N° d'ordre :





Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

ECOLE DOCTORALE « SCIENCES DE LA MATIERE, DU RAYONNEMENT ET DE L'ENVIRONNEMENT »

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique

par

Maxime BEAUGEOIS

MODELISATION ET CARACTERISATION DE COMPOSANTS OPTIQUES SUBMICRONIQUES POUR LE DEMULTIPLEXAGE EN LONGUEUR D'ONDE

APPLICATION DE LA RESONANCE DE PLASMON DE SURFACE A LA DETECTION D'ESPECES BIOLOGIQUES EN GOUTTE

Soutenue le 5 octobre 2007 devant la Commission d'Examen :

Président Rapporteur Rapporteur Directeur de thèse Examinateur Examinateur Membre invité Membre invité M. Georges Wlodarczak
M. Bruno Bêche
M. Serge Habraken
M. Mohamed Bouazaoui
Mme Sabine Szunerits
M. Jean Pierre Vilcot
M. Bernard Pinchemel

M. Abdellatif Akjouj

Professeur à l'USTL (Lille) - PhLAM Professeur à l'Université de Rennes 1 - IPR Professeur à l'Université de Liège - Hololab Professeur à l'USTL (Lille) - PhLAM Professeure à l'ENSEEG / INP Grenoble - LEPMI Directeur de Recherche CNRS - IEMN Professeur à l'USTL (Lille) - PhLAM Professeur à l'USTL (Lille) - IEMN

A mes parents, qui m'ont toujours soutenu...



Remerciements

Je me suis longtemps demandé comment présenter cette page de remerciements pour ne pas tomber dans la classique énumération de ceux qu'il faut remercier et le platonique « Je remercie ». Et finalement je me suis dit qu'il est difficile d'être original et que chacun comprendrait la gratitude que je lui accorde.

Ce projet s'est conduit durant ces quelque quatre années au sein de l'équipe Photonique, dirigée par Monsieur le Professeur M. Douay, partie intégrante du Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), sous la direction de Monsieur le Professeur G. Wlodarczak. Ce laboratoire est une composante de l'UFR de Physique, dirigée par Monsieur le Professeur M. Foulon, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

Je remercie de ce fait M. G. Wlodarczak de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs les Professeurs B. Bêche, de l'Institut de Physique de Rennes et S. Habraken, de Hololab, de l'Université de Liège, pour avoir accepté de juger ce travail en en étant rapporteur, et à Madame la Professeure Sabine Szunerits, du Laboratoire d'Electrochimie et de Physico-Chimie des Matériaux et des Interfaces, de l'ENSEEG-INPG de Grenoble et Monsieur Jean Pierre Vilcot, Directeur de Recherche CNRS, de l'Equipe d'Optoélectronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies de Lille (IEMN), pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur M. Bouazaoui pour avoir accepté de m'encadrer durant ces quatre années riches en rebondissements et surtout en difficultés à surmonter.

Mes remerciements vont maintenant à toux ceux avec qui j'ai pu travailler durant ces années. Je ne peux pas oublier Monsieur J.P. Vilcot, pour toute l'attention qu'il a portée à mon travail, au temps qu'il a pu m'accorder et à sa volonté de faire aboutir ce travail, malgré son emploi du temps très chargé. Et forcement je ne peux qu'exprimer ma profonde gratitude à Sophie Maricot et Marie Lesecq pour leur collaboration dans le travail de réalisation des structures, qui leur a parfois fait « s'arracher les cheveux » devant la complexité de mes demandes, mais aussi pour les discussions sympathiques pleines d'humour que nous avons pu avoir. Dans

cette équipe, je remercie également C. Lethien, D. Lauvernier et P. Miska pour leur contribution à certaines étapes de ce projet.

Je ne peux pas oublier non plus E. Galopin pour la collaboration que l'on a eu sur la partie Plasmon et Microfluidique, pour les agréables moments que nous avons pu passer ensemble à tenter de résoudre les problèmes que nous avons rencontrés sur l'expérience, ou tout simplement pour des discussions amicales intéressantes.

La coopération en bonne entente en compagnie d'Elisabeth et Marie et le fait de se « serrer les coudes » font partie des meilleurs moments de cette thèse. Je leur souhaite d'ailleurs bon courage pour leur soutenance proche et la suite de leurs activités.

Ma profonde reconnaissance va également à Monsieur le Professeur B. Pinchemel (PhLAM) qui s'est montré un agréable compagnon de travail lors du travail expérimental, toujours plein de sages conseils, de bonnes idées à la « Géotrouvetout » et d'une disponibilité remarquable.

Je remercie également l'équipe Ephoni de l'IEMN pour leur contribution au travail de simulation. Cela s'adresse particulièrement à Messieurs Y. Pennec et A. Akjouj, notamment pour le lourd travail sur la conception du code de calcul et Messieurs les Professeurs B. Djafari-Rouhani et L. Dobrzynski pour leur connaissance scientifique reconnue. Mes remerciements vont aussi à Messieurs J.P. Vigneron et R. Fikri, de la Faculté des Sciences de Namur (Belgique) pour leur contribution à la partie théorique et de simulation.

Je remercie aussi mon collègue de bureau, A. Mussot pour notre « cohabitation » très enrichissante durant ces deux dernières années, ce qui nous a valu de bonnes discussions scientifiques et la création d'une collaboration pour un des projets de cette thèse (supercontinuum), mais aussi la possibilité pour moi de l'interroger sur des questions diverses et variées.

Je ne peux oublier aussi mes collègues de l'UFR qui font partie du comité « Année internationale de la Physique en Nord Pas de Calais » devenu l'association « Physifolies » : N. Lebrun, D. Hennequin, J. Cosléou, P. Cacciani, M.C. Groslière pour les bons moments que nous avons passés à organiser ces événements ainsi que pour le soutien indirect, les encouragements à ce travail de thèse.

Une thèse se fait également grâce à un ensemble de personnes (techniciens, secrétaires, agents d'entretien,...) toujours très sympathiques et serviables. Et je ne peux oublier Benoit, Méloé et Nicolas, mes compagnons du midi durant cette thèse, avec qui j'ai partagé les « bonheurs » de la thèse...

Enfin, je ne peux conclure ces remerciements sans exprimer toute ma reconnaissance à ma famille et mes amis, pour leur soutien moral et affectif durant ces quatre années de travail.

Table des Matières

| Présentation | |
|--|----------------|
| Chapitre 1 : Introduction au guidage et au filtrage | 17 |
| 1 Le guidage ontique | 19 |
| 1. Choix des matériaux | 19 |
| 1.2 Les différents types de guide ontique | 20 |
| 1.2. Les unicients types de guides | |
| 1.3.1 Les portes intrinsèques | 23 |
| 137 Les pertes déométriques | 23 |
| 133 Les pertes associées aux narties métalliques | 23 |
| 1.4. Les approches de la propagation guidée | |
| 2. Les dispositifs de filtrage et démultiplexage en longueur d'onde | |
| 2.1. Les réseaux de Bragg | |
| 2.2. Les résonateurs circulaires | |
| 2 Constraint de la criteri | 20 |
| 3. Conclusion du chapitre | |
| Chapitre 2 : Théorie et modélisation | |
| 1. Equation de propagation | |
| 2. Les différentes méthodes de résolution | |
| 2.1. Les matrices de transfert | |
| 2.2. Les fonctions de Green | |
| 2.3. Les méthodes de discrétisations spatiale et temporelle | |
| 3. La méthode par différences finies (Finite Difference Time Domain FD | (TD) 44 |
| 3.1. L'algorithme de Yee | |
| 3.2. Conditions aux limites | |
| 3.3. Vecteur de Poynting et flux d'énergie | |
| 3.4. Conditions de stabilité | |
| 3.5. Modélisation de la source | 51 |
| 3.6. Utilisation de la méthode FDTD | |
| 4. Conclusion du chapitre | |
| Chapitre 3 : Structures « Microguide » | 55 |
| 1. Intérêts et caractéristiques de la structure « microquide » | 57 |
| 1.1. Objectifs de la structure | |
| 1.2. Choix de la structure | |
| 2. Etude des structures filtrantes : anneau, disque et stub | |
| 2.1. Etude des résonateurs circulaires : anneau et disque | 64 |
| 2.1.1. Influence de la largeur du gap | 65 |
| 2.1.2. Influence du diamètre | 67 |

| 2 | 2.1.3. Nature du résonateur : anneau ou disque | |
|---|---|------------|
| 2. | 2. Etude des resonateurs droits : les stubs | |
| | 2.2.1. Influence au metal parfait sur les resonances | |
| | 2.2.2. Modele analytique des modes de vibration | |
| 2 | 2.2.3. Effet de la geometrie du stub | |
| 2. | 3. Cas d'une structure periodique a plusieurs stubs | |
| 2. | 4. Stub(s) recouvert(s) d'un metal reel | |
| | 2.4.1. Nature du métal | |
| | 2.4.2. Epaisseur de métal | |
| | 2.4.3. Métal déposé sur le guide | |
| 3. | Technologie utilisée | |
| 4. | Conclusion | 93 |
| Chapit | tre 4: Caractérisation des structures passives | |
| 1. | Méthode de caractérisation | |
| 1. | 1. Caractérisation en champ proche | |
| 1. | 2. Caractérisation « fibre à fibre » | |
| 1. | 3. Méthode utilisée pour les mesures de pertes | |
| 2. | Caractérisation des résonateurs circulaires | |
| 2. | 1. Résonateur de type anneau | 106 |
| 2.1 | 2. Résonateur de type disque | |
| 3. | Caractérisation des stubs | |
| 3. | 1. Adaptation du banc aux structures stubs : supercontinuum | 114 |
| | 3.1.1. Banc expérimental | 116 |
| | 3.1.2. Résultats | 117 |
| 4. | Conclusion du chapitre | |
| Chapit | tre 5 : Accordabilité des structures | 121 |
| | 124 second skillet og hund | 102 |
| 1 | L'accordabilité dans la littérature | |
| 1. | | 102 |
| 1. | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1.2 | L'accordabilité sur nos structures | 123 124 |
| 1. 1. 1.2 2. | L'accordabilité sur nos structures L'Accordabilité Tout Optique | |
| 1. 1.1 2. 2. | L'accordabilité sur nos structures L'Accordabilité Tout Optique | |
| 1. 1.1 2. 2.1 2.1 | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. | L'accordabilité sur nos structures L'Accordabilité Tout Optique Pourquoi 980 nm ? Système expérimental Rappel de la caractérisation passive | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2 | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2 | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2 | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2 | L'accordabilité sur nos structures | |
| 1. 1. 1. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2. 2 | L'accordabilité sur nos structures | |

| 3.4. | Caractérisation des composants | 139 |
|---------------------------|---|------------|
| 4. Co | clusion du chapitre | |
| | | |
| Chapitre (| 5 : La Plasmonique : Une autre façon de filtrer | 143 |
| 1 Int | reduction on plasmon de curface | 145 |
| 1. IIIU 1.1 | Contoute et intérêt | |
| 1.1. | Th (a six a hearing the all (a say) as | 143 |
| 1.2. | I neorie physique du phenomene | 14/ |
| 2. Str | ucture mixte : métal / guide diélectrique | |
| 2.1. | Présentation de la structure | 150 |
| 2.2. | Résultats des simulations | 150 |
| 2.2. | 1. Influence de la nature du métal et du milieu environnant, et des di | mensions |
| du r | uban | 151 |
| 2.2. | 2. Multicouche métallique | 153 |
| 2.2. | 3. Réseau d'amas sur le guide | |
| 2.3. | Réalisation et caractérisation technologique des structures à rubans | |
| | | |
| 3. Str | uctures entièrement métalliques | 159 |
| 4. Co | nclusion du chanitre | |
| | | |
| Chapitre 7 | : La Plasmonique : Application à la détection biologique | 167 |
| | | |
| 1. Coi | ntexte de l'étude et principe de la méthode | 169 |
| 1.1. | Quelques rappels sur le plasmon de surface | 169 |
| 1.2. | Contexte de cette étude | |
| 2 Mie | a an place de la caractérication avnérimentale | 174 |
| $2. \text{IVIIS} \\ 2.1$ | Choix du métal at éngisseur | , |
| 2.1. | Choix du Inclai et chaisseur | +/ ۱ |
| 2.2. | Choix de la longueur d'onde | 174 |
| 2.3. | Banc experimental | 1/0 |
| 3. Pre | mières visualisation de la résonance plasmon | |
| 3.1. | Cas de l'air | |
| 3.2. | Cas de l'eau | |
| | | |
| 4. Pri | ncipe de la détection de pic | |
| 5 A | ····· · · · · · · · · · · · · · · · · | 107 |
| 5. Aut | Desition du mot en de le liene de frantientien monarde à la tra | |
| 5.1. | Position du spot ou de la ligne de localisation par rapport à la goutte | |
| 5.2. | Etat de surface | |
| 5.3. | Epaisseur de la lame et positionnement | |
| 5.4. | Echauffement dû à la chaîne de mesure SPR | 184 |
| 5.5. | Evaporation de la goutte | 184 |
| 5.6. | Influence de la température sur la mesure SPR | 186 |
| 6 I.a. | méthode SPR appliquée au suivi d'interactions | 189 |
| 61 | Le système anticorns antigène : cinétique et docage | 109 100 |
| 62 | Association à la surface du canteur | 190 |
| 63 | Traitement des données recueillies : | |
| 0.0. | | |

| 6.4. | Les interactions étudiées | 194 |
|---|--|--|
| 6.5. | L'immobilisation ou préparation de la surface | 194 |
| 6.6. | Essais avec la streptavidine et la biotine | 195 |
| 7 Ter | | 100 |
| 7. 1es | ts avec le couple transferrine/ anti-transferrine | 198 |
| 7.1. | Resultats des tests sur Blacore : chimie Blacore. | 198 |
| 7.2. | Resultats des tests sur notre banc | 201 |
| 7.3. | Resultats des tests sur Blacore avec notre chimie | 202 |
| 8. Cor | clusion et perspectives | 207 |
| Chapitre 8 | : Valorisation des compétences | 211 |
| | | |
| 1. Cac | lre général et enjeux de ma thèse | 213 |
| 1.1. | Présentation succincte | 213 |
| 1.2. | Ma thèse dans son contexte | 214 |
| 1.3. | Moi dans ce contexte | 215 |
| 2. Dér | oulement, gestion et coût de mes projets | |
| 2.1. | Préparation et cadrage des projets | 216 |
| 2.2 | Conduite de projet | 218 |
| | | 210 |
| 2.3. | Evaluation et prise en charge du coût des projets | |
| 2.3. | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 217 |
| 2.3. 3. Cor | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 21) |
| 2.3. 3. Cor 3.1. | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - | 222 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines | 222 222 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, | 222 222 en |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, ation | 222 222 en 223 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, ation Méthodes de travail, gestion du temps, travail en équipe | 222 222 en 223 224 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 2.5 | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, ation Méthodes de travail, gestion du temps, travail en équipe Savoir-faire administratifs, organisationnels, linguistiques | 222 222 en 223 224 225 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. ortitud | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, ation Méthodes de travail, gestion du temps, travail en équipe Savoir-faire administratifs, organisationnels, linguistiques Qualités personnelles : créativité, innovation, capacité d'analyse et de synt | 222 en 222 en 223 224 225 nèse, |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 223 223 223 nèse, 225 228 |
| 2.3. 3. Corr 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés | Evaluation et prise en charge du coût des projets npétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique - issances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, ation Méthodes de travail, gestion du temps, travail en équipe Savoir-faire administratifs, organisationnels, linguistiques Qualités personnelles : créativité, innovation, capacité d'analyse et de syntl les à l'encadrement et à l'animation, rigueur, adaptabilité Construction d'un réseau personnel | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 228 229 |
| 2.3. 3. Corral. 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 228 229 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 228 229 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés Conclusion | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 nèse, 225 228 229 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés Conclusion Bibliograp | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 228 229 231 |
| 2.3. 3. Cor 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés <i>Conclusion</i> <i>Bibliograp</i> | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 nèse, 225 228 229 231 |
| 2.3. 3. Correstance 3.1. Conna 3.2. négoci 3.3. 3.4. 3.5. aptitud 3.6. 4. Rés Conclusion Bibliograp Bibliograp | Evaluation et prise en charge du coût des projets | 213 222 en 222 en 223 224 225 nèse, 225 nèse, 225 229 231 235 259 |

Présentation

Depuis une dizaine années, on assiste à un développement croissant des télécommunications, particulièrement depuis l'engouement pour l'Internet qui s'est produit vers la fin du vingtième siècle. Les réseaux se multiplient et deviennent de plus en plus rapides, avec des débits sans cesse en progression. Ceci est rendu possible par l'installation d'infrastructures optiques, et notamment des fibres optiques qui parcourent maintenant le globe, mais aussi le réseau métropolitain ou l'installation du particulier. Seules les techniques optiques peuvent traiter ces masses considérables de données. Pour faire face à ce développement et en particulier à cette demande croissante de débit, plusieurs solutions apparaissent :

- augmenter le nombre de fibres optiques, mais cette solution reste limitée,
- augmenter le débit individuel sur chaque fibre. On parle alors de multiplexage temporel et on arriva alors à des débits de 40 Gbits/s,
- augmenter le nombre de signaux optiques indépendants sur chaque fibre. On parle alors de multiplexage en longueur d'onde. La gamme spectrale disponible pour les longueurs d'onde télécom (en particulier autour de 1550nm) est alors divisée en une quarantaine de canaux séparés de quelques centaines de Gigahertz.

L'un des soucis majeurs dans ce domaine est alors l'amélioration des performances des systèmes existants, associée à la réduction de la taille des composants. Ces composants intégrés sur des puces pour former par la suite des circuits photoniques rentrent dans le cadre de l'optoélectronique, qui peut se décomposer en trois secteurs : l'émission des signaux, qui se fait par l'intermédiaire de lasers, le transport des signaux et enfin la détection et le traitement des signaux.

Si le transport se fait essentiellement par les fibres optiques, le traitement, quant à lui s'effectue par l'intermédiaire des circuits photoniques. La réalisation de ces circuits repose sur la technologie des semi-conducteurs, particulièrement intéressants en ce qui concerne leurs propriétés électroniques mais aussi optiques. En dehors de l'utilisation historique du silicium, deux filières se distinguent: GaAs (arséniure de gallium) et InP (phosphure d'indium), utilisés notamment dans la réalisation de détecteurs.

