystème. Le Laboratoire de Microphotonique du Pr. Peter se spécialise dans la fabrication de ces microsystèmes optiques. Le groupe du Pr. Peter a développé une expertise dans les senseurs optiques utilisant une cavité résonante Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg. Ces senseurs intégrés sur puce de silicium peuvent être utilisés afin de mesurer l'accélération avec grande précision [5] ou afin de détecter la présence de gaz [6].

Dans ce mémoire, nous allons nous concentrer sur un senseur créé par le groupe du Pr. Peter servant à faire une mesure de l'indice de réfraction sur des cellules vivantes. Ce dispositif permet de mesurer l'indice de réfraction d'échantillons ayant un volume similaire à celui d'une cellule humaine avec une sensibilité de 1.7×10^{-5} unités d'indice de réfraction (RIU) [3]. Le système a aussi démontré sa capacité à différencier deux populations distinctes de cellules humaines [2]. Ce projet poursuit le développement de ce dispositif afin d'en améliorer la résolution spatiale et d'en diminuer les pertes. De cette manière, il sera possible de sonder l'intérieur d'une cellule et de détecter des anomalies cancéreuses telles que des noyaux cellulaires de tailles inhabituelles.

1.1 Description du dispositif à l'étude

Le dispositif à l'étude est microfabriqué sur une gaufre de silicium. Il permet la mesure d'indice de réfraction à l'aide d'une cavité résonante. Il permet aussi que cette mesure s'effectue sur des cellules à l'aide de canaux microfluidiques. Nous avons donc deux parties distinctes : une partie optique et une partie microfluidique. La Figure 1.1 illustre le microsystème.

Dans la partie optique, nous injectons un faisceau lumineux dans notre dispositif à l'aide de fibres optiques. Ce faisceau sera guidé verticalement dans la gaufre de silicium par un guide d'onde plan. Ce dernier est situé entre une couche d'oxyde de silicium enfoui et une plaque de pyrex collée sur le dessus du dispositif. Le guidage horizontal du faisceau se fait avec des lentilles de silicium intégrées. Ces lentilles permettent la focalisation du faisceau lumineux au centre du système optique. Des miroirs de Bragg, composés d'une succession de couches verticales de silicium et d'air, permettent la formation d'une cavité résonante Fabry-Pérot. Cette cavité présente un spectre optique composé de pics de résonance. Ces pics sont dépendants de la longueur optique de la cavité et donc de l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité. C'est à cet endroit que nous créons la partie sensible du dispositif. Lorsqu'une cellule entre dans la cavité, nous détectons un changement d'indice de réfraction et donc un changement de position des pics de résonance. Ce déplacement est détectable et permet la mesure de l'indice de réfraction de la cellule.

La partie microfluidique est simplement composée de canaux et de quatre trous. Nous insérons des liquides dans les canaux à l'aide de tubes microfluidiques que nous collons sur les trous. Nous injectons dans le canal central une solution composée de cellules, alors que nous injectons une solution aqueuse dans les canaux de côtés. Comme le flux dans un canal microfluidique est laminaire, nous obtenons à l'intersection des trois canaux une focalisation hydrodynamique du flux comportant des cellules. De cette façon, nous nous assurons qu'il n'y ait qu'une cellule à la fois qui passe dans la cavité optique. La largeur de la solution cellulaire centrale ainsi que sa position sont uniquement dépendantes des rapports de pressions entre les trois entrées du haut sur la Figure 1.1a) [7]. Le trou du bas sert de sortie pour le liquide.

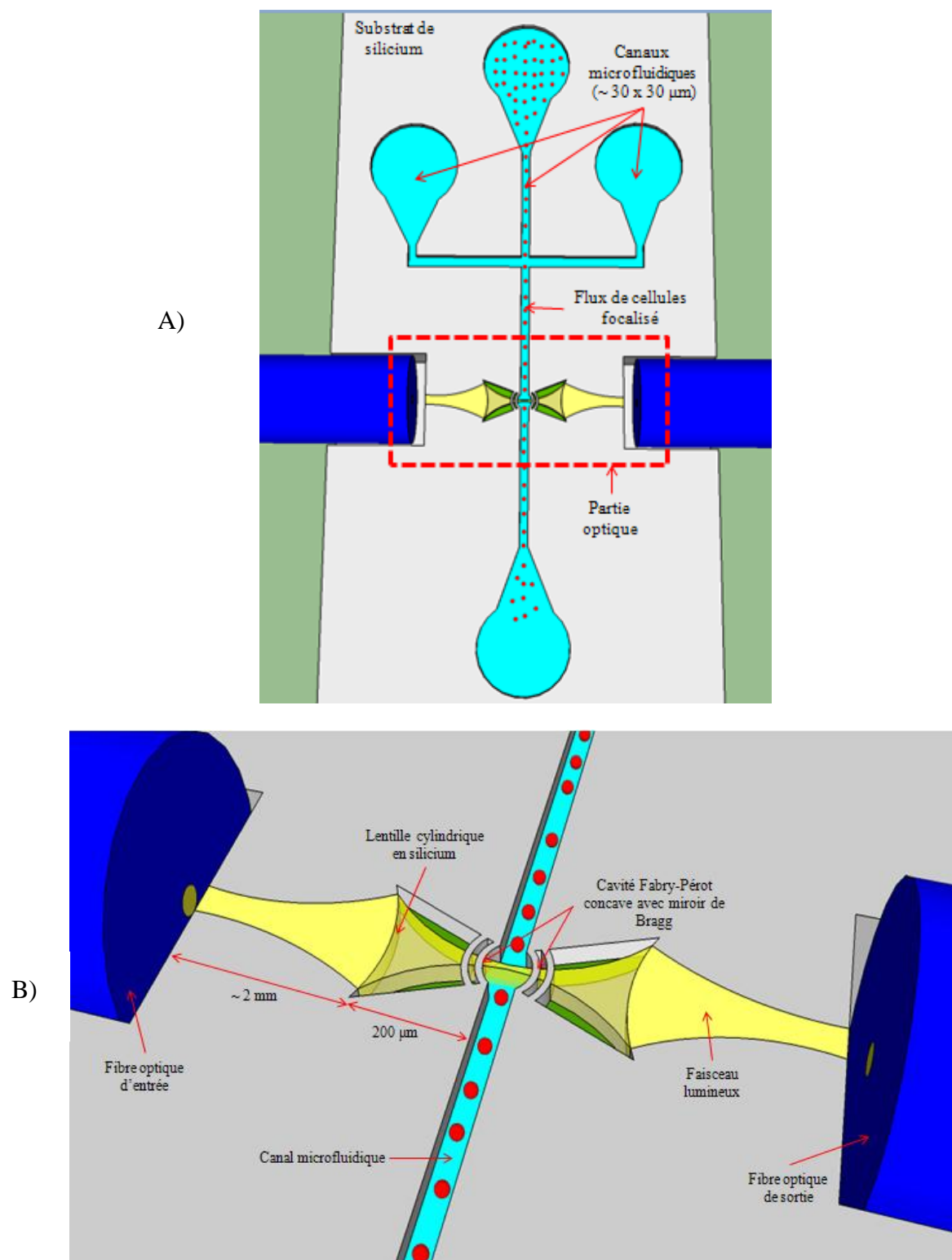


Figure 1.1 : Représentation du dispositif à l'étude

A) Vue générale du laboratoire sur puce

B) Agrandissement de la partie optique

1.2 Objectifs du projet

1.2.1 Objectif général

L'objectif principal du mémoire est d'améliorer le dispositif présenté dans [1] et [3]. Pour ce faire, nous avons conçu un nouveau design pour la propagation du faisceau optique dans le microsystème. Nous utilisons des guides d'onde plans et des lentilles de silicium plutôt qu'un guide d'onde rectangulaire. De cette manière, le faisceau est stable dans une dimension et nous réduisons les pertes par divergence. Ces pertes montent jusqu'à -50 dB dans [1] et présentent un problème réel pour la suite du projet.

De plus, les lentilles de silicium nous permettent de focaliser le faisceau dans la cavité résonante. Nous pouvons ainsi créer une cavité résonante concave, ce qui vient réduire le volume optique sensible du dispositif. Ceci augmente la résolution spatiale du dispositif et ouvre la possibilité pour la mesure du profil d'indice de réfraction des composantes à l'intérieur d'une cellule humaine.

1.2.2 Objectifs spécifiques

- 1- Faire le design et la fabrication du nouveau dispositif en optimisant ses paramètres à l'aide de logiciels de simulation basés sur l'optique géométrique (Matlab et Zemax).
- 2- Caractériser expérimentalement les dispositifs conçus avec des huiles d'indice de réfraction certifié et comparer les résultats avec ceux de [2] et de [3].
- 3- Faire des mesures sur des cellules humaines vivantes afin d'obtenir le profil d'indice de réfraction à l'intérieur d'une cellule.

1.2.3 Originalité

L'originalité de ce projet réside en la fabrication d'un système optique complexe et stable directement sur silicium fusionné avec un système microfluidique. Il n'y a pas jusqu'à ce jour de système combinant efficacement un système optique stable intégré sur silicium avec un microsystème fluidique. Ceci permettra l'analyse optique de cellule dans un flux rapide, ce qui augmente la capacité d'implémentation de ce dispositif sur les appareils de cytométrie en flux déjà existant. En étant intégré sur silicium, le dispositif est compatible avec les techniques avancées de microfabrication.

1.3 Motivation

Il est connu que les cellules cancéreuses ont un indice de réfraction plus élevé que celui des cellules saines [8]. Leur tendance à une division cellulaire accélérée entraîne une plus grande concentration de protéines et une taille de noyau supérieure. Il est par conséquent réaliste de croire qu'une mesure précise de l'indice de réfraction intracellulaire pourrait trouver des applications pour le diagnostic du cancer. Les travaux présentés dans [2] démontrent que le capteur à l'étude possède la capacité de différencier deux populations de cellules distinctes.

Les cancers hématologiques, telle la leucémie, représentent 10% de la mortalité due aux cancers et sont les plus répandus chez les enfants [9]. Afin d'assurer le meilleur traitement possible au patient affecté et de maximiser les chances de survie, il est d'une importance primordiale d'effectuer le dépistage de la maladie le plus tôt possible. Ce dépistage s'effectue majoritairement par l'analyse d'échantillon cellulaire à l'aide de cytomètres en flux [10]. Ces appareils permettent l'identification rapide de populations de cellules et sont utilisés abondamment dans le domaine de recherche sur les cancers hématologiques.

En permettant aux cytomètres en flux d'acquérir rapidement des informations sur la forme et le contenu cellulaire, le dispositif proposé permettra de réduire considérablement le temps et les coûts d'analyse. L'addition de paramètres optiques à la mesure cytométrique sera aussi une première depuis l'invention de la cytométrie en flux. La simplicité et la rapidité d'analyse de ce dispositif en feront un atout considérable pour l'amélioration du système de santé canadien en augmentant l'efficacité des diagnostics hématologiques.

De plus, le caractère portable de ce dispositif fabriqué sur puce fera en sorte qu'il sera possible de l'intégrer à des cytomètres miniaturisés sur puce, tel que présenté dans [21].

1.4 Revue de littérature

1.4.1 Cavity Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg

La technique de gravure profonde sur silicium DRIE a été développée il y a une vingtaine d'années [11]. Cette dernière a permis l'émergence des dispositifs possédant des miroirs de Bragg gravés sur silicium [12]. Plus tard sont apparues les premières cavités résonantes utilisant les miroirs de Bragg [13]. Ces cavités étaient construites directement sur un guide d'onde en silicium et limitaient donc les capacités de ce système à être utilisé comme un senseur. Afin de résoudre ce problème, plusieurs laboratoires ont conçu des cavités résonantes sans guide d'onde en leur centre et donc libre de se déplacer ou d'effectuer des mesures sur des échantillons [14] [15].

Ce type de cavité présente plusieurs applications et a été utilisé à profusion dans le laboratoire du Pr. Peter. D'abord, dans [16], on utilise une gravure profonde sur silicium afin de fabriquer une cavité Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg. Dans [5], des masses suspendues et une cavité résonante mobile sont construites sur silicium afin de mesurer l'accélération. On présente dans [17] un laser accordable en utilisant une cavité mobile activée par un actuateur électrostatique. Dans [6], on utilise un dispositif extrêmement semblable au nôtre afin de mesurer l'indice de réfraction de gaz en injectant un polymère dans la cavité.

Le dispositif à l'étude correspond à l'une des applications trouvées par le laboratoire du Pr. Peter pour ces cavités Fabry-Pérot. Les articles concernant les anciens dispositifs [1] [2] [3] [4] seront discutés plus bas.

1.4.2 Cavity Fabry-Pérot concave constituée de miroirs de Bragg courbes

L'équipe du Pr Bourouina a développé une cavité Fabry-Pérot concave utilisant des miroirs de Bragg courbes [18] [19] [20]. Ces articles ont été une motivation importante lors du développement du microsystème à l'étude dans ce mémoire. On démontre la possibilité d'utiliser des miroirs de Bragg courbes afin d'obtenir une cavité Fabry-Pérot stable. Nous utilisons ce type de cavité dans notre dispositif, mais nous ajoutons des composantes optiques sur silicium afin de guider la lumière dans la cavité.

1.4.3 Cytométrie en flux sur puce

Plusieurs groupes ont réalisé des cytomètres en flux miniaturisés permettant l'identification de cellules cancéreuses [21] [22]. Par rapport aux systèmes de cytométrie actuels, ces dispositifs miniaturisés ne permettent pas la mesure de nouveaux paramètres et présentent des niveaux de performance nettement inférieurs. Ces dispositifs sont toutefois intéressants puisqu'ils sont compatibles avec celui présenté dans ce mémoire. Une mesure conjointe permettrait d'extraire un maximum d'informations sur une population cellulaire.

Une technique innovatrice de focalisation hydrodynamique 3D intégrée dans un cytomètre sur puce a été présentée dans [23]. En utilisant cinq trous en entrée au lieu de trois comme dans notre dispositif, une capacité à effectuer une focalisation en trois dimensions sans complexifier la fabrication du dispositif a été démontrée. Cette technique d'hydrofocalisation sera probablement incluse dans les prochaines versions du dispositif. Il était malheureusement trop tard pour l'inclure pour notre dispositif.

1.4.4 Senseur d'indice de réfraction

D'autres groupes se sont plutôt intéressés à l'identification de cellule à l'aide d'une autre méthode. Il s'agit de la mesure d'indice de réfraction cellulaire à l'aide d'un interféromètre de type Fabry-Pérot.

Les résultats illustrés dans [24] et dans [25] présentent un dispositif capable de différencier deux populations de cellules. Le dispositif est toutefois fabriqué avec un empilement de couches minces et la cavité Fabry-Pérot résultante est donc verticale. Ceci limite beaucoup l'intégration et exige des parties optiques externes telles que des lentilles et des "beam-splitter". Ce dispositif n'est donc pas compatible avec les appareils de cytométrie en flux actuels.

Un système semblable permettant de détecter l'indice de réfraction avec grande précision est présenté dans [26]. En se basant sur un interféromètre de Young, les auteurs sont capables d'obtenir des sensibilités allant jusqu'à $9.7 \cdot 10^{-7}$ RIU. Toutefois, la cavité résonante verticale limite encore l'intégration du dispositif.

Dans [27] et [28], on présente un dispositif ayant une cavité résonante originale utilisant l'effet tunnel sur des photons. La sensibilité de détection d'indice de réfraction obtenue est semblable à la nôtre (760nm/RIU). Cependant, la cavité résonante est formée à l'aide de fibres optiques

placées l'une en face de l'autre, ce qui limite grandement l'intégration. Le développement et l'amélioration de l'aspect pratique de ce dispositif sont à suivre.

De façon similaire, le dispositif dans [29] démontre une cavité Fabry-Pérot entre deux fibres optiques. La mesure s'effectue sur une cellule unique soutenue par une tige creuse. Les résultats démontrent une capacité à différencier deux types de cellules, mais comme les mesures sont effectuées une cellule à la fois, il est permis de douter de la pertinence de ce dispositif pour l'identification d'une population complète.

Certains senseurs d'indice de réfraction sont surfaciques et se basent sur l'interaction entre un échantillon et une onde électromagnétique évanescente. Par exemple, l'utilisation de plasmon de surface en résonance (SPR) a démontré une sensibilité de l'ordre de 10^{-7} RIU, soit environ 7000nm/RIU [30]. Toutefois, la profondeur d'interaction avec l'échantillon est généralement de l'ordre du micron pour ce type de dispositif. Or, si nous souhaitons faire des mesures sur des échantillons plus gros, telles que des cellules humaines, nous devons utiliser des senseurs d'indice de réfraction volumique.

1.4.5 Dispositif précédent

1.4.5.1 Première génération

La première version du senseur d'indice de réfraction a été développée par R. St-Gelais dans [3] et [4]. Le dispositif possédait alors une optique plus simple, puisque les fibres optiques étaient placées directement à côté des miroirs de Bragg, comme nous pouvons le voir à la Figure 1.2. De cette façon, nous n'avons pas besoin de guide d'onde ou de lentilles de silicium pour injecter de la lumière dans la cavité Fabry-Pérot. De ce fait, les pertes pour ce dispositif sont beaucoup plus faibles, soit de -20dB à -25dB. La sensibilité obtenue pour la mesure d'indice de réfraction est de 900nm/RIU. En prenant la résolution du spectromètre en longueur d'onde, on obtient une sensibilité en indice de réfraction de $1.07 \cdot 10^{-5}$ RIU. Cette sensibilité est la meilleure obtenue pour un senseur d'indice de réfraction volumique intégré sur une puce microfluidique.

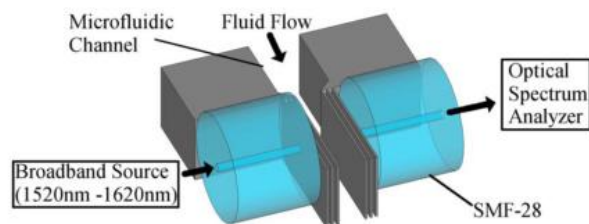


Figure 1.2 : Système préliminaire de senseur d'indice de réfraction développé par R. St-Gelais dans [3].

Comme notre dispositif comportera un parcours optique beaucoup plus complexe que ce lui présenté ci-dessus, nous nous attendons à plus de pertes optiques. Cependant, la sensibilité du dispositif devrait rester sensiblement la même. La faiblesse du design de St-Gelais est dans la microfluidique. Étant donné que les fibres optiques sont collées sur le canal microfluidique, nous ne pouvons pas le sceller aisément. Des mesures répétitives sur un flux de cellules sont donc impossibles.

1.4.5.2 Deuxième génération

La seconde version du dispositif, développée par A. Leblanc-Hotte [1], utilise la même cavité Fabry-Pérot avec miroirs de Bragg que R. St-Gelais. La différence majeure est que la lumière est injectée dans la cavité à l'aide de guides d'onde rectangulaires microfabriqués, comme illustrée à la Figure 1.3. Ces guides d'onde ouvrent la possibilité au scellage du dispositif et donc aux mesures biologiques. Dans [2], on présente une capacité à discerner deux populations de cellules. Toutefois, l'intégration de guides d'onde provoque une augmentation des pertes du dispositif, allant de -40db à -50db. La sensibilité calculée est du même ordre de grandeur que le système précédent, soit de 500nm/RIU.

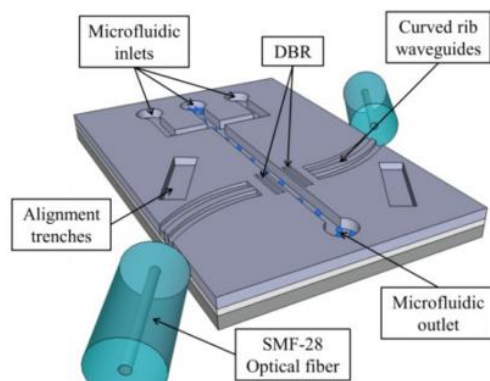


Figure 1.3 : Senseur d'indice de réfraction développé par A. Leblanc-Hotte dans [2].

CHAPITRE 2 THÉORIE

2.1 Optique et cavité résonante

Afin de représenter une onde lumineuse monochromatique, nous utilisons la fonction d'onde complexe. Cette dernière doit être solution de l'équation d'onde qui décrit la propagation d'une onde électromagnétique :

$$U(r, t) = a(r) \cdot \exp(i\phi(r)) \cdot \exp(i2\pi\nu t)$$

Avec r la position de l'onde dans l'espace, t le temps, $a(r)$ l'amplitude de l'onde, $\phi(r)$ la phase de l'onde et ν la fréquence de l'onde. La partie indépendante du temps de cette équation est appelée l'amplitude complexe de l'onde :

$$U(r) = a(r) \cdot \exp(i\phi(r))$$

En faisant l'approximation que l'angle d'incidence du faisceau est faible et que ce faisceau reste près de l'axe optique, nous pouvons utiliser la solution paraxiale de l'équation d'onde. On peut alors réécrire cette expression en utilisant k le nombre d'onde [32] :

$$U(r) = a(r) \cdot \exp(ikz) \quad k = \frac{2\pi\nu}{c}$$

Avec c la vitesse de la lumière et ν la fréquence de l'onde.

Lorsque deux ondes cohérentes sont présentes simultanément dans une région, il y aura interférence entre ces ondes. L'amplitude complexe de l'onde résultante sera alors de :

$$U(r) = U_1(r) + U_2(r)$$

L'intensité d'une onde étant le module de l'amplitude complexe, nous trouvons que l'intensité I de l'onde résultante est de [33] :

$$I = |U(r)|^2 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1)$$

Nous observons que la modulation de l'intensité de l'onde est uniquement dépendante de la différence de phase entre les ondes de départ. Nous observons une interférence constructive maximale lorsque la différence de phase est de :

$$\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = q \cdot 2\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

2.1.1 Cavité Fabry Péro

Une cavité optique Fabry-Pérot est composée de deux surfaces réfléchissantes placées l'une en face de l'autre. Lorsqu'une onde lumineuse entre dans la cavité, elle est réfléchiée par les parois et interfère avec elle-même. Si cette onde n'est pas en phase après avoir fait un aller-retour dans la cavité, l'interférence totale sera destructive et fera en sorte que l'intensité résultante de cette onde sera pratiquement nulle. Cependant, si une onde revient à sa phase initiale après un aller-retour dans la cavité, il y aura interférence constructive et l'intensité à la sortie sera considérable.

En considérant une cavité de longueur L , nous pouvons déterminer les ondes qui subiront une interférence constructive dans cette cavité :

$$\text{Phase de l'onde : } \phi = k \cdot z$$

$$\text{Déphasage lors d'un aller – retour dans la cavité : } \Delta\phi = k \cdot 2L$$

$$\text{Déphasage requis pour avoir interférence constructive : } \Delta\phi = q \cdot 2\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

$$\rightarrow \Delta\phi = k \cdot 2L = \frac{2\pi n\nu}{c} \cdot 2L = q \cdot 2\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

En isolant la fréquence de l'onde, nous trouvons :

$$\nu_r = \frac{qc}{2nL} \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (2.1)$$

Nous obtenons donc les fréquences de résonance ν_r de notre cavité. La différence entre deux fréquences de résonance consécutives est une caractéristique importante d'une cavité Fabry-Pérot et est appelée FSR (*free spectral range*) :

$$FSR = \Delta\nu_r = (q + 1) \frac{c}{2nL} - q \frac{c}{2nL} = \frac{c}{2nL} \quad (2.2)$$

Il est souvent pratique d'avoir cette valeur en fonction de la longueur d'onde plutôt que de la fréquence de l'onde :

$$\lambda = c/\nu$$

$$\Delta\lambda = \left| \frac{\partial\lambda}{\partial\nu} \right| \Delta\nu_r = \left| -\frac{c}{\nu^2} \right| \Delta\nu_r = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu_r = \frac{\lambda^2}{c} \frac{c}{2nL} \quad (\text{valide pour } \Delta\lambda \ll \lambda)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (2.3)$$

Lorsque nous injectons une source lumineuse possédant une large bande en longueur d'onde dans notre cavité, nous obtenons des pics de résonance en intensité qui reviennent périodiquement en fonction de la longueur d'onde. Une cavité Fabry-Pérot fictive parfaite ne possède aucune perte et présente un spectre de transmission constitué de pic de Dirac aux longueurs d'onde de résonance. En réalité, les pertes à l'intérieur de la cavité causent un élargissement des pics de résonance ainsi qu'une diminution de leur intensité. La Figure 2.1 illustre le spectre d'une cavité Fabry-Pérot fictive.

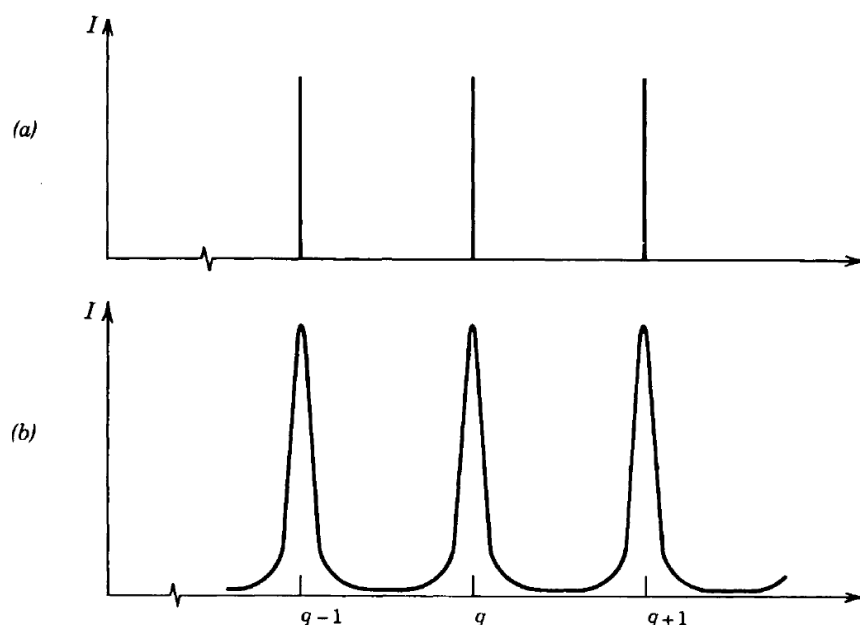


Figure 2.1: Illustration du spectre d'une cavité Fabry-Pérot a) Idéale b) Réelle ([31], fig 9.1-6)

Comme discuté dans [4], les principales causes de pertes dans une cavité Fabry-Pérot sont la divergence du faisceau à l'intérieur de la cavité ainsi que la verticalité et la rugosité des parois formant les surfaces réfléchissantes.

Dans le cadre de ce projet, nous utilisons une cavité Fabry-Pérot afin de mesurer l'indice de réfraction. En effet, en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité, la longueur optique nL change aussi, ce qui entraîne un changement dans le FSR de la cavité. Nous mesurons ce FSR à l'aide d'une source lumineuse possédant une large bande en longueur d'onde de 1500nm à 1600nm. Notre cavité aura une longueur de l'ordre de 30 μ m afin de permettre le passage de cellule dans une solution aqueuse. Or, nous nous attendons à un FSR d'environ 30nm.

2.1.2 Miroir de Bragg

Un miroir de Bragg utilise le même principe d'interférence que la cavité Fabry-Pérot, mais pour plusieurs couches. Il est constitué d'un empilement de couches minces et utilise des phénomènes interférentiels pour obtenir une réflectivité élevée. On doit utiliser un minimum de deux matériaux ayant des indices de réfraction différents. L'épaisseur L de ces matériaux est déterminée par la longueur d'onde centrale λ_{Bragg} désirée pour le miroir :

$$L_i = m_i \frac{\lambda_{Bragg}}{4n_i} \quad , \quad m_i = 1, 2, 3, \dots$$

Pour un faisceau à la longueur d'onde de Bragg qui traverse une couche mince, nous avons toujours un déphasage de $\pi/2$. De plus, lorsque qu'un faisceau est réfléchi sur une surface ayant un indice de réfraction plus élevé que le matériau incident, nous avons un déphasage de π . Ceci nous donne une interférence constructive entre les faisceaux subissant une première réflexion à chaque interface, comme nous pouvons le visualiser à la Figure 2.2.