Ces circuits photoniques auront pour base des guides optiques, capable de transporter le signal optique d'un élément à un autre. Pour cela, il est essentiel que ces guides soient en mesure de maintenir la lumière le long du chemin qu'ils définissent. Cette capacité à maintenir la lumière est définie par le facteur de confinement. Plus ce facteur sera élevé, plus il sera possible d'effectuer des changements de direction rapides sur de courtes distances tout en diminuant la largeur des guides, rendant ainsi possible une diminution de la taille des composants.

Les guides réalisés en optique intégrée classique reposent en général sur un faible contraste d'indice et n'assure un confinement correct de la lumière que dans le cas de dimensions latérales de quelques microns. C'est pour cette même raison qu'il est impossible d'effectuer des changements de direction importants, sans avoir des pertes conséquentes. Ces structures ont alors des rayons de courbure importants et freinent donc une intégration plus dense.

Les guides basés sur l'emploi de matériaux à fort contraste d'indice permettent d'obtenir un confinement plus fort. Cet aspect résout en partie les problèmes précités, tout en diminuant la largeur des guides en dessous du micron et en ayant un niveau de pertes raisonnables. Les structures développées ici correspondent à ces critères et s'inscrivent dans la continuité des travaux réalisés par A. Beaurain, sur des guides en filière InP.

Outre ces fonctions de guidage, de nombreux autres composants sont indispensables, pour réaliser des fonctions de commutation, de filtrage et de démultiplexage. Ce sont ces deux dernières fonctions qui vont particulièrement nous intéresser. En effet, le multiplexage en longueur d'onde est une des voies employée pour augmenter le débit de données transportées par les fibres. Cependant, les détecteurs étant pour la plupart des composants ayant une large bande spectrale, il est indispensable de dissocier chaque longueur d'onde du paquet transporté par la fibre avant le détecteur. Cette fonction de démultiplexage optique a fait l'objet de nombreuses études, mais les plus utilisées sont les réseaux de Bragg et les cavités Pérot-Fabry. Le nombre de longueurs d'onde se propageant indépendamment dans la fibre augmentant, le besoin de ce type de fonction de traitement croît également. Le souci étant de ne pas augmenter la surface occupée, la recherche de la compacité devient prépondérante.

Ce travail a pour objectif la conception et l'étude sur le plan théorique et expérimental de composants optiques submicroniques. Ce mémoire se divise donc en 7 chapitres à caractère scientifique, le huitième traitant de la valorisation des compétences en cours de thèse, dans le cadre d'un projet géré par l'Association Bernard Grégory et de professionnels des Ressources Humaines.

Le chapitre 1 se veut introductif à l'optique guidée intégrée. Il détaillera notamment les principes de guidage optique et l'état de l'art issu de différents travaux, mais aussi les principes du filtrage et du démultiplexage en longueur d'onde.

Le chapitre 2 explicitera la méthode principale utilisée afin de simuler le comportement des structures et d'en faire ressortir les principales caractéristiques, avant leur réalisation

technologique. Il montrera notamment qu'il est possible de dégager le calcul des modes se propageant dans la structure, ainsi que la transmission des structures.

Le chapitre 3 est une utilisation directe de la méthode FDTD explicitée au chapitre 2. Après avoir détaillé la structure guidante étudiée, il présentera les calculs permettant de dégager les caractéristiques des guides mais aussi des structures résonantes filtrantes. Ce sera l'occasion d'approfondir le principe des résonateurs circulaires de type anneau ou disque, et de présenter une structure encore plus compacte, appelée stub.

Le chapitre 4 présentera les caractérisations des structures réalisées ainsi que le protocole utilisé. Il montrera également les adaptations envisagées essentiellement au niveau de la source optique, l'objectif étant de pouvoir caractériser les structures sur une gamme spectrale plus large à l'aide de la réalisation d'un supercontinuum.

Le chapitre 5 s'attardera sur l'accordabilité tout-optique et électro-optique des structures. Il concernera le déplacement spectral des résonances des structures suivant un paramètre de contrôle.

Eu égards aux problèmes technologiques rencontrés au cours de ce travail mais aussi vu l'engouement pour cette nouvelle discipline, un deuxième axe ressort de ce travail et concerne la plasmonique. Cette nouvelle discipline repose sur l'excitation d'un mode particulier du métal et permet d'envisager des structures de taille nanométrique.

Le chapitre 6 introduira cette notion de plasmon de surface et présentera les premiers résultats obtenus concernant deux nouveaux types de structures utilisant le métal. Il montrera notamment la possibilité de réaliser des structures de filtrage et démultiplexage très compactes.

Cette discipline, qu'est la plasmonique, touche de nombreux domaines et ouvre de nombreuses perspectives. Il est un domaine qui semble s'y intéresser tout particulièrement, qu'est la biologie et notamment la détection d'espèces biologiques. Le chapitre 7 expliquera l'intérêt du plasmon de surface pour la réalisation de capteurs. Seront également présentés les résultats obtenus dans le cadre d'une étude destinée à la réalisation d'un système hybride combinant la détection par plasmon de surface et le mélange par ondes acoustiques de surface. Ce travail s'est fait grâce à un ensemble de collaborations existantes ou créées au cours de ce travail :

- Jean-Pierre Vilcot, Sophie Maricot, Marie Lesecq, de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN (USTL),
- Abdellatif Akjouj, Yan Pennec, Bahram Djafari-Rouhani, Leonard Dobrzynski, de l'équipe Ephoni de l'IEMN (USTL),

- Vincent Thomy, Elisabeth Galopin, de l'équipe de Microfluidique discrète de l'IEMN (USTL),
- Bernard Pinchemel, de l'équipe de Spectroscopie moléculaire du PhLAM (USTL),
- Arnaud Mussot, de l'équipe d'Optique non linéaire du PhLAM (USTL)
- Pierre-Marie Danzé, Anne Sophie Drucbert, de la Plate-forme de Génomique Fonctionnelle du CHR de Lille,
- Sabine Szuneritz, de l'ENSEEG-INPG (Grenoble) et Rabah Boukheroub, de l'IRI (Lille)
- Jean-Pol Vigneron, du Laboratoire de Physique du Solide des Facultés Notre Dame de la Paix (Namur-Belgique)
- Pascal Damman, Aurore Olivier, de l'équipe « Polymères en films minces » du Laboratoire de chimie physique des polymères de l'Université de Mons Hainaut (Belgique)

Chapitre 1 : Introduction au guidage et au filtrage

Avant de s'intéresser à l'objet même de cette thèse, il est utile de définir les principes du guidage optique et du filtrage. Nous appliquerons ces principes aux structures que nous étudierons par la suite. L'objet de ce chapitre est aussi de présenter un état de l'art de l'optique intégrée, de mettre en évidence les causes de pertes de discuter des structures envisagées pour le filtrage et le démultiplexage.

1. Le guidage optique

Le guidage est la base de tout circuit photonique. En effet, il est indispensable de pouvoir diriger la lumière d'une fonction à une autre, suivant le chemin prédéfini. Il est donc important de soigner particulièrement cette fonction pour ne pas avoir de pertes trop élevées et garder la lumière confinée d'un bout à l'autre du guide optique. Le principe de base du guidage repose sur la différence de comportement de la lumière suivant le matériau traversé et suivant la fréquence utilisée. Le choix judicieux des matériaux mais aussi de la géométrie des guides va donc influer fortement sur la qualité du guidage.

1.1. Choix des matériaux

Pour la réalisation de guides d'onde optiques, le choix des matériaux va dépendre évidemment de l'application envisagée. Ce choix va s'effectuer en fonction des propriétés électroniques, optiques, thermiques et mécaniques sans oublier l'aspect économique. Le matériau historique est le silicium, alors même que ses propriétés ne sont pas exceptionnelles. Depuis quelques décennies, certains matériaux semi-conducteurs, dits III-V, sont devenus fort usités. Leur appellation vient de l'alliage que l'on réalise entre certains éléments des colonnes III et V du tableau de classification périodique des éléments. Les composés à base de gallium et d'indium se sont particulièrement distingués en raison de leurs propriétés intéressantes pour la réalisation de composants actifs. Ils présentent des propriétés électro-optiques et nonlinéaires plus fortes que les composés à base de silicium. Ils sont utilisés notamment dans le cas de détecteurs rapides, de modulateurs et commutateurs rapides et compacts ou d'émetteurs de lumière avec une haute efficacité.

De plus, l'objectif étant de guider la lumière dans ces structures, tout en diminuant la surface occupée par les composants, l'indice du matériau constitue un paramètre essentiel, et surtout le contraste d'indices entre les différents matériaux constituant le guide. En effet, le principe

de base du guidage repose sur l'utilisation d'une couche guidante d'indice supérieur à celui des couches environnantes constituant la gaine, en comparaison à la fibre optique. La lumière se trouve ainsi confinée dans la structure guidante, et plus particulièrement au niveau de cette couche de fort indice. Un faible contraste d'indice crée une faible « barrière » à la lumière et de ce fait, le confinement de la lumière n'est efficace que pour des dimensions transverses relativement élevées. C'est cette configuration que l'on rencontre dans l'optique intégrée classique, où le contraste d'indice Δn avoisine 0.01. De telles structures vont nécessiter des longueurs de fonctionnement avoisinant la centaine de microns voire le millimètre, pour réduire les pertes optiques dues aux courbures des composants, ou pour augmenter les distances sur lesquelles seront appliqués les effets actifs.

Ces effets imposent des limites dans la réduction de taille des composants optiques classiques. En revanche, l'utilisation de guides à fort contraste d'indice devrait permettre d'augmenter le confinement de la lumière et ainsi de diminuer ces longueurs de fonctionnement et les dimensions transverses de ces guides.

Par ailleurs, la diminution des dimensions transverses rend le mode optique plus sensible à l'état de surface des flancs du guide et notamment à la rugosité de ces flancs. Cet effet est à l'origine de nouvelles pertes de propagation, qui sont en général plus élevées en comparaison avec pour les guides classiques.

La diminution de la taille de ces structures à fort indice de réfraction, et par conséquent de la longueur de propagation permet d'obtenir des pertes totales comparables à celles occasionnées par les guides classiques nécessitant des longueurs plus grandes.

1.2. Les différents types de guide optique

Après avoir présenté les matériaux, il est nécessaire maintenant de s'intéresser à la structure guidante. En effet, c'est cette structure qui va réaliser le confinement de la lumière et c'est elle également qui va permettre d'obtenir le contraste d'indice. Il est possible de distinguer quatre types de guides:

les guides plans : le confinement n'est régi ici que suivant la direction verticale, grâce à l'empilement de couches d'indices différents. Les indices utilisés et les épaisseurs de couche choisies vont être les paramètres majeurs influant sur la taille du mode optique. Il est cependant clair que ce type de guide aura des dimensions transverses importantes du fait de sa géométrie 2D (Figure 1.1).



Figure 1.1 : Guide plan et représentation du mode optique pouvant se propager dans la structure

Les autres types de guide utilisent maintenant un confinement vertical, dû à l'empilement des couches, mais aussi horizontal.

- les guides en arête ou guide ruban: le confinement vertical est obtenu en gravant plus ou moins profondément le matériau de part et d'autre du guide. Cette gravure implique des pertes plus importantes au niveau des flancs. De plus, des pertes dues aux fuites vers le substrat existent également. En ce qui concerne le confinement de la lumière, il est variable suivant les structures (Figure 1.2).



(a) Matériau guidant enterré

(a) Guide ruban avec couche intermédiaire de bas indice



 le guide chargé par un ruban : le confinement horizontal est obtenu en changeant localement (Figure 1.3) l'indice optique du matériau via un ruban diélectrique (augmente l'indice) ou métallique (diminue l'indice).



(a) Ruban diélectrique

(b) Rubans métalliques

Figure 1.3 : Guide chargé par un ruban et représentation du mode optique pouvant se propager dans la structure

le guide enterré : le confinement horizontal est obtenu en changeant localement la composition du matériau. Le guide formé est près de la surface ou enterré totalement (Figure 1.4).



(a) en surface



(b) totalement enterré

Figure 1.4 : Guide enterré et représentation du mode optique pouvant se propager dans la structure

Des déclinaisons de ces quatre types existent, combinant parfois plusieurs types (Cf. chapitre 3). Dans le cas classique, ces guides mesurent 4-5 μ m de large et de ce fait on se place dans le cas de longueurs assez importantes.

1.3. Les pertes dans les guides

S'il est important de chercher à diminuer la taille des guides et à augmenter le confinement de la lumière dans ceux-ci, il est aussi essentiel de réduire les pertes de propagation. En effet, la

fonction première du guide est de propager la lumière suivant un chemin défini avec un minimum de pertes. On peut distinguer 3 types de pertes :

- ☑ les pertes intrinsèques au matériau
- ☑ les pertes dues à la géométrie du guide
- ☑ les pertes associées à la présence d'éléments métalliques (électrodes)

1.3.1. Les pertes intrinsèques

Ces pertes concernent les matériaux et sont par définition inévitables. En effet, les matériaux possèdent des défauts de croissance, des inhomogénéités, des impuretés (parfois volontaires). Tous ces effets vont être la cause d'une absorption de la lumière qui va les traverser. Il est toutefois possible de les mesurer à partir d'un guide plan. En règle générale, ces pertes sont négligeables devant les autres sources de pertes.

1.3.2. Les pertes géométriques

Il s'agit là de la plus grande source de pertes. En effet, sous cette désignation, on regroupe les pertes de couplage entre les fibres d'injection/réception et le guide et les pertes de propagation liées à la structure ainsi qu'à la qualité de la réalisation technologique.

Les pertes de couplage proviennent de la mauvaise adaptation des modes optiques aux interfaces fibre/guide, causées par les réflexions dues aux indices différents mais aussi au mauvais alignement entre fibre et guide (Figure 1.5). En effet, la fibre d'injection a un indice moyen de 1.45 et un guide InP, par exemple, un indice moyen de 3.17 pour une longueur d'onde de 1.55 μ m. Le passage de la lumière de la fibre au guide peut induire une réflexion de 30 à 50 % de la puissance incidente. De plus, le mode optique issu de la fibre est un mode circulaire à répartition gaussienne de diamètre plus important que la taille du guide (0.5 μ m dans notre cas). A titre d'exemple, pour une fibre clivée, le diamètre du mode sera d'environ 9 μ m, pour une fibre lentillée, le diamètre sera d'environ 2.5 μ m. Il est donc nécessaire d'utiliser des adaptateurs de mode permettant de réduire la taille du mode jusqu'à celle autorisée par le guide et d'ajuster l'alignement [1].



Figure 1.5 : Causes des pertes de couplage

Les pertes de propagation sont, elles, dues en grande partie à l'aspect des flancs du guide. La rugosité de ces flancs peut occasionner des pertes assez importantes quand le mode guidé affleure ces flancs et provoque ainsi la diffusion de l'énergie lumineuse contenue dans le mode. Les pertes en direction du substrat font partie aussi de ces pertes de propagation. En effet, un transfert d'énergie peut se produire du mode guidé vers des modes non guidés (modes de substrat), surtout dans le cas où l'indice du guide est proche de celui du substrat. Enfin, les changements de direction dans les structures vont être favorables aux pertes. Il convient donc de réaliser avec soin les structures guidantes.

1.3.3. Les pertes associées aux parties métalliques

Dans certains cas, des électrodes sont déposées sur les éléments de la structure, où se propage la lumière. L'objectif de ces électrodes est de polariser une jonction électrique de type p-n ou p-i-n, afin d'injecter des porteurs libres dans la structure et ainsi de faire varier l'indice du matériau pour accorder spectralement un filtre ou faire commuter un signal d'un chemin vers un autre, par exemple. Or, ces électrodes sont réalisées à partir de matériaux absorbants aux fréquences optiques, c'est à dire que leur indice de réfraction est complexe. Ces matériaux sont des métaux comme l'or, le platine, le titane, utilisés pour la réalisation de contacts électriques. Ceux-là sont en général déposés sur des semiconducteurs à petit gap, comme l'InGaAs, qui présentent également des pertes à ces longueurs d'onde. Des pertes vont être générées dans le cas où le mode optique guidé effleure ces électrodes. Il convient donc d'étudier la distance optimale entre le cœur du guide et ces contacts électriques, afin d'avoir l'effet voulu sur l'indice du matériau, mais aussi de limiter ces pertes dues aux électrodes (Cf. Chapitres 3 et 5)

1.4. Les approches de la propagation guidée

La filière « Silicium sur SOI » possède une avance notoire en ce qui concerne la réalisation de guides. Ceci peut s'expliquer par la plus grande simplicité et la meilleure maitrise de la technologie. De nombreux travaux ont permis de réduire les pertes de manière considérable sur des guides de taille submicronique [2-6]. Cependant sur ces guides, de type ruban ou en arête, la solution envisagée pour réduire les pertes (utilisation d'un oxyde, variation de la

profondeur d'arête...) provoque en contrepartie un confinement plus faible, ce qui occasionne des rayons de courbure plus grands et donc des longueurs de propagation plus importantes. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons plus particulièrement à la filière III-V, comme le montrera le chapitre 3. Dans ce cas, le fort contraste d'indice est obtenu en assurant un confinement avec l'air d'indice n=1 (dans notre cas) ou un matériau polymère d'indice n~1.5. Dans le cas de l'utilisation du polymère, le cœur du guide est inséré dans une matrice polymère pour réaliser un guide enterré à une bonne distance du substrat [7-10]. Dans le cas du confinement avec l'air, on parle de guide à fort rapport d'aspect, car, étant donné que le confinement vertical n'est pas très élevé, il est nécessaire de graver les couches sur une grande profondeur pour assurer le confinement de la lumière et éviter les pertes vers le substrat.

Pour l'instant, les pertes obtenues avec ces structures sont plutôt élevées. La figure 1.6 présente 3 exemples de structure dans les 3 filières. Les pertes mesurées par Dupont et al. en filière InP s'élèvent à 42 dB/cm en mode TM et 60 dB/cm en mode TE pour un guide de largeur 0.5 μ m [11,12]. En filière GaAs, Van et al. [33] ont mesuré des pertes en polarisation TM à environ 35 et 75 dB/cm pour un guide de 0.5 et 0.4 μ m de large respectivement. Néanmoins, Rafizadeh et al. ont montré que l'augmentation de l'épaisseur de la couche inférieure d'AlGaAs (passage de 1.2 μ m à 2 μ m) permet de diminuer les pertes pour arriver à 14 dB/cm [13]. En filière silicium, Bogaert et al. ont obtenu des pertes de 340 dB/cm pour une largeur de 0.5 μ m [14].



Figure 1.6 : Exemples de guides à fort rapport d'aspect (a) en filière InP, (b) en filière GaAs, (c) en filière silicium

Les principales raisons de ces pertes sont la rugosité des flancs et la fuite de la lumière vers le substrat. L'objectif principal est donc de réduire ces pertes en améliorant le process technologique, afin d'obtenir des motifs les plus nets possibles. De plus, ces trois structures mettent en évidence la nécessité de réaliser une gravure profonde, bien en dessous de la couche guidante pour éviter le déconfinement de la lumière.

D'autres approches de guidage sont envisagées. C'est le cas des structures photoniques à bandes interdites. En effet, l'assemblage 2D ou 3D de cylindres ou sphères par exemple permet de réaliser une structure interdisant le passage de certaines longueurs d'onde, comprises dans une bande spectrale interdite. Un guide peut alors être réalisé pour ces longueurs d'onde interdites en supprimant des rangées, les faces de ces guides jouant ainsi le rôle de miroir et permettant ainsi de confiner la lumière [15,16]. Ces structures sont toutefois difficiles à réaliser. Certains travaux ont ainsi utilisé les principes de confinement en utilisant le multicouche pour réaliser le confinement vertical et le confinement horizontal est réalisé en créant des réseaux périodiques de trous dans la structure semiconductrice sur une grande profondeur. Les pertes mesurées ont ainsi pu être estimées pour certaines structures à 18dB/cm [17-19].

2. Les dispositifs de filtrage et démultiplexage en longueur d'onde

Dans le paragraphe précédent a été présenté un état de l'art succinct des dispositifs de guidage optique. Les travaux sur ces structures ont pour objectif de confiner correctement la lumière à l'intérieur de la structure, tout en minimisant les pertes de propagation. Il est ainsi possible d'envisager l'intégration de fonctions de traitement du signal. Ces fonctions peuvent être diverses : commutation, modulation,...Mais nous nous intéresserons ici particulièrement à la fonction de filtrage-démultiplexage. En effet, comme cela a été exposé dans l'introduction de ce travail, les besoins en matière de débit de l'information ont nécessité le développement de nouvelles méthodes pour transporter toujours plus d'informations sur les fibres optiques. Après le multiplexage temporel, c'est le multiplexage en longueur d'onde (WDM pour Wavelength Division Multiplexing) qui est employé. Le principe de cette technique repose sur la transmission simultanée à travers une même fibre optique de plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes ayant la même vitesse de modulation. Il est donc nécessaire de pouvoir insérer ou extraire ces longueurs d'onde en début ou fin de fibre optique. La norme

internationale ITU-TG692 a défini la gamme spectrale utilisée pour la transmission de données. Cette gamme s'étale de 1530 nm à 1565 nm ; ce choix est imposé par le domaine d'amplification optique des amplificateurs erbium. Comme cela a été précisé en introduction, cette gamme est alors divisée en canaux. Les longueurs d'onde de transport sont alors séparés suivant le type de multiplexage-démultiplexage de 1.6nm (ou 200 GHz) à 0.2nm (ou 25 GHz) pour les techniques de multiplexage très dense (UWDM) [20]. Il est donc essentiel de pouvoir séparer correctement les longueurs d'onde choisies en réalisant des composants très sélectifs en longueur d'onde, qui permettront d'extraire seulement la gamme spectrale voulue. Il existe plusieurs systèmes de démultiplexage, mais les plus utilisés restent le réseau de

Bragg et le résonateur circulaire.

2.1. Les réseaux de Bragg

Le réseau de Bragg repose sur la réflexion qui existe entre deux milieux d'indices différents. Il consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du guide ou de la fibre, dans lesquels se propage le signal. Quand la lumière se propage dans la structure guidante, le réseau réfléchit les longueurs d'onde qui vérifient la relation :

$$\lambda = 2.n_{eff} \,. \Lambda \tag{1}$$

où Λ est la période de la modulation d'indice et n_{eff} l'indice effectif du guide.

La figure 1.7 illustre des exemples de réseau de Bragg. Le premier concerne une variation d'indice local sur toute la largeur du guide. Il peut être dû à la gravure totale du guide sur certaines portions ou à la photo-inscription du réseau dans le cas de fibre par exemple. Les deux autres structures à réseau surfacique ou vertical modifient l'indice localement par la présence de dents.



Figure 1.7 : Exemples de réseaux de Bragg : (a) réseau inscrit dans le guide, (b) réseau surfacique, (c) réseau vertical.

La multiplication du nombre de périodes ou l'augmentation du contraste d'indice effectif entre chaque dent permet d'obtenir des coefficients de réflexion élevés. Le résultat est alors la présence de bandes interdites dans le spectre de transmission, typique des structures à bandes interdites à une dimension.

En outre, la création d'un défaut au sein de cette structure périodique peut sous certaines conditions permettre le passage d'une longueur d'onde au sein de cette bande interdite. La structure du réseau de Bragg devient alors un démultiplexeur permettant d'extraire une longueur d'onde.

De nombreux travaux sur les réseaux de Bragg ont été réalisés sur les fibres optiques, notamment par la photo-inscription de réseaux d'indice dans la fibre de silice. D'autres travaux ont été réalisés sur des structures guidantes intégrés et permettent d'obtenir des facteurs de qualité, définissant la sélectivité en longueur d'onde, élevés [21-26].

2.2. Les résonateurs circulaires

Le principe de ces résonateurs repose sur la résonance de la cavité créée par le disque ou l'anneau, à la manière d'une cavité Pérot-Fabry. La dimension du résonateur circulaire impose une condition sur les longueurs d'onde qui vont résonner. En particulier, si l'on applique la relation de la cavité pérot-Fabry pour un anneau de diamètre D, les longueurs d'onde résonnantes vérifient la relation :

$$\lambda = n_{eff} . \pi D/m \tag{2}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du guide, D le diamètre du résonateur et m un entier.

Si l'on juxtapose à ce résonateur deux guides, l'un principal amenant le signal et l'autre de récupération du signal à la longueur d'onde déterminée par les dimensions du résonateur, la structure fait office de démultiplexeur. (Figure 1.8)



Figure 1.8 : Principe du résonateur circulaire

Si l'on considère un espacement des longueurs d'onde de transport de 1.6nm (soit 200 GHz), ce qui correspond à l'écart le plus grand autorisé en WDM, d'après le norme internationale, et en considérant une longueur d'onde moyenne de 1550nm, le facteur de qualité, qui est le rapport de la longueur d'onde de résonance sur la largeur à mi-hauteur de la résonance, doit être supérieur à 1000 pour avoir un filtre ou démultiplexeur intéressant. L'autre paramètre influant sur la qualité du filtrage est le contraste entre la transmission d'une longueur d'onde non résonante et celle d'une longueur d'onde résonante. Ces différents paramètres (facteur de qualité, contraste) dépendent en grande partie de la qualité du couplage entre les guides et le résonateur. Ce couplage va notamment être fonction de la distance entre les guides et le résonateur. C'est pourquoi un contrôle précis de cette distance au moment de la réalisation technologique est nécessaire. Avec cet objectif en vue, certains travaux placent le résonateur, non plus dans le plan des guides, mais sur un plan supérieur ou inférieur : l'alignement du résonateur n'est donc plus horizontal mais vertical. Cette configuration est intéressante, étant donné qu'il est plus facile de contrôler les dimensions verticales au moment de la gravure ou de l'épitaxie des couches, des facteurs de qualité de 10000 peuvent être atteints [27-32].

Afin d'améliorer le facteur de qualité, certains travaux ont envisagé aussi la réalisation de structures, où la longueur de couplage est plus importante que dans le cas de résonateurs circulaires. C'est le cas de Van et al. par exemple, qui présente une structure en forme de « stade » et non plus d'anneau en filière GaAs [33]. D'autres travaux concernent la mise en parallèle ou mise en cascade de plusieurs résonateurs. Suivant l'orientation des résonateurs, il est ainsi possible de créer des bandes interdites ou d'affiner les résonances [34-36].

Dans notre travail, nous nous intéressons à des structures basiques de type disque ou anneau individuel déposé latéralement par rapport aux guides. Rafizadeh et al. ont présenté des structures similaires en AlGaAs/GaAs de type anneau et disque avec des diamètres de 10.5µm et 20.5µm et un facteur de qualité de 8500 selon la polarisation TM [13].

3. Conclusion du chapitre

Ce chapitre introductif montre tout l'intérêt du démultiplexage en longueur d'onde associé au guidage optique. Il est particulièrement important de veiller à minimiser les pertes, dés lors que l'on cherche à diminuer la taille des composants. Or, un des paramètres essentiels est le confinement de la lumière. Un bon confinement va permettre de diminuer les longueurs de

propagation mais aussi de minimiser les pertes. Il est donc important d'optimiser ce paramètre lors du choix de la structure guidante.

Par ailleurs, en matière de filtrage ou de démultiplexage par résonateur circulaire, la distance entre les guides et le résonateur est un paramètre à contrôler. En effet, il détermine le facteur de qualité du filtre mais aussi le contraste d'amplitude entre les états du filtre.

Enfin, la filière InP semble très intéressante pour la réalisation de composants actifs et pourtant peu étudiée jusqu'à présent. Il est en effet possible d'envisager des structures avec un contrôle actif des résonances et ainsi de disposer d'un démultiplexeur accordable.

Références

[1] D. Dai, W. Mei, S. He, "Using a tapered MMI to flatten the passband of an AWG", Optics Comm., 219, 233-239 (2003).

[2] K.K. Lee, D.R. Lim, H.C. Luan, A. Agrawal, J. Foresi, L.C. Kimerling, "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO2 waveguides: experiments and model", Appl. Phys. Lett., 77, 1617 (2000)

[3] A. Sakai, G. Hara, T. Baba, "Propagation characteristics of ultrahigh-D optical waveguide on silicon-on-insulator substrate", Jpn. J. Appl. Phys., 40, part.2, n°4B, L383 (2001)

[4] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, *"Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography"*, IEEE Photon. Technol. Lett., 16, 1328 (2004)

[5] T. Tsuchizawa, T. Watanabe, E. Tamechika, T. Shoji, K. Yamada, J. Takahashi, S.Uchiyama, S. Itabashi, H. Morita, *"Fabrication and evaluation of submicron-square Si wire waveguides with spot size converters"*, LEOS Annual Meeting, 287, Glasgow (2002).

[6] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, H. Morita, *"Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology"*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., 11, 232 (2005)

[7] Y. Ma, S.J. Park, L. Wang, S.T. Ho, "Low-loss and strongly confined InGaAsP/InP optical waveguide fabricated by benzocyclobutene wafer bonding", IEEE LEOS Annual Meeting, vol.2, p.754, San Francisco (1999)

[8] S.R. Sakamoto, A. Jackson, N. Dagli, "Substrate removed GaAs-AlGaAs electrooptic modulators", IEEE Photon. Technol. Lett., 11, 1244 (1999).

[9] I. Christiaens, G. Roelkens, K. De Mesel, D. Van Thourhout, R. Baets, "*Thin-film devices fabricated with benzocyclobutene adhesive wafer bonding*", IEEE J. Light. Technol., 23, 517 (2005)

[10] D. Lauvernier, S. Garidel, M. Zegaoui, J. P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, D. Decoster, "Optical devices for ultra-compact photonic integrated circuits based on III-V/polymer nanowires", Optics Express, 15, 5333-5341 (2007)

[11] S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.P. Vilcot, H.W. Li, M. Constant, D. Decoster, J. Chazelas, "Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching", Electron. Lett., 40, 865 (2004)

[12] A. Beaurain, S. Dupont, H. W. Li, J. P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, D. Decoster, "*Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides*", Microwave and opt. Tech. Lett., 40, 216 (2004)

[13] D. Rafizadeh, J.P. Zhang, S.C. Hagness, A. Taflove, K.A. Stair, S.T. Ho, "Waveguidecoupled AlGaAs/GaAs microcavity ring and disk resonators with high f inesse and 21.6 nm free spectral range", Optics Lett., 22,1244 (1997)

[14] W. Bogaerts, "Nanophotonic waveguides and photonic crystals in Silicon-On-Insulator", Thèse, Université de Gand, INTEC (2004)

[15] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronic", Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987)

[16] J.D. Joannopolous, "Photonic crystals: molding the flow of light", Princeton University Press (1995)

[17] R. Ferrini, B. Lomberdet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Lagouézigou, S. Hubert, S. Sainson, J.P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommerau, G.H. Duan, "Optical characterization of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching", Electron. Lett., 38, 962 (2002)

[18] M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, A. Talneau, "Low-loss InPbased photonic crystal waveguides etched with Ar/Cl2 chemically assisted ion beam etching", J. Vac. Sci. Technol., B21, 2, 900 (2003)

[19] M. V. Kotlyar, T. Karle, M.D. Sttle, L. O'Faolain, T.F. Krauss, "Low-loss photonic crystal defect waveguides in InP", Appl. Phys. Lett., 84, 3588 (2004).

[20] www.telcite.fr/nwdm.htm

[21] T.F Krauss, B. Vogerle, C.R. Stanley, R.M. De La Rue, "Waveguide microcavity based on photonic microstructures", IEEE Photon. Technol. Lett., 9, 176 (1997)

[22] H. Chong, S. Kim, A.C. Bryce, J.H. Marsh, R.M. De La Rue, "Photonic wire Bragg grating", SIOE, Cardiff (2003)

[23] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, H. Morita, *"Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology"*, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., 11, 232 (2005)

[24] D. Peyrade, Y. Chen, A. Talneau, M. Patrini, M. Galli, F. Marabelli, M. Agio, L.C. Andreani, E. Silberstein, P. Lalanne, *"Fabrication and optical measurements of silicon on insulator photonic nanostructures"*, Microelectron. Eng., 61/62, 529 (2002)

[25] P.R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, K.Y. Lim, G.S. Petrich, L.A. Kolodziejski, R. Reif, "Air-bridge microcavities", Appl. Phys. Lett., 67, 167 (1995)

[26] K.Y. Lim, D.J. Ripin, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, E. P. Ippen, M. Mondol, H.I. Smith, P.R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, "*Photonic band-gap waveguide microcavities: monorails and air bridges*", J. Vac. Sci. Technol., B17, 1171 (1999)

[27] P.P. Absil, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, F.G. Johnson, K.J. Ritter, P.T. Ho, "Vertically coupled microring resonators using polymer wafer bonding", IEEE Photon. Technol. Lett., 13, 3043 (2001)

[28] R. Grover, P.P. Absil, V. Van, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, O. King, L.C. Calhoun, F.G. Johnson, P.T. Ho, "Vertically coupled GaInAsP-InP microring resonators", Opt. Lett., 26, 506 (2001)

[29] I. Christiaens, G. Roelkens, K. De Mesel, D. Van Thourhout, R. Baets, "Thin-film devices fabricated with benzocyclobutene adhesive wafer bonding", IEEE J. Light. Technol., 23, 517 (2005)

[30] B.E. Little, S.T. Chu, W. Pan, D. Ripin, T. Kaneko, Y. Kokubun, E. Ippen, "Vertically coupled glass microring resonator channel dropping filters", IEEE Photonics Tech Lett, 11, 215-217 (1999).

[31] S.T. Chu, B.E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S.Sato, Y. Kokubun, "An eight-channel adddrop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid", IEEE Photonics Tech. Lett., 11, 691-693 (1999).

[32] D.V. Tishinin, P.D. Dapkus, A.E. Bond, I. Kim, C.K. Lin, J. O'Brien, "Vertical resonant couplers with precise coupling efficiency control fabricated by wafer bonding", IEEE Photonics Tech. Lett., 11, 1003-1005 (1999).

[33] V. Van, Philippe P. Absil, J.V. Hryniewcz, P.-T. Ho, "Propagation loss in singlemode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model", J. Lightwave Tech., 19, 1734-1739 (2001).

[34] B.E. Little, S.T. Chu, H.A. Haus, J. Foresi, J.-P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters", J. Lightwave Tech., 15, 998-1005 (1997).

[35] Y. Ma, S.H. Chang, S.S. Chang and S.T. Ho, "Improved optical filter responses in cascaded InGaAsP/InP microdisk resonators", Electronics Lett., 37 (2001)

[36] O. Schwelb, Istvan Frigyes, "A design for a high finesse parallel-coupled microring resonator filter", Microwave and Opt. Tech. Lett., 38, 125 (2003)

Chapitre 2 : Théorie et modélisation

Collaborations :

- Y. Pennec, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, Ephoni IEMN (USTL)
- J.P. Vigneron, R. Fikri, Laboratoire de Physique du Solide FUNDP Namur
Afin de répondre aux objectifs, il est primordial de se munir d'outils nous permettant d'effectuer des choix de structure et de connaître son comportement et ses caractéristiques. Cette connaissance va nous permettre de cibler nos réalisations expérimentales et de préciser les caractéristiques, les dimensions à réaliser, les matériaux à utiliser,...

Il s'avère donc nécessaire d'effectuer des simulations ayant pour but d'apporter ces informations essentielles. Dans notre cas, le comportement physique de nos structures va obéir aux équations de propagation des ondes électromagnétiques ou équations de Maxwell. Comme nous le verrons dans ce chapitre, de nombreuses méthodes sont utilisées pour simuler la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux et les structures. Après avoir rappelé les équations de Maxwell applicables à nos structures optiques, nous présenterons succinctement et de façon non exhaustive ces différentes méthodes avant de détailler la méthode que nous avons choisie, la FDTD ou méthode de discrétisation des équations de Maxwell par différences finies.

1. Equation de propagation

Les propriétés optiques des matériaux se déduisent de l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux. Celle-ci se fait à l'aide des équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial B(\vec{r},t)}{\partial t}$$
(3)

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r},t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r},t)$$
(4)

$$\vec{\nabla}.\vec{D}(\vec{r},t) = \rho(\vec{r},t) \tag{5}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}(\vec{r},t) = 0 \tag{6}$$

Dans ces équations, les différents termes représentent :

 \vec{E} : le champ électrique

 \vec{H} : le champ magnétique

 \vec{D} : l'induction électrique

 \vec{B} : l'induction magnétique

$$\vec{J}$$
: le vecteur densité de courant

 ρ : la densité de charge

 $\vec{r}(x, y, z)$: la position dans l'espace

t: le temps

Les champs et inductions sont reliés par les relations suivantes :

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r},t) \tag{7}$$

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \mathcal{E}(\vec{r})\vec{E}(\vec{r},t)$$
(8)

où $\mu(\vec{r})$ représente la perméabilité magnétique du milieu et $\mathcal{E}(\vec{r})$ la permittivité du milieu.