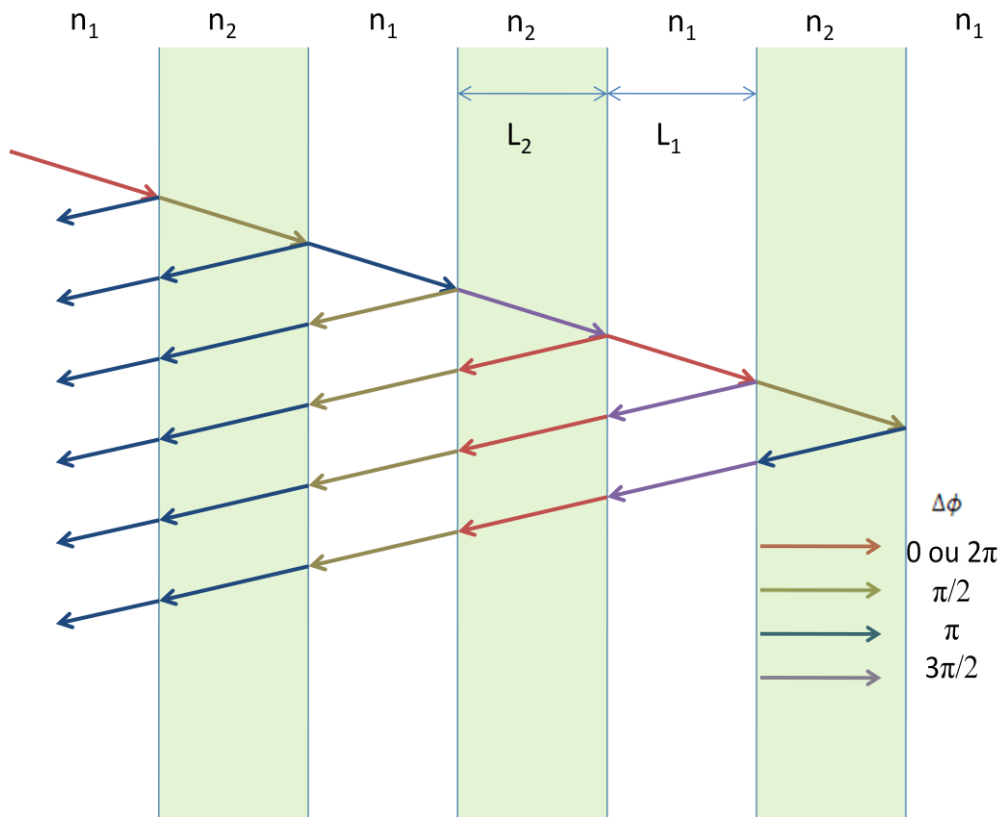


Figure 2.2 : Illustration du déphasage des faisceaux réfléchis dans un miroir de Bragg

La largeur de la bande de réflexion du miroir de Bragg va dépendre de deux paramètres, soit la différence d'indice de réfraction et l'ordre m des épaisseurs des couches minces. En utilisant le travail fait par St-Gelais dans [4], on peut choisir les paramètres optimaux afin d'avoir une bande de réflexion suffisamment large tout en prenant en considération les difficultés de microfabrication.

En résumé, nous voulons une largeur minimale des couches minces afin de maximiser la largeur de la bande de réflexion tout en gardant un rapport d'aspect suffisamment petit pour la gravure profonde DRIE. Nous choisissons donc l'ordre $m = 7$ pour l'air et $m = 23$ pour le silicium, ce qui nous donne des épaisseurs de $2.71 \mu\text{m}$ et $2.56 \mu\text{m}$ respectivement. Le Tableau 2.1 ci-dessous résume les paramètres des miroirs de Bragg.

Nous avons choisi un nombre de période de 1.5 pour notre miroir de Bragg, tel que conseillé dans [4]. Le raisonnement est qu'en augmentant le nombre de périodes, nous améliorons la réflectivité de nos miroirs, ce qui augmente la finesse de notre cavité Fabry-Pérot. Cependant, par le fait même, le temps de vie de la lumière dans la cavité est allongé, ce qui augmente de beaucoup les pertes par dispersion due à la rugosité de nos couches minces.

Tableau 2.1 : Paramètres géométriques de nos miroirs de Bragg

m_{air}	m_{Si}	L_{air}	L_{Si}	Nombre de périodes
7	23	$2.71 \mu\text{m}$	$2.56 \mu\text{m}$	1.5

2.1.3 Optique gaussienne

Comme nous souhaitons utiliser des surfaces courbes dans notre dispositif, nous devons maintenant utiliser la représentation gaussienne de l'onde lumineuse. Mise à part la longueur d'onde, les deux paramètres importants pour une onde gaussienne sont le rayon de courbure du front d'onde $R(z)$ ainsi que la largeur du faisceau gaussien $w(z)$. Cette largeur est définie par rapport à l'intensité du champ électromagnétique. Il s'agit de la distance de l'axe central pour laquelle l'intensité du champ est de $1/e^2$. La largeur minimale du faisceau gaussien, appelé "waist", est représentée par w_0 . La distance de Rayleigh, z_0 , est la distance pour laquelle la largeur du faisceau gaussien est de $\sqrt{2}w_0$. Le front d'onde correspond à une surface pour laquelle la phase de l'onde est égale et la propagation de l'onde est perpendiculaire. $R(z)$ correspond au rayon de courbure de cette surface.

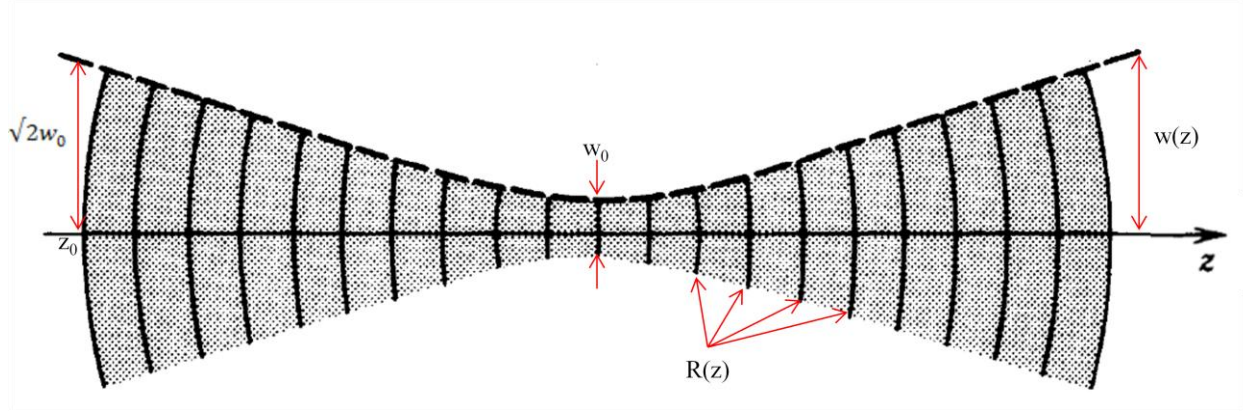


Figure 2.3 : Représentation des paramètres importants d'un faisceau gaussien. ([31], fig. 9.2-5)

$$w(z) = w_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

$$w_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une représentation gaussienne de l'onde électromagnétique se propageant le long de l'axe optique, nous écrivons l'amplitude complexe de l'onde de la façon suivante :

$$U(z) = a(z) \exp(-ikz + i\zeta(z))$$

Le principal changement par rapport au cas précédant des miroirs planaires est la phase de Gouy.

$$\zeta(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

2.1.4 Cavité résonante concave

Une cavité résonante concave est en fait une cavité Fabry-Pérot utilisant des miroirs courbes. Afin de bien décrire le faisceau lumineux à l'intérieur de la cavité, nous devons utiliser un faisceau gaussien. Le déphasage du faisceau effectuant un passage dans la cavité sera donc modifié par la phase de Gouy. En posant z_1 et z_2 les positions des deux miroirs de la cavité et L la longueur de la cavité, nous avons :

$$\text{Phase de l'onde au premier miroir: } \phi_1 = kz_1 - \zeta(z_1)$$

$$\text{Phase de l'onde au deuxième miroir: } \phi_2 = kz_2 - \zeta(z_2)$$

Déphasage lors d'un aller – retour dans la cavité :

$$\Delta\phi = 2 \cdot (\phi_2 - \phi_1) = 2k(z_2 - z_1) - 2(\zeta(z_2) - \zeta(z_1)) = 2kL - \Delta\zeta$$

$$\Delta\zeta = 2(\zeta(z_2) - \zeta(z_1))$$

Déphasage requis pour avoir interférence constructive : $\Delta\phi = q \cdot 2\pi$, $q = 0, 1, 2, \dots$

$$\rightarrow \Delta\phi = 2kL - \Delta\zeta = \frac{2\pi n v}{c} \cdot 2L - \Delta\zeta = q \cdot 2\pi \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

$$\rightarrow v_q = \frac{qc}{2nL} + \Delta\zeta \frac{c}{4\pi nL} \quad q = 0, 1, 2, \dots$$

En utilisant l'équation 2.1 de la fréquence de résonance d'une cavité planaire, nous obtenons les fréquences de résonances v_q et le FSR Δv_q de notre cavité concave :

$$v_q = q\Delta v_r + \frac{\Delta\zeta}{2\pi} \Delta v_r \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (2.7)$$

$$\Delta v_q = \left((q+1)\Delta v_r + \frac{\Delta\zeta}{2\pi} \Delta v_r \right) - \left((q)\Delta v_r + \frac{\Delta\zeta}{2\pi} \Delta v_r \right) = \Delta v_r$$

$$\Delta v_q = \Delta v_r = \frac{c}{2nL}$$

Nous trouvons que le FSR de la cavité résonante concave est le même que pour une cavité Fabry-Pérot avec miroirs planaires. Toutefois, ce résultat est valide si nous prenons uniquement le mode fondamental TEM_{00} (Mode transverse électromagnétique). Le FSR des modes d'ordres supérieurs TEM_{mn} est affecté par la phase de Gouy [32]. Nous discuterons de cet effet plus tard dans la section 5.2.1.

De plus, contrairement aux cavités Fabry-Pérot planaires, les cavités résonantes concaves ne sont pas nécessairement stables. Si nous prenons par exemple deux miroirs convexes l'un en face de l'autre, la lumière ne sera pas confinée dans la cavité et il n'y aura donc pas d'interférence et pas de résonance. La stabilité d'une cavité est uniquement dictée par sa longueur L et le rayon de courbure des miroirs R . La condition de stabilité, telle que démontrée dans [33], s'écrit comme suit :

$$0 \leq (g_1)(g_2) \leq 1$$

$$g_x = 1 + \frac{L}{R_x}$$

avec g un paramètre qui décrit la géométrie de la cavité. Dans le cas d'une cavité symétrique, nous avons $g_1 = g_2 = g$ et la condition de stabilité devient:

$$-1 \leq g \leq 1$$

CHAPITRE 3 SIMULATIONS

3.1 Détermination des paramètres géométriques

Nous utilisons le programme Zemax afin de déterminer les paramètres géométriques à utiliser pour nos dispositifs. Ce programme permet la simulation de parcours optique complexes. Nous devons déterminer le rayon de courbure de nos lentilles de silicium, la distance entre le début de notre dispositif et la lentille, la distance entre la lentille et le miroir de Bragg ainsi que le rayon de courbure des différentes couches de nos miroirs de Bragg.

Pour ce faire, nous utilisons la fonction d'optimisation de Zemax. Cette dernière nous permet de fixer un paramètre et de faire varier d'autres paramètres jusqu'à l'obtention du résultat souhaité. Nous posons une largeur de faisceau central de $1.05\text{ }\mu\text{m}$ de rayon et une largeur de faisceau de $5\text{ }\mu\text{m}$ de rayon à la sortie de la fibre optique. Nous demandons ensuite au programme d'optimiser la distance de silicium et le rayon de courbure de notre lentille, tout en restant dans un intervalle de valeur réaliste.

Nous posons aussi constante la distance entre la lentille et les miroirs de Bragg à $200\text{ }\mu\text{m}$, puisque le calcul d'optimisation diverge si le nombre de variables est trop élevé. Nous avons choisi cette distance afin qu'une solution soit possible. Si la distance est trop courte, aucune solution n'est trouvée. Comme nous souhaitons aussi minimiser les pertes optiques, nous avons minimisé cette distance. Nous avons des pertes par divergence dans cette section puisque la lumière n'est plus guidée dans le silicium.

Afin de déterminer le rayon de courbure des épaisseurs de nos miroirs de Bragg, nous demandons à Zemax de nous donner le rayon de courbure du faisceau gaussien à la position de ces miroirs. Nous pouvons ainsi nous assurer que les miroirs de Bragg auront la même courbure que le faisceau gaussien provenant de la lentille et ces derniers produiront donc une résonance Fabry-Pérot qui ne viendra pas perturber la propagation du faisceau dans le dispositif.

3.2 Matrice de transfert et faisceaux gaussiens

Les matrices de transfert ABCD servent à étudier la propagation d'un faisceau à travers divers interfaces et milieux. Dans notre cas, nous avons 3 types de matrice de transfert. Nous avons des matrices de propagation simples dans un milieu homogène, des matrices pour des interfaces courbées et des matrices pour des interfaces planaires.

Matrice de propagation sur une longueur L :

$$\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Interface planaire entre un milieu d'indice n_1 et n_2 :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$$

Interface courbe entre un milieu d'indice n_1 et n_2 de rayon de courbure R :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{Rn_2} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$$

La multiplication de ces différentes matrices dans le sens contraire à la propagation nous donne une matrice de transfert totale d'un système optique. Le Tableau 3.1 décrit les matrices utilisées et la Figure 3.1 illustre ces matrices sur notre dispositif.

Tableau 3.1 : Description des matrices de transfert de notre dispositif

Matrice	Description de la matrice
M_1	Propagation dans l'air entre la fibre optique d'entrée et le début du dispositif
M_2	Interface planaire air/silicium
M_3	Propagation dans le silicium entre l'entrée du dispositif et la lentille
M_4	Interface courbe silicium/air
M_5	Propagation dans l'air entre la lentille et la première instance du miroir de Bragg
M_6	Interface courbe air/silicium
M_7	Propagation dans le silicium dans la première instance du miroir de Bragg
M_8	Interface courbe silicium/air
M_9	Propagation dans l'air entre la première et la deuxième instance du miroir de Bragg
M_{10}	Interface courbe air/silicium
M_{11}	Propagation dans le silicium dans la deuxième instance du miroir de Bragg
M_{12}	Interface courbe silicium/air
M_{13}	Propagation dans l'eau dans la cavité Fabry-Pérot
M_{14} - M_{25}	Dispositif symétrique

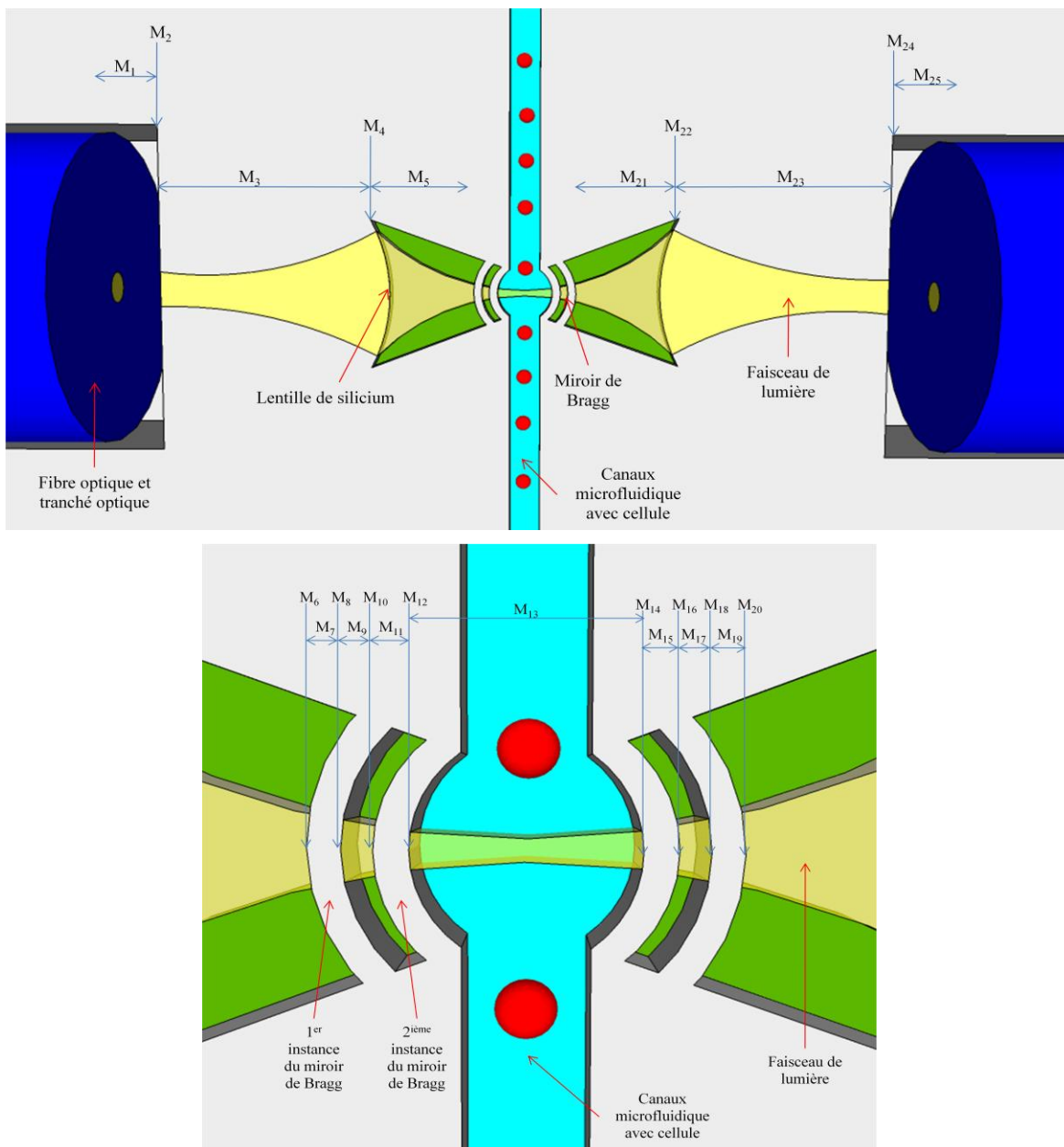


Figure 3.1 : Illustration des matrices de transfert sur le dispositif

Nous avons la matrice de propagation totale :

$$\begin{aligned}
 M_{tot} &= M_{25} M_{24} M_{23} M_{22} M_{21} M_{20} M_{19} M_{18} M_{17} M_{16} M_{15} M_{14} M_{13} M_{12} M_{11} M_{10} M_9 M_8 M_7 M_6 M_5 M_4 M_3 M_2 M_1 \\
 M_{tot} &= \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}
 \end{aligned}$$

Lorsque nous avons la matrice de transfert totale, nous pouvons utiliser le paramètre complexe q afin de trouver la largeur du faisceau gaussien à la sortie du système. On définit ce paramètre avec la formule suivante [34]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda_0}{\pi n w^2}$$

où R est le rayon de courbure du faisceau, λ_0 la longueur d'onde, n l'indice de réfraction et w la largeur du faisceau gaussien. On peut montrer qu'en connaissant le paramètre complexe q_1 au début du système et la matrice de transfert totale, nous pouvons calculer le paramètre complexe q_2 à la sortie et identifier les propriétés du faisceau en sortie [33]. Nous utilisons l'équation suivante :

$$\begin{pmatrix} q_2 \\ 1 \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Nous pouvons simplifier cette équation et éliminer la constante de normalisation k :

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C + D \left(\frac{1}{q_1} \right)}{A + B \left(\frac{1}{q_1} \right)}$$

La matrice de transfert totale nous permet donc de suivre l'évolution d'un faisceau gaussien dans un système optique complexe. Nous allons utiliser ces équations dans nos simulations sur Matlab de la propagation du faisceau gaussien.

3.3 Simulation de la propagation du faisceau gaussien sur Matlab

Nous simulons la propagation d'un faisceau gaussien à travers les diverses interfaces de notre système et nous regardons la largeur de ce faisceau en fonction de la distance parcourue. Cette largeur est définie en fonction d'une perte d'intensité correspondant à e^{-2} , comme mentionné à la section 2.1.3. Le code Matlab utilisé est disponible dans l'annexe 1. La Figure 3.2 illustre le résultat obtenu. La courbe en bleu correspond à la largeur du faisceau gaussien. Les différentes interfaces du parcours optique sont identifiées. Ces simulations nous permettent de nous assurer de la validité des paramètres géométriques calculés dans Zemax à la section 3.1. De plus, nous allons pouvoir calculer le volume optique de notre cavité, ce qui nous permettra d'optimiser la largeur du faisceau gaussien au centre de la cavité. Enfin, en ayant la largeur du faisceau à chaque point sur notre dispositif, nous nous assurons d'avoir des lentilles et des miroirs assez grands afin de ne pas perdre de signal.

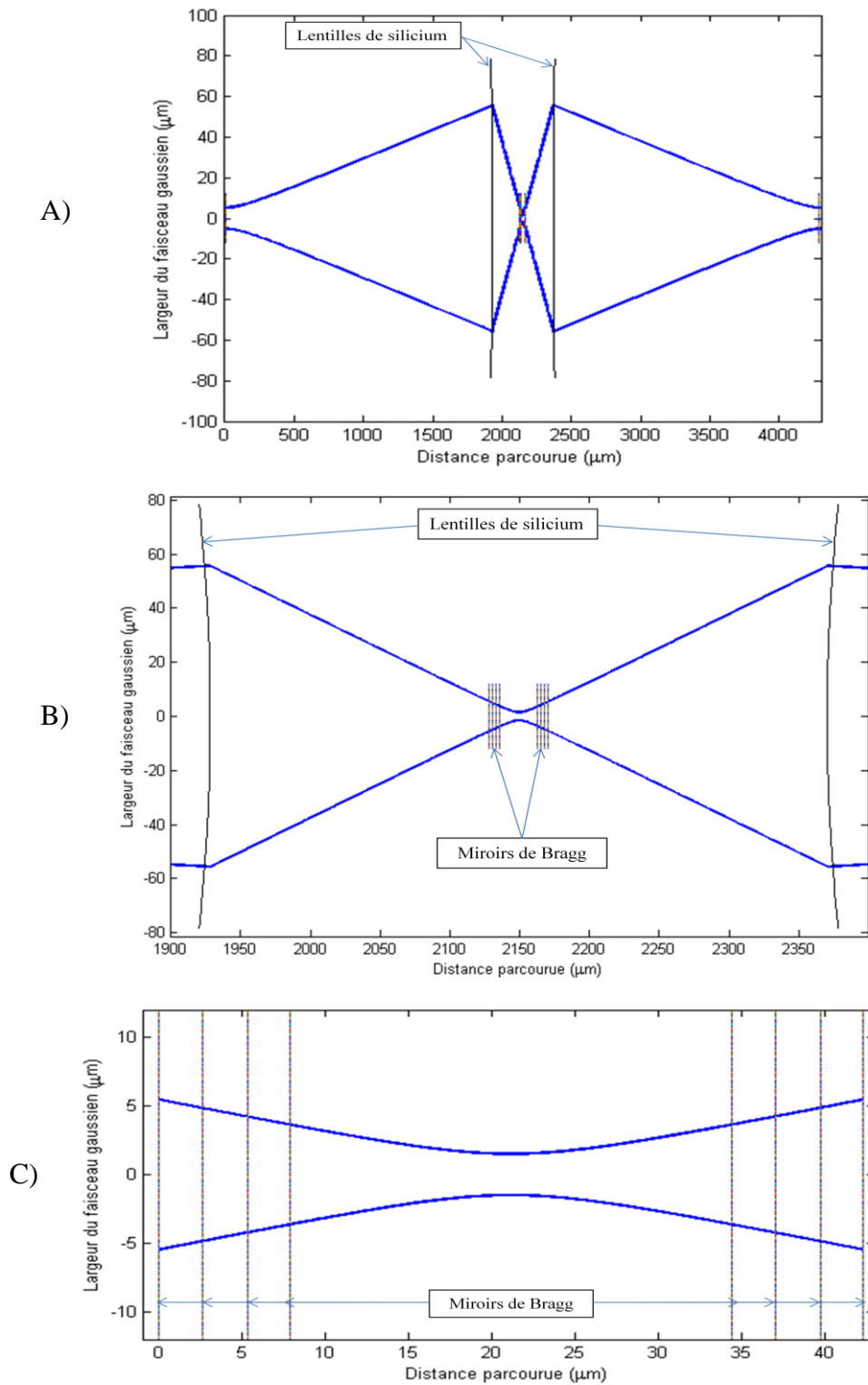


Figure 3.2 : Simulation de la propagation du faisceau gaussien dans notre système.

A) Vue d'ensemble du dispositif B) Agrandissement illustrant les lentilles de silicium

C) Agrandissement illustrant les miroirs de Bragg

3.4 Optimisation de la largeur centrale du faisceau gaussien

La largeur du faisceau gaussien a été optimisée afin de minimiser le volume optique au centre de la cavité. Ceci permet de maximiser la sensibilité de notre dispositif à un changement d'indice ainsi que sa capacité à sonder une cellule. Plus le volume est petit, plus notre résolution sur le profil cellulaire est précise. Aussi, un petit volume optique signifie une plus grande fraction d'interaction avec la cellule et donc une meilleure sensibilité.

Comme nous prévoyons utiliser des cellules d'environ 10 microns de diamètre, nous considérons uniquement un espace de 5 microns de part et d'autre du waist¹ lors de notre optimisation. Nous calculons ensuite l'aire qu'occupe le faisceau dans cet espace en fonction de la largeur du waist central. Le volume optique correspond à la multiplication de cette aire par la hauteur de la cavité.

Le point minimal du volume optique peut être expliqué simplement par le fait que plus le waist du faisceau gaussien est petit, plus le faisceau diverge rapidement. Le volume optique diminue linéairement lorsque le waist rétrécit, mais à partir d'un certain point, la divergence du faisceau devient dominante et une augmentation du volume optique est observée. Ceci nous donne donc un waist optimal de 1.05 micron, tel qu'illustré à la Figure 3.3.

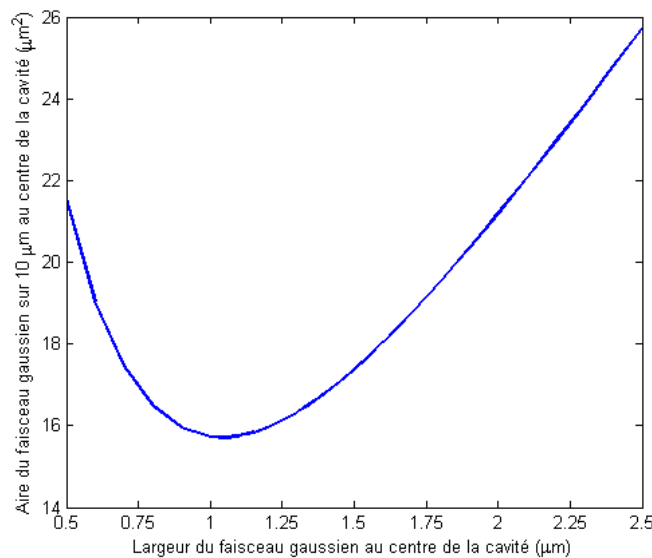


Figure 3.3 : Optimisation de la largeur centrale du faisceau gaussien

¹ Le waist est la largeur centrale du faisceau gaussien, noté w_0

3.5 Simulation de la transmission du système

Afin de prédire l'allure du signal optique transmis par notre système, nous utilisons un programme Matlab développé par Raphael St-Gelais [4]. Ce programme prédit la transmission optique dans un système multicouches en décomposant le faisceau gaussien en ondes planaires et en étudiant la divergence de ces ondes. De plus, St-Gelais inclut dans son calcul un modèle permettant de calculer les pertes causées par la rugosité des couches d'un système. Ce modèle, d'abord présenté par Carniglia et al [35], utilise une mince couche absorbante sur chaque interface du système afin de modéliser les pertes par rugosité.

Nous utilisons ces simulations pour deux raisons. Nous souhaitons d'abords visualiser la transmission de notre système en fonction de la longueur de notre cavité et ensuite la largeur et l'ordre de nos miroirs de Bragg. Les simulations précédentes ne tiennent pas en compte la résonance dans la cavité. Nous avons donc besoin de nous assurer que les paramètres géométriques de nos miroirs et de notre cavité choisis à la section 2.1 permettent d'avoir une résonance Fabry-Pérot visible dans le creux de transmission en longueur d'onde de nos miroirs de Bragg. En utilisant ces paramètres et une valeur normale de 35nm pour la rugosité, nous obtenons le résultat présenté à la Figure 3.4².

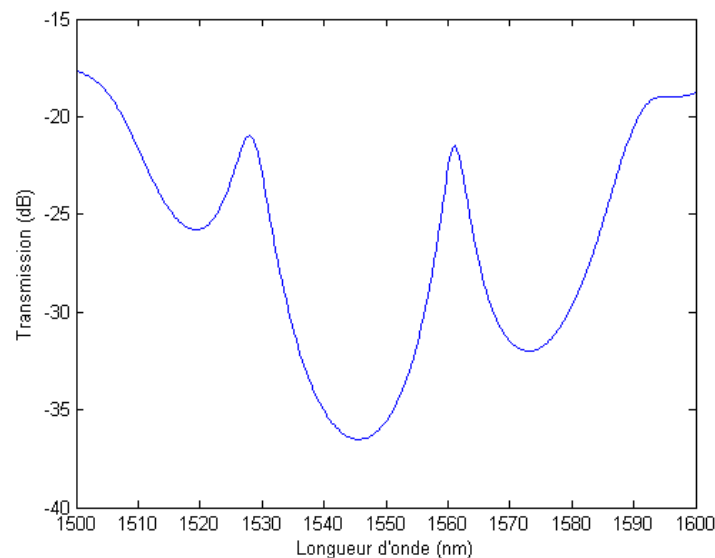


Figure 3.4 : Transmission du système en fonction de la longueur d'onde.