Dans notre cas, le milieu est non magnétique donc $\mu(\vec{r}) = \mu_0$, électriquement neutre $\rho(\vec{r},t) = 0$, et la densité de courant est nulle, $\vec{J}(\vec{r},t) = \vec{0}$. Par la suite nous utiliserons un courant $\vec{j}(\vec{r},t)$ pour créer le champ électromagnétique dans la structure étudiée. De plus, $\mathcal{E}(\vec{r})$ est défini par $\mathcal{E}(\vec{r}) = \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_r(\vec{r})$ avec \mathcal{E}_0 la permittivité du vide et \mathcal{E}_r la permittivité relative du matériau.

Les équations de Maxwell deviennent alors :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r},t) = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t}$$
(9)

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r},t) = \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial(\vec{E}(\vec{r},t))}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r},t)$$
(10)

$$\vec{\nabla}.(\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r},t)) = 0 \tag{11}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{H}(\vec{r},t) = 0 \tag{12}$$

Des équations (7) et (8), on tire l'équation de propagation de l'onde qui s'écrit :

$$\nabla \times [\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)] = -\frac{1}{c^2} \mathcal{E}_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}$$
(13)

où $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$ et $\frac{\partial \vec{j}(\vec{r},t)}{\partial t} = 0$

38

De nombreuses méthodes existent afin de résoudre ces équations de propagation ou de décrire le comportement de la structure. Parmi elles, on peut en citer cinq :

 \square les matrices de transfert,

 \blacksquare les fonctions de Green,

☑ les méthodes de discrétisations spatiale et temporelle :

- la méthode des faisceaux propagés (BPM)
- la méthode par différences finies (Finite Difference Time Domain (FDTD))
- la méthode par éléments finis (FEM)

2.1. Les matrices de transfert [1]

La définition des matrices de transfert se comprend bien si l'on revient aux notions de systèmes centrés. On appelle système centré un ensemble de plusieurs surfaces (dioptres) réfringentes ou réfléchissantes, généralement sphériques, présentant une symétrie de révolution autour d'un axe z. On cherche à déterminer l'image A_iB_i d'un objet A_oB_o à travers ce système à l'aide de l'optique matricielle dans l'approximation de Gauss.



Figure 2.1 : Principe de la méthode des matrices de transfert

La matrice de transfert entre les plans de front d'entrée (E) et de sortie (S) s'écrit comme le produit des matrices élémentaires de chaque dioptre (réfraction ou réflexion) et de translation entre dioptres successifs. Le produit s'écrit toujours de droite à gauche en suivant la succession des dioptres atteints par la lumière :

$$T(\overline{ES}) = T_r(\overline{S_pS})R(S_p)...T_r(\overline{S_1S_2})R(S_1)T_r(\overline{ES_1}) = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}$$
(14)

où T(XY) représente la matrice de translation associée au système XY pour décrire le passage des rayons lumineux du dioptre X vers le dioptre Y. De la même façon, R(X) représente la matrice de réfraction du dioptre X ; la relation de réfraction de Snell-Descartes, par exemple, pourra être exprimée dans cette matrice.

La connaissance de la matrice de transfert peut donc permettre d'exprimer rapidement les composantes des champs électriques et magnétiques en combinant les matrices par multiplication. Cette méthode a été utilisée notamment dans le cas de multicouches (réseaux de Bragg, cristaux photoniques).

Un exemple tiré de la thèse de Cédric Vandenbem [1], du laboratoire de Physique des Facultés Notre Dame de Namur, repose sur la méthode des matrices de transfert pour étudier les modes dans les systèmes stratifiés comme l'illustre la figure 2.2 ci-dessous, où l'on retrouve un empilement de couches de constantes diélectriques et de permittivités magnétiques différentes.



Figure 2.2 : Exemple de structure en couche, tirée de la thèse de C. Vandenbem, sur laquelle est appliquée la méthode des matrices de transfert.

Si on considère, par exemple, l'interface entre les couches j et j+1, la résolution des équations de Maxwell nous donne une expression de la composante transverse du champ électrique dans la couche j de la forme :

$$E_{x}(z) = A_{j}^{+} exp[ik_{j,z}(z - z_{j})] + A_{j}^{-} exp[-ik_{j,z}(z - z_{j})]$$
(15)

Dans la couche suivante, l'expression de cette composante s'écrit :

$$E_{x}(z) = A_{j+1}^{+} exp[ik_{j+1,z}(z - z_{j+1})] + A_{j+1}^{-} exp[-ik_{j+1,z}(z - z_{j+1})]$$
(16)

Les conditions de continuité pour la polarisation TE vont permettre d'établir une relation entre les différents paramètres de rang j+1 et j et d'écrire alors une relation matricielle entre les amplitudes des champs pour deux couches voisines :

$$\begin{pmatrix} A_{j}^{+} \\ A_{j}^{-} \end{pmatrix} = (Q_{j}^{TE})^{-1} R_{j+1}^{TE} \begin{pmatrix} A_{j+1}^{+} \\ A_{j+1}^{-} \end{pmatrix}$$
(17)

où Q_j^{TE} et R_j^{TE} sont deux matrices dépendant uniquement des caractéristiques de la couche j considérée.

On comprend bien qu'il est alors possible de déterminer les composantes du champ final par multiplication de matrices. Cette méthode n'a pas été développée dans notre cas, car elle se révèle inadaptée. En effet, cette méthode est intéressante dans le cas de systèmes périodiques. Cela veut dire que pour appliquer cette méthode à nos structures, il faut soit répéter périodiquement le guide d'onde sur un réseau à 2 dimensions avec des translations dans le plan d'une section droite, soit entourer le guide d'onde, à une bonne distance, d'un guide métallique, qui annule les champs à bonne distance (Alex Mayer, étudiant aux FUNDP de Namur a travaillé sur ce problème pour des ondes électroniques en coordonnées cylindriques).

2.2. Les fonctions de Green [2]

Les fonctions de Green ne sont pas des fonctions spéciales comme pourraient l'être les fonctions de Bessel ou les fonctions d'Airy. En fait, il s'agit d'objets mathématiques sur lesquels est fondée une méthode de résolution des équations linéaires, qu'elles soient différentielles ou aux dérivées partielles.

Or, les équations de Maxwell sont justement des équations de ce type. L'objet n'est pas ici de détailler cette méthode. De nombreux ouvrages, thèses et articles développent cette méthode de résolution [3]. Cette présentation s'appuie sur la notion d'opérateurs différentiels agissant sur les champs électromagnétiques [4].

Explicitons succinctement tout d'abord la signification du concept de fonction de Green. Considérons un opérateur différentiel O_r et l'équation avec second membre suivante :

$$O_{\mathbf{r}}f(\mathbf{r}) = h(\mathbf{r}), \qquad (18)$$

où f(r) et h(r) sont deux fonctions quelconques de la variable r = (x,y,z).

La fonction de Green $\mathcal{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ associée à cette équation est définie par :

$$\mathcal{O}_{\mathbf{r}}\mathcal{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'). \tag{19}$$

Ces fonctions $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ dépendent toujours de deux vecteurs positions r et r'appelés quelquefois point source et point cible respectivement. Elles sont tabulées pour un grand nombre d'opérateurs différentiels utilisés en physique [4] et jouent un rôle important dans la théorie mathématique des équations différentielles puisque leur connaissance suffit à résoudre toutes formes de solutions particulières associées à l'équation différentielle de départ. En effet, à partir de l'équation (18), on peut écrire :

$$f(\mathbf{r}) = O_{\mathbf{r}}^{-1}h(\mathbf{r})$$

= $O_{\mathbf{r}}^{-1}\int \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'$
= $\int O_{\mathbf{r}}^{-1}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'$
= $\int \mathcal{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}')h(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'.$ (20)

Dans l'exemple choisi ici, $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ne dépend que des vecteurs-positions. Dans la plupart des situations rencontrées en physique, d'autres grandeurs telles que l'énergie ou la longueur d'onde paramètrent explicitement cette fonction.

D'autre part, en cours de résolution de l'équation, il est courant de passer dans l'espace réciproque des fréquences, particulièrement dans le cas de structures périodiques. Certaines lois mathématiques associées aux fonctions de Green permettent en effet de se ramener à des opérations de combinaison de systèmes plus simples.

Cette méthode des fonctions de Green n'a pas été utilisée dans notre cas. En outre, elle sera introduite dans le chapitre 6, pour simuler le comportement du démultiplexeur plasmonique.

2.3. Les méthodes de discrétisations spatiale et temporelle

Ces méthodes sont des algorithmes itératifs qui calculent à chaque itération, en tout point d'un espace discrétisé, toutes les composantes du champ électromagnétique en un point en fonction du champ électromagnétique calculé aux points voisins et à l'itération précédente.

La différence principale entre la méthode BPM [6] et la méthode FDTD réside dans la discrétisation du temps dans la méthode FDTD, élément qui n'est pas fait dans la méthode BPM. Dans cette dernière, les dépendances spatiales et temporelles sont séparées en décomposant les champs en harmoniques. On retrouve alors les équations (7), (8), (9), (10) sans la dépendance temporelle et on peut se ramener à des équations indépendantes en E et H. Le calcul est alors effectué en divisant la structure en « tranches de sections » espacées en dz et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche j + 1 à partir du champ connu en j.

La méthode FDTD prend en compte, quant à elle, le comportement transitoire du champ électrique et des phénomènes comme l'anisotropie et l'inhomogénéité. Elles découlent des deux premières équations de Maxwell (équations de rotationnelles des champs E et H) que l'on développe pour obtenir un ensemble de six équations scalaires à l'aide de la définition des rotationnelles. Puis, une formule aux différences finies en espace et en temps est obtenue en remplaçant les dérivées des champs en temps et en espace par les formules de différences finies centrales telles que déduites du développement limité de Taylor. Cette méthode est très semblable à la BPM basée sur les différences finies, définies juste avant, à la seule différence que nous avons ici des équations couplées (en champ magnétique et champ électrique) et que le temps aussi est ici discrétisé.

Le maillage utilisé dans la méthode FDTD est en général un maillage rectangulaire (dans le cas 2D) ou parallepipèdique (dans le cas 3D) défini pour toute la structure. Cela signifie que dans le cas d'une structure constituée d'éléments aux dimensions très différentes, le choix du maillage va être imposé par l'élément possédant la plus petite dimension. Les parties de la structure aux dimensions plus conséquentes vont donc être discrétisées finement alors qu'un maillage moins fin aurait donné pour le comportement de ces parties un résultat similaire. Cela va donc nécessiter une ressource mémoire très importante et va imposer un temps de calcul très long. Ce problème est en grande partie résolu dans la méthode des éléments finis. En effet, le maillage est alors adapté à la structure et permet d'avoir un meilleur accord avec la forme de la structure. Cette méthode permet en outre d'avoir un temps de calcul plus rapide. Néanmoins, un travail important repose sur le choix du maillage. Nous illustrons la

différence entre les maillages FDTD et FEM dans le cas d'une particule sphérique dans le cas 2D.



Figure 2.3 : Représentation du maillage 2D d'une particule sphérique pour la FEM (a,b) et pour la FDTD (c)

Pour notre part, les simulations ont été faites par méthode FDTD. En effet, la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde dans un milieu structuré. Ce point rend la méthode pédagogique pour l'utilisateur qui peut réaliser de véritables expériences numériques et développer une compréhension intuitive des processus de propagation. De plus, le calcul de toutes les composantes de champs, à tous les instants et sur tout le domaine de calcul, permet d'avoir de nombreuses informations précises, notamment en utilisant la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que des cartes de champs.

Nous allons détailler cette méthode dans le paragraphe suivant.

3. La méthode par différences finies (Finite Difference Time Domain FDTD)

L'approche FDTD est basée sur la résolution numérique des équations de Maxwell dépendantes du temps. Le principe réside dans la discrétisation du temps et de l'espace, comme nous l'avons dit précédemment. La FDTD est basée sur un algorithme présenté en 1966 par Yee. [6]

3.1. L'algorithme de Yee

L'algorithme de Yee est basé sur la forme locale des équations de Maxwell.

Reprenons les équations (9) et (10). Elles donnent en 3D et en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{cases} \varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\frac{\partial E_{x}}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_{z}}{\partial y} - \frac{\partial H_{y}}{\partial z}\right) - j_{x} \quad (a) \\ \varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\frac{\partial E_{y}}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_{x}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z}}{\partial x}\right) - j_{y} \quad (b) \\ \varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\frac{\partial E_{z}}{\partial t} = \left(\frac{\partial H_{y}}{\partial x} - \frac{\partial H_{x}}{\partial y}\right) - j_{z} \quad (c) \end{cases}$$

$$(21)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & (e) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & (f) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & (g) \end{cases}$$
(22)

Les variations spatiales des composantes de champ \tilde{H} régissent l'évolution temporelle des composantes de champ \tilde{E} et vice et versa. La réduction de ce système dans un plan (x, y) permet de découpler ce système en deux sous systèmes indépendants. L'un fait intervenir les composantes de champ électrique (Ex, Ey) et la composante normale au plan (x,y) (Hz), et l'autre fait intervenir les composantes restantes (Hx, Hy, Ez)^{*}. Le premier cas est généralement appelé polarisation TE (transverse électrique) et le second cas polarisation TM (transverse magnétique). On ne détaillera ici la méthode FDTD que dans le cas à deux dimensions et de polarisation TM. Les équations se limitent donc aux équations (c), (e) et (f). Des permutations circulaires sur les composantes de champs permettent d'obtenir facilement les équations pour la polarisation TE. En ce qui concerne le cas 3D, la même méthode est employée, prenant en compte cette fois-ci toutes les composantes des champs E et H.

^{*} La définition des polarisations TM et TE peuvent différer d'un ouvrage à l'autre. Les polarisations TE et TM sont définis par rapport à la composante normale au plan d'incidence, or ce plan d'incidence a une définition différente suivant le cas 2D ou 3D. Dans le cas 3D et donc le cas réel expérimental, le plan d'incidence est parallèle à l'axe z or dans le cas 2D, le plan d'incidence est défini comme étant parallèle au plan (x,y) donc normal à l'axe z. De ce fait, nous garderons les définitions 3D et nous garderons la notation Ez ou Hz pour préciser notre choix de plan d'incidence.

On se place dans le plan (x, y) qui sépare la maille de Yee en 2 (Figure 2.4).

Les différentes composantes des champs vont être discrétisés dans le temps et l'espace. Soit Δi (i = x, y, z) le pas spatial et dt le pas temporel de discrétisation. Le champ électrique sera évalué aux temps n.dt et le champ magnétique sera évalué aux instants (n+1/2).dt avec n entier. De la même manière, les discrétisations spatiales des champs électrique et magnétique seront décalées de $\frac{\Delta i}{2}$ (voir figures 2.4a et 2.4b). Ce décalage de la discrétisation des composantes du champ électromagnétique est essentiel pour le fonctionnement de l'algorithme.



Figure 2.4 : Maille de Yee : (*a*) *Discrétisation temporelle, (b) Discrétisation spatiale et (c) réduction de la cellule au cas 2D*

Les dérivées temporelles et spatiales des fonctions Hx, Hy et Ez sont approchées à partir de leur développement de Taylor au second ordre donné ici pour une fonction f générale:

$$f(x) = f(a) + f'(a) \times (x - a) + f''(a) \times \frac{(x - a)^2}{2} + o(x^2)$$

d'où:
$$f(x_0 + h) = f(x_0) + f'(x_0) \times h + f''(x_0) \times \frac{h^2}{2} + o(h^2)$$

 $f(x_0 - h) = f(x_0) - f'(x_0) \times h + f''(x_0) \times \frac{h^2}{2} + o(h^2)$
ce qui donne $f'(x_0) = \frac{f(x_0 + h) - f(x_0 - h)}{2h} + o(h^2)$ (23)

46

En utilisant les notations de Kan Yee, pour une fonction $U(i\Delta x, j\Delta y, ndt)=U_{i,j}^{n}$ où i, j et n sont des entiers, la dérivée temporelle de U à l'instant n.dt et au point (x = i\Delta x, y= j\Delta y) s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{t}}\Big|_{i,j}^{n} = \frac{\mathbf{U}_{ij}^{n+1/2} - \mathbf{U}_{ij}^{n-1/2}}{\Delta \mathbf{t}}$$
(24)

De même que ses dérivées spatiales au même point sont :

$$\frac{\partial U}{\partial x}\Big|_{i,j}^{n} = \frac{U_{i+1/2,j}^{n} - U_{i-1/2,j}^{n}}{\Delta x} \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial U}{\partial y}\Big|_{i,j}^{n} = \frac{U_{i,j+1/2}^{n} - U_{i,j-1/2}^{n}}{\Delta y}$$
(25)

De cette façon, on va pouvoir définir les champs E et H, ainsi que leurs dérivées en tout point du maillage spatial et temporel.

On peut alors résumer le principe général du code de calcul dans le cas 3D par le diagramme ci-dessous.



Figure 2.5 : Mode de progression de l'algorithme de Yee

3.2. Conditions aux limites

Le principe de calcul ainsi présenté impose l'existence d'une fenêtre ou cellule de calcul qui limite la discrétisation. Or cette fenêtre n'a pas d'existence physique. En effet, l'onde qui se propage n'est pas limitée par une telle cellule et les bords de cette cellule vont provoquer des réflexions aux interfaces qui vont venir perturber l'onde qui se propage dans la structure. Il est donc important d'éviter ces réflexions aux interfaces. Plusieurs techniques existent mais la plus courante reste les conditions PML (Perfectly Matched Layer), qui consistent à créer une région virtuelle parfaitement absorbante [7,8].

Nous utiliserons ici le cas 2D TM (soit Ez) pour en illustrer le principe, en accord avec la présentation de l'algorithme.

Ces conditions sont basées sur :

- Une séparation du champ E_z en deux composantes : $E_z = E_{zx} + E_{zy}$. Ces composantes représentent respectivement les 2 parties de E_z se propageant suivant la direction x et y.
- Une réécriture des équations de Maxwell faisant apparaître une absorption électrique et magnétique suivant x et y (σ_x, σ_y, σ_x^{*}, σ_y^{*}) :

$$\begin{cases} \varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_{x}E_{zx} = \frac{\partial H_{y}}{\partial x} \\ \varepsilon_{0}\varepsilon_{r}\frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_{y}E_{zy} = -\frac{\partial H_{x}}{\partial y} \\ \mu_{0}\mu_{r}\frac{\partial H_{x}}{\partial t} + \sigma_{y}^{*}H_{x} = -\frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \\ \mu_{0}\mu_{r}\frac{\partial H_{y}}{\partial t} + \sigma_{x}^{*}H_{y} = \frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \end{cases}$$
(S) (26)

- L'utilisation des différences finies dans l'espace et dans le temps pour cette nouvelle région est définie en figure 2.6.

Principe des PML :

Les PML ont un coefficient d'absorption comme indiqué sur la figure 2.6. Par exemple, une onde sinusoïdale arrivant dans les PML ayant une conductivité ($\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0$) voit sa partie, se propageant suivant x, être absorbée et cela quelque soit l'angle de l'onde incidente.

Pour éviter toute réflexion à l'interface, on réalise l'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface de ces milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant des conductivités électrique σ et magnétique σ^* non nulles). Dans le vide cette condition s'exprime comme suit:

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \tag{27}$$



3.3. Vecteur de Poynting et flux d'énergie

Nous travaillons essentiellement sur l'énergie transportée par un microguide. En électromagnétisme, le flux d'énergie est lié au vecteur de Poynting, qui deviendra pour nous une quantité centrale.

Le vecteur de Poynting pointe dans la direction du mouvement de l'énergie de l'onde électromagnétique. En grandeur, il exprime la valeur du flux d'énergie à un instant donné. Il correspond au produit vectoriel

$$\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H} \tag{28}$$

Le vecteur de Poynting décrit l'énergie se propageant dans les directions de x, y et z. Pour une surface S['], le flux de puissance est obtenu en intégrant la composante normale de la relation précédente

$$P = \int_{s'} S \cdot ds' \tag{29}$$

Dans une géométrie de guide d'onde orienté dans la direction X, S' est un carré dans le plan ZY. Dans ces conditions, le flux de puissance devient :

$$P_{\rm X} = \int_{z_1}^{z_2} \int_{y_1}^{y_2} S_{\rm X} dy dz \tag{30}$$

49

Numériquement, l'intégrale peut être représentée par une somme pondérée

$$P_{\rm X} = \sum_{\rm k_{z1}}^{\rm k_{z2}} \sum_{\rm j_{y1}}^{\rm j_{y2}} S_{\rm X} dy dz \tag{31}$$

Le vecteur de Poynting est en fait calculé au centre de la cellule de Yee, là où aucune composante de champ n'est exprimée. On devra donc utiliser une interpolation des valeurs trouvées sur les sites voisins pour obtenir une expression des champs utilisables au centre de la cellule. Ceci étant fait, on trouve l'expression finale du flux de puissance :

$$P_{\rm X} = \left[\frac{E_y(i,j,k) + E_y(i,j+1,k)}{2}\right] \left[\frac{H_z(i+1,j,k) + H_z(i+1,j+1,k) + H_z(i,j+1,k) + H_z(i,j,k)}{4}\right] \\ - \left[\frac{E_z(i,j,k) + E_z(i,j,k+1)}{2}\right] \left[\frac{H_y(i+1,j,k) + H_y(i,j,k) + H_y(i,j,k+1) + H_y(i+1,j,k)}{4}\right]$$
(32)

3.4. Conditions de stabilité

Le domaine spatial est discrétisé en cellules dans les 3 directions. Soient dx, dy, dz les dimensions des cellules.

Les pas de discrétisation doivent être inférieurs à la longueur d'onde se propageant dans le matériau. Il ressort donc la condition :

$$\min(dx, dy, dz) << \frac{\lambda_0}{n_{\max}}$$

où n_{max} représente le plus grand indice des milieux utilisés et λ la longueur d'onde (33) centrale du pulse.

D'autre part, pour une onde se propageant dans la direction x par exemple, la perturbation électromagnétique prend au moins un temps

$$dt = \frac{dx}{c} \tag{34}$$

pour traverser la cellule (c est la vitesse de propagation dans le vide). La stabilité du calcul ne sera pas assurée si l'évolution temporelle imposée par le pas de temps numérique est plus rapide que l'information lumineuse. On est de ce fait amené à imposer des pas de temps numériques qui vérifient l'inégalité :

$$dt < \frac{dx}{c} \tag{35}$$

A trois dimensions, cette relation devient la prescription suivante, appelée critère de Courant-Friedrichs-Lewy :

$$dt < \frac{1}{c\sqrt{\left(\frac{1}{dx}\right)^2 + \left(\frac{1}{dy}\right)^2 + \left(\frac{1}{dz}\right)^2}}$$
(36)

3.5. Modélisation de la source

Un dernier paramètre reste à mettre en place : la source du champ.

La source du champ est un dipôle de courant de très petite taille.

On applique un courant j(x,t) qui est un pulse temporel qui va créer le champ électromagnétique.

En effet l'équation de Maxwell-Ampère : rot $(\vec{H}) = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ associe la création d'un champ magnétique à toute variation d'un champ électrique ou bien à la présence d'un courant. Dans un milieu linéaire $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$.



Figure 2.7a : Pulse de courant : j est donné en fonction d'un temps réduit t /dt.



Figure 2.7b : Distribution du courant j suivant la direction x.

Dans l'espace, le courant j se présente sous la forme d'une gaussienne suivant x (Figure 7b). Selon y, le courant n'est que sur un point, c'est à dire que j est créé en un point selon y et va induire un champ qui va se déplacer suivant y. On crée ainsi un pulse qui va se propager dans la structure et nous permettra de calculer le spectre de transmission. Il est aussi possible d'adapter facilement cette source afin d'obtenir une onde continue à une longueur d'onde donnée, ce qui rendra possible le calcul d'une cartographie de champ.

Ayant défini l'algorithme, les conditions aux limites et la création de la source, le code de calcul a été testé et validé, en reproduisant des résultats de la littérature, notamment concernant des cristaux photoniques 2D. Dans un souci de clarté, ces tests ne sont pas présentés ici.

Intéressons nous maintenant à l'utilisation de ce code de calcul pour obtenir différents type de résultats.

3.6. Utilisation de la méthode FDTD

Dans notre cas, nous allons étudier la propagation de la lumière à travers une structure guidante. De ce fait, nous allons nous intéresser au calcul du ou des modes se propageant dans la structure ainsi qu'à leur confinement. Ce dernier coefficient nous permettra de juger de l'efficacité de notre structure d'une part mais aussi d'éliminer les modes calculés n'ayant pas de réalité physique. Ces calculs de modes sont réalisés avec le logiciel OptiFDTD, qui utilise pour solveur de modes intégré au logiciel une méthode appelée Alternating Direction Implicit Method (ADI), que nous ne détaillerons pas ici.

Les calculs du spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde et de la cartographie du champ, se propageant pour une longueur d'onde donnée, sont également envisagés.

Le principe succinct du calcul de spectres repose sur la transformée de Fourier du signal, ou plus précisément du vecteur de Poynting, obtenu au niveau du détecteur. En ce qui concerne la cartographie du champ dans la structure, une onde continue est envoyée dans la structure et l'observation de l'amplitude et du signe du champ en tout point du maillage permet d'imager la propagation dans la structure.

Suivant les cas, nous utiliserons une FDTD 2D ou 3D. L'avantage d'un calcul 3D est de ne pas faire d'approximations, consistant notamment à créer un indice effectif remplaçant la structuration dans une dimension pour nous permettre de n'avoir que 2 dimensions de calcul. Cette méthode des indices effectifs est parfois source d'erreurs, surtout quand on travaille avec des guides à forts confinement. Mais le calcul FDTD 3D est très couteux en ressources mémoire et en temps de calcul. C'est pour cette raison, que nous préférerons souvent simuler les structures en 2D en étant conscient de l'erreur due à ce choix. A noter que ces calculs 2D peuvent être eux aussi très « gourmands » en ressources également et de ce fait nous ne nous lancerons pas dans des calculs nécessitant une durée trop longue (plusieurs jours).

4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté succinctement les différentes méthodes de résolution des équations de Maxwell. Dans notre cas, nous avons choisi la méthode des différences finies (FDTD), car elle s'adapte bien à nos structures. En effet, les méthodes efficaces dans le cas de structures périodiques ne le sont pas ici, car nos structures ne présentent pas de périodicité simple. La méthode des éléments finis est également une méthode efficace, particulièrement quand les structures présentent des différences importantes de taille. Néanmoins, cette méthode ne nous est pas assez familière pour l'appliquer à nos structures.

Un point ressort donc de ce chapitre et concerne le maillage tant temporel que spatial. Des maillages trop importants ou le passage à une FDTD 3D imposent des temps de calculs et des ressources importantes, pour des apports faibles au niveau des résultats. La quasi-totalité de nos simulations seront donc effectués en 2D avec des temps de calcul de quelques jours au maximum.

Références

[1] C. Vandenbem, "Contribution à l'étude de la réflectance et du confinement des modes dans les systèmes optiques stratifies", Thèse, Université Notre Dame de la Paix, Namur (2006).

[2] C. Aslangul, "*Méthodes mathématiques pour les physiciens*", Cours, Université Pierre et Marie Curie (www.edu.upmc.fr/physique/aslangul 04001/).

[3] D. Courjon and C. Bainier, *Le champ proche optique*, Springer, Paris (2001)

[4] E. N. Economou, "Green's functions in quantum physics", volume 7 of Springer Series in Solid–State Science, Springer, Berlin, second edition (1983).

[5] Y. Chung, N. Dagli, "An assessment of finite difference BPM", IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, 1335-1339 (1990).

[6] A. Taflove, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", Artech House INC, Norwood(1995).

[7] J.-P. Bérenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves ", Journal of computations Physics, 114, 185-200, 1994.

[8] S.D. Gedney, "An anisotropic Perfectly Matched Layer Absorbing Medium for the truncation of FDTD Lattices", IEEE transactions on Antennas and Propagation, 44, 12 (1996).

Chapitre 3 : Structures « Microguide »

Collaborations :

- Y. Pennec, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, Ephoni IEMN (USTL)
- J.P. Vigneron, R. Fikri, Laboratoire de Physique du Solide FUNDP Namur
- M. Lesecq, S. Maricot, J. P. Vilcot, Optoélectronique IEMN (USTL)

Articles issus de ce travail :

- Transmission filtering of a waveguide coupled to a stub micro-resonator, Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron, App. Phys. Lett. 89 101113 (2006)
- Passive photonic components using InP optical wire technology, M. Lesecq, S. Maricot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot, accepté à IEE ProceedingsIET Optoelectronics (2007).
- Selective filtering of confined optical waves in a straight waveguide coupled to lateral stubs, Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, J-P. Vilcot, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, soumis à Journal of Optics A : Pure and Applied Optics (2007).
- Filtering of a large band wavelength signal by a microstub cavity grafted on a straight guide, Y.
 Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, M. Bouazaoui, J.
 P. Vigneron, J.P. Vilcot, soumis à Photonics and Nanostructures Fundamentals and Applications (2007).

Le chapitre 1 a montré que les structures actuelles dites classiques correspondent à des structures rubans où la largeur des guides est de quelques microns. Ces structures posent un problème de taille mais aussi de faible confinement de la lumière (~50%). Nous présentons ici la structure développée appelée structure microguide ou fil optique, dont la principale caractéristique est une largeur submicronique et un fort confinement. Cette nouvelle technologie sera appliquée aux structures de filtrage de type résonateur circulaire mais aussi à une nouvelle structure appelée stub, présentée plus loin dans ce chapitre.

1. Intérêts et caractéristiques de la structure « microguide »

1.1. Objectifs de la structure

Comme l'a présenté le chapitre d'introduction, le guidage de la lumière en optique intégrée nécessite deux confinements : un confinement de la lumière vertical souvent réalisé par la différence d'indice entre le quaternaire d'indice de réfraction le plus élevé et les autres couches, déposées par épitaxie, et un confinement latéral défini par la gravure du ruban, par exemple. La figure 3.1 illustre cela, par la représentation de la structure du guide ruban en filière InP et le mode simulé par FDTD dans la couche guidante de quaternaire. On observe que le confinement de la lumière dans les deux directions est réalisé grâce aux techniques précédemment citées.



Figure 3.1 : Représentation d'une structure type ruban en InP-InGaAsP et du mode se propageant dans la couche guidante

Néanmoins, de telles structures présentent un facteur de confinement faible avoisinant les 50% et les pertes de propagation sont de l'ordre de 0.7dB/cm. Ce facteur de confinement faible pose un problème pour les orientations des guides, autrement dit les virages ou guides courbes. En effet, il n'est pas possible de « tourner » avec un angle trop fort, au risque de perdre une grande partie de la lumière dans le virage. Il en est de même des structures en Y,

permettant de diviser le signal en deux. La figure 3.2 montre l'ordre de grandeur des angles envisageables dans ces structures.



Figure 3.2 : Dimensions possibles avec les structures classiques

La largeur des guides (quelques microns) et les faibles angles envisageables imposent alors des dimensions importantes de composants. L'un des problèmes majeurs est donc le confinement de la lumière dans la structure, tout en diminuant la largeur des guides.

1.2. Choix de la structure

Afin d'améliorer le confinement, le choix se porte sur un matériau de fort indice pour définir le cœur du guide et assurer le confinement vertical. Le confinement latéral sera quant à lui réalisé grâce à une gravure profonde du ruban, plus bas que le cœur du guide. La largeur envisagée est alors de quelques dixièmes de microns (Figure 3.2b).



Figure 3.2b : Principe de la nouvelle structure

En ce qui concerne les matériaux choisis, le chapitre 1 a montré que dans le domaine des semi-conducteurs et des matériaux à fort indice, deux filières se distinguent : la filière GaAs et la filière InP. En effet, ces matériaux ont des indices de réfraction de l'ordre de 3, ce qui permet déjà un confinement vertical intéressant, en raison de la différence d'indice avec l'air. Notre choix se porte vers la filière InP, car elle permet notamment d'envisager des structures à effet électro-optique aux longueurs d'onde télécoms (1.55µm).

Il reste donc à définir le matériau de la couche guidante. L'IEMN, où sont réalisées les structures, possède deux types de quaternaires InGaAsP de longueurs d'onde de gap égales à 1.15μ m et 1.3μ m, d'indices respectifs 3.32 et 3.42. (Ceux-ci seront nommés respectivement Q1.15 et Q1.3 par la suite.)

La thèse d'Arnaud Beaurain [1], de l'équipe d'Optoélectronique de l'IEMN, a développé la structure microguide avec un cœur en Q1.15 d'épaisseur 0.2μ m. Cependant, les simulations FDTD récentes de Marie Lesecq de la même équipe, ont montré qu'une couche guidante Q1.3 permettait d'avoir un meilleur confinement qu'avec le quaternaire Q1.15. La figure 3.3 montre cette différence de confinement du mode plus localisé au niveau de la couche guidante pour le Q1.3, dans le cas de la structure proposée par A. Beaurain où la couche guidante est entourée de deux couches d'InP, dont le rôle est défini dans la suite. Les épaisseurs des couches InP/InGaAsP/InP sont alors respectivement 1.5μ m/ 0.2μ m/ 1.5μ m pour une largeur de guide de 0.5μ m. D'autres simulations ont montré que le facteur de confinement est encore amélioré pour une épaisseur de couche guidante de 0.3μ m. On montre que le mode fondamental est préférentiellement en polarisation TM, soit un champ électrique perpendiculaire aux épitaxies des couches, c'est-à-dire que le confinement est meilleur en TM qu'en TE.



Couche guidante en Q1.15 Indice de réfraction : 3.32



Couche guidante en Q1.3 Indice de réfraction: 3.42

Figure 3.3 : Comparaison des modes optiques pour une même structure (celle développée par A. Beaurain pour le Q1.15) en changeant le matériau de la couche guidante.

La structure se dessinant au fur et à mesure, il reste à définir le rôle et les caractéristiques des couches de confinement inférieures et supérieures.

La couche d'InP inférieure permet de limiter les fuites vers le substrat. En effet, comme l'illustre la figure 3.4a, l'absence de cette couche engendre un déconfinement et une perte de la lumière vers le substrat et donc la perte du guidage. La figure 3.4b représente les modes simulés par FDTD pour deux épaisseurs de couche inférieure, 0.3µm et 1.2µm, pour deux largeurs de guides de 0.5µm et 0.8µm. Il apparaît que le confinement est plus fort pour une couche inférieure plus épaisse.

Le calcul des pertes de propagation en fonction de la largeur de la couche inférieure confirme ce fait (Figure 3.5). En effet, les pertes diminuent avec l'épaisseur de la couche jusqu'à arriver à un palier de pertes inférieures à 1dB/mm. L'épaisseur de la couche inférieure choisie est par conséquent de 1.2µm.

La couche de confinement supérieure, quant à elle, limite les pertes par absorption dues aux électrodes dans le cas de composants actifs, tels qu'ils sont envisagés (commutateur, accordabilité électro-optique des résonances des résonateurs circulaires...). Différents calculs FDTD ont également été réalisés et ont permis d'aboutir à un choix d'épaisseur de la couche supérieure de 1.2µm.

La figure 3.6 présente l'évolution de la puissance pendant la propagation du mode dans un guide de 0.5µm de large, surmonté d'une électrode métallique de 3mm de long par exemple, dans deux cas : l'absence de la couche supérieure et la présence d'une couche supérieure d'InP d'épaisseur 1.2µm. Le rôle de cette couche est particulièrement clair, car sans elle, la puissance lumineuse est totalement perdue sur quelques microns.



inférieure : 0.3 µm



Figure 3.4 : Comparaison des modes optiques pour différentes épaisseurs de couche inférieure :
(a) pas de couche inférieure et largeur de guide de 0.5μm,
(b) et (c) épaisseurs de 0.3μm et 1.2μm pour des largeurs de guides de 0.5μm et 0.8μm.



Figure 3.5 : Pertes de propagation en fonction de l'épaisseur de la couche inférieure.



Figure 3.6: Evolution de la puissance lors de la propagation dans le guide de largeur 0.5µm avec ou sans couche supérieure, surmonté d'une électrode métallique (trait noir).

| | Facteur de | Indice effectif du | |
|------------------------------|-------------|--------------------|--|
| | confinement | mode | |
| Polarisation TM [*] | 97.3% | 3.010 | |
| Polarisation TE [*] | 91.6% | 2.897 | |

Tableau 3.7: Facteur de confinement et indice du mode optique dans le guide de largeur 0.5µm pour les polarisations TE et TM

^{*} Comme cela a été expliqué dans le chapitre 2, la définition des polarisations est difficile. Aussi, par souci de clarté, nous rappelons que la polarisation TM (respectivement TE) correspond à un champ E (respectivement H) suivant la direction z, définie sur le dessin.