² Le programme Matlab est disponible à l'annexe 2.

Ensuite, ce programme nous permettra d'évaluer les pertes principales de notre système, soit les pertes par divergence et les pertes engendrées par la rugosité de nos parois. Une des particularités du nouveau design de notre dispositif est le fait que le faisceau est stable dans une dimension. De ce fait, nous n'avons pas de perte par divergence dans cette dimension, ce qui réduit nos pertes par divergence à une seule dimension. Nous avons simulé l'effet de ce changement et nous l'avons illustré à la Figure 3.5 ci-dessous. Avec une rugosité normale de 35nm, nous observons une amélioration de 6 dB de la transmission. La comparaison a été effectuée sur le même dispositif, mais une fois avec le calcul de la divergence dans les deux dimensions et une fois avec ce calcul dans une seule dimension.

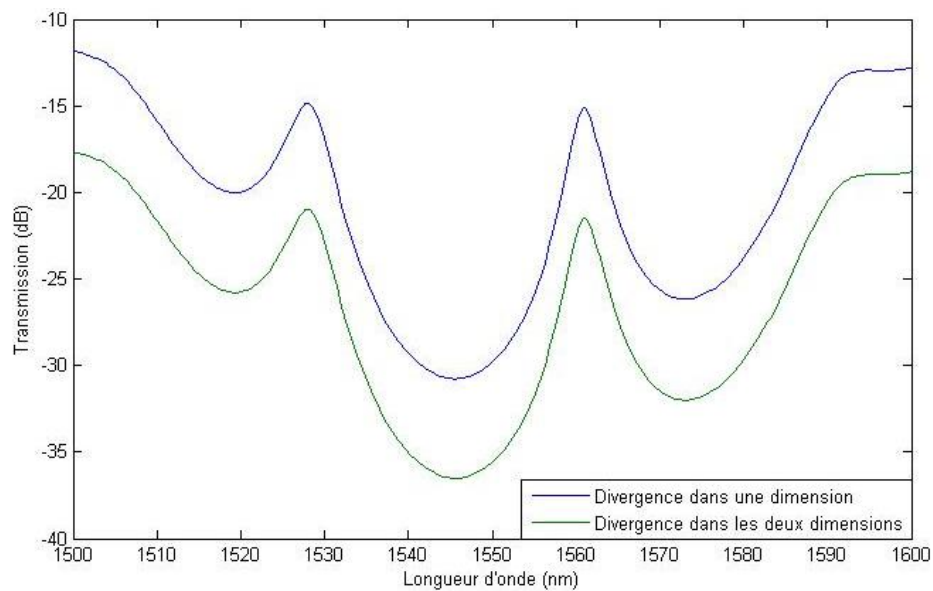


Figure 3.5 : Comparaison de la transmission du système lorsque la divergence est réduite à une seule dimension.

Nous utiliserons aussi ce programme plus tard dans la section 5.2 lorsque nous aurons les mesures expérimentales de rugosité de nos parois.

Il est important de mentionner que le modèle développé par St-Gelais et Al ne prend pas en compte la courbure de nos interfaces et considère chaque surface comme étant plane. De ce fait, nous ne pouvons pas simuler l'effet de la phase de Gouy dans notre système. Comme nous l'avons vu à la section 2.1.4, cette phase n'a pas d'effet sur la résonance des modes de premier ordre, mais peut causer l'apparition de modes d'ordre supérieur. Ces modes ne pourront donc pas être simulés.

3.6 Design des masques de microfabrication

Afin de réaliser nos dispositifs, nous avons besoin de masques de microfabrication. Ces masques sont constitués d'une plaque de pyrex de 2.2mm d'épaisseur et recouverts d'une couche mince de chrome structuré. Cette couche mince présente les motifs de nos dispositifs.

Le motif de notre masque de microfabrication a été optimisé afin d'utiliser au maximum les avantages de production parallèle reliée à la microfabrication. Étant donné que notre dispositif est de très petite taille, nous pouvons en fabriquer plus d'une trentaine sur un même masque. Nous sommes donc en mesure de faire varier différents paramètres de notre design sur notre masque, permettant ainsi de nous assurer d'avoir des dispositifs fonctionnels à la fin du processus de fabrication.

Le paramètre le plus important à faire varier est la largeur des miroirs de Bragg, comme discuté dans [4] par St-Gelais. Étant donné que la microfabrication est souvent imprévisible, il est commun d'avoir des différences entre le masque de fabrication et le résultat final. Ces différences sont souvent de l'ordre submicronique, dépendamment de la résolution de la photolithographie. Les motifs les plus affectés par ces variations sont les miroirs de Bragg puisqu'ils sont de très petite taille (de 2 à 3 μm). Afin de maximiser les chances d'avoir un dispositif ayant une bonne largeur de miroir de Bragg, nous faisons plusieurs répliques, mais avec des largeurs de miroir de Bragg variant de 0.2 μm d'une réplique à l'autre.

Les autres paramètres que nous faisons varier sont moins primordiaux. Nous avons deux longueurs de cavité Fabry-Pérot différentes afin de pouvoir tester différentes largeurs de cellule. Nous avons aussi deux types de tranchée optique ; une droite et reconnue comme étant fonctionnelle et une courbée afin de tenter de réduire les résonances parasites entre les fibres optiques et le dispositif. Ensuite, nous avons des dispositifs pour deux largeurs du faisceau gaussien en entrée. Nous utilisons une fibre normale possédant un cœur de 5 μm de rayon et une fibre lentillée possédant un mode fondamentale ayant un diamètre de 15 μm . La fibre lentillée permet des largeurs plus petites de faisceau gaussien et donc un parcours optique moins sensible aux imperfections et contaminants de microfabrication. Pour la même raison, nous avons deux largeurs centrales de faisceau gaussien ; une optimisée afin d'avoir un volume optique minimal et une plus grande afin de diminuer la divergence dans le système. Le Tableau 3.2 résume les paramètres que nous avons fait varier sur notre masque.

Tableau 3.2 : Résumé des paramètres qui varient sur notre masque de microfabrication

Paramètres	Description
Largeur des miroirs de Bragg	S'assurer d'avoir un dispositif fonctionnel possédant des miroirs de Bragg de la bonne largeur
Longueur de la cavité	Permet la mesure de différent type de cellule
Largeur centrale du faisceau gaussien	1 - Largeur centrale optimisée afin de minimiser le volume optique 2 - Largeur centrale plus grande afin de réduire la divergence du faisceau
Largeur du faisceau gaussien en entrée	1 - Fibre optique normale 2 - Fibre optique lentillée permettant de réduire la divergence du faisceau
Géométrie des tranchées optiques	1- Tranchée optique droite 2- Tranchée optique à angle permettant de réduire les cavités parasites causées par les fibres optiques

Nous n'avons fait aucune variation de paramètres pour les canaux microfluidiques. Nous avons pris les mêmes que ceux utilisés dans [36] développés par A. Leblanc-Hotte, puisqu'ils ont démontré leur efficacité. Les paramètres géométriques de notre dispositif ont été optimisés à l'aide de différents programmes de simulation. Le Tableau 3.3 ci-dessous résume l'origine de l'optimisation pour différents paramètres.

Tableau 3.3 : Identification de l'origine de l'optimisation des paramètres géométrique

Paramètres	Programme utilisé afin d'optimiser ces paramètres.
Rayon de courbure des lentilles et des miroirs de Bragg	Simulation de parcours optique dans Zemax
Largeur des miroirs de Bragg	Simulation de la transmission avec le programme décrit dans [4].
Largeur des lentilles et des miroirs de Bragg	Simulation de la propagation des faisceaux gaussiens dans Matlab

Nous avons deux masques de microfabrication. Le premier contient uniquement les tranchées optiques et le second contient le reste des motifs. Des marques d'alignements sont présentes afin de pouvoir aligner nos masques lors de la microfabrication. Les marques de résolution permettent de mesurer la résolution obtenue lors de la photolithographie. La Figure 3.6 illustre ces masques de microfabrication. Les parties en vert constituent le masque des tranchées optique tandis que les parties en bleu constituent le masque principal. Nous avons utilisé le programme L-edit afin de dessiner les motifs.

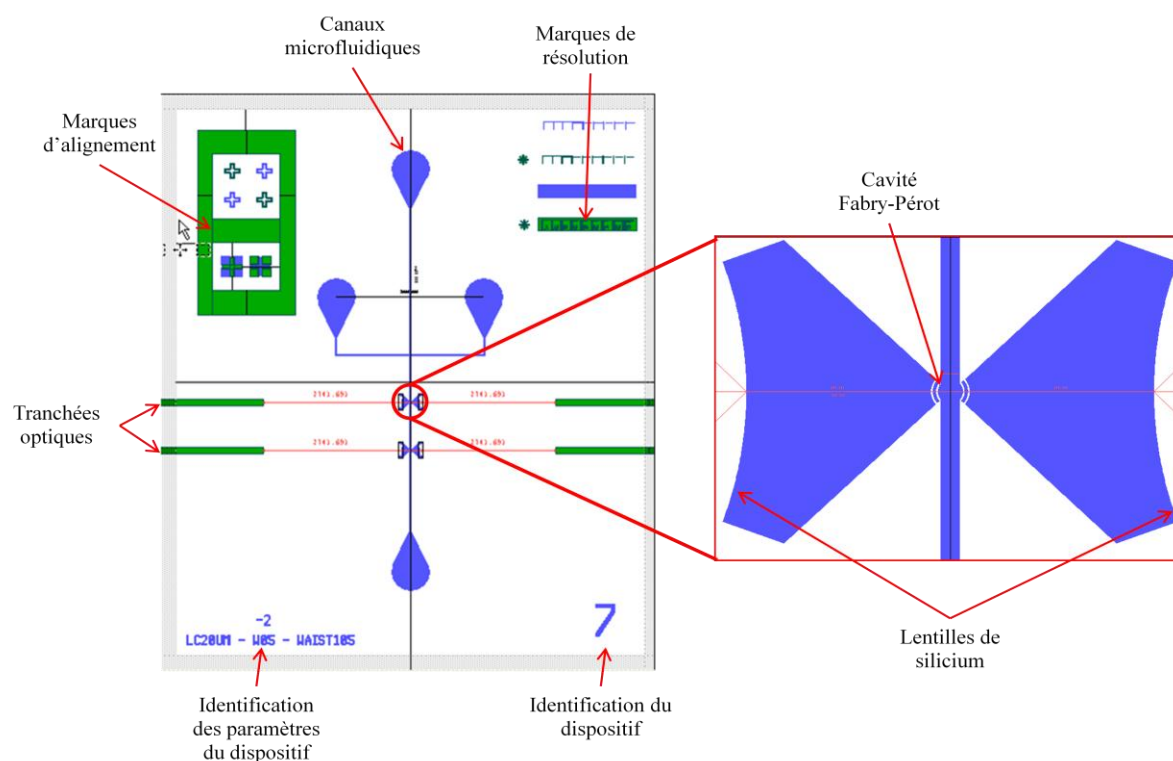


Figure 3.6 : Illustration d'un dispositif sur notre masque de microfabrication. Le masque total comporte 34 de ces dispositifs, tous possédant un paramètre géométrique différent.

3.7 Plaque de pyrex

Afin de sceller notre dispositif et de pouvoir injecter des fluides dans nos canaux, nous utilisons une plaque de pyrex que nous venons coller à notre plaque de silicium. Cette plaque a été micromachinée afin de correspondre aux dimensions de nos dispositifs. Elle contient uniquement des trous circulaires pour les tubes microfluidique et des trous rectangulaires pour les fibres optiques.

CHAPITRE 4 MICROFABRICATION

4.1 Théorie générale

La microfabrication est utilisée lorsque l'on souhaite fabriquer des dispositifs possédant des motifs de l'ordre du micron. Elle est utilisée habituellement pour les puces électroniques et les microsystèmes électromécaniques (MEMS). On utilise un substrat en silicium cristallin et on fabrique simultanément plusieurs dispositifs.

Un procédé de microfabrication se sépare généralement en trois étapes majeures : la photolithographie, la déposition et la gravure. La photolithographie sert à définir des motifs sur un substrat, souvent une gaufre de silicium. On étend une résine photosensible sur un substrat et on l'expose à un rayonnement UV au travers un masque de microfabrication. Ce masque est composé de parties claires et de parties sombres, formant un motif d'illumination sur la gaufre. Le motif du masque est ainsi transposé sur la résine photosensible.

La gravure nous permet de transposer le motif de la photorésine au substrat et donc de réaliser nos structures. Une gravure peut être isotrope (taux de gravure égal dans toutes les directions) ou anisotrope (taux de gravure préférentiel dans une direction) selon le profil désiré.

La déposition permet de rajouter une couche mince sur notre dispositif. Plusieurs techniques sont accessibles, les plus courantes étant le dépôt par évaporation ou par pulvérisation. Si l'on souhaite réaliser un motif sur notre couche mince, nous réalisons une photolithographie et une gravure sur notre couche mince. Nous pouvons aussi utiliser une technique appelée "lift-off" qui nous permet de sauter l'étape de gravure. Nous utilisons le négatif de notre motif sur notre résine et effectuons la déposition. Nous nettoignons ensuite la résine et le motif désiré est obtenu avec le matériau déposé. Le "lift-off" sera décrit avec plus de précision dans la section du procédé de fabrication.

4.2 Instrumentation

4.2.1 Résine photosensible

Il existe deux types de photorésine : positive ou négative. Une photorésine est généralement composée d'un polymère et d'un composant photoactif. La résine positive est initialement insoluble. Lorsqu'elle est illuminée avec un rayonnement UV, les composants photoactifs de la résine vont briser les chaînes de polymère et rendre la résine soluble. Le motif du masque de microfabrication est donc transposé directement sur le substrat. Pour la résine négative, nous avons le phénomène inverse. Elle est initialement soluble et les composants photoactifs vont venir former des chaînes de polymère, rendant la résine insoluble. Le motif obtenu sur le substrat correspond au négatif de celui du masque.

Les résines positives possèdent habituellement une résolution inférieure à 1 μm , mais sont dispendieuses. Les résines négatives ont une résolution de l'ordre de 2 μm , mais elles adhèrent mieux au silicium et sont plus abordables [37].

4.2.2 Aligneur de Masque MA6

L'aligneur de masque MA6 de Karl Suss est nécessaire afin d'exposer notre résine photosensible à un rayonnement UV. Cette machine permet aussi l'alignement de plusieurs masques de microfabrication lorsque plusieurs étapes de photolithographie sont nécessaires dans un procédé.

Notre échantillon, une gaufre recouverte de photorésine, est placé sur un plateau et tenu en place par succion. Le masque de microfabrication contenant les motifs désirés est placé par-dessus l'échantillon et aussi tenu par succion. Si la gaufre a déjà subi une photolithographie, on aligne les motifs précédents sur la gaufre avec ceux du masque à l'aide d'un microscope. On met ensuite en contact le masque avec l'échantillon afin de maximiser notre résolution. Par la suite, on fait passer un rayonnement UV à travers le masque et sur notre échantillon. Le temps d'illumination est contrôlé précisément et dépend de l'épaisseur et de la nature de la résine. L'illumination est réalisée avec une lampe vapeur Hg-Xe (mercure-xénon) et est optimisée afin d'émettre dans l'ultraviolet moyen (250nm) [38].

4.2.1 Évaporateur par faisceau d'électrons

L'évaporateur par faisceau d'électrons, ou E-Beam, permet le dépôt de couche mince de matériau sur un substrat, qui est dans notre cas une gaufre de silicium. On applique une tension sur un filament métallique afin de former des électrons par émission thermoïonique. Ce flux d'électrons est ensuite accéléré et dirigé vers une cible à l'aide d'une tension. La cible est constituée du matériau que l'on souhaite déposer sur notre substrat. Lorsque les électrons entrent en contact avec la cible, leur énergie cinétique est transmise en énergie thermique et ceci permet l'évaporation du matériau de la cible. Le matériau en phase vapeur va ainsi se déposer sur toutes les parois de la chambre d'évaporation. On place notre substrat dans cette chambre afin qu'il soit lui aussi couvert par ce matériau. La chambre en question doit avoir un vide poussé d'environ 10^{-7} Torr. Nous ne voulons pas de contaminant lors de notre déposition et nous ne voulons pas que ces contaminants nuisent au mouvement des électrons et des particules en phase vapeur. [39]

On contrôle généralement trois paramètres lors d'une déposition par E-Beam. Le temps d'exposition dans la chambre nous permettra de contrôler l'épaisseur du matériau à déposer. L'intensité du courant dans le filament permet d'ajuster l'intensité du flux d'électron tandis que la tension d'accélération dicte la vitesse de ces électrons. La qualité et la précision du dépôt vont dépendre de ces trois paramètres.

4.2.2 Gravure DRIE

Une gravure DRIE, ou "Deep Reactive Ion Etching", est une gravure anisotrope verticale pouvant atteindre des rapports d'aspect très élevés entre la profondeur et la largeur des motifs. Il s'agit d'une alternance entre une étape de gravure physicochimique et une étape de passivation des parois. Cette gravure nous permet de graver nos motifs dans le silicium.

Nous plaçons d'abords notre gaufre de silicium munie d'un masque de gravure dans une chambre avec un vide élevé (10^{-7} Torr). Ce vide permettra aux ions de se déplacer librement dans la chambre. Pour l'étape de gravure, nous introduisons du SF_6 (hexafluorure de soufre) dans la chambre et produisons un plasma à l'aide d'un champ électrostatique fort. Les ions de fluor ainsi créés viennent graver chimiquement le silicium de notre gaufre dans la chambre. De plus, on applique un faible champ électrique sur notre échantillon afin que les ions soient accélérés vers la gaufre. Ceci produit une gravure physique avec le bombardement des ions. La gravure est donc

physicochimique. L'étape de passivation est réalisée avec gaz de C_4F_8 (octafluorocyclobutane). Ce gaz produira des polymères de carbone qui viendront se déposer sur notre échantillon et viendront protéger les surfaces contre les prochaines étapes de gravure [40].

L'étape de gravure au SF_6 est isotrope et n'a donc pas de direction préférentielle. L'anisotropie de la gravure est rendue possible par la passivation des parois. Après une étape de gravure, on passive l'ensemble des parois du trou formé. La prochaine étape de gravure viendra graver physiquement le fond du trou à l'aide des ions. Les parois parallèles à la direction des ions sont épargnées de cette gravure physique. La gravure chimique ne peut donc qu'atteindre le fond du trou, créant ainsi l'anisotropie de la gravure. L'alternance de ces étapes de passivation et de gravure nous donne au final une gravure verticale ayant un fort rapport d'aspect. On perçoit tout de même un phénomène de "scalloping" sur les parois, causé par l'isotropie de chaque étape individuelle de gravure chimique, tel que représenté sur la Figure 4.1.

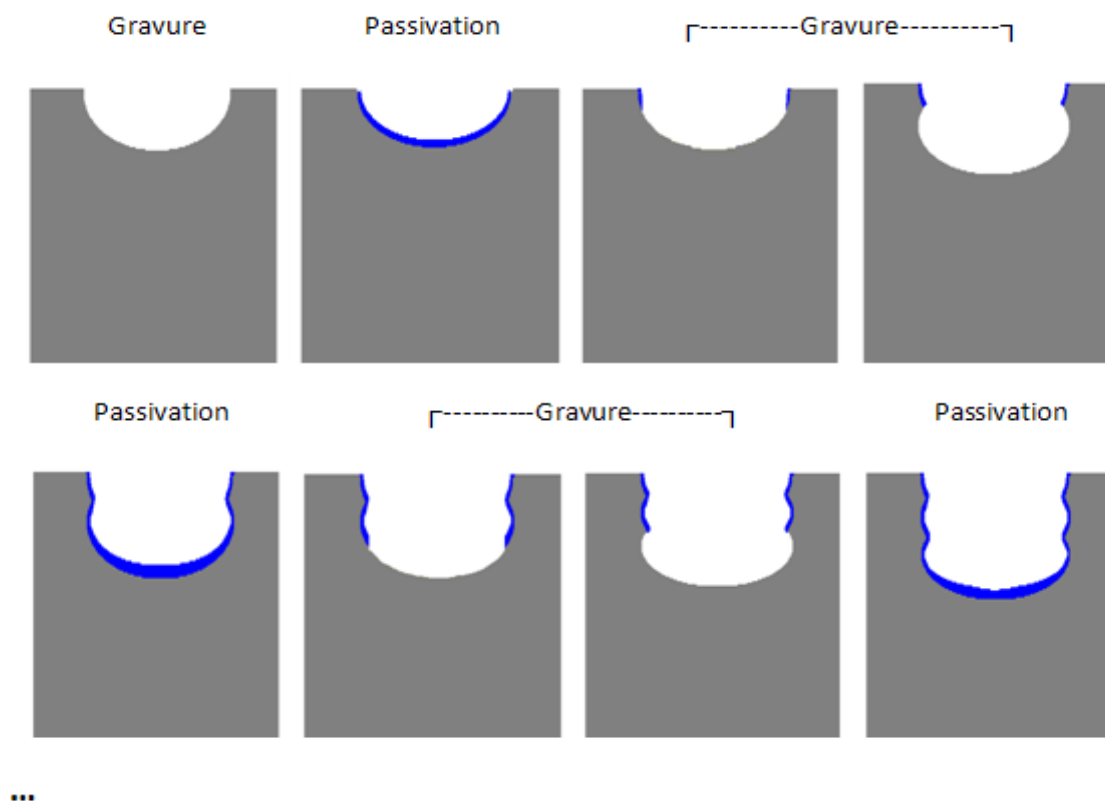


Figure 4.1 : Procédé de gravure DRIE et illustration du "scalloping"

4.2.3 Gravure RIE

La gravure RIE est simplement une gravure DRIE sans l'étape de passivation. La gravure est donc moins verticale et ne permet donc pas de grand rapport d'aspect. Le gaz introduit dans la chambre peut être modifié afin de graver différents matériaux. Pour graver l'oxyde de silicium, nous utilisons le CHF_3 (trifluorométhane).

4.2.4 Liaison anodique

Nous utilisons la liaison anodique afin de coller une gaufre silicium à une plaque de pyrex micromachinée. Cette dernière sert à sceller notre dispositif.

On commence par chauffer notre gaufre de silicium à une température de 400°C . Un microscope optique permet l'alignement de la plaque de pyrex sur notre dispositif. Le contact est ensuite réalisé entre le silicium et le pyrex, qui sont alors tous les deux soutenus par succion. On applique par la suite une tension électrostatique entre la gaufre de silicium et l'électrode perforée qui soutient la plaque de pyrex. Le champ électromagnétique ainsi créé permet aux ions de sodium Na^+ présent dans le pyrex de se déplacer vers la surface de la plaque. Cette mobilité des ions est rendue possible grâce à la température élevée de la procédure. Il y a par la même occasion déplacement des ions d'oxygène O^- vers l'interface entre le silicium et le pyrex. Ces ions forment avec le silicium une fine couche d'oxyde de silicium à l'interface entre les deux plaques, créant ainsi la liaison ionique [41].

4.2.5 Profilomètre DekTak

Le profilomètre DekTak est un instrument servant à mesurer la hauteur ou la profondeur de nos motifs avec une précision nanométrique. Ceci nous permettra de faire le suivi des différentes étapes de gravure lors de notre fabrication.

Nous déposons délicatement une pointe de diamant fine sur notre échantillon soutenu par succion. On déplace ensuite l'échantillon lentement et on mesure électrostatiquement le déplacement vertical de la pointe. On peut, par la suite, convertir ces données en une mesure topographique de la surface de notre échantillon. Les paramètres importants à considérer sont la vitesse et la longueur du déplacement ainsi que la force appliquée par la pointe. La résolution latérale de cet appareil est assez faible et limitée par la géométrie de la pointe. Cependant,

l'intérêt est dans la résolution verticale qui peut atteindre 0.5 nm. De plus, nous avons une liberté de mouvement de 65.5 μm sur le déplacement vertical de la pointe, ce qui est suffisant pour notre application. Il est à noter que les mesures de profilométrie seront uniquement réalisées dans les canaux microfluidiques et dans les tranchées optiques puisque la pointe en diamant est trop grosse pour aller mesurer la profondeur de nos miroirs. De plus, étant donné que cette pointe entre en contact avec notre gaufre, nous souhaitons minimiser les dégâts possibles sur nos miroirs et nos lentilles, qui sont nos motifs critiques.

4.2.6 Microscope électronique à balayage

Le microscope électronique à balayage (MEB) a pour but premier l'obtention d'image à haute résolution. On utilise pour ce faire un faisceau d'électrons que l'on focalise sur la surface de l'échantillon à analyser. Cette focalisation s'effectue à l'aide de bobines électromagnétiques qui agissent comme des lentilles magnétiques. Lorsque les électrons entrent en collision avec une surface, il y a production d'électrons primaires, d'électrons secondaires et de rayons X. Les électrons primaires subissent une collision élastique avec la surface et sont réfléchis avec la même énergie. Les électrons secondaires subissent une collision inélastique et subissent un transfert d'énergie avec la surface. La quantité d'électrons secondaires émis est grandement dépendante de l'angle entre la surface et le faisceau d'électrons et donc de la topographie de surface de l'échantillon. Ce sont ces électrons que nous utilisons pour former l'image. Les rayons X peuvent être utilisés pour faire une analyse de composition d'un échantillon.

Les avantages du MEB sont sa grande résolution pouvant atteindre l'échelle sous nanométriques et sa grande profondeur de champ permettant d'obtenir des images en trois dimensions. Cependant, nous pouvons uniquement faire des images de surfaces conductrices. Dans le cas des matériaux isolants, nous avons une accumulation de charges à la surface qui vient empêcher les électrons d'atteindre leur cible. Le dépôt d'une fine couche de métal peut toutefois permettre la mesure sur des échantillons isolants, mais cette manipulation peut venir compromettre l'échantillon. [42]

4.3 Procédé de fabrication

Un procédé de fabrication comporte toutes les étapes de microfabrication en détail ainsi que leur effet sur le motif de notre gaufre. On définit ce motif à l'aide d'étapes successives de photolithographie de déposition et de gravure. Les images représentant chaque étape sont présentées à la section 4.3.13. La description de chacune de ces étapes est présentée ci-dessous. Il est à noter que si une étape possède une illustration à la section 4.3.13, il y aura dans le titre de cette étape le numéro de l'image en question.

4.3.1 Choix de la gaufre de silicium

On utilise souvent une gaufre SOI (Silicon on Insulator) lors de la fabrication de microsystèmes. Contrairement à une gaufre normale de silicium, la gaufre SOI possède 3 couches distinctes : un substrat de silicium d'environ 300 μm , une couche d'oxyde de silicium d'environ 1 μm et une autre couche de silicium cristallin de l'épaisseur de notre choix. La dernière couche est celle où l'on définit nos motifs. La couche d'oxyde sert soit de couche sacrificielle pour libérer nos structures ou, dans notre cas, de couche optique permettant le guidage de la lumière dans la couche de silicium du dessus. Elle empêche la lumière de se perdre dans le substrat et permet l'usage de guides d'onde intégrés sur la gaufre de silicium.

4.3.2 Nettoyage

Au début du procédé de fabrication, nous effectuons un nettoyage complet de la gaufre de silicium SOI. On baigne d'abord la gaufre dans une solution appelée piranha composé de 200 ml d'acide sulfurique (H_2SO_4) et de 100 ml de peroxyde d'acétone (H_2O_2). Ceci produit de l'acide persulfurique (H_2SO_5), un acide fort extrêmement oxydant. Nous nettoyons ainsi les contaminants organiques qui se trouvent à la surface de notre gaufre. La solution piranha favorise aussi la formation d'une couche mince d'oxyde de silicium à la surface de la gaufre appelée oxyde natif. Cette couche doit être retirée à l'aide d'une autre solution, soit de l'acide fluorhydrique (HF). La particularité de cet acide est sa capacité à dissoudre le verre, ce qui permet le nettoyage de l'oxyde natif sur notre gaufre.

4.3.3 Première Photolithographie (Image 1)

Nous déposons ensuite sur notre gaufre propre une couche mince de hexamethyldisilazane (HMDS). Il s'agit d'un promoteur d'adhésion pour la photorésine, puisqu'il rend hydrophobe la surface de silicium en y effectuant une silanization. Le HMDS est déposé dans un four à 400°C, ce qui permet aussi la déshydratation de la gaufre, favorisant encore l'adhésion de la photorésine.