La structure est ainsi définie : une couche de quaternaire Q1.3 (InGaAsP_{$\lambda=1.3\mu$ m}) d'épaisseur 0.3µm, entourée de deux couches de confinement d'épaisseur 1.2µm, pour des largeurs de guide de 0.5µm et 0.8µm. Pour ces largeurs, le guide ainsi défini est monomode aux longueurs d'onde télécom (1.55µm). La figure 3.8 représente le mode de propagation dans un guide d'épaisseur 0.5µm pour les deux polarisations TE et TM. Ce mode reste confiné au niveau de la couche de quaternaire, ce qui répond à l'objectif initial. On montre que les fuites vers le substrat sont quasi-inexistantes pour une largeur de 0.5µm et le facteur de confinement du mode (rapport entre la puissance lumineuse comprise dans le guide et la puissance totale) est très important, comme l'illustre le tableau 3.7. Dans notre structure, le mode TM est le plus confiné et aura donc le moins de pertes. Cela est dû notamment aux limites de confinement latérales plus « sévères » que celles du confinement vertical.



Figure 3.8 : Modes optiques à 1.55µm pour les polarisations TE et TM dans un guide de largeur 0.5µm.

Le confinement des modes laisse prévoir des pertes de propagation raisonnables. Les pertes de propagation simulées en BPM 3D par Marie Lesecq (IEMN) sont représentées en Figure 3.9 : pour une largeur de 0,5µm, les pertes sont estimées à 1dB/mm. [2].



Figure 3.9 : Pertes de propagation simulées en fonction de la largeur du guide

2. Etude des structures filtrantes : anneau, disque et stub

La structure ainsi définie, nous allons nous intéresser aux structures filtrantes de type circulaire (anneau ou disque) ou de type stub. L'étude présentée dans ce paragraphe se base sur les simulations faites en FDTD 2D à l'aide du code du code de calcul « maison » ou du logiciel OptiFDTD.

2.1. Etude des résonateurs circulaires : anneau et disque

Le principe des résonateurs circulaires de type anneau et disque a été décrit succinctement dans le chapitre 1. Ceux-ci agissent comment des cavités Pérot-Fabry apposées au guide et vont donc créer des zéros de transmission dans le spectre du guide [3-9]. Dans ce paragraphe, nous allons notamment examiner les caractéristiques de ces pics ou zéros de transmission et voir comment le gap, c'est-à-dire l'espace entre la cavité et le guide, joue sur la finesse des pics.

Nous nous sommes intéressés à un guide de largeur $a=0,5\mu$ m, couplé à un résonateur circulaire (anneau ou disque) de diamètre 15μ m, sauf indication contraire. La structure du matériau est celle présentée plus haut : une multicouche InP/Q1.3/InP. L'InP a un indice de réfraction de 3.17 et le quaternaire Q1.3 un indice de réfraction de 3,41. Dans le cas d'une simulation 2D, cette multicouche est assimilée à un matériau ayant l'indice effectif 3.26. De ce fait, l'indice effectif du mode calculé en 2D reviendra à l'indice calculé en 3D, indice repris pour chaque polarisation dans le tableau plus haut.

Rappelons que les longueurs d'onde de résonance sont définies par la relation :

$$\lambda_{res} = \frac{2nL}{m} = \frac{n\pi D}{m}$$

où L est la longueur de la cavité (dans le cas d'un anneau, $2L=\pi D$, avec D le diamètre), (37) n l'indice effectif du mode dans la structure,

et m un entier.

Trois grandeurs définissent les caractéristiques du filtre : l'intervalle spectral libre ISL (intervalle entre deux résonances), le facteur de qualité Q exprimant la finesse du pic et le contraste K définissant la profondeur du pic. Ces grandeurs varient en fonction de la géométrie et notamment la dimension de la cavité résonante, mais aussi de la qualité de la

gravure, qui influe sur la rugosité et les pertes et du couplage selon qu'il est direct (sans gap) ou évanescent (avec un gap).

Le facteur de qualité et le contraste sont définis par :

$$Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta \lambda_i} \qquad \qquad K = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}}$$
(38)

L'intervalle spectral libre peut être approximé sur une petite gamme spectrale par :

$$ISL = \frac{\lambda_{res}^2}{2nL} = \frac{\lambda_{res}^2}{n\pi D}$$
(39)

La figure 3.10 illustre le spectre de transmission pour un résonateur circulaire (par exemple un anneau) avec les 3 grandeurs caractéristiques.



Figure 3.10 : Spectre de transmission d'un résonateur circulaire pour le guide principal et le guide secondaire

Nous avons réalisé les simulations pour des structures résonantes en anneau et en disque avec des diamètres et des dimensions de gap différents.

2.1.1. Influence de la largeur du gap

La figure 3.11 présente le spectre de transmission pour une structure avec un anneau de diamètre $5\mu m$ (10a). Les calculs ont été faits pour les deux polarisations TE et TM et pour trois tailles de gap : 0, $0.05\mu m$ (a/10) et $0.1\mu m$ (a/5). Le premier constat est l'influence directe du gap sur le facteur de qualité. Le fait d'utiliser un couplage par onde évanescente améliore grandement la finesse des pics. Néanmoins, une trop grande augmentation de la largeur du

gap influence également le contraste qui a tendance à diminuer. Dans notre cas, notre étude s'est arrêtée au gap de 0.1μ m, en regard de la littérature, où de nombreuses études ont montré que l'on était alors proche de la largeur optimale [10]. Le tableau 3.12 donne les valeurs du facteur de qualité et du contraste associées à chaque spectre.



Figure 3.11 : Spectres de transmission pour les polarisations TE et TM et les différents gaps simulés dans le cas d'un anneau de diamètre 5µm.

| | Polarisation Ez (TM) | | Polarisation Hz (TE) | |
|-------------------|----------------------|-------------|----------------------|-------------|
| | Facteur de qualité Q | Contraste K | Facteur de qualité Q | Contraste K |
| g=0 | 172 | 0.45 | 117 | 0.96 |
| g=0.05µm=a/10 | 1106 | 0.95 | 3113 | 0.72 |
| $g=0.1 \mu m=a/5$ | 3188 | 0.97 | 3113 | 0.22 |

Tableau 3.12 : Facteur de qualité et contraste pour les polarisations TE et TM et les différents gaps simulés dans le cas d'un anneau de diamètre 5µm.

2.1.2. Influence du diamètre

Le diamètre jouant sur la taille de la cavité résonante, l'intervalle spectral libre et la position des résonances vont dépendre fortement de cette dimension, comme le montrent les équations (37)-(39) notées plus haut.



Figure 3.13 : Spectres de transmission pour les polarisations TE et TM dans le cas d'un anneau de diamètre $5\mu m$ et $15\mu m$ avec un gap de 100nm.

L'intervalle spectral libre obtenu avec le diamètre $15\mu m$ (respectivement $5\mu m$) est de 15.4nm (respectivement 44.9nm) en polarisation TM, 13.55nm (respectivement 41nm) en polarisation TE. Celui-ci est bien inversement proportionnel au diamètre de l'anneau. De la même façon, il est possible, en utilisant l'équation (37), de déterminer la position des résonances avec un bon accord.

En remarque, on constate que le facteur de qualité est meilleur dans le cas d'un grand diamètre : 2209 pour le diamètre 15µm et 1032 pour le diamètre 5µm en polarisation TM. Ceci s'explique par la présence d'un « virage » plus doux dans le cas d'un grand diamètre et une possibilité d'avoir une longueur de couplage entre le guide et l'anneau plus grande par conséquent.

2.1.3. Nature du résonateur : anneau ou disque.

La figure 3.14 représente le spectre de transmission obtenu dans le cas d'un anneau et d'un disque de diamètre 15µm avec un gap de 100nm. En remarque, l'apparence de plusieurs de pics de résonances conjoints est due à une mauvaise définition du maillage de calcul, ces doubles pics devant être considérés comme un seul.

On observe une différence majeure entre les deux spectres. En effet, dans le cas du spectre du disque, les résonances sont plus nombreuses. En l'occurrence, on retrouve un triplet de résonances là où l'on a qu'une seule résonance dans le cas de l'anneau. Cette différence s'explique par l'excitation de plusieurs modes de galerie dans le cas du disque, ou autrement dit plusieurs ordres (ici 3) de modes radiaux, alors que seul un mode guidé est excité dans le cas de l'anneau. D'autre part, les résonances ne sont pas placées au même endroit.



Figure 3.14 : Spectres de transmission pour les polarisations TE et TM dans le cas d'un anneau ou d'un disque de diamètre 15µm avec un gap de 100nm.

La figure 3.15 représente le spectre de transmission et la cartographie du champ Hz (polarisation TE) pour les longueurs d'onde fléchées, dans le cas d'un anneau ou d'un disque de diamètre 5μ m espacé de 100nm des guides. Dans le cas de ce disque de 5μ m, on obtient un doublet.



Figure 3.15 : Spectres de transmission d'un anneau et d'un disque de diamètre 5µm avec un gap de 100nm en polarisation TE (Hz) et cartographies du champ Hz pour les résonances λ =1555.6 nm pour l'anneau et λ =1557.6 nm et λ =1582.7nm pour le disque.

La figure 3.15 montre l'excitation du mode guidé dans l'anneau et des modes radiaux dans le disque. Dans le cas du mode radial d'ordre supérieur (λ =1582.7nm), le diamètre effectif associé est plus petit que dans le cas du premier mode radial.



Figure 3.16 : Propagation du pulse de la source dans la structure avec anneau et avec disque

Hagness et al. [11] a montré qu'il était possible d'affecter à chaque résonance de l'anneau l'entier m associé, en utilisant l'équation (37), citée plus haut. Elle a montrée en outre qu'il était possible de faire la même chose dans le cas du disque en déterminant un diamètre effectif pour chaque ordre.

La figure 3.16 représente la propagation du pulse de la source dans la structure. On voit bien la différence de comportement entre l'anneau, où la propagation est guidée le long du périmètre, et le disque, où plusieurs modes de galerie sont excités et une « couronne » de propagation apparaît de largeur 3.8µm, regroupant les différents diamètres effectifs de modes de galerie.

Cela permet ainsi de prévoir avec beaucoup de précision la position des résonances dans le cas des résonateurs circulaires.

L'étude de ces résonateurs circulaires a montré l'influence du diamètre sur les résonances. De plus, la largeur du gap a une très grande importance en ce qui concerne la finesse des résonances. Il s'agit donc d'un point tout particulier à surveiller dans une étape de réalisation technologique. De nombreux travaux ont été réalisés dans le but d'améliorer ce couplage évanescent tout en augmentant la longueur de couplage en incurvant notamment les guides [11]. Cette étude du couplage est un développement possible de ce travail et sera abordée sans doute dans l'avenir.

2.2. Etude des résonateurs droits : les stubs [12-14]

Nous nous intéressons ici à un nouveau type de résonateur, comme cela a été présenté précédemment. Il s'agit d'un résonateur droit couplé au guide. Ce résonateur est composé de deux cavités rectangulaires placées symétriquement de chaque côté du guide. Nous étudions ici les différents moyens de contrôle permettant d'optimiser la fonction de filtrage de ce résonateur.

Nous reprenons la structure microguide exposée précédemment. Néanmoins, le calcul est fait en 2D et l'indice choisi pour le matériau du guide en 2D placé dans l'air n'est pas de 3.26 mais de n=3. Cette différence va influer en grande partie sur la position des pics de résonance, le phénomène restant le même. Le résonateur est de même nature que le guide.

Les conditions expérimentales nous limitant à une gamme spectrale de longueurs d'onde comprises entre 1,5µm et 1,6µm, des calculs préliminaires nous ont permis de fixer une

longueur de cavité $d_2=1,7*a=0,85\mu m$ en gardant une largeur de cavité $d_1=a=0,5\mu m$, pour rester dans le voisinage de cette gamme spectrale. (Fig. 3.17)

Comme défini dans le code de calcul, un paquet d'onde est injecté sur la gauche de la structure. Afin d'être en accord avec l'expérience, un entonnoir ou « taper » a été placé à l'extrémité du guide, afin de favoriser le couplage et l'établissement du mode dans le guide depuis la source placée à l'intérieur de l'entonnoir. L'onde incidente est longitudinalement un pulse, avec un profil gaussien selon x, créé par un courant-source initial parallèle à l'axe x conformément aux équations de Maxwell. Nous avons choisi de travailler en polarisation transverse magnétique dans laquelle le champ électrique E est dans le plan (x, y) et le champ magnétique H est selon z. Le détecteur placé au bout du guide, effectue une somme du signal transmis le long de la section transverse du guide et il enregistre ainsi une fonction qui dépend du temps. Enfin par transformée de Fourier, on obtient le coefficient de transmission en fonction de la fréquence. Tous les spectres de transmission sont normalisés par rapport à celui correspondant au guide d'onde sans stub. Les courbes de transmission seront présentés en décibel en fonction de la fréquence adimensionnée $\Omega = \omega a/(2\pi c) = a/\lambda_0$ où λ_0 est la longueur d'onde de la lumière considérée dans le vide.



Figure 3.17 : Guide couplé à un stub.

La figure 3.18 représente le coefficient de transmission pour le dispositif de la figure de la figure 3.17. On constate l'existence de résonances aux fréquences réduites $\Omega = 0.31$ et 0.41, ce qui correspond à des longueurs d'onde respectivement $\lambda_0=1.61$ et 1.22 µm. La résonance la plus marquée est obtenue pour la fréquence $\Omega = 0.41$, avec une atténuation A= -7 dB et un facteur de qualité, Q=30 (Q= $\Omega/\Delta\Omega$ avec $\Delta\Omega$ la largeur du pic à mi-hauteur). Ce premier résultat montre qu'il est indispensable de renforcer les résonances pour avoir un composant efficace.



Figure 3.18: Transmission normalisée d'un stub suivant la géométrie de la figure 3.17

La cartographie du champ dans la structure montre qu'il est indispensable de limiter les fuites au niveau du stub, en essayant de « reconfiner » la lumière dans la structure. L'idée est donc de recouvrir le stub de métal afin de limiter les pertes au niveau des interfaces.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'influence du métal en utilisant un métal parfait sans pertes due à l'absorption, puis nous exposerons le cas d'un métal réel.

2.2.1. Influence du métal parfait sur les résonances

La figure 3.19 est la représentation de la transmission dans le cas ou le stub est recouvert d'une couche de métal d'épaisseur 100nm.



Dans le cas où le stub est métallisé, on a des atténuations de transmission plus importantes que dans le cas où il n'est pas métallisé. La courbe de transmission présentée figure 3.19
présente des pics de résonance pour les fréquences réduites $\Omega = \omega a/(2\pi c) = 0.24$, 0.31, 0.34, 0.37, 0.41. Pour une fréquence réduite $\Omega = 0.41$, celle qui était la plus marquée dans le cas non métallisé, on a une atténuation A= -30 dB. On a également amélioré le facteur de qualité égal à 70.

Ainsi, on voit qu'en mettant une couche métallique autour du stub, on arrive à des transmissions quasi-nulle pour les fréquences de résonance du stub. De plus le filtrage des fréquences est meilleur car on obtient des pics plus fins. Ceci s'explique par le fait que la couche métallique diminue fortement les pertes et évite ainsi au champ de s'échapper hors du stub. De ce fait, dans la suite de l'étude des stubs, nous raisonnerons sur des stubs métallisés à l'aide d'un métal parfait.

2.2.2. Modèle analytique des modes de vibration [15]

Il est intéressant de pouvoir confronter ces résultats numériques à un modèle analytique. En effet, on peut utiliser un modèle où on assimile le guide et le stub à un fil de longueur d collé à un fil infini (figure 3.20). Ces fils schématisent des câbles coaxiaux dans lesquels on fait propager une onde électromagnétique. Les conditions aux limites considérées dans ce problème sont E=0 aux extrémités libres du fil fini de longueur d.

Fil de longueur d



Figure 3.20 : Modélisation de la propagation d'une onde électromagnétique dans un dispositif de câbles coaxiaux constitué d'un réseau de taille d collé à un guide de longueur L beaucoup plus grande (L>>d). Ce dispositif est modélisé par un résonateur et un guide dont les longueurs sont respectivement d et infinies.

Une onde électromagnétique est envoyée depuis - ∞ et on calcule le coefficient de transmission de cette onde. Cette méthode de calcul utilise les fonctions de Green. On obtient le coefficient de transmission T.

L'équation de propagation de l'onde dans ce milieu unidimensionnel est :

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t})] = -\frac{1}{c^2} \varepsilon_{\mathbf{r}}(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t})}{\partial \mathbf{t}^2} .$$
(40)

L'onde est de la forme U=E $_0 e^{-i(\omega t - kx)}$

L'équation de propagation se met alors sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r E(x,t) = 0$$
(41)

Le facteur de transmission s'écrit alors sous la forme :

$$T = \left| \frac{2FS}{FC + 2FS} \right|^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \cot^2(\alpha' d)}$$
(42)

où F = α '; $\alpha = i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r} = i\alpha$ '; C = ch(α d); S = sh(α d)

Les zéros de transmission en dB sont obtenus pour T=0 pour les valeurs de a' suivantes :

$$\alpha' = n\left(\frac{\pi}{d}\right) \quad n = 0, 1, 2...$$

Pour ce système infini, il existe une infinité de fréquences Ω_g qui ne sont pas transmises :

$$\Omega_g = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} n \left(\frac{\pi}{d}\right)$$
(43)

Or ces quantités représentent aussi les modes propres quantifiés du fil fini de longueur d. Ainsi, ce modèle théorique a permis de montrer que le système résonne aux modes propres du fil fini de longueur d. Ce dernier joue donc le rôle d'un résonateur.

2.2.3. Effet de la géométrie du stub

Nous étudions dans cette partie l'effet de la géométrie (longueur et largeur du résonateur) sur les zéros de transmission. En effet, la réalisation technologique impose un facteur d'erreur sur la réalisation des dimensions des stubs. La figure 3.21 redéfinit les paramètres géométriques du stub, comme ils ont été exposés précédemment.





*Effet de la variation de la longueur d*₂ *du résonateur sur les zéros de transmission :*



Figure 3.22 : Influence de d_2 sur les zéros de transmission pour une largeur $d_1 = a$.

On constate qu'en augmentant la taille du résonateur, on décale les zéros de transmission vers les basses fréquences.

Effet de la variation de la longueur d₁ du résonateur sur les zéros de transmission :

On constate sur la figure 3.23, que comme dans le cas où l'on modifie la profondeur d_2 de la cavité, l'augmentation de la largeur de cette dernière induit un décalage des modes (zéros de transmission) vers les faibles valeurs de fréquence Ω .

Toutefois, on peut facilement voir que l'évolution de la fréquence et plus spécifiquement du facteur d'atténuation peut être différent d'un pic à un autre dès qu'on change la géométrie du

stub. Ainsi, une variation de quelques pour cent de la longueur ou de la largeur du stub modifie notablement la profondeur du pic d'extinction ainsi que sa position en fréquence.



Figure 3.23 : Effet de la variation de d_1 sur les zéros de transmission pour une longueur $d_2 = 1.7a$.

Modification de la géométrie et modèle analytique.

Les résultats précédents montrant les tendances globales que connaît la transmission quand on modifie la profondeur ou la largeur de la cavité résonnante peuvent être également compris à l'aide d'un modèle analytique simple décrivant les modes d'une cavité rectangulaire finie enrobée d'un métal parfait (Figure 3.24). L'intérêt de cette comparaison est de trouver un large champ possible de prédiction, au moins qualitativement, du nombre et des fréquences des pics dans les spectres de transmission sans avoir recours à un calcul numérique.



Figure 3.24 : Représentation schématique d'une ligne infinie couplée à un cavité rectangulaire.

Rappelons tout d'abord les résultats d'un modèle analytique simple à partir duquel on a calculé le coefficient de transmission d'un guide d'ondes sur lequel on a greffé un fil fini (autrement dit, on a négligé les dimensions transverses du guide et de la cavité (Figure 3.24)).

Le guide et la cavité sont donc considérés comme des fils. Ce calcul montre que les zéros de transmission se produisent aux fréquences de résonnance du stub greffé :

$$\Omega_g = \frac{c}{n} m \frac{\pi}{d'_2}$$
(44)

où c est la célérité de la lumière, n l'indice de réfraction, m un entier positif et d'₂ la longueur du stub.

Maintenant, on remplace le stub constitué d'un fil par une cavité avec les dimensions d'₁ pour la largeur et d'₂ pour la longueur, enrobée de métal parfait (figure 3.24). La relation précédente permet d'accéder aux fréquences propres réduites de la cavité grâce à la relation suivante :

$$\Omega_g = \frac{1}{2n} \sqrt{m_1^2 \left(\frac{a}{d'_1}\right)^2 + m_2^2 \left(\frac{a}{d'_2}\right)^2}, \quad m_1 \text{ et } m_2 \text{ entiers positifs.}$$
(45)



Figure 3.25 : Comparaison des évolutions des fréquences propres de la cavité rectangulaire (modèle analytique) et des zéros de transmission (obtenus par simulation numérique) en fonction de la largeur d_1 (figure a) et de la longueur d_2 (figure b).

Sur la figure 3.25, on compare les fréquences réduites des zéros de transmission obtenus par simulation numérique (figures 3.22 et 3.23) avec les modes propres de la cavité rectangulaire (équation (45)) en fonction de la longueur (figure 3.25b) et de la largeur (figure 3.25a) du stub.

Afin d'obtenir une concordance satisfaisante entre les résultats numériques et analytiques, nous avons choisi $d_1'=d_1$ et $d_2'=d_2+0.2a$ (a est la taille du guide). En effet, il est intéressant de noter que, en comparaison de la structure actuelle, la longueur du stub dans le modèle analytique reste en quelque sorte indéfinie et peut être choisie entre deux valeurs intermédiaires $d_2'=d_2$ et $d_2'=d_2+0.5a$. En effet, dans le modèle analytique le guide est considéré comme un fil et donc la distance d_2' n'est pas définie de manière exacte et elle peut s'arrêter au bord du guide comme elle peut s'étendre jusqu'au milieu de ce dernier. La figure 3.25 montre bien que notre choix de prendre $d_2'=d_2+0.2a$ nous a permis de retrouver analytiquement les résultats de la simulation numérique pour le mode fondamental ($m_1=1$ et $m_2=1$) et les modes d'ordres supérieurs d'une cavité diélectrique enrobée d'un métal parfait.

Pour rendre encore mieux compte de cette comparaison, nous avons représenté sur la figure 3.26 les cartes du champ magnétique obtenues en calculant par la méthode FDTD le champ magnétique aux fréquences des zéros de transmission de plusieurs ondes monochromatiques incidentes. Dans ces calculs, les paramètres géométriques choisis sont d_1 =a et d_2 =1.7a. Le nombre d'oscillations sur la carte du champ magnétique à l'intérieur du stub nous permet d'attribuer un ordre (m_1 , m_2) à chaque mode en relation avec le résultat analytique de l'équation (45) et de la figure 3.25. Il est intéressant de noter que pour les fréquences choisies, le champ magnétique incident dans le guide d'onde interagit avec le stub et est ensuite totalement réfléchi en arrière vers l'entonnoir d'entrée.



Figure 3.26 : Cartes du champ magnétique pour différentes radiations monochromatiques incidentes aux fréquences des zéros de transmission. Les paramètres géométriques du stub sont d₁=a et d₂=1.7a. Les cartes de champ sont obtenues en faisant la moyenne du champ sur une période d'oscillation de l'onde. La couleur rouge (respectivement bleue) correspond au maximum (respectivement au minimum) du champ à l'intérieur du stub. En regardant le nombre d'oscillations du champ magnétique à l'intérieur du stub, un ordre (m₁, m₂) peur être attribué à chaque mode en relation avec la relation analytique (1).

Couplage par ondes évanescentes

Dans beaucoup de dispositifs de filtrage fréquentiel, la structure présente un gap entre la cavité résonante et le guide. Le couplage s'effectue alors par onde évanescente et il est donc plus faible que par couplage direct (figure 3.21). Dans le cas des résonateurs circulaires dont nous avons discuté précédemment, nous avons constaté que la présence du gap améliore la finesse des pics et donc le facteur de qualité. Comme dans ces résonateurs à anneau ou à disque, nous étudions aussi l'effet d'un gap entre le guide et le stub, ou plus précisément les cavités du stub (figure 3.27).



Figure 3.27 : Schéma du gap d'air g entre le résonateur et le guide.



Figure 3.28 : Effet de la taille du gap d'air sur les pics de transmission

Les spectres de transmission (figure 3.28) montrent bien que le couplage par onde évanescente permet d'obtenir une plus grande finesse des pics. En effet, le facteur de qualité Q ($Q = \Omega/\Delta\Omega$) augmente au fur et à mesure que le gap augmente comme le montre la figure 3.29. Sur cette figure, on a tracé, pour le pic 2 de la figure 3.28, le facteur de qualité Q en fonction de la taille du gap d'air. Par contre les zéros de transmission présentent une atténuation plus faible quand la taille du gap diminue. On peut penser que le couplage étant plus faible quand le stub est loin du guide, la quantité de lumière filtrée est plus faible, une partie du mode ne « voyant » pas le stub.



Largeur du gap d'air (g)

Figure 3.29 : Evolution du facteur de qualité Q en fonction de la taille du gap

Nous avons pu donc mettre en évidence l'efficacité de ce nouveau système de filtrage que l'on peut accorder en influant sur les dimensions du stub et sur le gap séparant les cavités du stub du guide droit. De plus, le modèle analytique permet de prévoir la position des résonances.

2.3. Cas d'une structure périodique à plusieurs stubs

Les paragraphes précédents ont montré que l'utilisation d'un stub permet de créer des zéros de transmission dans le spectre de transmission. Nous nous intéressons ici à une structure présentant plusieurs stubs régulièrement espacés et nous étudions l'interaction entre les stubs, notamment l'influence du nombre de stubs.



Figure 3.30 : Transmission normalisée pour un guide avec 2 stubs

La figure 3.30 présente le spectre de transmission pour un guide avec 2 stubs de largeur $d_1=a=0.5\mu m$, de longueur $d_2=1.4a=0.7\mu m$ espacés de $2a=1\mu m$. L'ajout d'un deuxième stub provoque l'élargissement du pic, qui de plus se creuse. Si nous augmentons encore le nombre de stubs (Fig. 3.31), nous ouvrons alors une bande spectrale interdite dans le spectre de transmission du guide. Nous retrouvons alors le phénomène connu notamment dans les cristaux photoniques où la périodicité du réseau amène la création de bandes interdites.

Ce phénomène nous amène à un autre objectif : autoriser une fréquence dans cette bande et créer de ce fait un filtre à rejection sélectif en jouant sur les dimensions du stub. La figure 3.32 présente une structure à 5 stubs présentant un défaut sur le stub du milieu, dont la longueur est différente des autres. Ce défaut judicieusement choisi amène la création d'un pic de transmission dans la bande interdite à la fréquence réduite $\Omega = 0.2527$. La cartographie du champ montre la résonance du défaut à cette fréquence et le passage de l'onde incidente vers la sortie du guide, contrairement au résultat montré par les cartographies présentées plus haut. On notera que la fréquence réduite $\Omega = 0.2527$ correspond à une longueur d'onde $\lambda=1.97\mu$ m pour une largeur de guide a=0.5 μ m. Cette longueur d'onde n'appartient pas à la gamme de longueurs d'onde que nous étudions. Toutefois, les calculs étant faits en coordonnées réduites, il est possible de trouver une largeur de guide pour laquelle la résonance se produit dans la gamme choisie. A titre d'exemple, cette fréquence réduite correspond à une longueur d'onde $\lambda=1.5\mu$ m pour une largeur de guide a= 0.38 μ m, largeur tout à fait envisageable dans le cadre d'une réalisation technologique. Ce phénomène ouvre ainsi la voie à de futures applications dans le domaine du filtrage sélectif avec de faibles encombrements.



Figure 3.30 : Transmission normalisée pour un guide avec 5 stubs





Figure 3.31: (a) Transmission normalisée pour un guide avec 5 stubs présentant un défaut, (b) Cartographie du champ magnétique pour la fréquence de résonance du défaut.



2.4. Stub(s) recouvert(s) d'un métal réel

L'étude précédente a montré que l'on pouvait ajuster la position des pics de résonance et leur finesse en jouant sur les dimensions et en ajoutant un gap entre la cavité et le guide. Néanmoins d'un point de vue technologique, il est difficile de pouvoir métalliser le stub sur ses flancs sans remplir le gap de métal. Aussi nous allons étudier le cas du métal réel dans le cas des cavités accolées au guide, avec les dimensions originelles c'est-à-dire $d_1=a=0.5\mu m$ et $d_2=1.7a=0.85\mu m$.

En outre, la partie imaginaire de l'indice de réfraction du métal exprime l'absorption de la lumière dans le métal. Il convient donc de voir la différence entre les résultats obtenus avec un métal parfait et ceux obtenus avec un métal réel.

2.4.1. Nature du métal

Plusieurs métaux peuvent être utilisés pour tenter d'améliorer le confinement de la lumière. Les métaux technologiquement disponibles pour nous sont le platine, le titane et l'or. Nous avons étudié le cas de chaque métal (Figure 3.33) et il s'avère que l'or est le meilleur candidat à la métallisation des stubs. A noter que les pics ne sont peut être pas très profonds dans cette gamme, mais, comme cela a été décrit plus haut, il est possible de déplacer les pics (et ainsi d'avoir peut être un pic plus profond dans la gamme spectrale choisie) en jouant notamment sur la géométrie du résonateur. Les autres métaux ne permettent pas d'observer les pics de résonances. Cela était prévisible, car les indices de ces métaux à la longueur d'onde 1.55µm sont :

Les parties réelles de l'indice du titane et du platine sont bien supérieures à celle du mode se propageant dans la structure (n_{eff} =3.09), contrairement à l'or. Le facteur de réflexion R nous donne un ordre de grandeur de la réflexion aux interfaces.

$$R = \left(\frac{n_{eff} - n_{m\acute{e}tal}}{n_{eff} + n_{metal}}\right)^{2} \begin{cases} R(Au) \sim 80\% \\ R(Ti) \sim 2\% \\ R(Pt) \sim 0.7\% \end{cases}$$
(46)

On retrouve l'or comme bon candidat à la réflexion des infrarouges, tel qu'il est utilisé pour les coatings des instruments optiques.



La figure 3.34 permet de comparer le cas « métal parfait » avec le cas de l'or. La différence entre le métal parfait et le métal réel réside notamment dans la diminution du nombre de pics, leur position ainsi que la diminution du facteur de qualité et du contraste. Ces différences

auxquelles on pouvait s'attendre s'expliquent par les pertes engendrées par le métal, qui vont faire en sorte que la cavité de ce fait moins bien isolée ne pourra pas aussi bien résonner que dans le cas du métal parfait et on ne verra pas tous les modes de cavité excités. Les conditions aux limites sont aussi changées, ce qui explique la position des pics.

Néanmoins le phénomène est encore bien présent et peut sans doute être amélioré.



Figure 3.34 : Transmission normalisée pour un stub métallisé en polarisation TE et TM dans le cas d'un métal parfait ou réel (or). Epaisseur de métal : 200nm sur les flancs.

2.4.2. Epaisseur de métal

Un autre paramètre consiste à choisir l'épaisseur de métal sur les flancs. Dans le cas du process technologique de réalisation, le dépôt du métal par évaporation ne permet d'avoir qu'une épaisseur moyenne de métal sur les flancs, qui peut être un peu différente entre la base et le haut de la structure.

La figure 3.35 représente le spectre de transmission dans le cas de 3 épaisseurs choisies : 100nm, 200nm, et 500 nm. On observe un décalage des pics de résonance sans changement notable de facteur de qualité. Ces épaisseurs sont largement supérieures à l'épaisseur de peau du métal (environ 30nm) et nous nous attendions à ne pas avoir d'effet sur la transmission, la condition aux limites imposée ne variant pas. Cette influence reste donc à éclaircir.



Figure 3.35 : Transmission normalisée pour un stub métallisé en polarisation TM (or) pour différentes épaisseurs de métal : 100nm, 200nm et 500nm sur les flancs.

2.4.3. Métal déposé sur le guide

Les conditions technologiques nous imposent de réfléchir à l'influence du métal dans le cas où il se dépose aussi sur le guide (au-dessus) ou sur les flancs du guide.

En ce qui concerne le premier point (métal au-dessus du guide), les calculs montrent que celui-ci ne provoque pas de changement notable du spectre de transmission. Résultat attendu, puisque la structure a été choisie de façon à éviter les pertes dues à une électrode métallique déposée au-dessus du guide.

En ce qui concerne le deuxième point (métal sur les flancs du guide), celui-ci ne provoque pas d'effet important sur le spectre, comme le montre la figure 3.36, dans la mesure où la longueur de guide dont les flancs sont couverts de métal reste faible (dans notre cas, 600 nm).



Figure 3.36 : Transmission normalisée pour un stub métallisé en polarisation TM (or) pour une épaisseur de métal de 100nm dans le cas où le métal couvre ou non les flancs du guide sur 600nm.

Néanmoins, nous avons observé que, si le métal ne couvre pas totalement les flancs de la cavité stub, le spectre de transmission va s'en trouver affecté. La figure 3.37 montre cette

influence en diminuant la couverture du métal par rapport au guide comme indiqué sur le schéma. Il est donc primordial de veiller à ce que la couverture du stub soit bien faite.



Figure 3.37 : Transmission normalisée pour un stub métallisé en polarisation TM (or) pour une épaisseur de métal de 500nm dans le cas où le métal couvre le stub suivant le schéma pour différentes distances d (0µm, 0.15µm, 0.3µm).

3. Technologie utilisée

La structure ainsi présentée, les composants ont été réalisés par Marie Lesecq et Sophie Maricot, de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN. Les informations ci-dessous détaillent les étapes générales de réalisation des composants passifs de type microguide – résonateur circulaire, après optimisation du process. [16-18]



Une fois notre multicouche réalisée, nous allons inscrire les dessins des guides sur une résine photosensible, ce qui permet de définir les motifs à transférer par gravure sur l'épitaxie.

Dépôt de la résine

Plusieurs types de masque ont été testés, comme le masque de silice ou le masque métallique, mais ceux-ci n'ont pas été concluants.

Le choix s'est porté sur un dépôt de 700 nm d'une résine électronique négative, la HSQ (Hydrogen Sielses Quioxane), pour définir le masque de gravure.

Cette résine présente une bonne résistance à la gravure et offre une bonne définition des motifs.

- Insolation

Compte tenu des faibles dimensions des structures à réaliser, on utilise une lithographie électronique, c'est-à-dire un faisceau d'électrons localisé, pour inscrire les motifs sur la résine.

Une fois cette étape réalisée, vient l'étape de révélation qui va permettre de définir les motifs.

Pour améliorer la résistance de la HSQ à la gravure, un plasma O_2 est réalisé après l'étape de révélation.

Sur la photo FIB (Focus Ion Beam) cicontre, on observe le dessin du masque HSQ, qui va permettre la gravure du guide dans l'épitaxie. Le masque HSQ est recouvert ici de platine (couche blanche) pour le protéger lors du passage au FIB.

Le profil du masque ainsi obtenu est vertical et présente les dimensions attendues.



Etape 3. <u>GRAVURE</u>

HSQ (700 nm)





La figure 3.38 montre le résultat après gravure des composants de type résonateur circulaire grâce à des photos MEB (Microscope Electronique à Balayage). Sur la figure 3.38a, on peut observer le quaternaire entouré des 2 couches d'InP, il reste également une partie de la résine HSQ.



Figure 3.38 : Photo MEB (a) d'un guide en coupe au niveau du taper de largeur 2.5µm, (b) d'un guide de largeur 0.5µm, (c) d'un disque de diamètre 15µm écarté de 100nm des guides, (d) d'un disque de 15µm collé aux guides, (e) du gap de 100nm entre le guide secondaire et un disque de diamètre 10µm, (f) d'un anneau de diamètre 10µm écarté de 100nm des guides.

Dans le cas de la réalisation des structures à stubs, les étapes sont les mêmes en ce qui concerne l'épitaxie et la gravure. Néanmoins, avant de réaliser l'amincissement et le clivage, viennent s'ajouter des étapes intermédiaires pour déposer un film métallique sur les stubs. Ces étapes sont les suivantes.



L'étape 3 précédemment décrite a permis d'obtenir nos structures comme le montre la figure représentant une moitié du stub couplé au guide.