Par la suite, nous déposons la gaufre sur une plaque tournante et nous appliquons la photorésine. La rotation à 4000 rpm permet l'étalement uniforme de la résine. Nous utilisons la résine positive AZ5214, puisqu'elle permet une résolution d'environ 1 μm [43].

Un "softbake" à 110°C pendant 60 secondes est requis après le dépôt de la résine. Ceci permet l'évaporation du solvant restant dans la photorésine, réduisant ainsi les risques de contamination du masque de microfabrication et de formation de bulles lors de l'exposition UV. Nous exposons ensuite la photorésine à une lumière UV à l'aide de l'aligneuse de masque MA6. Comme il s'agit de la première photolithographie, nous n'avons pas besoin de faire un alignement. Nous exposons la résine avec une puissance de 3.9 mW pendant 14 secondes. Nous souhaitons obtenir une énergie d'exposition de 54.6 mJ, tel que spécifié dans la fiche d'information de la résine AZ5214. [44]

Enfin, nous développons la résine exposée en la baignant dans un solvant de AZ 726 MIF pendant 60 secondes. Ce solvant est composé de 2.38% de TMAH (hydroxyde de tétraméthylammonium) dilué dans l'eau [45]. Le résultat final sera un motif en photorésine correspondant au négatif de nos canaux microfluidiques, de nos miroirs de Bragg ainsi que de nos lentilles de silicium. Nous vérifions la qualité de la photolithographie en regardant les marques de résolution au microscope optique (voir la Figure 4.6).

4.3.4 Dépôt d'aluminium (Image 2)

Nous utilisons ensuite l'évaporateur E-Beam pour déposer une couche de 100 nm d'aluminium sur notre gaufre. Cette épaisseur a été choisie afin de résister à la gravure DRIE finale de notre procédé tout en gardant la viabilité du procédé "lift-off". En effet, l'aluminium se grave avec un taux de 0.1 nm/étape lors de la gravure DRIE et nous avons besoin d'environ 50 étapes lors de notre gravure finale. Nous allons donc graver environ 50nm de notre masque d'aluminium, ce qui

nous laisse une marge de sécurité de 50 nm. Les taux de gravure ont été calculés expérimentalement à l'aide du profilomètre Dektak (voir la section 4.4.7 pour plus de détail).

4.3.5 Lift-Off (Image 3)

Nous voulons aussi minimiser l'épaisseur d'aluminium déposé afin de faciliter le "lift-off". Comme mentionné précédemment, ce procédé permet de réaliser un motif d'aluminium sans passer par une gravure. Nous déposons le négatif du motif désiré en photorésine et nous déposons par la suite la couche d'aluminium. En plongeant la gaufre dans un bain de solvant (acétone dans notre cas), nous sommes en mesure de libérer l'aluminium situé sur le dessus de la résine, nous laissant avec le motif désiré en aluminium.

Étant donné le profil trapézoïde de la résine causé par l'illumination UV, il est parfois impossible pour le solvant d'attendre la résine. Afin de pallier à ce problème, il y a plusieurs solutions. Habituellement, nous utilisons une deuxième résine sous la résine positive. Cette résine, la LOR5A, a un profil ressemblant à un trapèze inversé. Ceci permet au solvant d'accéder à la résine. Toutefois, en déposant une très faible épaisseur d'aluminium, nous permettons aussi l'accès du solvant à la résine. La Figure 4.2 ci-dessous résume les différentes façons de réaliser un lift-off. Il est à noter qu'avec une résine négative, le lift-off est beaucoup plus facile à réaliser, mais nous perdons de la résolution en contrepartie, puisque les résines négatives sont moins précises en général.

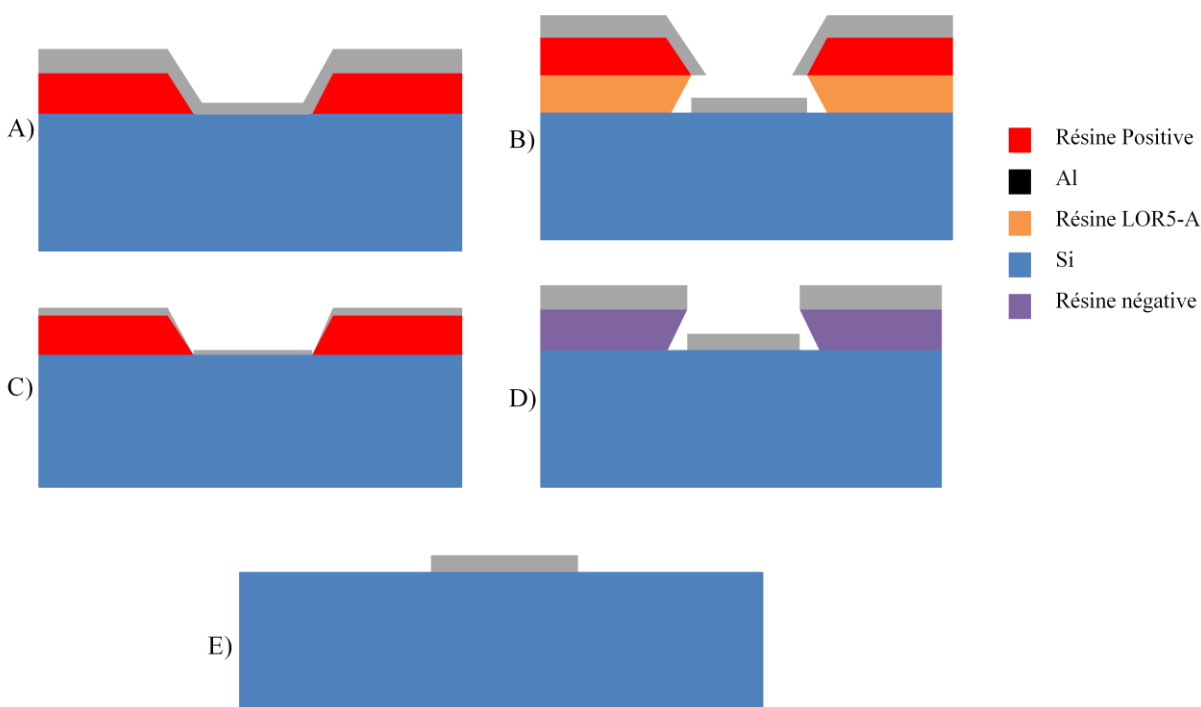


Figure 4.2 : Différentes configurations pour le procédé de Lift-Off. A) Procédé impossible en utilisant seulement une résine positive. B) Procédé utilisant 2 résines. C) Procédé avec une mince couche d'aluminium (procédé utilisé dans notre fabrication). D) Procédé avec une résine négative. E) Résultat final du Lift-Off.

4.3.6 Deuxième Photolithographie (Image 4)

Nous utilisons une résine différente pour la deuxième photolithographie. Cette dernière sert à définir les tranchées servant de support aux fibres optiques. Ces tranchées font $130\mu\text{m}$ de largeur et doivent supporter des fibres de $125\mu\text{m}$ de diamètre. La résolution nécessaire est donc beaucoup moins importante pour ces structures. Cependant, comme nous souhaitons avoir le centre des fibres optiques à la hauteur du centre du guide optique, ceci nous force à graver des tranchées profondes de $67.5\mu\text{m}$ (voir Figure 4.3). La résine AZ5214 utilisée précédemment ayant une épaisseur d'environ $1.5\mu\text{m}$ et un taux de gravure de 8 nm/étape dans la DRIE, nous devons changer de résine pour faire les tranchées. La résine SPR 7.0 possède une épaisseur de $7\mu\text{m}$ et un taux de gravure de 7.2 nm/étape dans la DRIE, ce qui est suffisant pour notre application. L'inconvénient majeur de cette résine est sa faible résolution de $2.5\mu\text{m}$. Toutefois, cette résolution est suffisante pour les tranchées.

Le procédé est semblable à la première photolithographie, mais certains paramètres doivent être changés afin de prendre en compte la nouvelle résine. La vitesse de rotation lors de la déposition de la photorésine est diminuée à 3000 rpm, ce qui permet une épaisseur plus grande de la résine. Cependant, cette épaisseur rend le "Softbake" beaucoup plus long, soit de 30 minutes. L'exposition UV est aussi plus importante, soit une énergie de 330 mJ.

4.3.7 Gravure de l'Aluminium (Image 5)

Afin de pouvoir commencer la deuxième gravure DRIE, nous devons d'abord enlever la couche d'aluminium au dessus des tranchées des fibres optiques. Nous utilisons une solution d'acide phosphorique (H_3PO_4) à 50%. Le taux de gravure est d'environ 2 nm/minutes pour l'aluminium et est négligeable pour la photorésine. La gravure dure environ 1h pour 100nm d'aluminium.

Cette étape de gravure de l'aluminium n'était pas prévue dans le procédé initial et est la conséquence d'une erreur dans le masque de microfabrication. Le motif des tranchées du deuxième masque aurait dû aussi être présent dans le premier masque. De cette façon, lors du "lift-off", nous aurions pu nous débarrasser de la couche d'aluminium par-dessus les tranchées.

4.3.8 Première DRIE et Gravure de l'oxyde de Silicium par RIE (Images 6-7)

La première gravure DRIE permet de graver partiellement les tranchées de fibres optiques. La gravure est stoppée lorsque nous atteignons la couche d'oxyde de silicium, soit après 10 μm de silicium. Cette couche à un taux de gravure négligeable en DRIE. Nous devons donc enlever cette couche avant de pouvoir continuer la gravure des tranchées. Le taux de gravure du silicium dans la DRIE étant de 0.2 μm /étape, nous devons faire au moins 50 étapes afin de nous rendre à l'oxyde de silicium.

La gravure de la couche d'oxyde de silicium se fait à l'aide d'une gravure RIE. Avec un taux de gravure de 70 nm/minutes, nous avons besoin d'environ 15 minutes pour effectuer la gravure de 1 μm d'oxyde de silicium.

4.3.9 Deuxième DRIE (Image 8)

La profondeur de la deuxième gravure DRIE doit être contrôlée de façon très précise. Nous souhaitons obtenir le centre des fibres optiques au centre du guide d'onde plan de notre dispositif. Pour ce faire, nous devons graver une profondeur de $46.5\ \mu\text{m}$ lors de cette étape. De cette façon, lors de la troisième DRIE, nous obtiendrons une profondeur finale de $67.5\ \mu\text{m}$ pour les tranchées en gravant les $10\ \mu\text{m}$ restant de nos canaux microfluidiques. La Figure 4.3 illustre ce calcul. Nous avons donc besoin d'au moins 233 étapes pour la deuxième DRIE.

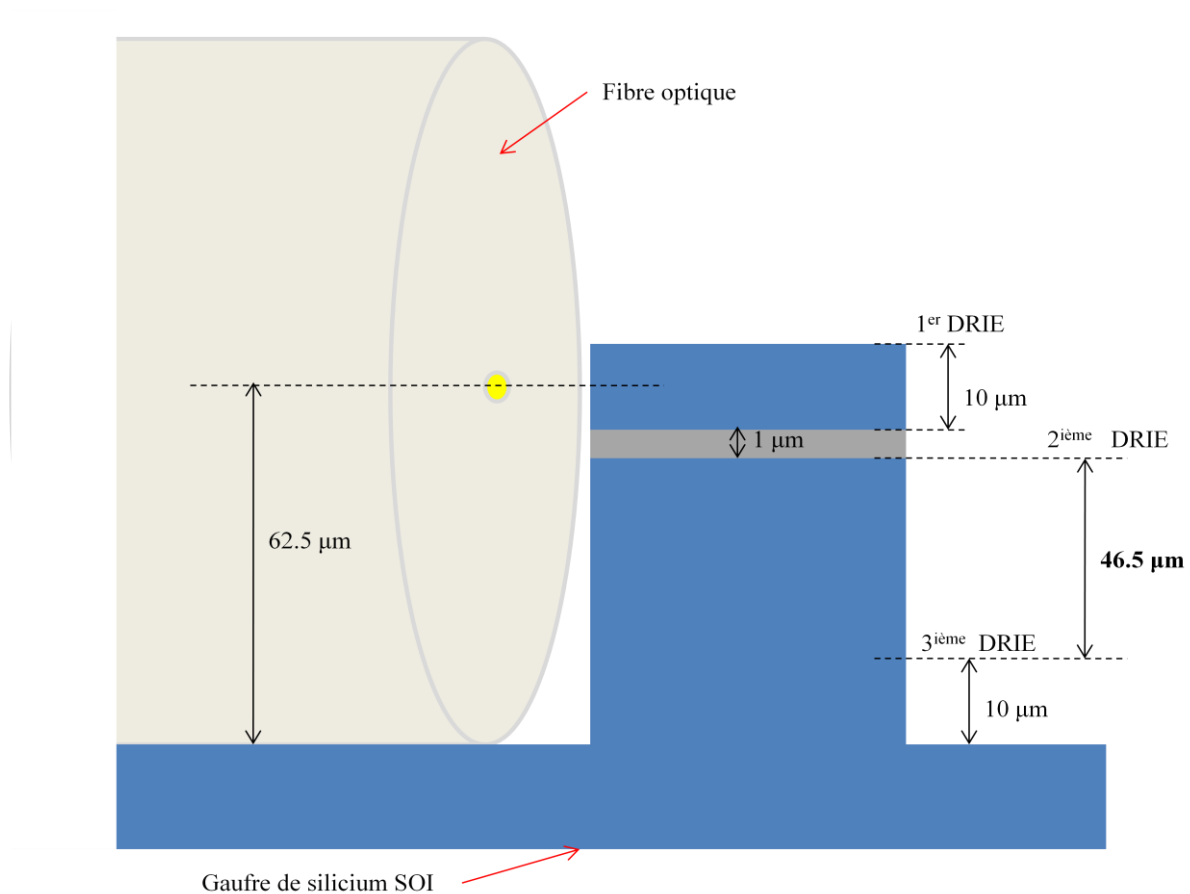


Figure 4.3 : Illustration du calcul de la hauteur de la 2^{ème} DRIE.

4.3.10 Troisième DRIE (Images 9-10)

Avant de faire la troisième gravure DRIE, nous devons d'abord enlever la résine SPR 7.0 restante avec de l'acétone. Nous avons alors seulement le masque d'aluminium pour notre dernière étape de gravure. Encore une fois, nous avons besoin de graver 10 μm de silicium, ce qui nous donne une gravure d'au moins 50 étapes.

4.3.11 Nettoyage de l'Aluminium (Image 11)

Afin de faire le collage de la gaufre de silicium avec la gaufre de pyrex, nous devons d'abord enlever le masque d'aluminium. Nous utilisons encore une fois une solution d'acide phosphorique (H_3PO_4) à 50%.

4.3.12 Finition de la fabrication

La fabrication de la gaufre SOI est terminée et nous devons maintenant séparer les différents dispositifs. Nous utilisons une scie de découpe spécialement conçue pour les MEMS. Nous obtenons au final les 36 dispositifs fabriqués en parallèle sur la gaufre de silicium.

Pour chacun de ces dispositifs, nous effectuons une liaison anodique sur une plaque de pyrex. Cette plaque permet de contrôler la microfluidique en scellant les canaux et en laissant de l'espace pour les tubes et les fibres optiques.

La dernière étape est le collage de tubes microfluidiques sur nos dispositifs. Nous utilisons de la colle activée par ultra violet et nous collons manuellement 4 tubes par dispositif. Ceci permettra un contrôle des flux injectés dans le système.

4.3.13 Procédé de fabrication en image

Le numéro des étapes est inscrit dans le titre des paragraphes de la section précédente.

Image 1) **Première Photolithographie** : Définition du négatif du motif des miroirs de Bragg, des lentilles et des canaux microfluidiques.



Image 2) **Dépôt D'Aluminium** : Dépôt du masque en aluminium par évaporation E-BEAM.



Image 3) **"Lift-Off"** : Décapage de la résine et formation finale du masque en aluminium.

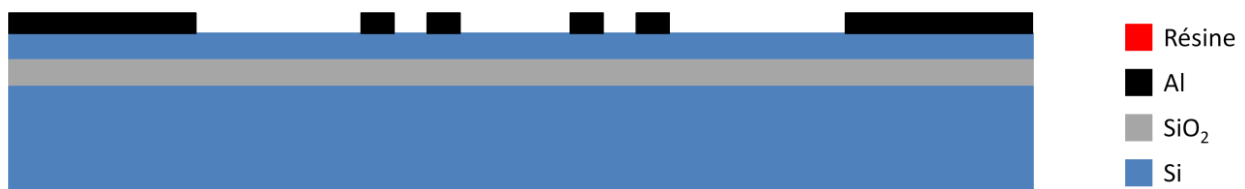


Image 4) **Deuxième Photolithographie** : Définition du motif des tranchées des fibres optiques



Image 5) **Gravure de l'Aluminium** : Gravure chimique du masque d'aluminium pour atteindre la couche de Si.



Image 6) **Première DRIE** : Gravure partielle des tranchées optiques.



Image 7) **Gravure du SiO_2** : Gravure chimique du SiO_2 pour atteindre le substrat.



Image 8) **Deuxième DRIE** : Gravure partielle des tranchées optiques.



Image 9) **Décapage de la résine** : Dissolution chimique de la photorésine, permettant l'accès au masque d'aluminium

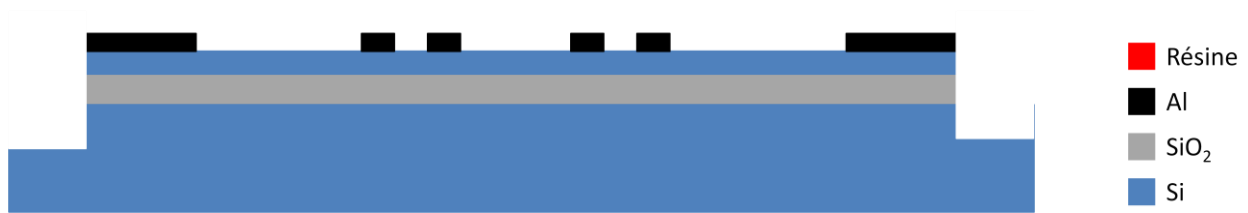


Image 10) **Troisième DRIE** : Gravure finale des tranchées et gravure des canaux, des lentilles et des miroirs de Bragg.

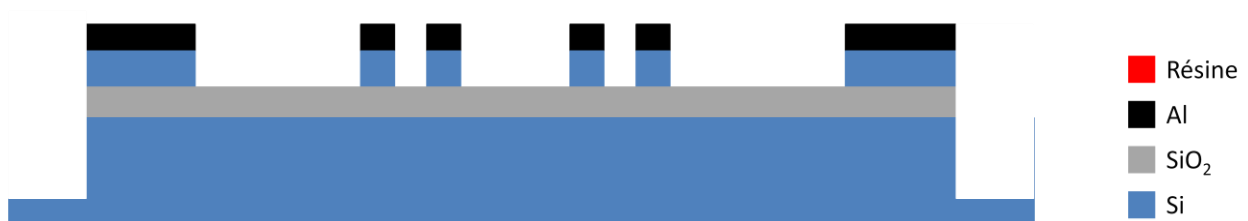
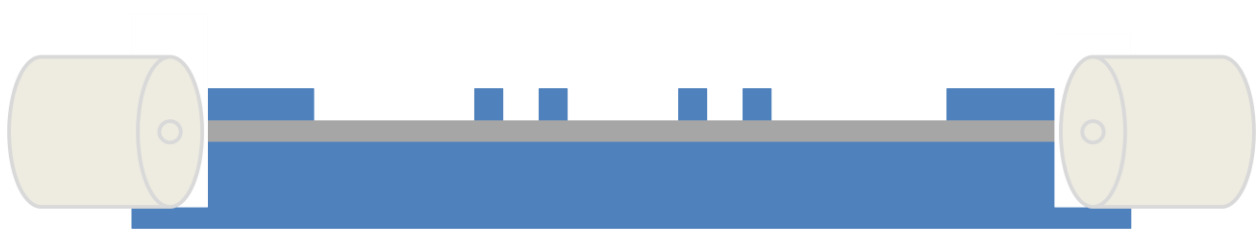


Image 11) **Gravure de l'Aluminium** : Gravure chimique du masque d'aluminium



4.4 Résultats de Microfabrication

4.4.1 Première Photolithographie

La première photolithographie est l'une des étapes les plus importantes, puisqu'elle sert à définir les motifs des miroirs de Bragg. Or, la précision de cette photolithographie sera directement proportionnelle à la rugosité des miroirs, ce qui affectera la qualité de notre cavité Fabry-Pérot. Nous avons réussi à réaliser une photolithographie précise au micron près, alors que nos plus petits motifs sont un plus gros que 2 microns. Nous évaluons cette résolution à l'aide de marque que nous avons incluse sur notre masque de microfabrication. La Figure 4.4 illustre la marque utilisée pour déterminer la résolution.

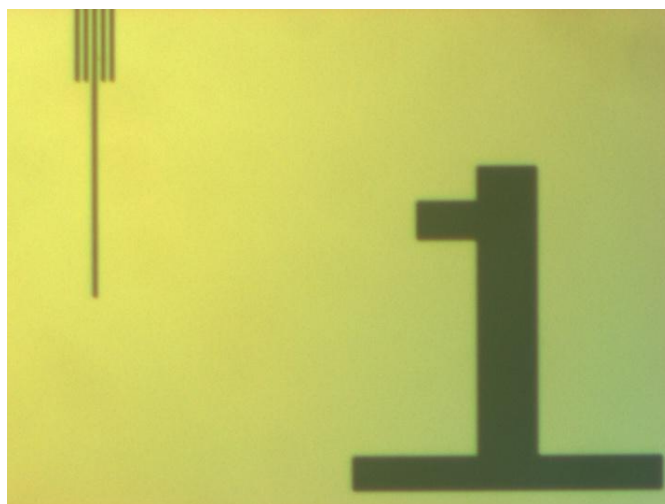


Figure 4.4 : Marque de résolution de la première photolithographie avec la résine AZ5214.

4.4.2 Lift –Off

Le lift-off a été réalisé en déposant une épaisseur de 100 nm d'aluminium sur notre résine et en trempant ensuite notre gaufre dans un bain d'acétone. La gaufre doit être mise à l'envers dans le bain afin d'éviter le dépôt de résidu nuisible. On laisse la gaufre au moins 1h dans le bain. Il est à noter qu'une épaisseur trop grande d'aluminium peut entraîner des problèmes lors du lift-off. Le chrome a aussi été utilisé comme matériau de dépôt, mais le lift-off semble plus difficile avec le chrome. Le résultat final du lift-off est illustré à la Figure 4.5 suivante.



Figure 4.5 : Image expérimentale du Lift-Off. Un canal microfluidique et des miroirs de Bragg sont illustrés

4.4.3 Deuxième photolithographie

Nous avons réussi à obtenir une résolution de $2.5\ \mu\text{m}$ avec la résine SPR 7.0 lors de la deuxième photolithographie, comme le montre la marque illustrée à la Figure 4.6. Ce résultat est acceptable étant donné la dimension des tranchées optiques ($130\ \mu\text{m}$). L'épaisseur de résine déposée a été mesurée au DekTak et est de $7.5\ \mu\text{m}$. La Figure 4.14 présentée plus loin illustre les différentes mesures prises au DekTak tout au long du procédé.



Figure 4.6 : Marque de résolution de la deuxième photolithographie avec la résine SPR 7.0.

La résine SPR 7.0 n'est pas utilisée normalement au LMF (Laboratoire de Microfabrication de l'École Polytechnique). Une étude des paramètres a donc dû être effectuée afin d'obtenir un résultat satisfaisant. Un "softbake" trop long entraîne un craquellement dans la résine. Un "softbake" trop court ne permet pas l'évaporation complète du solvant dans la résine, ce qui crée des bulles lors de l'exposition de la résine. Le temps d'exposition a été ajusté expérimentalement afin d'éviter une dégradation des motifs lors du développement de la résine. La Figure 4.7 montre le résultat obtenu.



Figure 4.7 : Résultats de la deuxième photolithographie. Un canal microfluidique, des lentilles de silicium et des miroirs de Bragg sont illustrés

Un léger problème d'alignement est survenu lors de la deuxième photolithographie. Un décalage d'environ $3\mu\text{m}$ est observé sur la croix d'alignement (voir Figure 4.8). Cependant, étant donné que cette erreur est survenue sur une gaufre SOI, nous avons décidé de continuer le procédé malgré tout afin de réduire les coûts de microfabrication. La résolution requise pour cette étape est faible.

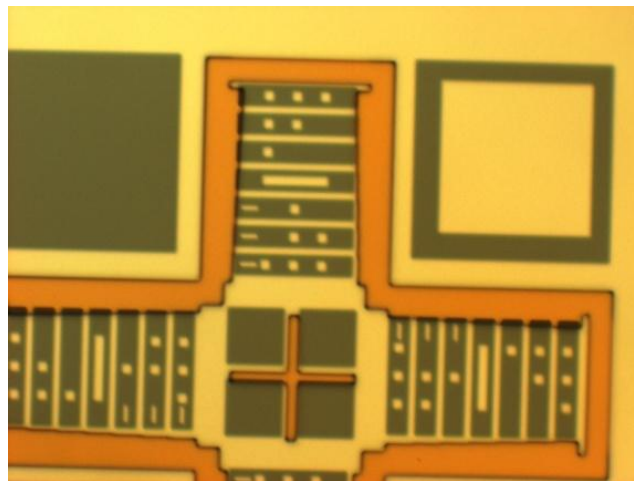


Figure 4.8 : Erreur d'alignement lors de la deuxième photolithographie.

4.4.4 Gravure de l'Aluminium

La gravure de l'aluminium est effectuée en plaçant la gaufre à l'envers dans un bain d'acide phosphorique pendant au moins 1h30. Lorsque nous laissons la gaufre pendant 1h seulement, comme le prédisait le taux de gravure de $2\text{nm}/\text{minutes}$, nous obtenons du "grass" lors de la gravure DRIE. Ce phénomène est causé par de petits résidus d'aluminium sur la gaufre qui

viennent bloquer la gravure DRIE sur un point. Il en résulte une multitude de piliers d'aluminium appelé communément "grass", tel qu'illustré à la Figure 4.9.

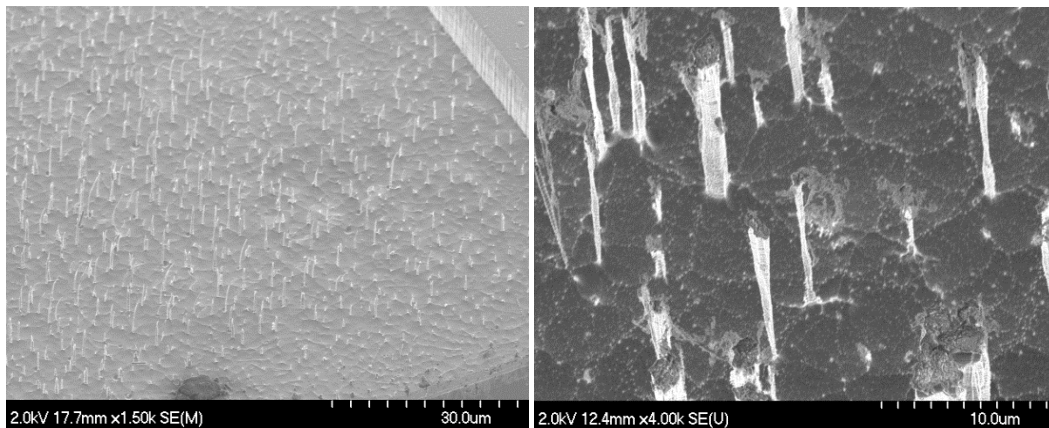


Figure 4.9 : Image au MEB du phénomène de "grass" causé par une gravure insuffisante de l'aluminium. Le "grass" apparaît lors de la première DRIE.

La cause de ce phénomène a été reliée à la gravure de l'aluminium grâce aux images obtenues au MEB. La Figure 4.10 montre une image de croix d'alignement de photolithographie. Seulement les parties dont l'aluminium a été gravé présentent du "grass". On montre la différence entre une gravure de 1h et de 1h30 de l'aluminium.

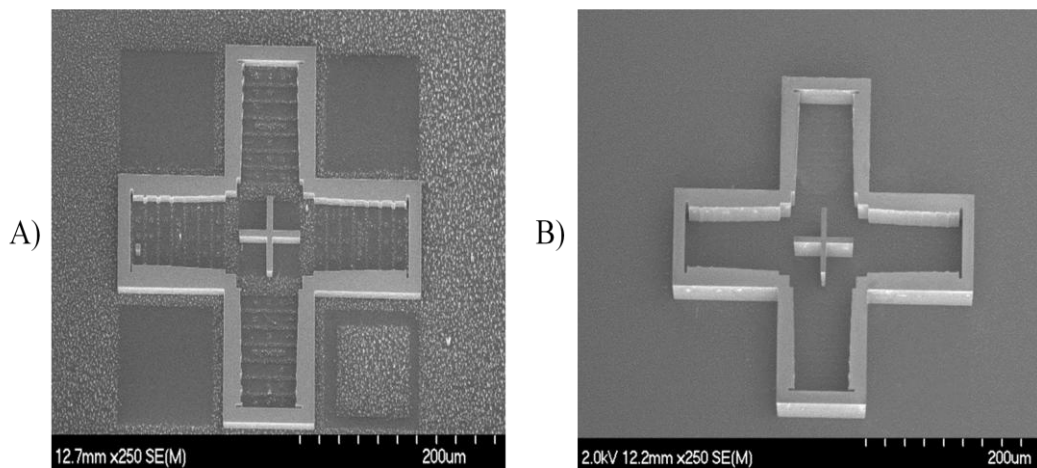


Figure 4.10 : Image MEB d'une croix d'alignement de microfabrication. A) Gravure de l'aluminium de 1h. B) Gravure de l'aluminium de 1h30min.

4.4.5 Gravure du silicium par DRIE

Une optimisation des paramètres de la DRIE a été effectuée. Nous souhaitons avoir le bon rapport entre le temps de gravure et le temps de passivation. Ce rapport viendra faire varier la verticalité de nos miroirs. La Figure 4.11 présente les différents paramètres testés sur une image MEB d'une coupe transversale de nos miroirs de Bragg. Le meilleur résultat est obtenu avec une passivation de 3 secondes et une gravure de 4 secondes, ce qui nous donne une verticalité d'environ 1 degré. Les temps testés ont été choisis en fonction des paramètres de base utilisés par le LMF.

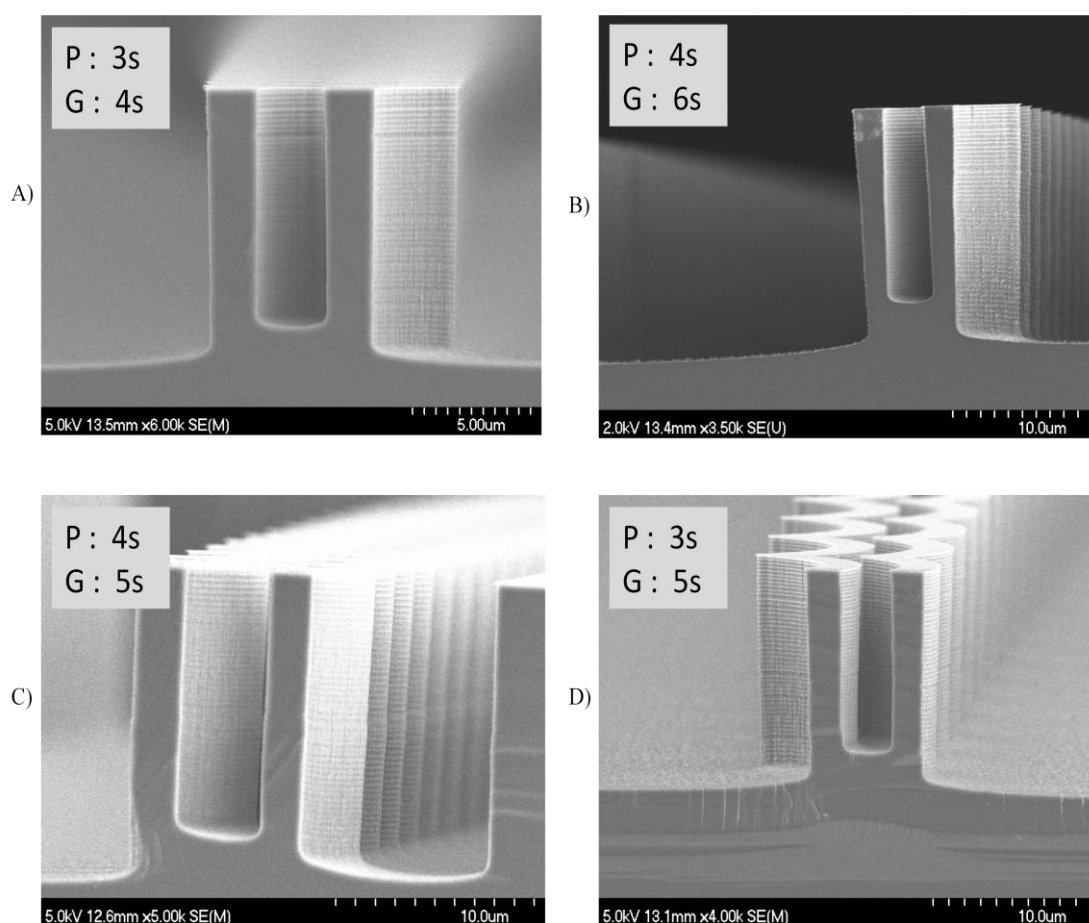


Figure 4.11 : Résultat de la gravure DRIE. Les images correspondent toutes à une coupe transversale des miroirs de Bragg. A) Résultat optimal, Passivation 3 secondes, Gravure 4 secondes. B) Passivation 4 secondes, Gravure 6 secondes. C) Passivation 4 secondes, Gravure 5 secondes. D) Passivation 3 secondes, gravure 5 secondes.

Nous souhaitons aussi minimiser le temps de chaque étape de gravure et passivation, puisque ceci minimisera la grosseur du "scalloping" inhérent à la DRIE. La Figure 4.12 illustre ce phénomène et nous permet de calculer une rugosité de 50 nm. On remarque aussi l'effet néfaste des résidus sur la gravure.

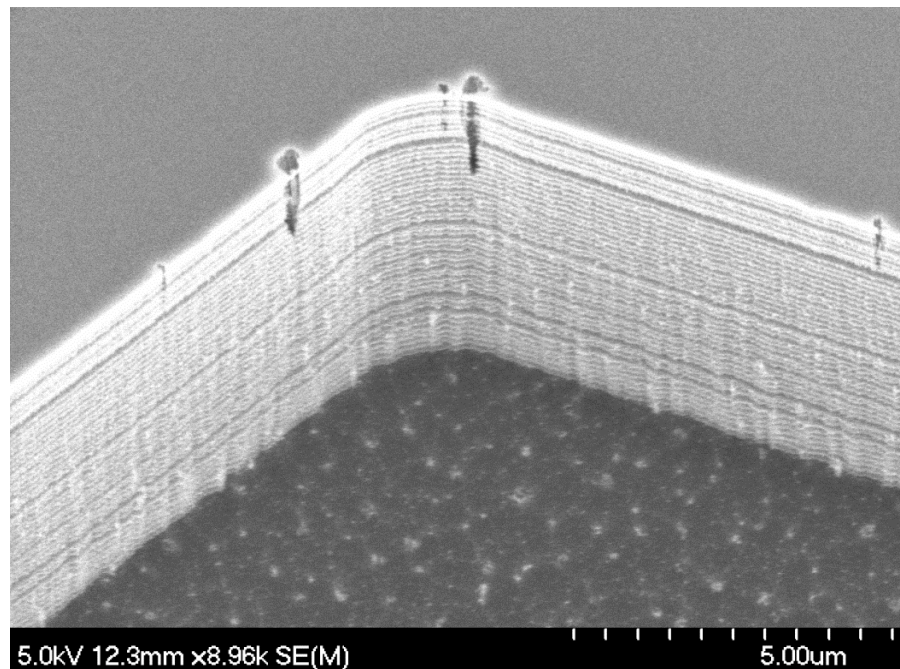


Figure 4.12 : Illustration du "scalloping" de la DRIE. Cette image MEB nous a aussi permis de calculer la rugosité de nos parois.

4.4.6 Gravure de l'oxyde de Silicium par RIE

Nous avons réussi à graver l'oxyde de silicium sur notre gaufre SOI, mais nous avons aussi endommagé notre résine d'une manière plus considérable que prévu. Une analyse au Dektak nous informe que la résine est en fait extrêmement rugueuse. Cette rugosité est probablement causée par le plasma de la RIE. La Figure 4.13 illustre ce phénomène.

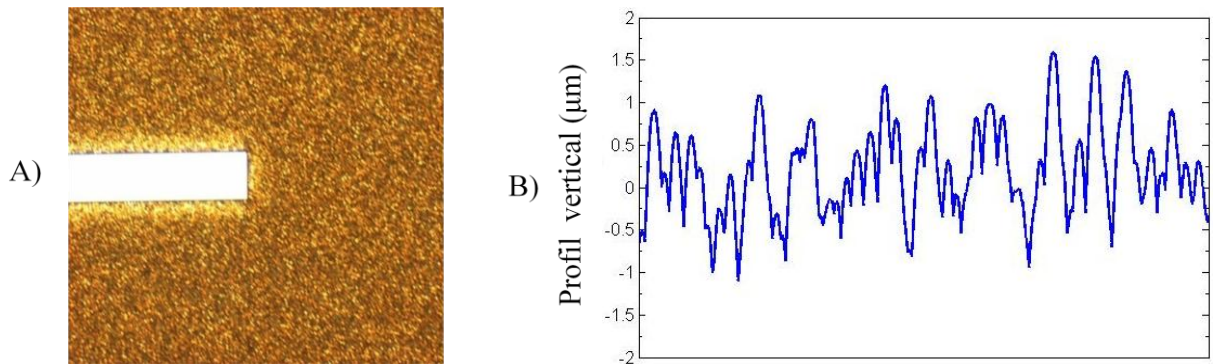


Figure 4.13 : A) Image au microscope optique de la résine endommagée B) Profil de la résine mesuré au Dektak.

Nous observons une amplitude maximale d'environ 3 μm entre le point le plus haut et le plus bas du profil de la résine. Or, nous avons en pratique 3 μm de moins de résine que prévu. Cependant, étant donné l'épaisseur considérable de la résine utilisée, nous pouvons tout de même compléter la fabrication. Le Tableau 4.2 présenté plus loin montre l'épaisseur de la résine tout au long du procédé. On remarque que nous terminons avec une épaisseur de 4.1 μm , ce qui confirme que nous avons encore assez de résine avec 1.1 μm de résine effective à la fin du procédé.

4.4.7 Mesure au profilomètre Dektak

Après chaque étape de microfabrication, nous effectuons une mesure au profilomètre Dektak. Ceci nous permet de suivre l'évolution du profil vertical de notre dispositif et de déterminer les taux de gravures des différents matériaux utilisés (voir le Tableau 4.1 et le Tableau 4.2). La Figure 4.14 ci-dessous présente un résumé de ces mesures pour notre gaufre SOI. L'axe horizontal de cette figure n'est pas pertinent, puisque la mesure ne se fait pas exactement sur la même distance horizontale. Les mesures ont toutes été prises dans une tranchée optique d'un dispositif.

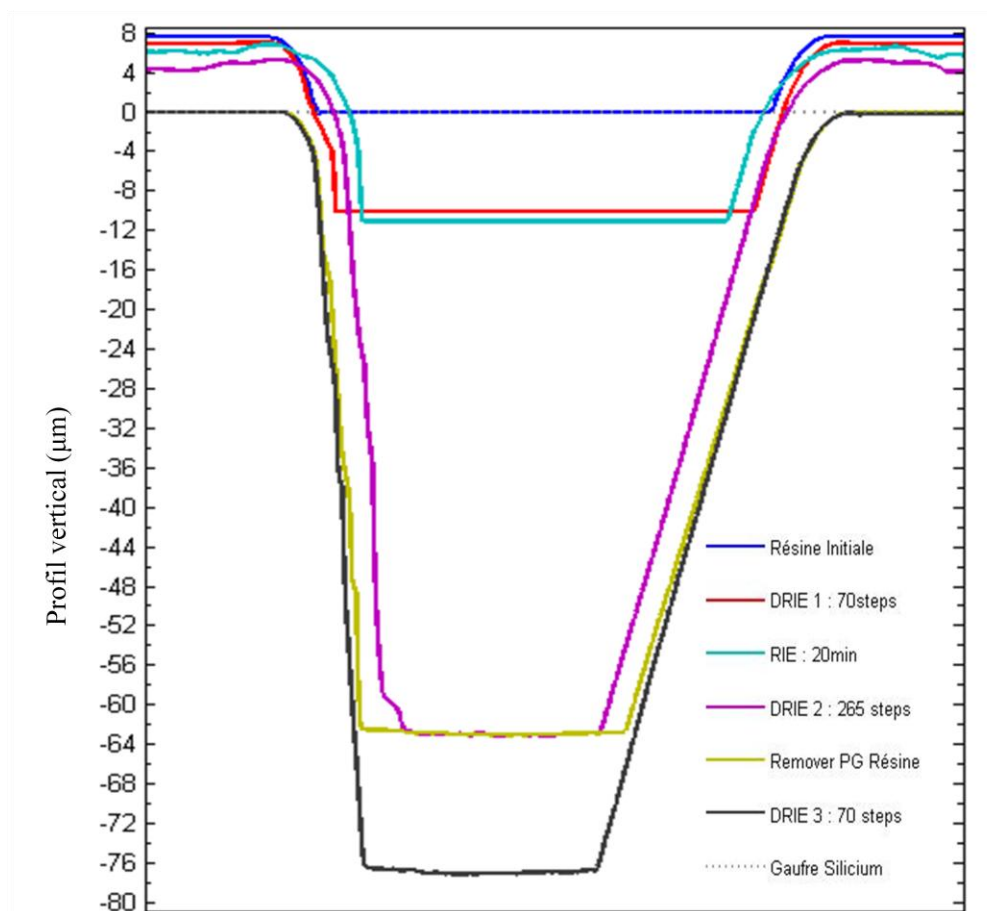


Figure 4.14 : Profil vertical de notre dispositif mesuré au profilomètre DekTak à différents moments de la microfabrication.

Tableau 4.1 : Profondeur obtenue lors des étapes de gravure DRIE et RIE.

Étape de microfabrication	Profondeur totale (µm)	Profondeur gravée obtenue (µm)	Profondeur gravée minimale requise (µm)	Nombre d'étapes de DRIE	Taux de gravure du silicium
Première DRIE	10	10	10	60	-
RIE	11	1	1	-	-
Deuxième DRIE	63	52	46.5	265	0.2 µm/étape
Troisième DRIE	77	14	10	70	0.2 µm/étape

Tableau 4.2 : Suivi de l'épaisseur de la résine lors des étapes de gravure.

Étape de microfabrication	Épaisseur (μm)	Résine gravée (μm)	Nombre d'étapes de DRIE	Taux de gravure de la résine
Résine initiale	7.5	0	0	-
Première DRIE	7	0.5	70	7.2nm/étape
RIE	~ 6	~ 1	-	-
Deuxième DRIE	~ 4.1	~ 1.9	265	7.2nm/étape

Le taux de gravure du silicium n'a pas été calculé pour la première DRIE, puisque cette gravure a été arrêtée par la couche d'oxyde et la profondeur gravée n'est donc pas représentative du nombre d'étapes effectuées.

De plus, on remarque que le nombre d'étapes pour chaque étape de DRIE est plus élevé que le minimum calculé à la section 4.3. Pour la deuxième DRIE, nous voulons être certains d'avoir gravé assez profondément pour que les fibres optiques puissent être bien alignées dans les tranchées optiques. Pour la troisième DRIE, la différence est causée par l'inégalité du taux de gravure du silicium dans les tranchées optiques et entre les miroirs de Bragg. En effet, comme nous avons pu l'observer à la Figure 4.11, nous gravons les miroirs moins rapidement que les tranchées optiques. Nous ajoutons donc quelques étapes à cette gravure afin de bien graver les miroirs de Bragg.

Le taux de gravure du masque d'aluminium dans la DRIE a aussi été déterminé expérimentalement. Nous avons effectué une gravure DRIE sur une gaufre test jusqu'à ce que le masque d'aluminium soit complètement gravé. Nous obtenons en moyenne une valeur de 1nm/étape.

4.4.8 Illustration des dispositifs finaux

La Figure 4.15 ci-dessous présente des images des dispositifs terminés, juste avant l'étape de liaison anodique. On remarque que la largeur de la partie en silicium de nos miroirs est plus petite que prévu. Nous pouvons en déduire une surgravure de $0.4\ \mu\text{m}$ lors de la fabrication. Ceci aura un impact sur le signal optique de notre cavité Fabry-Pérot. L'effet de cette surgravure sera abordé dans la section 5.2.3. Le Tableau 4.3 ci-dessous présente les différentes largeurs des miroirs des dispositifs.

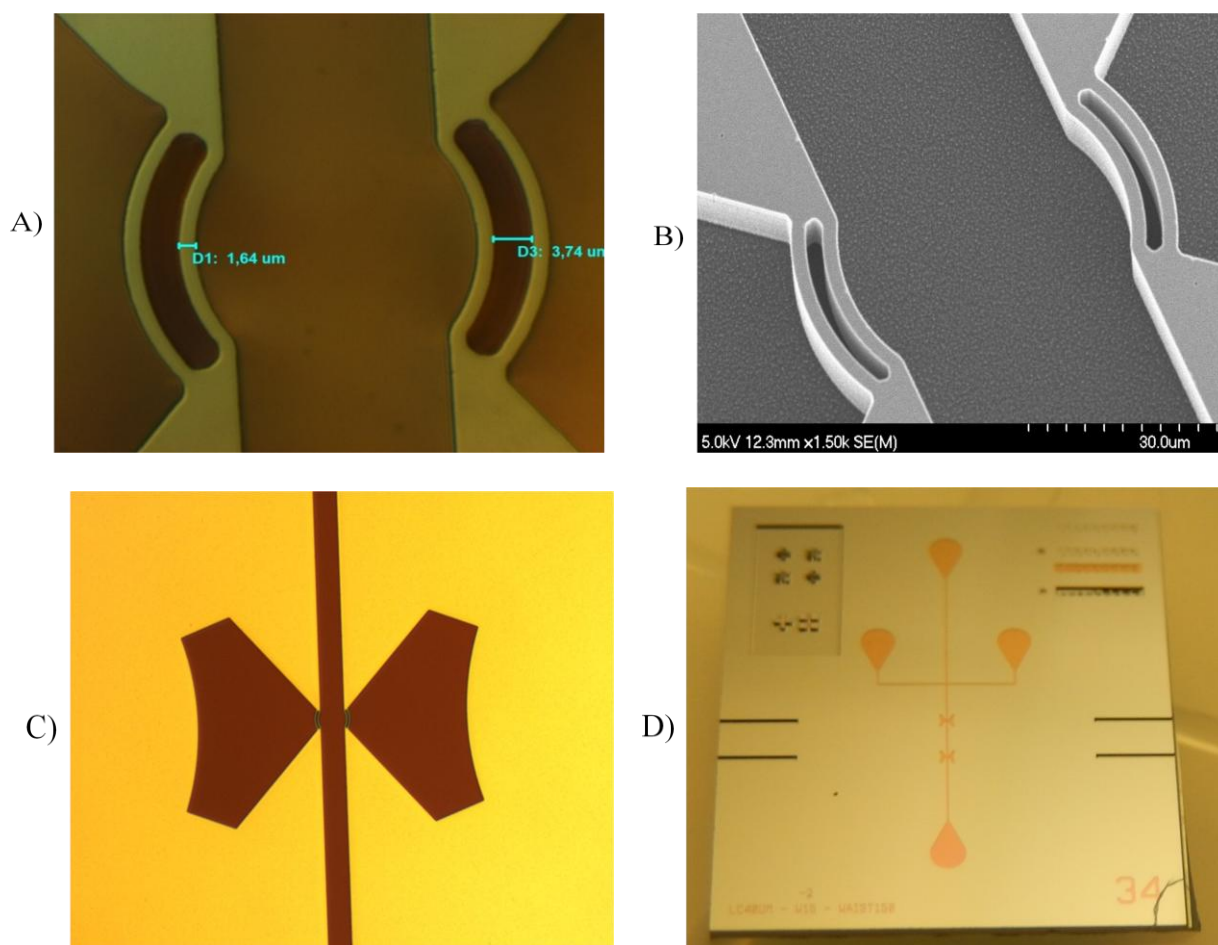


Figure 4.15 : A) Image au microscope optique des miroirs de Bragg avec la mesure de la largeur des miroirs. B) Image au MEB des miroirs de Bragg. C) Image au microscope optique des lentilles de silicium. D) Image d'un dispositif.

Tableau 4.3 : Mesures expérimentales de la largeur des miroirs de Bragg de tous les dispositifs

# du dispositif sur le masque	Largeur de la partie en silicium obtenue (μm)	Largeur de la partie vide obtenue (μm)	Largeur de la partie en silicium attendue (μm)	Largeur de la partie vide attendue (μm)
1, 4, 7, 11, 23, 27, 31, 34	1.6	3.7	2.46	2.91
2, 5, 8, 12 15, 17, 19, 21, 24, 28, 32, 35	1.7	3.5	2.56	2.71
3, 6, 9, 13, 16, 18, 20, 22, 25, 29, 33, 36	1.8	3.3	2.66	2.51
10, 14, 26, 30	1.9	3.1	2.76	2.31

La Figure 4.16 suivante présente nos dispositifs complètement terminés après la liaison anodique et l'installation des tubes microfluidiques. Chaque dispositif possède une largeur de 1cm et une hauteur de 1.2cm.

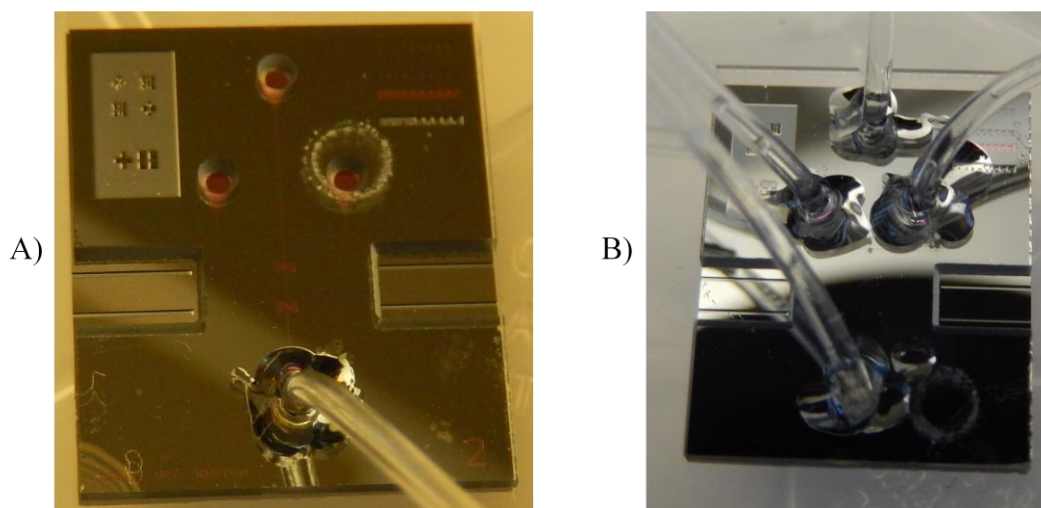


Figure 4.16 : A) Image d'un dispositif qui a été lié a une plaque de pyrex. B) Image d'un dispositif lié à une plaque de pyrex et aux tubes pour la microfluidique.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS OPTIQUES

Nous aborderons dans ce chapitre les résultats optiques expérimentaux obtenus avec les dispositifs microfabriqués. Nous discuterons de la sensibilité de nos dispositifs ainsi que des pertes optiques majeures. Nous tenterons aussi de simuler des résultats possibles de mesures sur des cellules vivantes.

5.1 Résultats avec les huiles d'indice de réfraction certifié

5.1.1 Méthodologie

Afin de caractériser les propriétés optiques de nos dispositifs, nous utilisons un montage composé d'une source large bande, d'un analyseur de spectre optique (OSA), d'un stéréomicroscope, de fibres optiques, de seringues, d'huiles d'indice de réfraction certifié ainsi que de positionneurs ayant cinq axes de liberté. La Figure 5.1 ci-dessous illustre le montage.

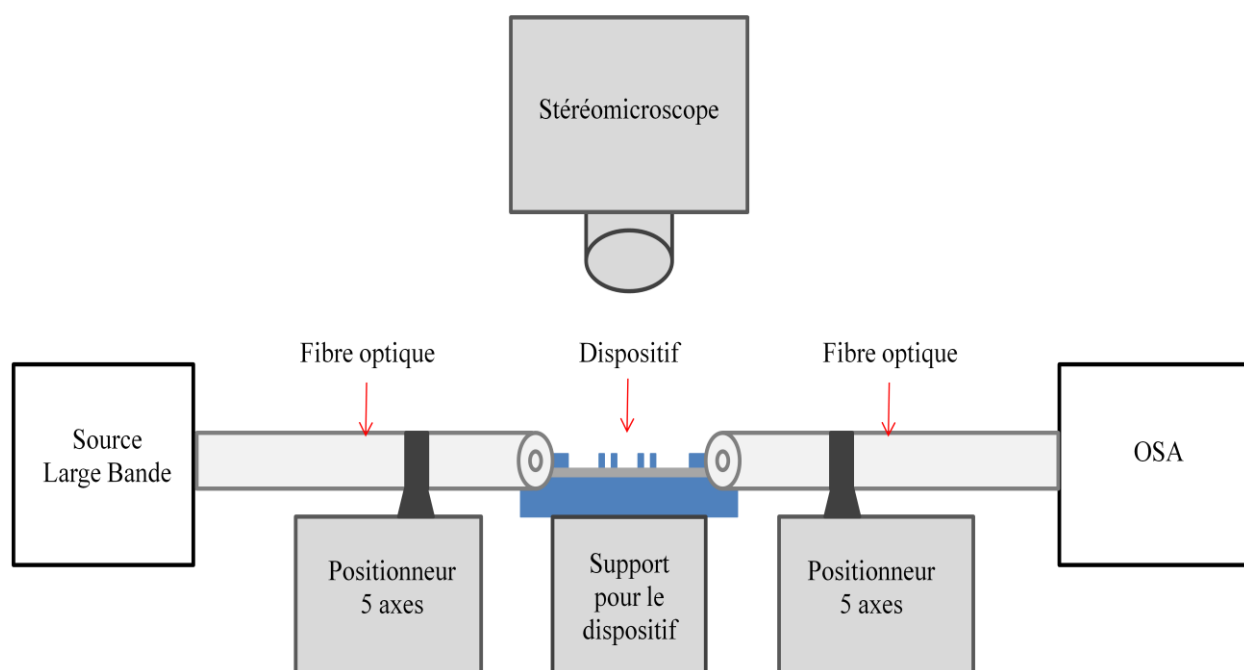


Figure 5.1: Schémas du montage expérimental pour la prise de mesure

La source large bande sert à envoyer un signal dans notre cavité. Le signal émis par la source est situé entre 1520 nm et 1620 nm. Nous normalisons ce signal en utilisant le spectre de la source lorsqu'elle est reliée directement à l'OSA. Nous couplons la source dans une fibre optique et nous déposons cette fibre dans les tranchées optiques de nos dispositifs. Les fibres sont contrôlées au micromètre près par un positionneur 5 axes. L'alignement s'effectue à l'aide d'un stéréomicroscope placé au dessus de notre échantillon. Une autre fibre optique est placée sur notre dispositif et est reliée à un analyseur de spectre optique (OSA). Nous obtenons alors un spectre qui devrait contenir une résonance Fabry-Pérot, tel que présenté à la section 2.1.1.

Une fois les composantes optiques bien alignées, nous utilisons trois seringues que nous insérons dans les tubes microfluidiques. Ces seringues nous permettent d'injecter du liquide dans notre dispositif et ainsi de faire varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante. Ce changement d'indice entraîne une variation de la position des pics de résonance sur notre spectre optique. Afin de déterminer la sensibilité de notre dispositif, nous utilisons des huiles ayant des indices de réfraction certifiés. De cette manière, nous pouvons relier le déplacement d'un pic à un changement d'indice connu.

Comme nous l'avons vu à la section 3.6, chacun de nos dispositifs possède une caractéristique géométrique différente des autres. Nous nous assurons de cette façon d'obtenir au moins un dispositif fonctionnel. Ceci rend l'analyse initiale des dispositifs importante, puisque nous souhaitons identifier les dispositifs qui ont le plus de potentiel d'être fonctionnel. Comme nous avons une surgravure sur nos dispositifs, nous utilisons les dispositifs ayant la plus grande largeur de miroir au début. De tous les dispositifs testés, le #3 est celui présentant le spectre le plus intéressant.

5.1.2 Calcul de la sensibilité

Une fois que nous avons identifié un dispositif avec un spectre optique possédant des pics de résonance Fabry-Pérot, nous pouvons calculer la sensibilité. La Figure 5.2 présente le spectre obtenu pour le dispositif #3.

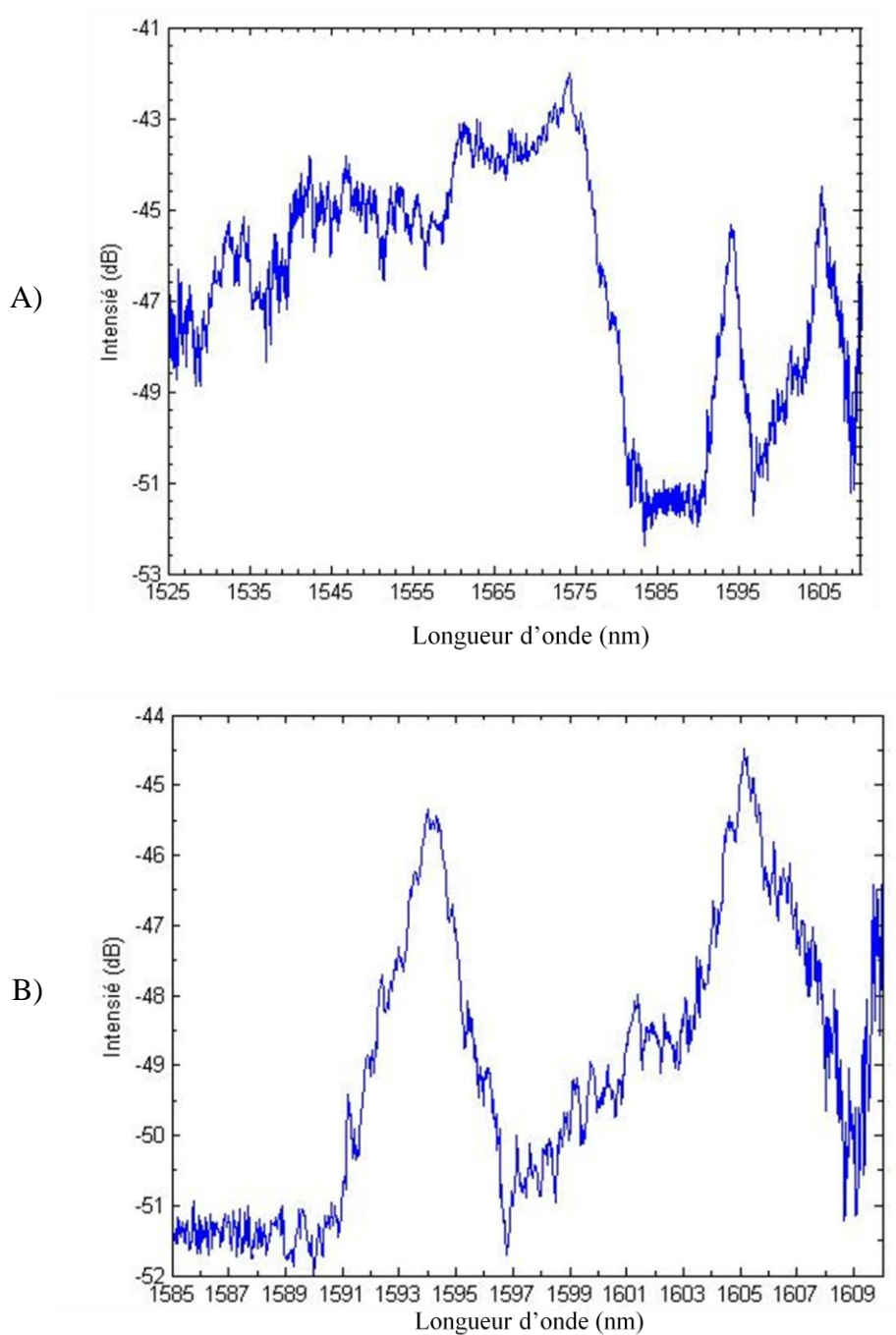


Figure 5.2 : Illustration du spectre optique contenant une résonance Fabry-Pérot. A) Spectre complet. B) Agrandissement sur les pics de résonance

Nous remarquons beaucoup de résonances parasites sur notre signal. Afin de rendre le calcul de la sensibilité plus facile, nous effectuons un filtrage spectral sur notre signal. Nous enlevons les basses fréquences de notre signal en passant par le domaine de Fourier. Un exemple de calcul est présenté dans l'annexe 3. Nous obtenons après filtrage le signal suivant.

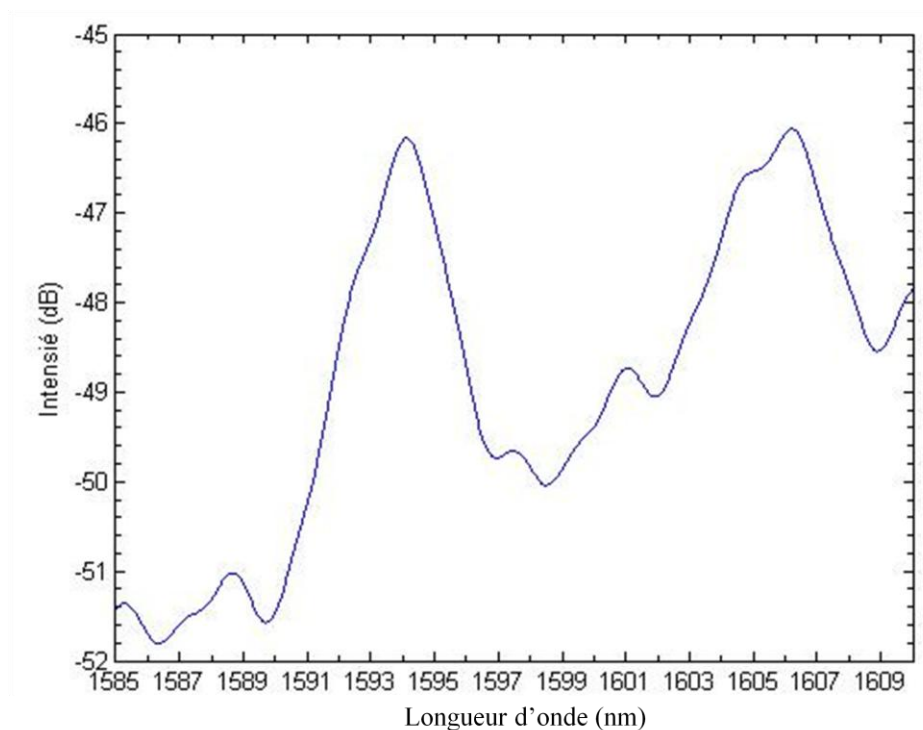


Figure 5.3 : Spectre optique filtré spectralement afin d'éliminer les résonances parasites

Nous avons ensuite fait varier les huiles d'indice de réfraction certifié dans la cavité de notre dispositif. Nous utilisons des huiles d'indices de réfraction de 1.418, 1.416, 1.414 et 1.412. La Figure 5.4 illustre le résultat obtenu avant et après le filtrage. Il est à noter que nous n'utilisons pas la partie du spectre entre 1525nm et 1585nm, puisque les miroirs de Bragg ne possèdent pas une grande réflectivité dans cette section et que nous n'avons donc pas de résonance Fabry-Pérot.

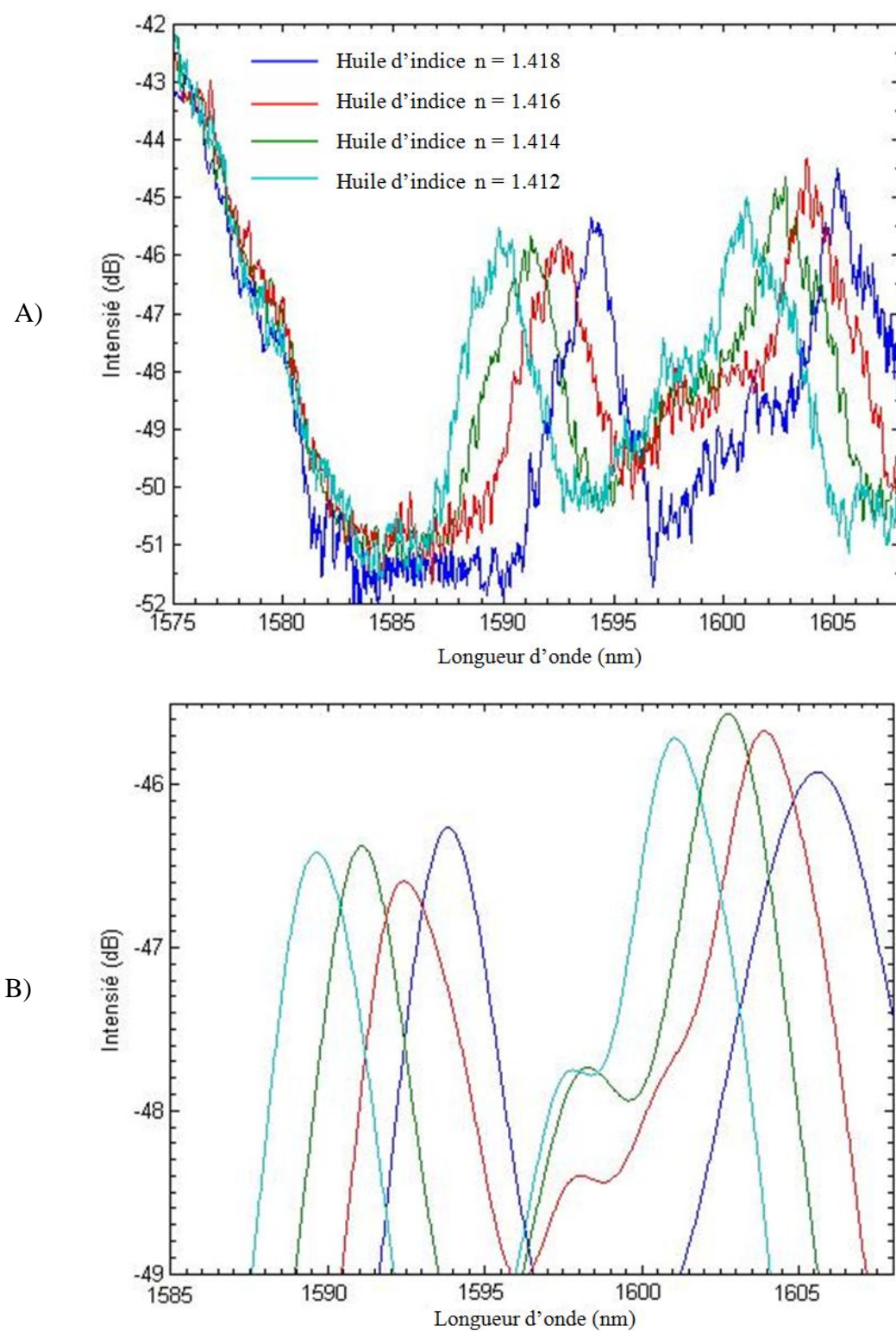


Figure 5.4 : Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante. A) Sans filtrage B) Avec filtrage

En divisant le déplacement spectral de nos pics de résonance avec le changement d'indice de réfraction, nous obtenons une sensibilité de **725 nm/RIU** pour notre dispositif. Le Tableau 5.1 ci-dessous présente le calcul.

Tableau 5.1 : Calcul de la sensibilité de notre dispositif

# de l'huile	Indice de réfraction de l'huile	Position du 1 ^{er} pic de résonance (nm)	Position du 2 ^{ième} pic de résonance (nm)
1	1.412	1589.6	1601.1
2	1.414	1591.1	1602.6
3	1.416	1592.5	1604.1
4	1.418	1593.9	1605.5
# des huiles	Différence de longueur d'onde (nm) du 1 ^{er} pic	Différence de longueur d'onde (nm) du 2 ^{ième} pic	Sensibilité moyenne
1 et 2	1.5	1.5	725 nm/RIU
2 et 3	1.4	1.5	
3 et 4	1.4	1.4	

Dans les travaux précédents de ce projet, nous avons observé une sensibilité de 900nm/RIU dans l'article de Raphael St-Gelais [3] et de 500nm/RIU dans celui de Antoine Leblanc-Hotte [2]. Comme prévu, notre sensibilité est du même ordre de grandeur que celle des travaux précédents. Le nouveau design proposé n'avait pas pour but d'augmenter la sensibilité, mais bien d'augmenter la résolution spatiale de la mesure en réduisant le volume optique d'analyse. La sensibilité obtenue est donc suffisante pour notre application.

5.2 Analyse des résultats

5.2.1 Comparaison du FSR expérimental et théorique

Nous remarquons une différence majeure entre le FSR obtenu pour le dispositif testé et le FSR théorique obtenu à la section 2.1.1.

$$FSR_{\text{expérimental}} = 1605.5nm - 1593.9nm = 11.5nm$$

$$FSR_{\text{théorique}} = \frac{\lambda^2}{2nL} = \frac{1600^2nm^2}{2 \cdot 1.418 \cdot 26600nm} = 33.9nm$$

Afin d'expliquer cette différence, nous devons étudier les modes Hermite-Gaussien TEM_{mn} d'ordres supérieurs de notre cavité. Étant donné que nous avons une cavité optique avec des miroirs courbes, nous devons prendre en compte le déphasage de Gouy. Nous avons défini ce déphasage plus tôt comme étant :

$$\Delta\zeta = 2(\zeta(z_2) - \zeta(z_1)) = 2\left(\tan^{-1}\left(\frac{z_2}{z_0}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{z_1}{z_0}\right)\right)$$

Il est plus commode de définir ce déphasage en fonction du paramètre géométrique g de la cavité résonante concave. En combinant les équations 2.4, 2.5 et 2.6, il est possible de trouver [32]:

$$\Delta\zeta = 2\arccos(g)$$

Dans le cas présent, nous avons une cavité ayant des miroirs de rayon de courbure moyen de 17.6 um et ayant d'une longueur de 26.6 um , ce qui nous donne :

$$g = 1 - \frac{L}{R} = 1 - \frac{26.6um}{17.6um} = -0.511$$

$$\Delta\zeta = 2\arccos(g) = 4.215$$

Ce déphasage de Gouy peut amener une dégénérescence des modes dans la cavité. En effet, les modes d'ordres supérieurs sont affectés par la phase de Gouy, alors que le mode fondamental de la cavité ne l'est pas, comme nous l'avons mentionné à la section 2.1.4. La fréquence de résonance de ces modes d'ordre supérieur d'indice (m,n) entier est donnée par la relation suivante [32] :

$$\nu_{q,mn} = q\Delta\nu_r + q\Delta\nu_r(m+n+1)\frac{\Delta\zeta}{2\pi}$$

Avec $\Delta\nu_r$ le FSR de notre cavité pour le mode fondamental TEM_{00} . La différence de fréquence entre les modes transverses TEM_{mn} est donc :

$$\Delta\nu_T = \Delta\nu_r \frac{\Delta\zeta}{2\pi}$$

Afin d'avoir le FSR en longueur d'onde, nous devons faire le calcul suivant :

$$\Delta\lambda = \left| \frac{\partial\lambda}{\partial\nu} \right| \Delta\nu_r = \left| -\frac{c}{\nu^2} \right| \Delta\nu_r = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu_r \quad (\text{valide pour } \Delta\lambda \ll \lambda)$$

On obtient donc la même équation, mais en longueur d'onde :

$$\frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda_T = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \frac{\Delta\zeta}{2\pi}$$

$$\Delta\lambda_T = \Delta\lambda \frac{\Delta\zeta}{2\pi}$$

Avec $\Delta\lambda$ le FSR en longueur d'onde de notre mode fondamental et $\Delta\lambda_T$ la différence en longueur d'onde de nos modes transverses. En utilisant nos résultats expérimentaux, on obtient :

$$\Delta\lambda_T = \Delta\lambda \frac{\Delta\zeta}{2\pi} = 33.9nm \left(\frac{4.215}{2\pi} \right) = 22.7nm$$

Afin d'expliquer la différence de 11.5 nm entre nos pics, nous observons la Figure 5.5 suivante.

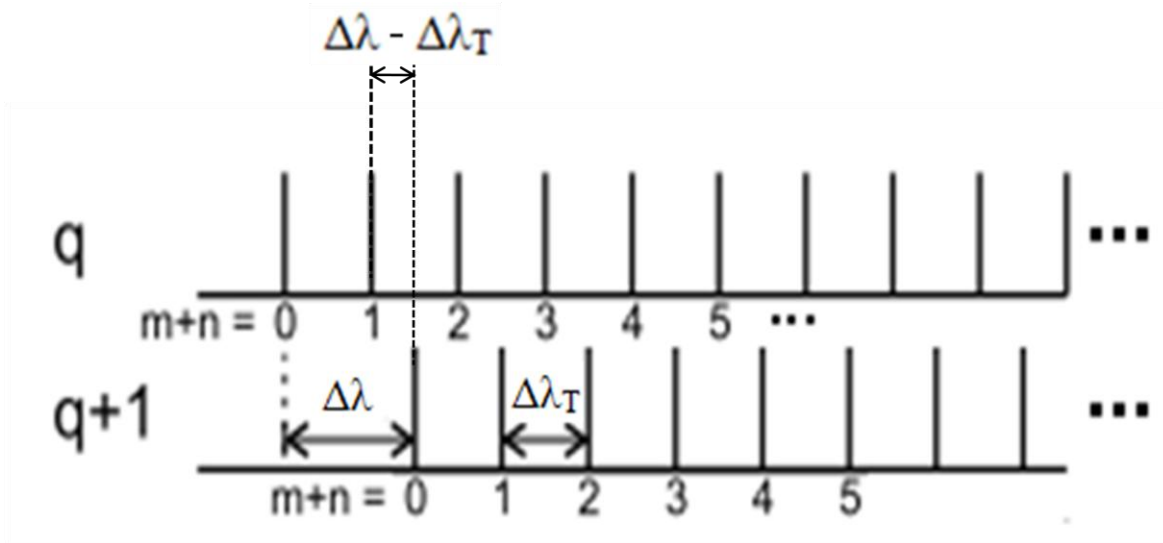


Figure 5.5 : Illustration du FSR du mode fondamental et des modes d'ordres supérieurs ([32]. fig 3.4)

Nous remarquons qu'il y a une différence de fréquence de $\Delta\lambda - \Delta\lambda_T$ entre le pic $(q, m, n) = (q, 0, 1)$ et celui d'ordre $(q, m, n) = (q + 1, 0, 0)$. Dans notre cas, nous obtenons expérimentalement :

$$\Delta\lambda - \Delta\lambda_T = 33.9nm - 22.7nm = \mathbf{11.2nm}$$

Nous posons donc l'hypothèse que le FSR de 11.5 nm que nous observons est causé par deux pics de modes différents. Un pic d'indice $(q+1)$ du mode fondamental et d'un pic d'indice q correspondant à un mode transverse d'ordre TEM_{mn} supérieur avec $(m+n) = 1$. Il ne s'agit donc pas vraiment d'un FSR entre les pics d'un même mode, mais plutôt simplement de la différence en longueur d'onde entre des pics de deux modes différents.

En regardant le profil d'intensité du mode TEM_{01} illustré à la Figure 5.6, nous supposons aussi que le faible désalignement que nous avons observé lors de la microfabrication a pu causer un couplage de la lumière incidente dans ce mode d'ordre supérieur. Le faisceau étant décentré vers le bord de la cavité, le profil d'intensité perçu par la cavité se rapproche plus du mode TEM_{10} que du mode fondamental TEM_{00} . En effet, alors que le mode fondamental possède une intensité avec un maximum au centre, le mode TEM_{10} possède une intensité comportant deux maxima de part et d'autre du centre du signal. Or, en décalant un signal TEM_{00} sur le côté, on se rapproche d'un mode TEM_{10} .

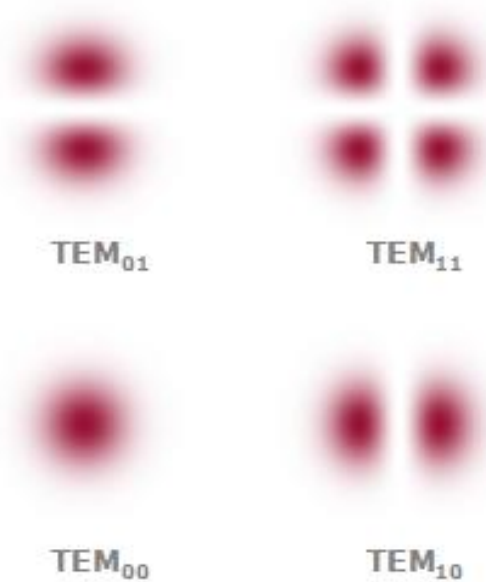


Figure 5.6 : Profil d'intensité des modes d'ordres supérieurs $TEM_{(m,n)}$ [46]

5.2.2 Cavité résonante parasite

La Figure 5.4A présentant le spectre optique avec différentes huiles d'indice de réfraction certifié nous montre aussi la présence de plusieurs petites résonances parasites. L'ordre de grandeur du FSR de ces résonances est d'environ 1nm. Afin d'identifier la source de ces résonances, nous trouvons la longueur optique liée à ce FSR. Nous comparons ensuite ce résultat avec les différentes longueurs optiques de notre dispositif pouvant produire une résonance. La Figure 1.1 présentant le dispositif peut aider à visualiser ces longueurs optiques.

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2nL} \rightarrow \text{longueur optique} = nL = \frac{\lambda^2}{2 \cdot FSR} = \frac{1600^2 nm^2}{2 \cdot 1nm} = 1280 \mu m$$

Tableau 5.2 : Distances optiques présentes sur le dispositif pouvant produire des résonances.

Endroit sur le dispositif	Distance (L)	Indice de réfraction du milieu (n)	Distance optique (nL)
Entre la fibre optique et le début du dispositif	~ 10μm	1	10 μm
Entre le début du dispositif et la lentille de silicium	1918 μm	3.478	6671 μm
Entre la lentille de silicium et le miroir de Bragg	200 μm	1	200 μm
Dans le miroir de Bragg	7.7 μm	1 et 3.478	20.1 μm
Dans la cavité	26.6 μm	1.418	37.7 μm

Comme aucune de ces cavités ne correspond à la bonne distance optique, nous devons additionner différentes cavités afin de nous rapprocher le plus possible d'une distance de 1280 μm. En prenant la cavité entre les deux lentilles de silicium, nous avons deux fois la distance entre la lentille et les miroirs de Bragg, deux fois la distance entre les miroirs de Bragg et une fois la distance dans la cavité.

Longueur optique entre les deux lentilles de silicium

$$= 2 \cdot 200\mu\text{m} + 2 \cdot 20.1\mu\text{m} + 37.7\mu\text{m} = 478\mu\text{m}$$

$$FSR_{\text{parasite}} = \frac{\lambda^2}{2 \cdot 478\mu\text{m}} = 2.7\text{nm}$$

Cette cavité est celle qui se rapproche le plus de la cavité parasite observée expérimentalement. Comme les deux lentilles sont en fait des miroirs courbes, nous pouvons supposer que des modes d'ordre supérieur sont excités dans cette cavité, ce qui expliquerait la différence entre le FSR observé de 1nm et celui du mode fondamental de la cavité parasite de 2.7nm. Toutefois, les modes supérieurs des autres cavités possédant des surfaces courbes pourraient aussi expliquer les pics parasites obtenus. Nous ne pouvons donc pas identifier précisément la cavité provoquant les pics parasites, mais nous pouvons supposer qu'elle contient au moins une surface courbe, puisque les pics observés proviennent de modes d'ordre supérieur. Comme nous l'avons vu plus haut, ces modes sont causées par le déphasage de Gouy qui est seulement présent dans les cavités ayant des surfaces courbes.

5.2.3 Effet de la surgravure des miroirs de Bragg

Dans la section 4.4.8 nous avons remarqué une surgravure de 0.4 μm sur nos miroirs de Bragg. Cette surgravure a un effet majeur sur l'allure des spectres optiques simulés à la section 3.5. En prenant les valeurs mesurées des miroirs de Bragg du dispositif que nous avons étudié jusqu'à maintenant, nous obtenons le spectre illustré à la Figure 5.7. Nous remarquons une ressemblance entre ce spectre et celui obtenu expérimentalement, excepté pour la présence d'un pic additionnel dans le cas expérimental. Comme nous l'avons montré plus tôt, ce pic est causé par une dégénérescence du mode fondamental vers des modes supérieurs, ce qui est seulement possible pour une cavité ayant des surfaces courbes. Comme les simulations du programme présenté à la section 3.5 prennent seulement en compte des surfaces planes, il est normal qu'il n'y ait pas de second pic dans nos simulations.

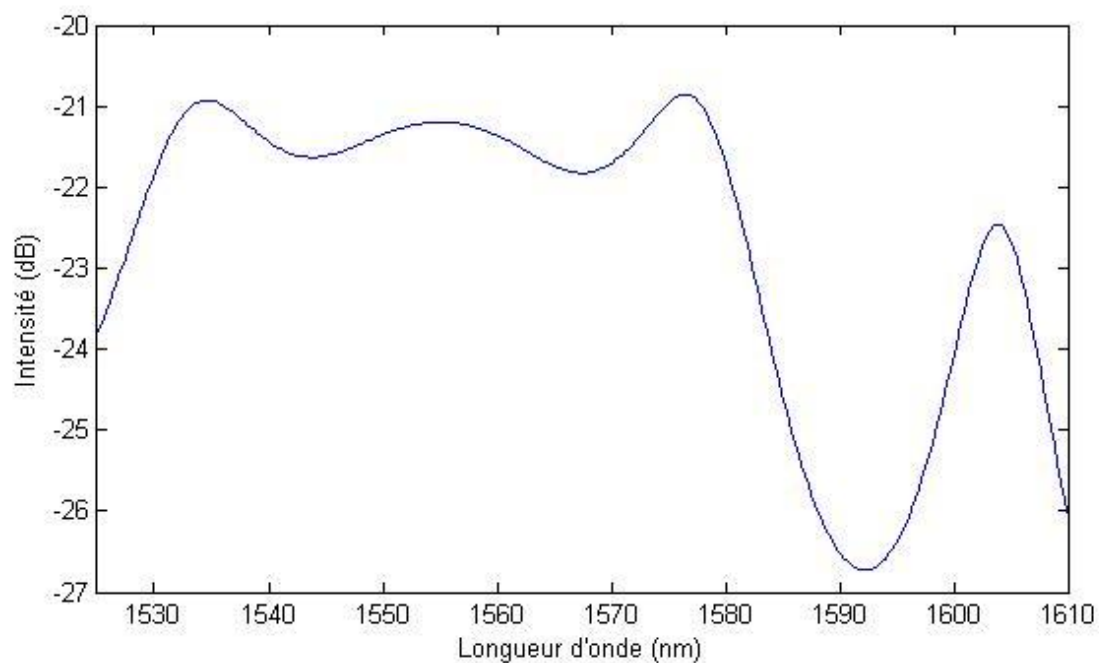


Figure 5.7 : Simulation du spectre optique de notre cavité en tenant compte de la surgravure des miroirs de Bragg

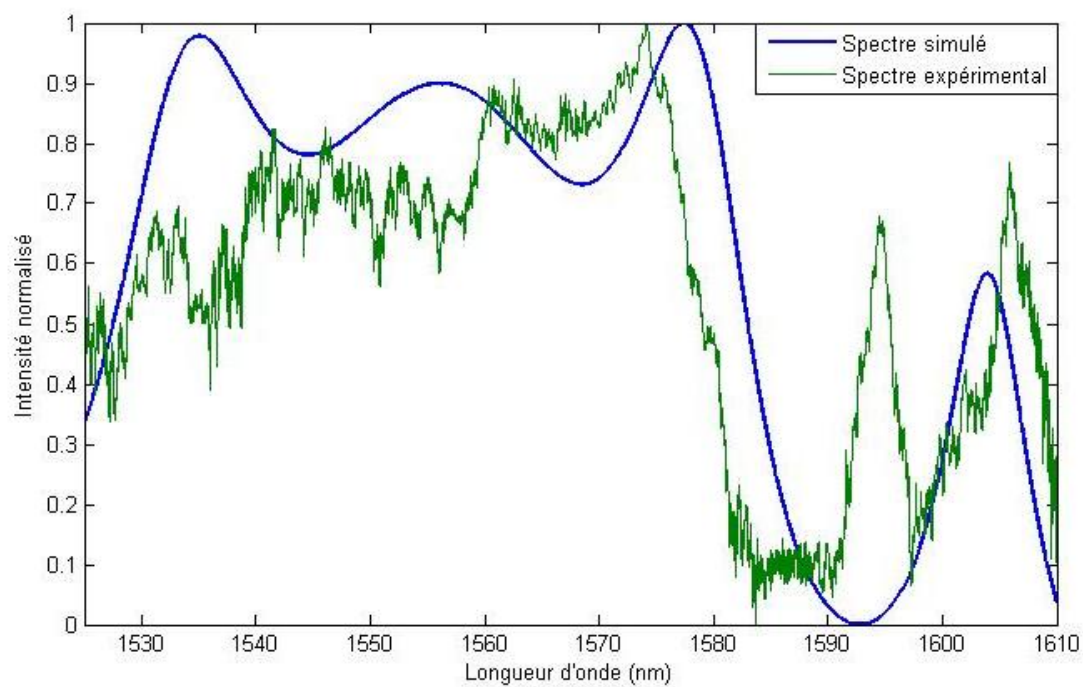


Figure 5.8 : Comparaison entre le spectre simulé tenant compte de la surgravure des miroirs et le spectre expérimental

5.2.4 Pertes optiques

En observant le spectre optique à la Figure 5.2, nous remarquons que les pertes optiques obtenues sont considérablement plus grandes que celle que nous avons prévues. Nous avons une perte de -45 dB au sommet de nos pics. Ces pertes sont causées principalement par la rugosité de nos parois, la divergence du faisceau gaussien et par le couplage à des modes supérieurs dans la cavité.

En utilisant le programme Matlab décrit à la section 3.5, nous pouvons simuler les pertes causées par la rugosité de nos parois. En prenant une rugosité de 50nm (résultat obtenu à la section 0), nous obtenons le graphique présenté à la Figure 5.9. Nous observons des pertes d'environ 15 dB causées par la rugosité ainsi que des pertes de base de 8 dB causées principalement par la divergence du faisceau dans l'axe vertical.

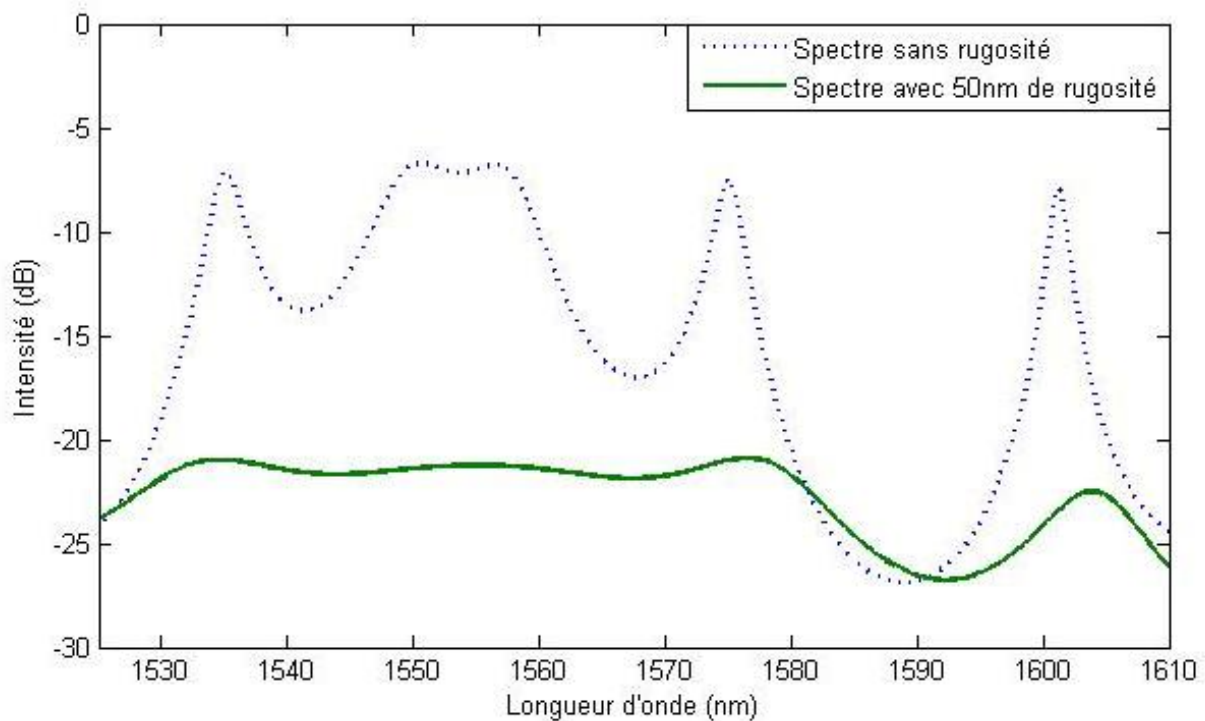


Figure 5.9 : Comparaison du spectre simulé avec et sans rugosité sur les parois.

Nous pouvons aussi simuler les pertes entre la fibre optique et le début de notre dispositif avec ce programme. Nous obtenons des pertes de -4 dB pour chacune des fibres et donc des pertes de -8 dB causées par les fibres optiques.

Nous avons donc un total de 31 dB de pertes avec ces simulations. Nous supposons que le -14 dB de pertes supplémentaires obtenues expérimentalement est causé par le couplage vers des modes supérieurs à l'intérieur de la cavité. Nous avons des pertes de couplage lorsque la lumière excite les modes transverses dans la cavité et des pertes de couplage en sortie lorsque le mode transverse excité est recouplé au mode fondamental de la fibre optique. Le Tableau 5.3 suivant résume les pertes obtenues.

Tableau 5.3 : Résumé des pertes optiques obtenues

Cause de perte optique	Valeur (dB)	Perte obtenue expérimentalement (dB)
Pertes par divergence dans l'axe vertical	-8	-45
Rugosité des parois	-15	
Perte d'entrée dans le dispositif (fibre optique)	-8	
Autres pertes (Couplage vers des modes d'ordre supérieur)	-14	

Nous nous attendions à obtenir une diminution des pertes optique avec ce dispositif comparé à celui de A. Leblanc-Hotte [2]. Nous obtenons des pertes de -45dB, ce qui n'est pas une amélioration par rapport aux pertes moyennes de -45dB de l'ancien dispositif (-40db à -50db). Toutefois, nous remarquons qu'une partie non négligeable des pertes est reliée à un couplage de la lumière vers des modes d'ordres supérieurs. On pourrait donc penser diminuer les pertes en réduisant ce couplage. Comme les modes d'ordre supérieur sont causés par des interfaces courbes, il serait possible de réduire l'intensité de ces modes en recouvrant nos lentilles de silicium d'une mince couche antiréfléchissante.

5.3 Simulation de mesure sur des cellules

Les mesures expérimentales sur des cellules sont différentes de celles effectuées avec les huiles d'indice de réfraction. Nous souhaitons effectuer des mesures sur un flux de cellules passant rapidement dans notre dispositif. Nous n'avons ainsi pas le temps de récolter un spectre complet avec l'OSA et nous ne pouvons donc pas mesurer le déplacement d'un pic de résonance. Nous réglons ce problème en effectuant notre mesure à une seule longueur d'onde. Cette longueur d'onde devra se situer sur la pente d'un de nos pics de résonance, tel qu'illustré à la Figure 5.10. De cette manière, lorsqu'une cellule passe dans la cavité, nous aurons un changement d'indice de réfraction et un déplacement du pic de résonance, ce qui se traduira par une augmentation de l'intensité du signal pour une longueur d'onde donnée. En observant l'intensité transmise pour cette longueur d'onde en fonction du temps, nous pouvons obtenir un signal d'intensité correspondant au passage d'une cellule. Nous pouvons ensuite relier ce signal au paramètre physique de cette cellule. La Figure 5.11 présentée plus loin illustre une simulation de ce résultat.

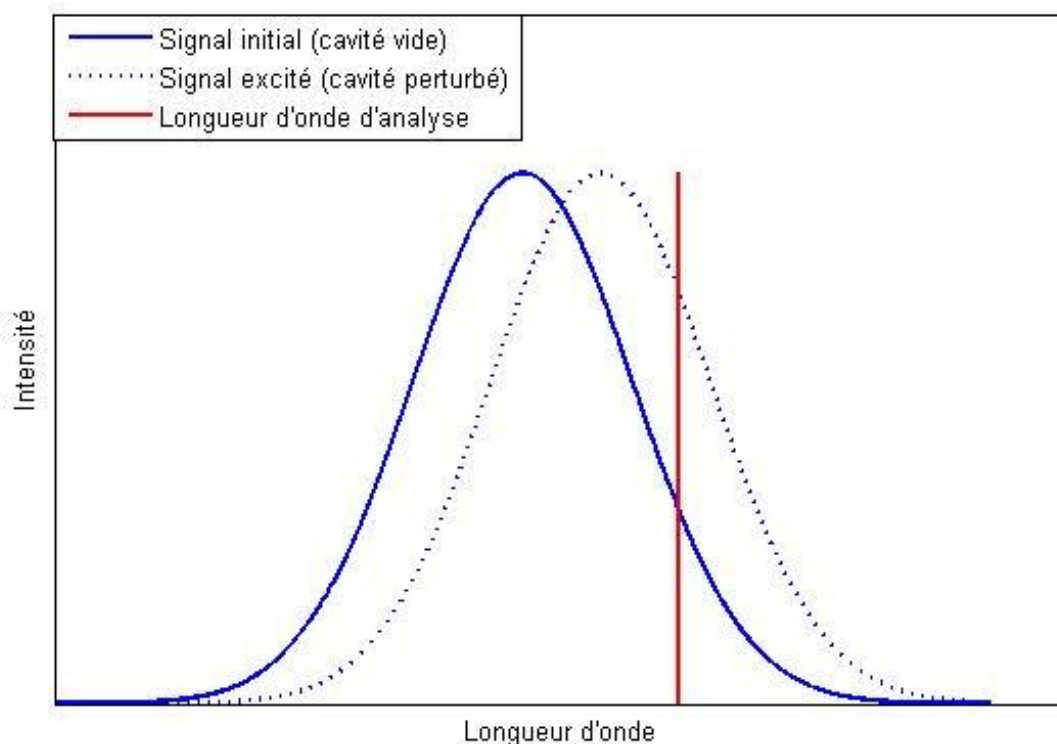


Figure 5.10 : Illustration d'une mesure prise à une seule longueur d'onde lors du passage d'une cellule dans la cavité.

Comme nous n'avons pas pu effectuer de mesure sur des cellules vivantes, nous avons fait des simulations afin de prédire les résultats que nous aurions obtenus. En utilisant le logiciel Matlab, nous avons simulé l'effet du passage d'une cellule dans une cavité résonante. La cellule est considérée comme étant parfaitement ronde et possédant un noyau lui aussi parfaitement rond. Les paramètres de la cellule sont décrits au Tableau 5.4 et sont tirés de [47] (chapitre 3). Nous observons le changement d'indice de réfraction dans la cavité lorsque la cellule la traverse. Nous relierons ce changement d'indice à un déplacement d'un pic de résonance en utilisant la résolution obtenue plus tôt. Nous avons d'abord utilisé un pic de résonance simulé, soit une gaussienne (Figure 5.11). Il est à noter que nous ne prenons pas en compte l'effet de la cellule sur la trajectoire du faisceau dans la cavité. De plus, les échelles n'ont pas d'unité dans ces figures, puisque le temps de passage est uniquement dépendant de la vitesse de passage de la cellule et que l'intensité perçue dépendra du photodétecteur utilisé.

Tableau 5.4 : Paramètres de la cellule simulée.

Indice de réfraction du milieu aqueux	Indice de réfraction de la cellule	Indice de réfraction du noyau	Rayon de la cellule	Rayon du noyau
1.33	1.36	1.40	5 μm	3 μm

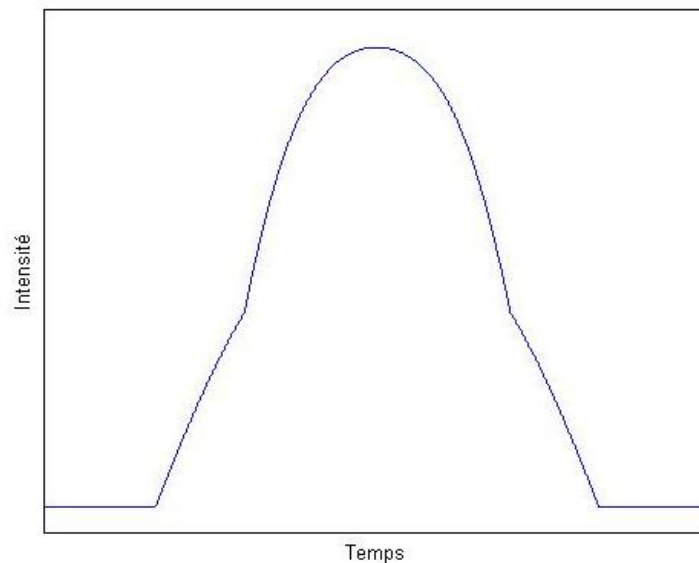


Figure 5.11 : Simulation d'une cellule passant dans une cavité résonante et provoquant un changement d'indice de réfraction. Le pic de résonance utilisé est simulé par une gaussienne.

Cette simulation nous informe que l'identification du noyau est théoriquement possible avec notre dispositif. La Figure 5.12 montre l'effet d'un changement de la géométrie du noyau.

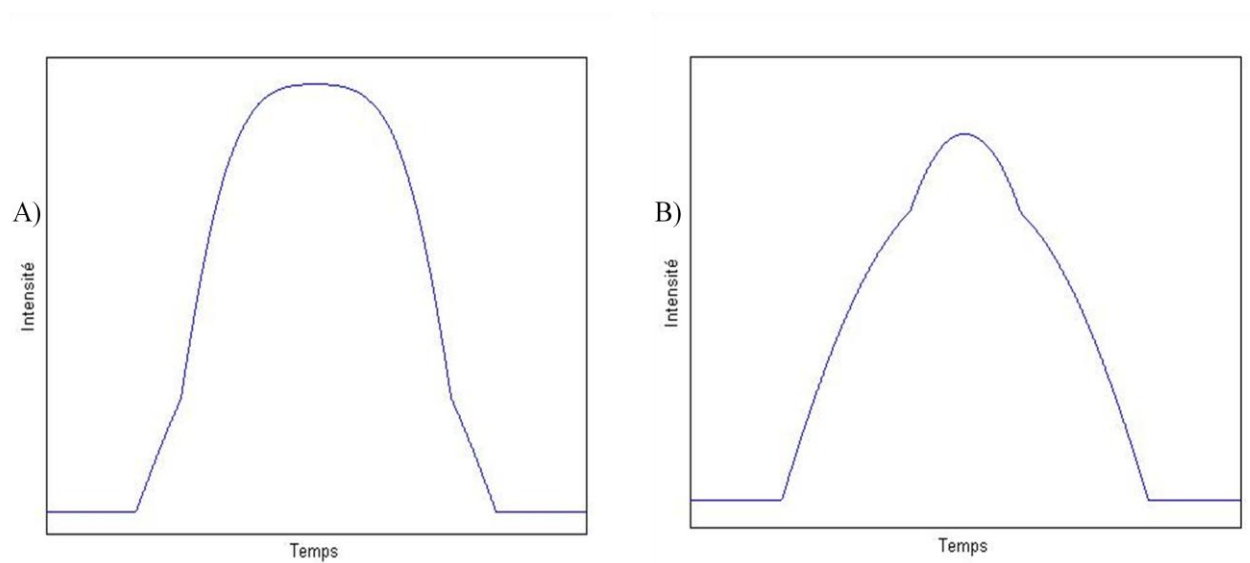


Figure 5.12 : Simulation montrant l'effet du changement de grosseur du noyau de cellule. A) cellule de 4 μm de rayon B) cellule de 2 μm de rayon

En prenant le pic réel obtenu avec notre dispositif (Figure 5.2) et en faisant ces mêmes simulations, nous pouvons observer l'effet du bruit de notre signal sur les résultats attendus. Comme ces mesures sont effectuées en ne prenant qu'une seule longueur d'onde, nous ne pouvons pas filtrer notre signal comme nous l'avons fait précédemment. Or, les nombreuses petites variations dans notre signal vont venir grandement affecter la qualité de nos mesures, comme nous pouvons le voir à la Figure 5.13. La forme du signal sera grandement dépendante de la longueur d'onde d'analyse choisie, puisque le bruit varie beaucoup.³

³ Le code Matlab utilisé est disponible à l'annexe 4

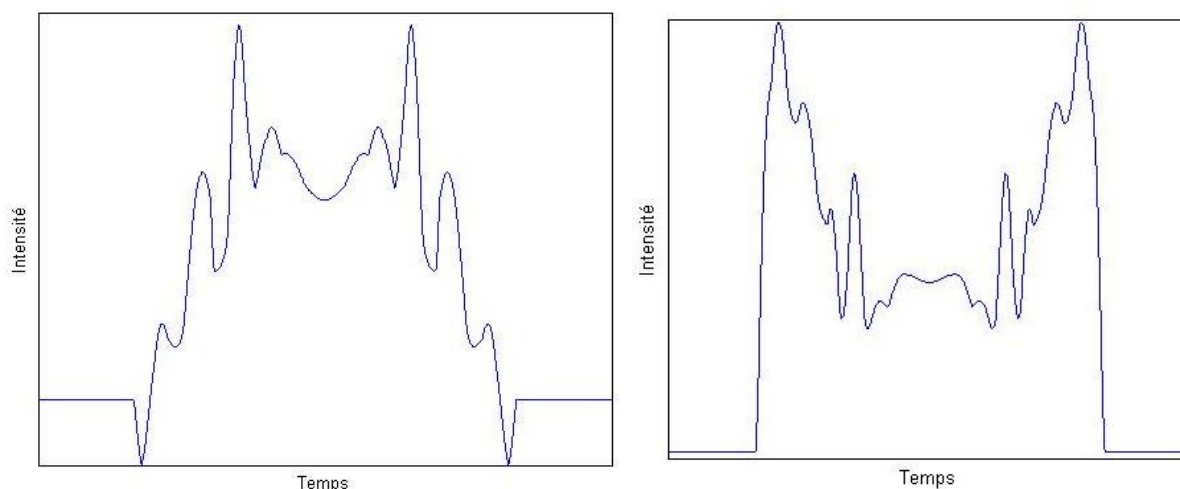


Figure 5.13 : Simulation d'une cellule passant dans une cavité résonante et provoquant un changement d'indice de réfraction. Le pic de résonance utilisé est celui obtenu expérimentalement. Deux longueurs d'onde d'analyse sont présentées afin d'illustrer le manque de fiabilité de la mesure.

Nous observons ici une perte d'information majeure lorsque nous utilisons le pic de résonance réel. Les pics parasites présents sont assez importants pour venir modifier la géométrie du pic en transmission lors du passage d'une cellule. Nous avons alors de la difficulté à identifier les différentes parties cellulaires et à différencier les changements reliés au passage de la cellule à ceux reliés au bruit de notre pic de résonance. Même si nous tentons de placer la longueur d'onde à un endroit où il y a moins de bruit, nous n'arrivons pas à nous débarrasser complètement de cet effet.

Ce résultat nous informe qu'il est inutile de tenter des mesures sur des cellules vivantes avec le dispositif actuel. Nous devons avant tout régler le problème des résonances parasites dans notre parcours optique. Comme nous l'avons déjà mentionné, le dépôt d'une couche antiréfléchissante sur nos lentilles de silicium pourrait aider à minimiser les cavités parasites.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

L'objectif principal du projet était d'améliorer le dispositif développé par le groupe du Pr Peter afin de diminuer les pertes optiques et d'augmenter la résolution spatiale des mesures sur des cellules vivantes.

Comme nous n'avons pas fait de mesure sur des cellules, il est difficile de déterminer si le dispositif développé permet une augmentation de la résolution spatiale d'une mesure d'indice de réfraction. Toutefois, les simulations effectuées démontrent une capacité théorique à différencier deux cellules ayant un noyau de différente grosseur, ce qui est un pas dans la bonne direction. Ces simulations ont d'ailleurs illustré l'effet important des résonances parasites sur notre signal optique, puisqu'elles entraînent une perte de l'information du profil d'indice de réfraction de la cellule.

Pour ce qui est du second objectif, nous avons obtenu des pertes similaires à celles présentées dans la dernière publication pour le dispositif précédent [2], soit des pertes de -45dB. Nous ne pouvons pas conclure que le dispositif possède moins de pertes que le précédent. Cependant, il est aisé de croire que sans les résonances parasites présentes dans le parcours optique, ces pertes auraient été beaucoup moins importantes, puisque le couplage de la lumière vers des modes d'ordre supérieur entraîne selon nos estimations des pertes de l'ordre de -14dB.

Nous remarquons que dans les deux cas, ce sont les résonances parasites vers des modes d'ordre supérieur qui ont été problématiques. Afin de résoudre ce problème, il serait pertinent de venir déposer une couche antiréfléchissante sur nos lentilles de silicium. De cette manière, on réduirait l'intensité des pics parasites sur notre signal, ce qui permettrait la mesure sur des échantillons cellulaires.

Cependant, il ne serait pas avisé de déposer une telle couche sur nos miroirs de Bragg, puisque cette dernière viendrait compromettre la qualité de notre cavité Fabry-Pérot résonante. Une autre solution serait donc de définir les paramètres géométriques de la cavité centrale afin que les résonances parasites d'ordre supérieur soient à la même position que le mode fondamental de la cavité. Ce tour de force est possible si la cavité centrale est concentrique, c'est-à-dire que le rayon de courbure des miroirs est égal à la longueur de la cavité. Nous obtenons alors un FSR des modes supérieurs égal au FSR du mode fondamental, ce qui permet d'augmenter l'intensité des

pics de résonances. Toutefois, si nous utilisons cette solution, nous ne pouvons plus choisir la largeur centrale de la cavité résonante et nous ne pouvons donc pas choisir un volume optique minimal pour notre cavité. La résolution spatiale du dispositif en serait donc affectée.

En résumé, le design et la fabrication du nouveau dispositif permettant de mesurer l'indice de réfraction d'échantillons en milieu aqueux ont été effectués. La caractérisation de ce dispositif nous a informés de sa capacité à détecter des huiles d'indice de réfraction avec une sensibilité de 725nm/RIU. Cependant, les pertes optiques du système sont comparables à celles obtenues précédemment et sont donc à améliorer. Les mesures sur des cellules n'ont pas pu être effectuées, étant donné la présence de résonances parasites sur le signal qui ont démontré leur effet néfaste sur une mesure profilométrique de cellule.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Leblanc-Hotte, R. St-Gelais, and Y. Peter, "Optofluidic device for high resolution volume refractive index measurement of single cell," in *16th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences, Okinawa, Japan, 2012*, pp. 1330–1332.
- [2] A. Leblanc-hotte, J. Delisle, S. Lesage, and Y. Peter, "Optofluidic device for high resolution and multiparametric measurement of single biological cells," in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Workshop, Hilton Head Island, South Carolina, 2014*, pp. 327–330.
- [3] R. St-Gelais, J. Masson, and Y.-A. Peter, "All-silicon integrated Fabry–Pérot cavity for volume refractive index measurement in microfluidic systems," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 24, p. 243905, 2009.
- [4] R. St-Gelais, A. Poulin, and Y. Peter, "Advances in modeling, design, and fabrication of deep-etched multilayer resonators," *Journal of Lightwave technology*, vol. 30, no. 12, pp. 1900–1908, 2012.
- [5] K. Zandi, J. A. Bélanger, Y. Peter, and S. Member, "Design and Demonstration of an In-Plane Fabry – Pérot-Based Accelerometer Integrated With Channel Waveguides," *Journal of Microelectromechanical systems*, vol. 21, no. 6, pp. 1464–1470, 2012.
- [6] R. St-Gelais, G. Mackey, J. Saunders, J. Zhou, A. Leblanc-Hotte, A. Poulin, J. a. Barnes, H.-P. Loock, R. S. Brown, and Y.-A. Peter, "Gas sensing using polymer-functionalized deformable Fabry–Pérot interferometers," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 182, pp. 45–52, Jun. 2013.
- [7] G.-B. Lee, C.-C. Chang, S.-B. Huang, and R.-J. Yang, "The hydrodynamic focusing effect inside rectangular microchannels," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, no. 5, pp. 1024–1032, May 2006.
- [8] P. Gaikwad, S. Ungureanu, R. Backov, K. Vynck, and R. a L. Vallée, "Photon transport in cylindrically-shaped disordered meso-macroporous materials," *Optics express*, vol. 22, no. 7, pp. 7503–13, Apr. 2014.
- [9] L. d'Hématologie C. du C. D. Marc Zandecki, "Leucémies Aiguës Lymphoblastiques." [Online]. Available: <http://hematocell.univ-angers.fr/index.php/enseignement-de-lhematologie-cellulaire/62-enseignement-de-lhematologie-cellulaire-les-principales-maladies-hematologiques/pathologie-lymphoide/108-leucemies-aigues-lymphoblastiques>. [Accessed: 25-Mar-2013].
- [10] A. Barker and H. Jordan, "Public Attitudes Concerning Cancer," in *Holland-Frei Cancer Medicine*, 2003.

- [11] F. Laermer, A. Urban, R. B. GmbH, and D.- Stuttgart, "ION ETCHING Franz Laermer and Andrea Urban, Robert Bosch GmbH, PF 106050, DE-70049," in *The 13th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems. Digest of Technical Papers.*, 1992, pp. 1118–1121.
- [12] M. Naydenkov and B. Jalali, "Fabrication of High Aspect Ratio Photonic Bandgap Structures on silicon-on-insulator," in *Proc. SPIE, Integrated Optics Devices IV, San Jose, CA*, 2000, pp. 33–39.
- [13] C. Barrios, "Compact silicon tunable Fabry-Perot resonator with low power consumption," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 2, pp. 506–508, 2004.
- [14] R. Mudachathi and P. Nair, "Low-voltage widely tunable photonic crystal channel drop filter in SOI wafer," *Journal of Microelectromechanical systems*, vol. 21, no. 1, pp. 190–197, 2012.
- [15] A. Lipson and E. Yeatman, "Low-loss one-dimensional photonic bandgap filter in (110) silicon," *Optics letters*, vol. 31, no. 3, pp. 395–397, 2006.
- [16] J. Masson, F. B. Koné, and Y.-A. Peter, "MEMS tunable Silicon Fabry-Perot Cavity," in *Proc. of SPIE, 6717, 671705*, 2007.
- [17] J. Masson and R. St-Gelais, "Tunable fiber laser using a MEMS-based in plane Fabry-Pérot filter," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 9, pp. 1313–1319, 2010.
- [18] M. Malak, N. Pavy, F. Marty, Y.-A. Peter, A. Q. Liu, and T. Bourouina, "Micromachined Fabry-Perot resonator combining submillimeter cavity length and high quality factor," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 21, p. 211113, 2011.
- [19] M. Malak, N. Gaber, F. Marty, N. Pavy, E. Richalot, and T. Bourouina, "Analysis of Fabry-Perot optical micro-cavities based on coating-free all-silicon cylindrical Bragg reflectors," *Optics express*, vol. 21, no. 2, pp. 2378–92, Jan. 2013.
- [20] N. Gaber, M. Malak, F. Marty, D. E. Angelescu, E. Richalot, and T. Bourouina, "Optical trapping and binding of particles in an optofluidic stable Fabry-Pérot resonator with single-sided injection," *Lab on a chip*, vol. 14, no. 13, pp. 2259–65, Jul. 2014.
- [21] J. Godin, C. H. Chen, S. H. Cho, W. Qiao, F. Tsai, and Y. H. Lo, "Microfluidics and photonics for bio-System-on-a-Chip: A review of advancements in technology towards a microfluidic flow cytometry chip," *Journal of Biophotonics*, vol. 1, pp. 355–376, 2008.
- [22] X. Liang, A. Liu, C. Lim, T. Ayi, and P. Yap, "Determining refractive index of single living cell using an integrated microchip," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 133, pp. 349–354, 2007.

- [23] M. Rosenauer, W. Buchegger, I. Finoulst, P. Verhaert, and M. Vellekoop, "Miniaturized flow cytometer with 3D hydrodynamic particle focusing and integrated optical elements applying silicon photodiodes," *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 10, no. 4, pp. 761–771, Oct. 2010.
- [24] K. Lear and H. Shao, "Optofluidic intracavity spectroscopy of canine lymphoma and lymphocytes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 7, pp. 493–495, 2007.
- [25] H. Shao and D. Kumar, "Fabrication of a Fabry–Pérot cavity in a microfluidic channel using thermocompressive gold bonding of glass substrates," *Journal of Microelectromechanical systems*, vol. 14, no. 4, pp. 756–762, 2005.
- [26] K. Chaitavon, S. Sumriddetchkajorn, and J. Nukeaw, "Highly sensitive refractive index measurement with a sandwiched single-flow-channel microfluidic chip," *RSC Advances*, vol. 3, no. 19, p. 6981, 2013.
- [27] A. Q. Jian, X. M. Zhang, W. M. Zhu, and M. Yu, "Optofluidic refractometer using resonant optical tunneling effect," *Biomicrofluidics*, vol. 4, no. 4, p. 43008, Jan. 2010.
- [28] A. Q. Jian, X. M. Zhang, W. M. Zhu, and A. Q. Liu, "Liquid refractive index sensors using resonant optical tunneling effect for ultra-high sensitivity," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 169, no. 2, pp. 347–351, Oct. 2011.
- [29] W. Z. Song, X. M. Zhang, a. Q. Liu, C. S. Lim, P. H. Yap, and H. M. M. Hosseini, "Refractive index measurement of single living cells using on-chip Fabry–Pérot cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 20, p. 203901, 2006.
- [30] N. A. Mortensen, S. Xiao, and J. Pedersen, "Liquid-infiltrated photonic crystals: enhanced light-matter interactions for lab-on-a-chip applications," *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 4, no. 1–2, pp. 117–127, Aug. 2007.
- [31] B. E. a. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, vol. 5. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1991, pp. 0–471.
- [32] J. Dingjan, *Multi-mode optical resonators and wave chaos*, no. september 1974. 2003.
- [33] W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press, 2004, p. 642.
- [34] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986, p. 1283.
- [35] C. K. Carniglia and D. G. Jensen, "Single-Layer Model for Surface Roughness," *Applied Optics*, vol. 41, no. 16, p. 3167, Jun. 2002.
- [36] A. Leblanc-hotte, "Rapport du projet de focalisation hydrodynamique." 2009.

- [37] Y. Peter and M. Meunier, “Chapitre 2 □ : Lithographie,” 2014. [Online]. Available: https://moodle.polymtl.ca/pluginfile.php/155841/mod_resource/content/3/1-Indroduction-2014.pdf. [Accessed: 10-Oct-2014].
- [38] INRF, “Usage Policies Notebook for Karl Suss MA6 Mid / Deep UV Mask Aligner Emergency Plan for Karl Suss MA6,” 2014. [Online]. Available: <https://www.inrf.uci.edu/wordpress/wp-content/uploads/sop-dry-karl-suss-ma6-notebook.pdf>. [Accessed: 10-Oct-2014].
- [39] P. K. S. S. Harsha, *Principles of Vapor Deposition of Thin Films*. 2006, pp. 1–1176.
- [40] M. J. Walker, “Comparison of Bosch and cryogenic processes for patterning high aspect ratio features in silicon,” vol. 4407, no. 0, pp. 89–99, Apr. 2001.
- [41] T. M. . Lee, D. H. . Lee, C. Y. . Liaw, A. I. . Lao, and I.-M. Hsing, “Detailed characterization of anodic bonding process between glass and thin-film coated silicon substrates,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 86, no. 1–2, pp. 103–107, Oct. 2000.
- [42] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*, vol. 1998. 1998, p. 529.
- [43] “Product Data Sheet: AZ 5214 E Image Reversal Photoresist.” [Online]. Available: http://www.microchemicals.com/micro/az_5214e.pdf. [Accessed: 11-Oct-2014].
- [44] “Softbake of Photoresist Films.” [Online]. Available: http://www.microchemicals.com/technical_information/softbake_photoresist.pdf. [Accessed: 11-Oct-2014].
- [45] “MIF Developer, metal-ion-free, AZ 326MIF, AZ 726MIF, AZ 826MIF.” [Online]. Available: http://www.microchemicals.com/products/developers/azr_726_mif_developer.html. [Accessed: 12-Oct-2014].
- [46] “Encyclopedia of Laser Physics and Technology - Hermite-Gaussian modes, Gauss-Hermite beams, Hermite polynomial, mode family.” [Online]. Available: http://www.rp-photonics.com/hermite_gaussian_modes.html. [Accessed: 05-Sep-2014].
- [47] *Advanced Optical Flow Cytometry: Methods and Disease Diagnoses*. John Wiley & Sons, 2011, p. 734.

ANNEXE 1 – Code Matlab de la simulation de la largeur du faisceau gaussien en fonction de la distance parcourue

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Joseph André Bélanger

% Optique gaussienne: résolution matricielle

% Illustration de la largeur du faisceau gaussien en fonction de la
% distance parcourue.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

clc
clear all
close all

%% Def des Parametres
% indice de réfraction
nsi = 3.478;
nair = 1.000;
neau = 1.318;

% Longueur d'onde
Lambda = 1.550*10^-6;

% Waist du faisceau gaussien à l'entrée
W0 = 5*10^-6;

% Longueur de la cavité Lc, Longueur dans le silicium Lsi et
% Longueur entre la fibre optique de début et le dispositif Laird
Lc = 26.6*10^-6;
Lsi = 2.741691*10^-3; % 2.741691*10^-3
Laird = 10*10^-6;

% résolution spatiale du calcul et initialisation des matrices
N=1000;
R = zeros(1,11*N);
W = zeros(1,11*N);
Dtot = zeros(1,11*N);

% Paramètre du faisceau gaussien au miroir de Bragg
% WR = W0*(1+(Lambda*Lc/2/(neau*pi*W0^2))^2)^(1/2);
% Rb = (4*neau^2*pi^2*W0^4/(Lambda^2*Lc)+Lc)/2;

% courbure Si-Air
Rsi = 429.196*10^-6; %429.196*10^-6

% distance free-space
Lair = 200*10^-6;

```

```

%% Définition des matrices de transfert du dispositif

NM=13; % 13 matrices

for k = 1:NM*N

    % Propagation si total
    Msit = [1 Lsi;0 1];

    % Interface courbe Si-Air
    Msiair = [1 0 ; -(nsi-nair)/Rsi/nair nsi/nair];
    Mairsi = [1 0 ; (nair-nsi)/Rsi/nsi nair/nsi];

    % Interface Si air plat
    MAS = [1 0 ; 0 nair/nsi];
    MSA = [1 0 ; 0 nsi/nair];

    % Propagation dans l'air total
    Mairt = [1 Lair ; 0 1];

    % Propagation dans l'air au début
    Maird = [1 Laird ; 0 1];

    % Propagation dans l'eau total
    Meaut = [1 Lc ; 0 1];

    % Géométrie des Miroirs de Bragg
    Lb1 = 2.56*10^-6;
    Lb2 = 2.712*10^-6;
    Lb3 = 2.56*10^-6;

    Rb4 = 13.952*10^-6;
    Rb3 = 16.497*10^-6;
    Rb2 = 19.070*10^-6;
    Rb1 = 21.621*10^-6;

    % Matrice de transfert des miroirs de Bragg
    Mb1 = [1 0 ; (nair-nsi)/Rb1/nsi nair/nsi];
    Mb1t = [1 Lb1 ; 0 1];
    Mb2 = [1 0 ; (nsi-nair)/Rb2/nair nsi/nair];
    Mb2t = [1 Lb2 ; 0 1];
    Mb3 = [1 0 ; (nair-nsi)/Rb3/nsi nair/nsi];
    Mb3t = [1 Lb3 ; 0 1];

    Mb1d = [1 0 ; -(nsi-nair)/Rb1/nair nsi/nair];
    Mb2d = [1 0 ; -(nair-nsi)/Rb2/nsi nair/nsi];
    Mb3d = [1 0 ; -(nsi-nair)/Rb3/nair nsi/nair];

    % Interface Eau - Si
    Meausi = [1 0 ; (neau-nsi)/(-Rb4*nsi) (neau/nsi)];
    % Interface Si eau
    Msieau = [1 0 ; (nsi-neau)/(Rb4*neau) (nsi/neau)];

```

```

% définition des matrices qui varient dans l'espace
% Dtot(k) est la matrice totale de la distance parcourue

if k<=N
    daird(k)=k*Laird/N;
    Mairdv = [1 daird(k); 0 1];
    Dtot(k) = daird(k);

elseif k>N && k<=2*N
    dsi(k-N)=(k-N)*Lsi/N;
    Msi = [1 dsi(k-N); 0 1];
    Dtot(k)=Laird+dsi(k-N);

elseif k>2*N && k<=3*N
    dair(k-2*N)=(k-2*N)*Lair/N;
    Mair = [1 dair(k-2*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+dair(k-2*N);

elseif k>3*N && k<=4*N
    db1(k-3*N)=Lb1*(k-3*N)/N;
    Mb1v= [1 db1(k-3*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+db1(k-3*N);

elseif k>4*N && k<=5*N
    db2(k-4*N)=Lb2*(k-4*N)/N;
    Mb2v= [1 db2(k-4*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+db2(k-4*N);

elseif k>5*N && k<=6*N
    db3(k-5*N)=Lb3*(k-5*N)/N;
    Mb3v= [1 db3(k-5*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+db3(k-5*N);

elseif k>6*N && k<=7*N
    deau(k-6*N) = (k-6*N)*Lc/N;
    Meau = [1 deau(k-6*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+deau(k-6*N);

elseif k>7*N && k<=8*N
    db3d(k-7*N)=(k-7*N)*Lb3/N;
    Mb3v2 = [1 db3d(k-7*N); 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+db3d(k-7*N);

elseif k>8*N && k<=9*N
    db2d(k-8*N)=(k-8*N)*Lb2/N;
    Mb2v2 = [1 db2d(k-8*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+Lb3+db2d(k-8*N);

elseif k>9*N && k<=10*N
    db1d(k-9*N)=Lb1*(k-9*N)/N;
    Mb1v2= [1 db1d(k-9*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+Lb3+Lb2+db1d(k-9*N);

```

```

elseif k>10*N && k<=11*N
    dair2(k-10*N)=Lair*(k-10*N)/N;
    Mair2= [1 dair2(k-10*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+Lb3+Lb2+Lb1+dair2(k-10*N);

elseif k>11*N && k<=12*N
    dsi2(k-11*N)=Lsi*(k-11*N)/N;
    Msi2= [1 dsi2(k-11*N) ; 0 1];
    Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+Lb3+Lb2+Lb1+Lair+dsi2(k-
11*N);

elseif k>12*N && k<=13*N
    daird2(k-12*N)=Laird*(k-12*N)/N;
    Mairdv2= [1 daird2(k-12*N) ; 0 1];
Dtot(k)=Laird+Lsi+Lair+Lb1+Lb2+Lb3+Lc+Lb3+Lb2+Lb1+Lair+Lsi+daird2(k-12*N);
end

%% Résolution matricielle

% Paramètre complexe du faisceau au début
q0t = -1i*(Lambda/pi/nair/W0^2);
q0 = 1/q0t;

% Matrice totale M1 en fonction de la propagation du faisceau gaussien

if k<=N
    M1 = Mairdv;

elseif k>N && k<=2*N
    M1 = Msi*MAS*Maird;

elseif k>2*N && k<=3*N
    M1 = Mair*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>3*N && k<=4*N
    M1 = Mb1v*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>4*N && k<=5*N
    M1 = Mb2v*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>5*N && k<=6*N
    M1 = Mb3v*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>6*N && k<=7*N
    M1 =
Meau*Msieau*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>7*N && k<=8*N
    M1 =
Mb3v2*Meausi*Meaut*Msieau*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Mai
rd;

```

```

elseif k>8*N && k<=9*N
    M1 =
Mb2v2*Mb3d*Mb3t*Meausi*Meaut*Msieau*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Ms
it*MAS*Maird;

elseif k>9*N && k<=10*N
    M1 =
Mb1v2*Mb2d*Mb2t*Mb3d*Mb3t*Meausi*Meaut*Msieau*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt
*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>10*N && k<=11*N
    M1 =
Mair2*Mb1d*Mb1t*Mb2d*Mb2t*Mb3d*Mb3t*Meausi*Meaut*Msieau*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t
*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>11*N && k<=12*N
    M1 =
Msi2*Mairsi*Mairt*Mb1d*Mb1t*Mb2d*Mb2t*Mb3d*Mb3t*Meausi*Meaut*Msieau*Mb3t*Mb3*M
b2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;

elseif k>12*N && k<=13*N
    M1 =
Mairdv2*MSA*Msit*Mairsi*Mairt*Mb1d*Mb1t*Mb2d*Mb2t*Mb3d*Mb3t*Meausi*Meaut*Msiea
u*Mb3t*Mb3*Mb2t*Mb2*Mb1t*Mb1*Mairt*Msiair*Msit*MAS*Maird;
end

% Matrice de transfert totale et parametres initiaux
A1(1) = M1(1,1);
B1(1) = M1(1,2);
C1(1) = M1(2,1);
D1(1) = M1(2,2);

q1 = (A1*q0+B1)/(C1*q0+D1);
q1t = 1/q1;

% Détermination de R et W en fonctiond la propagation du faisceau
% gaussien

if k<=N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);

elseif k>N && k<=2*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

elseif k>2*N && k<=3*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);

elseif k>3*N && k<=4*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

```

```

elseif k>4*N && k<=5*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);

elseif k>5*N && k<=6*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

elseif k>6*N && k<=7*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/neau)^(1/2);

elseif k>7*N && k<=8*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

elseif k>8*N && k<=9*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);

elseif k>9*N && k<=10*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

elseif k>10*N && k<=11*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);

elseif k>11*N && k<=12*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nsi)^(1/2);

elseif k>12*N && k<=13*N
    R(k) = 1/real(q1t);
    W(k) = (1/abs(imag(q1t))*Lambda/pi/nair)^(1/2);
end

% Proigression du code
fprintf('%05.2f%%\n', (100*(k/13/N)));

end

% Ajustement des unités
Dtot=Dtot*10^6;
W=W*10^6;

% Position des miroirs de Bragg et des lentilles de silicium
Miroir = [-12:0.01:12];
PM1 = Dtot(N);
PM2 = Dtot(3*N);
PM3 = Dtot(4*N);
PM4 = Dtot(5*N);

```



```

PM5 = Dtot(6*N);
PM6 = Dtot(7*N);
PM7 = Dtot(8*N);
PM8 = Dtot(9*N);
PM9 = Dtot(10*N);
PMF = Dtot(12*N);

% Illustration de l'interface Air Si
C=(Lsi-Rsi+Laird)*10^6;
C2=(Lsi+2*Lair+2*Lb1+2*Lb2+2*Lb3+Lc + Rsi+Laird)*10^6;
X=(0.98:0.001:1)*Rsi*10^6;
X2=(0.98:0.001:1)*-Rsi*10^6;
Y=(abs((Rsi(end)*10^6)^2-(X).^2)).^(1/2);

% Graphique de la largeur du faisceau gaussien en fonction de la distance
% parcouru. On illustre aussi la position des miroirs de Bragg et des
% lentilles de silicium.
plot(Dtot,W,Dtot,-
W,'b',PM1,Miroir,PMF,Miroir,PM2,Miroir,PM3,Miroir,PM4,Miroir,PM5,Miroir,PM6,Mi
roir,PM7,Miroir,PM8,Miroir,PM9,Miroir,X+C,Y,'k',X+C,-Y,'k',X2+C2,Y,'k',X2+C2,-
Y,'k');

% Graphique de la largeur du faisceau gaussien à l'intérieur de la cavité
% plot(Dtot(3*N:1:10*N)-Dtot(3*N),W(3*N:1:10*N),Dtot(3*N:1:10*N)-Dtot(3*N),-
W(3*N:1:10*N),'b',PM4-Dtot(3*N),Miroir,PM5-Dtot(3*N),Miroir,PM6-
Dtot(3*N),Miroir,PM7-Dtot(3*N),Miroir,PM2-Dtot(3*N),Miroir,PM3-
Dtot(3*N),Miroir,PM8-Dtot(3*N),Miroir,PM9-Dtot(3*N),Miroir);
% set(gca,'DataAspectRatio',[1 1 1])

```

ANNEXE 2 – Code Matlab de la simulation de la transmission d'un système optique complexe.

```

close all;
clear all;
clc;

%*****
%
% Author : Raphael St-Gelais, Summer 2009
%*****

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Paramètres de la lumière, du faisceau gaussien et resolution des calculs
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Pour tracer en fct de la longueur d'onde
lambda1=1525E-9;
lambda2=1610E-9;

%Resolution (nb de points)
resk=300;

%waist:
%pour smf 28:
% w0=5.04E-6;
% w0=30.04E-6;
w0=5E-6;

%lens working distance (in um):
wd=0E-6;
% wd=0E-6;

%Cacul sur un nombre "NA_factor" d'ouvertures numériques
NA_factor=2;

% résolution de l'intégrale angulaire (plus faible=plus précis).
conv=1E-6;
conv_lips=1E-12;

%Désalignement entre les coeurs des 2 fibres (calcul beaucoup plus long si
different de 0)
offset=0.000;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Paramètres pour l'ajout de rugosité de surface
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%inclure rugosité (1) sauf à la première et dernière interface (mieux
incidents et émergents)?
rough=1;
%RMS roughness (m):
sigma=50E-9;

```

```

    %Est-ce qu'il y a de la rugosité à la première interface (entre n_inc et
le 1er matériau)? Si NON (ex: Fibre optique)
    %rough0=0. Si OUI (tous autres cas) rough0=1;
    rough0=0;
    %Est-ce qu'il y a de la rugosité à la dernière interface (entre n_out
    %et le dernier matériau)? Si NON (ex: Fibre optique) rough0=0. Si OUI
    (tous autres cas) rough0=1;
    rough_end=0;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%parameters du réseau et de la lentille fibrée
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Si_order=23;
air_order=7;
gap_order=2;
%Period (in um)
%P=4.7;

N_Si=3.4787;
%N_Si=3.45;
% N_Air=1.00027327;
N_Air=1;
N_out=N_Air;

%Indice de réfraction du gap (pour liquide)
gap_index=1.418;

N_inc=N_Air;
%thickness of the air layers (microns)
% a1=1.55/4/N_Air*air_order;
% a1=3.5;
a1=3.1;

%thickness of the silicon layers (microns)
% s1=1.55/4/N_Si*Si_order;
% s1=P-a1;
s1 = 1.9;

%thickness of the gap of the Fabry-Perot Cavity (microns)
% gap=1.55/2/N_Air*(gap_order)*10^-6;
% gap=1.55/2/N_Air*(gap_order);
gap=26.6;
%

%Vectors of thickness and refractive index

Lair=200;

d=[Lair s1 a1 s1 gap s1 a1 s1 Lair]*10^-6;
n=[N_Air N_Si N_Air N_Si gap_index N_Si N_Air N_Si N_Air];

```

```

%d=[Laird Lsi Lair s1 a1 s1 gap s1 a1 s1 Lair Lsi Laird]*10^-6;
%n=[N_Air N_Si N_Air N_Si N_Air N_Si gap_index N_Si N_Air N_Si N_Air N_Si
N_Air];

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Fin des paramètres ajustables
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%ajout de la rugosité
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Ajustement longueur réseau:
d=d-2*sigma*rough;

d_r=2*sigma;
lambda0=(lambda1+lambda2)/2;
mat=n;

if rough==1
    length0=length(mat);
    for a=1:(length0-1)
        ind=2*a;

        na=real(mat(ind-1));
        ns=real(mat(ind));

        n=sqrt((na^2+ns^2)/2);
        k=pi*(na-ns)^2*(na+ns)*d_r/4/n/lambda0;

        mat=[mat(1:(ind-1)) n-li*k mat(ind:length(mat))];
        d=[d(1:ind-1) d_r d(ind:length(d))];
    end
end

if rough0==1
    na=real(N_inc);
    ns=real(mat(1));
    n=sqrt((na^2+ns^2)/2);
    k=pi*(na-ns)^2*(na+ns)*d_r/4/n/lambda0;
    mat=[n-li*k mat];
    d=[d_r d(1:length(d))];
end

if rough_end==1
    na=real(mat(length(mat)));
    ns=real(N_out);
    n=sqrt((na^2+ns^2)/2);
    k=pi*(na-ns)^2*(na+ns)*d_r/4/n/lambda0;
    mat=[mat n-li*k];
    d=[d d_r];
end

n=mat;

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Calcul des longueurs d'onde et propriétés faisceau gaussien
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
c=2.997924580E8;
k1=2*pi/lambda2;
k2=2*pi/lambda1;

k=k1:(k2-k1)/resk:k2;
lambda=2*pi./k;
f=c*k/(2*pi);
lambda0=(lambda2+lambda1)/2;

NumApp=lambda0/pi/w0;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Calcul de la transmission et de la reflection
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

z0=-wd;
z1=wd;

T_TE=zeros(1,length(k));
R_TE=zeros(1,length(k));
T_TM=zeros(1,length(k));
R_TM=zeros(1,length(k));

% for a=1:length(k)
%
%     ktmax=k(a)*NumApp*NA_factor;
%
%     Ein_Ein=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z0, kt)).*kt),0,ktmax);
%     Efiber_Efiber=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1, kt)).*kt),0,ktmax);
%
%
%     if offset==0
%         Eout_Efiber_t=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*0.5.*(t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)+t_kt_TM(k(a), kt, d, n,
N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1, kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%         Eout_Efiber_t_TE=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*(t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%         Eout_Efiber_t_TM=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*(t_kt_TM(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%     else
%         Eout_Efiber_t=dblquad(@(kt,theta)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*0.5.*(t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)+t_kt_TM(k(a), kt, d, n,
N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k_offset(k(a), w0, z1, kt, offset,
theta)).*kt),0,ktmax,0,2*pi,conv);
%     end
%

```

```

%      Eout_Efiber_r=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*0.5.*(r_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)+r_kt_TM(k(a), kt, d, n,
N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1, kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%      Eout_Efiber_r_TE=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*(r_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%      Eout_Efiber_r_TM=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*(r_kt_TM(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt)).*kt),0,ktmax,conv);
%
%
T_TE(a)=real(N_out)/real(N_inc)*(abs(Eout_Efiber_t))^2/(Ein_Ein*Efiber_Efiber)
;
%
T_TM(a)=real(N_out)/real(N_inc)*(abs(Eout_Efiber_t_TM))^2/(Ein_Ein*Efiber_Efib
er);
%      R_TE(a)=(abs(Eout_Efiber_r_TE))^2/(Ein_Ein*Efiber_Efiber);
%      R_TM(a)=(abs(Eout_Efiber_r_TM))^2/(Ein_Ein*Efiber_Efiber);
%
%      % Proigression du code
%      clc
%      fprintf('%05.2f%%\n',(100*(a/length(k)/2)));
% end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Calcul de la transmission, selon lipson
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

lips=1;
if lips==1

    z0=-wd;
    z1=wd;

    T_lips=zeros(1,length(k));

    for a=1:length(k)

        ktmax=k(a)*NumApp*NA_factor;

        Ein_Ein=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z0, kt))),0,ktmax,conv_lips);
        Efiber_Efiber=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1, kt))),0,ktmax,conv_lips);

        if offset==0
            Eout_Efiber=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt))),0,ktmax,conv_lips);
            %      Eout_Efiber=2*pi*quad(@(kt)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*(t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k(k(a), w0, z1,
kt))),0,k(a)/id_kt,conv);
            else

```

```

        Eout_Efiber=dblquad(@(kt,theta)(gaussien_k(k(a), w0, z0,
kt).*0.5.*(t_kt_TE(k(a), kt, d, n, N_inc, N_out)+t_kt_TM(k(a), kt, d, n,
N_inc, N_out)).*conj(gaussien_k_offset(k(a), w0, z1, kt, offset,
theta))),0,ktmax,0,2*pi,conv_lips);
        end

        T_lips(a)=(abs(Eout_Efiber))^2/(Ein_Ein*Efiber_Efiber);
        %     in(a)=Ein_Ein;
        %     fiber(a)=Efiber_Efiber;
        %     out_fiber(a)=Eout_Efiber;

        % Proigression du code
        clc
        fprintf('%05.2f%\n',(50+100*(a/length(k)/2)));

        end

end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Graphiques
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% plot(f*10^-12,10*log10(T_TE),'r',f*10^-12,10*log10(T_lips),'g');
% % plot(lambda*10^9,10*log10(T),'r',lambda*10^9,10*log10(T_lips),'g');
% legend('Moi','Lipson');
% axis([193.1 193.8 -30 0]);
%

figure
plot(lambda*10^9,10*log10(T_lips));
% set(gca,'XTick',[]);
xlabel('Longueur d\'onde (\mum)');
ylabel('Intensité (dB)');
% axis([1525 1610 -30 -5]);

% figure
% plot(lambda*10^9,10*log10(T_lips),lambda*10^9,10*log10(T_TE));
% title('Transmission (dB) comparé');
% legend('1D','2D');

% figure;
% plot(lambda*10^9,10*log10(R_TE),lambda*10^9,10*log10(R_TM));
% title('Reflection');
% legend('TE','TM');
%
% figure
% plot(lambda*10^9,(1-R_TE-T_TE)*100,lambda*10^9,(1-R_TM-T_TM)*100);
% title('Pourcentage de pertes');
% legend('TE','TM');

% fwhm(lambda*10^9, T_TE)

```

ANNEXE 3 – Code Matlab pour le filtrage spectral d'un pic de résonance

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Joseph André Bélanger
% Resultat OSA : SOI data
% Filtrage spectral
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

clc
clear all
close all

% Données Expérimentalles
load('matlab.mat');

FIL=300; % ajustement du paramètre de filtrage

F = fft(DATA1);           % Transformé de fourier
F_2 = fix(F/FIL)*FIL;     % On élimine les basses fréquence
F_i = ifft(F_2);          % Transformé de fourier inverse
DATA1f = real(F_i);       % Signal Filtré

```


ANNEXE 4 – Code Matlab de la simulation du passage d'une cellule dans une cavité résonante

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% Joseph André Bélanger

% Simulation du passage d'une cellule dans une cavité résonante

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

close all
clear all
clc

% donnée d'un pic de résonance obtenu expérimentalement
load('DATA.mat');

% Simulation des pics de résonance

XX = -3:0.0001:2.9999; % Pic normal simulé
YY = 6*exp(-XX.^2);

YY1(1,:) = interp(DATA(3220:1:3460),249); % pic expérimental
YY2=(-min(YY1)+YY1(1:60000));
YY=YY2;

% indice de refraction de la cellule
RI0 = 1.33;
RIC = 1.36;
RIN = 1.39;
% rayon de la cellule et du noyau
R = 10;
RR= 6;

% indice refraction dans la cavité
VCelTOT = 4/3*pi*R^3;
VNoTOT = 4/3*pi*RR^3;

zz=5; % allongement de la courbe
h1=R+zz;
h2=h1-0.01;
res = 0.01; % resolution du déplacement de la cavité
VCav = 20*10*1; % Volume de la cavité vide

% Simulation du passage d'une cellule dans la cavité;

```

```

% effet sur les indices de réfraction
for i=1:(2*R/res+2*zz/res)

    if h2 <= (R) && h1<=(R) && h2>-(R) && h1>-(R)
        VCell1 = 2/3*pi()*R^3 + pi()*R^2*h1 - 1/3*pi()*h1.^3;
        VCell2 = 2/3*pi()*R^3 + pi()*R^2*h2 - 1/3*pi()*h2.^3;
        VCell(i) = abs(VCell1 - VCell2);

    elseif h2 <= (R) && h1>(R) && h2>-(R)
        VCell1 = VCellTOT;
        VCell2 = 2/3*pi()*R^3 + pi()*R^2*h2 - 1/3*pi()*h2.^3;
        VCell(i) = abs(VCell1 - VCell2);

    elseif h2 <= -(R) && h1<(R) && h1>-(R)
        VCell1 = 2/3*pi()*R^3 + pi()*R^2*h1 - 1/3*pi()*h1.^3;
        VCell2 = 0;
        VCell(i) = abs(VCell1 - VCell2);

    elseif h2 <= -(R) && h1<= -(R) || h2>R && h1>R
        VCell(i) = 0;

    end

    if h2 <= (RR) && h1<=(RR) && h2>-(RR) && h1>-(RR)
        VNo1 = 2/3*pi()*RR^3 + pi()*RR^2*h1 - 1/3*pi()*h1.^3;
        VNo2 = 2/3*pi()*RR^3 + pi()*RR^2*h2 - 1/3*pi()*h2.^3;
        VNo(i) = abs(VNo1-VNo2);

    elseif h2 <= (RR) && h1>(RR) && h2>-(RR)
        VNo1 = VNoTOT;
        VNo2 = 2/3*pi()*RR^3 + pi()*RR^2*h2 - 1/3*pi()*h2.^3;
        VNo(i) = abs(VNo1-VNo2);

    elseif h2 <= -(RR) && h1<(RR) && h1>-(RR)
        VNo1 = 2/3*pi()*RR^3 + pi()*RR^2*h1 - 1/3*pi()*h1.^3;
        VNo2 = 0;
        VNo(i) = abs(VNo1-VNo2);

    elseif h2 <= -(RR) && h1<= -(RR) || h2>RR && h1>RR
        VNo(i) = 0;

    end

    h1 = h1-res;
    h2 = h2-res;

end

% Indice de réfraction effectif total
RItot= (RI0*(VCav-VCell)+(RIC*(VCell-VNo))+(RIN*(VNo)))/VCav;

% Largeur du pic = 6.8nm = 60000points
Dp = 6.8/60000; % nm/point

```

```

DRES = 725/Dp; % point/RIU

% Déplacement de la résonance.
for i=1:length(RItot)

    kk(i) = round(DRES*((RItot(i)-RI0)));
    CHANGE(i) = YY(8700+kk(i));

end

%% Graphique

plot(CHANGE+min(YY1));
set(gca,'XTick',[],'YTick',[]);
xlabel('Temps');
ylabel('Intensité');

```