Etape 4. METALLISATION

Dépôt du métal

Une épaisseur de 200 nm d'or est déposée en pulvérisation sur toute la plaque. Le dépôt métallique par pulvérisation est préféré à celui par évaporation. En effet, cette technique permet de métalliser à la fois la surface et les flancs des structures.

Les photos MEB ci-contre illustrent cette étape. La photo (a) représente un stub de largeur 0.5μ m de longueur 0.75μ m, la photo (b) représente 4 stubs métallisés de largeur 0.5μ m de longueur 0.75μ m distants de 1μ m (centre à centre). Sur ces photos le dépôt de métal couvre toute la structure.









La figure 3.39 présente les photos MEB et FIB des structures stubs. Sur ces photos, les structures 1 stub et 4 stubs sont métallisées au niveau des stubs mais pas sur le guide. On note toutefois que dans le cas des 4 stubs seuls les stubs du milieu sont correctement métallisés. Cet effet est dû à une sous gravure plus rapide que la gravure voulue, néanmoins dans le cas du stub simple cet effet nous arrange puisque le mode du guide n'est alors pas en contact avec

le métal. On observe en outre que le dépôt de métal est homogène sur le stub. Le dépôt de métal voulu était de 200nm, on retrouve cette épaisseur sur le dessus et 100nm sur les flancs. La photo FIB confirme un dépôt régulier de métal sur les flancs de la structure.







Figure 3.39 Photos MEB (a) d'un stub métallisé de largeur 0.5µm de longueur 0.75µm, (b) de 4 stubs métallisés de largeur 0.5µm de longueur 0.75µm distants de 1µm (centre à centre), (c) Photo FIB d'un guide métallisé de largeur 0.5µm.

4. Conclusion

Ce chapitre a mis en évidence les caractéristiques de la structure guidante choisie, mais aussi les différents paramètres des structures filtrantes de type circulaire (anneau et disque) ou de type stub. La taille des éléments résonants est une caractéristique essentielle déterminant la position des résonances. En outre, il a été démontré l'importance de la taille et de la qualité du gap, assurant le couplage entre les différents éléments de la structure. Ce paramètre influe grandement sur le facteur de qualité des dispositifs.

Références

[1] A. Beaurain, Thèse, "*Etude de fonctions passives à base de nanostructures photoniques*", 4 Decembre 2003.

[2] M. Lesecq, S. Maricot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot, "Passive photonic components using InP optical wire technology" accepté à IEE ProceedingsIET Optoelectronics (2007).

[3] K. Oda, S. Suzuki, H. Takahashi, H. Toba, "An optical FDM distribution experiment using a high finesse waveguide-type double ring resonator", IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 1031–1034 (1994).

[4] R. Orta, P. Savi, R. Tascone, D. Trinchero, "Synthesis of multiplering-resonator filters for optical systems", IEEE Photon. Technol. Lett., 7, 1447–1449 (1995).

[5] K. Sasayama, F. Früh, T. Kominato, K. Habara, "Photonic frequency-divisionmultiplexing highway switch using integrated-optic multiple ring resonators", IEICE Trans. Commun., E78-B, 674–678 (1995).

[6] W. Weiershausen, R. Zengerle, "Photonic highway switches based on ring resonators used as frequency-selective switches", Appl. Opt., 35, 5967–5978(1996).

[7] S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FD-TD computational electromagnetics simulations of microring and microdisk lasers", Opt. Soc. Amer. Annu. Meet., Rochester, NY, papier ThZ4(1996).

[8] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, L. Wang, S. C. Hagness, A. Taflove, S. T. Ho, R. C. Tiberio, *"Semiconductor microcavity resonator multiplexer/demultiplexer"*, Opt. Soc. Amer. Annu. Meet., Rochester, NY, papier ThP4 (1996).

[9] E. A. J. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides", Bell Syst. Tech. J., 48, 2103–2132 (1969).

[10] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S. T. Ho, R. C. Tiberio, "Waveguide-coupled AlGaAsyGaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 21.6-nm free spectral range", Opt. Lett., 22, 1244-1246 (1997)

[11] S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FDTD Microcavity Simulations: Design and Experimental Realization of Waveguide-Coupled Single-Mode Ring and Whispering-Gallery-Mode Disk Resonators", IEEE J. Light. Tech., 15, 2154-2165 (1997)

[12] Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron, *"Transmission filtering of a waveguide coupled to a stub micro-resonator"*, App. Phys. Lett., 89, 101113 (2006)

[13] Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, J.P. Vilcot, *"Filtering of a large band wavelength signal by a*

microstub cavity grafted on a straight guide", Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications (2007) – à paraître.

[14] Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, J-P. Vilcot, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, "Selective filtering of confined optical waves in a straight waveguide coupled to lateral stubs", accepté à Journal of Optics A : Pure and Applied Optics (2007).

[15] A. Taflove, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", Artech House INC, Norwood (1995).

[16] A. Beaurain, S. Dupont, H.-W. Li, J.-P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, D. Decoster, "*Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides*", Microwave Opt. Technol. Lett. 40, 216–218 (2004).

[17] D.Lauvernier, J-P Vilcot, M. François, D. Decoster, "Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material", Microelectronic Engineering 75, 117-182 (2004).

[18] S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.-P. Vilcot, H.-W. Li, M. Constant, D. Decoster, and J. Chazelas, "Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching", Electron. Lett. 40, 865–866 (2003).

Chapitre 4: Caractérisation des structures passives

Collaborations:

- M. Lesecq, S. Maricot, J. P. Vilcot, Optoélectronique IEMN (USTL)
- A. Mussot, Optique non linéaire PhLAM (USTL)

Articles issus de ce travail :

- A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, T. Sylvestre, *Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths*, accepté à Optics Express (2007)
- P. Miska, M. Beaugeois, C. Lethien, A. Beaurain, H-W. Li, JP Vilcot, M. Bouazaoui, J. Chazelas, D. Decoster, L. Dobrzynski. A. Akjouj. B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur, *Characterization of InP semiconductor waveguides coupled to disk microcavity optical resonators via optomicrowave technique*, Microwave Opt. Technol. Lett 45 315-315 (2005)

A ce niveau de l'étude, de nombreuses simulations ont été effectuées afin de préciser les structures qui seront réalisées : anneaux, disques et stubs. Le chapitre 3 a décrit la technologie employée pour réaliser ces structures. Il convient maintenant de caractériser celles-ci, afin de confronter nos calculs aux caractéristiques expérimentales du composant.

Dans ce chapitre, nous exposerons la méthode employée pour caractériser les structures et présenterons les résultats obtenus pour les résonateurs circulaires de type anneau ou Nous aborderons également les premiers résultats concernant les structures de type stub. Nous présenterons par la suite une adaptation du banc de caractérisation, utilisant la création d'un supercontinuum, permettant une étude sur une gamme spectrale plus large.

1. Méthode de caractérisation

1.1. Caractérisation en champ proche

La première étape dans le protocole de caractérisation consiste à visualiser le mode en champ proche en sortie de guide (Figure 4.1). L'échantillon, qui comporte plusieurs structures, est placé sur un support amovible, avec deux translations possibles suivant X et Y, une rotation possible suivant Y et une assiette réglable suivant Z. La fibre d'injection est placée également sur une platine de micro-déplacement XYZ. Cette dernière est une fibre lentillée monomode à la longueur d'onde 1.55µm et le diamètre du mode en 1/e est d'environ 3µm, ce qui nous permet d'avoir un meilleur couplage fibre-taper (la face d'entrée du taper est de 2.5µm). Elle est reliée à une source laser de type TUNICS-PR accordable entre 1.48µm et 1.6µm. Entre ces deux derniers est intercalé un contrôleur de polarisation nous permettant de placer la lumière incidente dans un état de polarisation TE ou TM, en appliquant une contrainte sur la fibre pour faire varier l'état de polarisation de la lumière s'y propageant. En sortie du guide, on place un objectif de microscope de grossissement 40 ou 63, afin de visualiser l'image agrandie de la face de sortie par le biais d'une caméra infrarouge à tube Hamamatsu C-2741 et d'un moniteur de contrôle.

Un analyseur est placé avant la caméra afin de vérifier l'état de polarisation.





Cette première caractérisation nous permet d'apprécier la forme « circulaire » du mode du guide et le confinement dans la structure et de vérifier l'injection par la face d'entrée.

1.2. Caractérisation « fibre à fibre »

La caractérisation en champ proche nous permet notamment de régler la fibre d'injection par rapport au guide. Afin d'effectuer des mesures de pertes et de transmission, il nous faut récupérer le signal sortant du guide après propagation dans la structure, (pour nous souvent une structure résonante).

Pour cela, nous utilisons le même montage que précédemment mais cette fois-ci, après avoir effectué ce premier réglage, la caméra, l'analyseur et l'objectif sont remplacés par une deuxième fibre positionnée en sortie de guide et reliée à un photodétecteur Hewlett Packard 81-532A. Cette deuxième fibre est clivée et le diamètre du cœur est d'environ 9µm (Figure 4.2).

L'ensemble est piloté par une interface GPIB avec un ordinateur équipé du logiciel Labview de National Instruments, afin de tracer le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde.

Il est évident que ce montage ne permet pas d'avoir un alignement parfait, comme c'est le cas dans une simulation. En effet, il y aura toujours un léger désalignement entre les fibres et le guide, tant linéaire qu'angulaire, ainsi qu'une distance entre les fibres et les faces du guide à l'origine de réflexions multiples. Ces différents facteurs peuvent influencer significativement la qualité de l'injection.



Figure 4.2 : Schéma du banc de caractérisation fibre à fibre

1.3. Méthode utilisée pour les mesures de pertes

Une première évaluation des performances des guides consiste à mesurer leurs pertes.

En effet, pour un guide la diminution de la puissance lumineuse après une propagation entre z_0 et z_0+dz est proportionnelle à la puissance $P_0=P(z_0)$ et est proportionnelle à la puissance $P_0=P(z_0)$ et à la distance dz parcourue. Cela nous conduit à une expression :

 $dP(z) = -\alpha P_0 dz$ soit en intégrant $P(z) = P_0 e^{-\alpha z}$ avec α le coefficient d'atténuation. (47)

Nous pouvons donc en déduire les pertes de propagation exprimées en dB au bout de la distance z :

$$Pertes_{dB} = -10\log\left(\frac{P(z)}{P0}\right) = 4.34\alpha z \tag{48}$$

Ces pertes prennent en compte les pertes de propagation, en partie due à la rugosité de surface [1].

Une première méthode consisterait à mesurer ces pertes pour des guides de longueurs différentes. Cela nous permettrait de tracer les pertes en fonction de la longueur et de ce fait de connaître les pertes de propagation par la pente de la courbe et les pertes de couplage par extrapolation de l'ordonnée à l'origine. Néanmoins, l'inconvénient majeur repose sur la nécessité d'avoir des conditions de couplage identiques dans chaque cas mais aussi d'avoir un niveau de pertes relativement élevé (>10dB/cm) pour avoir des résultats cohérents.

Une alternative à cette méthode est basée sur l'effet Pérot-Fabry. En effet, une fois clivé un guide peut être assimilé à une cavité Pérot-Fabry, puisque les faces clivées forment un miroir entre l'air et le guide (Figure 4.3) [2]. L'onde en sortie de guide est la somme d'une part transmise directement après une traversée et d'une autre part provenant de réflexions multiples sur les faces internes. Ces contributions donnent alors naissance à un phénomène d'interférences avec ces maxima et ces minima. Le contraste des franges (I_{max}/I_{min}) permet d'accéder à l'atténuation dans la cavité et donc aux pertes de propagation. L'avantage de cette technique est de pouvoir déterminer ces pertes indépendamment de la qualité de l'injection [3]. Le contraste étant supérieur à 1, les pertes sont d'autant plus faibles que le contraste est grand. De plus, plus la réflexion est grande au niveau des faces, meilleur est le contraste.



Figure 4.3 : Principe du guide vu comme une cavité Pérot-Fabry

Si l'on considère un faisceau incident d'intensité unitaire dans la cavité, la transmission T à travers un guide droit de coefficient d'absorption α et de longueur $L = m \frac{\lambda_0}{2n}$ (n est l'indice optique du matériau, m un nombre entier et λ_0 la longueur d'onde utilisée) est donnée par l'expression (49) suivante [4]:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \Phi}$$
(49)

avec $r = \text{Re}^{-\alpha L}$, R la réflectivité de la face de sortie du guide, et φ la phase de l'onde injectée. En traçant la transmission en fonction de la phase, que l'on fait varier en réglant la longueur d'onde dans notre cas, il est possible de mesurer le contraste de franges C donné par la relation suivante:

$$C = \frac{T_{\text{max}}}{T_{\text{min}}} = \frac{(1+r)^2}{(1-r)^2}$$
(50)

d'où le coefficient

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log \left(\frac{1}{R} \frac{\sqrt{C} - 1}{\sqrt{C} + 1} \right)$$
(51)

exprimé en dB/mm si L est en mm. Ce coefficient permet de décrire les pertes de propagation.

Le chapitre 2 décrivant la structure du guide choisie montrait que les pertes de propagation simulées dans un guide de largeur $0.5\mu m$ pour les polarisations TE et TM [5] sont d'environ 6dB/mm et 4dB/mm respectivement.

Afin de vérifier cela, nous mesurons les pertes de la même façon pour un guide de largeur 0.5μ m. Le principe étant le même pour la polarisation TE, nous ne détaillons que la polarisation TM. La figure 4.4 représente la transmission d'un guide de largeur 0.5μ m de

longueur 1mm. Des tapers sont utilisés en entrée et en sortie pour faciliter l'injection et la récupération de la lumière. On retrouve les figures d'interférences avec ces minima et maxima.



Figure 4.4 : Spectre Pérot Fabry obtenu sur un guide de 0,5µm de largeur et de 1mm de longueur

La qualité des spectres dépend beaucoup de la qualité des faces clivées. De plus, le spectre présente une superposition de plusieurs Pérot-Fabry, dont un seul correspond à celui du guide. Néanmoins, nous avons pu déterminer les pertes sachant que la période de l'oscillation est inversement proportionnelle à la longueur de la cavité. Il est à noter que le guide étudié est ici connecté à des tapers à chaque extrémité, eux mêmes connectés à des guides de largeur $2.5\mu m$ (Figure 4.5).



Figure 4.5 : Schéma du guide étudié

Dans son travail de thèse, Arnaud Beaurain [6] a montré que les tapers ainsi définis présentent des pertes de 1dB et les guides de largeur 2.5µm présentent des pertes de 0.5 dB/mm.

La méthode Pérot-Fabry pour évaluer les pertes nous donne un coefficient de pertes pour la structure totale de 0.82 dB/mm soit pour une longueur d'échantillon de 5 mm, un total de pertes de 4.14 dB. En enlevant la contribution du taper et des guides de largeur 2.5μ m, on arrive à une mesure des pertes de propagation pour le guide de largeur 0.5μ m de 4.27 dB/mm. Le même calcul peut être fait en polarisation TE et l'on arrive à une mesure des pertes de propagation d'environ 6dB/mm.

La figure 4.6 représente les pertes de propagation mesurées en fonction de la largeur du guide. Celles-ci se révèlent bien plus importantes que les pertes simulées. En effet, dans le cas de cette mesure, la présence d'une rugosité importante sur les flancs du guide peut augmenter de façon significative les pertes de propagation, rugosité qui n'est pas prise en compte dans nos calculs. [1]. Il est donc important lors de la réalisation technologique de veiller à s'affranchir au maximum de cette rugosité de surface.



Figure 4.6 : Evolution des pertes de propagation mesurées

Après cette étude des caractéristiques du guide, nous allons nous intéresser à la caractérisation de nos résonateurs, circulaires tout d'abord avec les anneaux et les disques, puis les stubs.

2. Caractérisation des résonateurs circulaires

Le dispositif expérimental est celui décrit plus haut, en plaçant successivement la fibre clivée, branchée sur le photodétecteur, sur le guide principal ou le guide secondaire. (Figure 4.7)



Figure 4.7 : Schéma de principe de la caractérisation des résonateurs circulaires. La fibre de sortie est placée en sortie du guide principal ou du guide secondaire.

Nous avons réalisé deux types de résonateur circulaire : anneau ou disque, avec trois diamètres différents : 10, 15 et 20µm. Nous présentons les mesures de transmission ci-dessous pour les polarisations TE et TM. Cependant, dans certains cas, nous n'avons pas réussi à obtenir les courbes de transmission. Cela peut être dû à un mauvais clivage des composants, à un défaut de gravure, à une micro-rayure des guides ou bien à l'endommagement des composants durant les caractérisations.

Nous présentons ici les caractérisations des composants réalisés par RIE avec la collaboration du Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) de Marcoussis. Il ne nous a pas été possible de refaire certaines caractérisations sur de nouveaux composants dû à une indisponibilité du bâti de gravure ICP durant une période de 2 ans et demi et à un problème sur la dernière série d'échantillons, où il nous a été impossible d'observer les spots de sortie en champ proche. De nouvelles structures sont en cours de réalisation.

2.1. Résonateur de type anneau.

La figure 4.8 présente les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde, en faisant évoluer différents paramètres comme le diamètre, la polarisation, l'existence ou non

d'un gap entre le résonateur et les guides. Nous rappelons le dessin du masque qui nous sert de référence pour identifier les composants.



Figure 4.8 : Schéma du dessin du masque et courbes de transmission pour des structures à résonateur circulaire de type anneau.

Ne sont présentés ci-dessus que les résultats obtenus en polarisation TM pour certaines structures, les autres structures (autres diamètres, autres gaps) étant malheureusement défectueuses ou ces mêmes structures ayant été abimées par la suite pour les caractériser en polarisation TE.

Une première observation nous permet de constater un accord satisfaisant avec les simulations concernant l'intervalle spectral libre (ISL), c'est-à-dire l'écart spectral entre deux résonances,

le contraste $K = \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}}{T_{\text{max}} + T_{\text{min}}}$ et la finesse des pics traduite notamment par la largeur à mi-

hauteur $\Delta\lambda$, le facteur de qualité $Q = \frac{\lambda_{res}}{\Delta\lambda}$ avec λ_{res} la longueur d'onde de résonance caractéristique choisie ou le coefficient de finesse $F = \frac{ISL}{\Delta\lambda}$. Le tableau 4.9A résume ces données mesurées sur le guide principal. A titre d'information, puisque nous n'avons pas assez de résultats sur l'anneau de diamètre 15µm, le tableau 4.9B présente les caractéristiques simulées de ce résonateur.

A l'analyse de ce tableau, nous pouvons vérifier que la présence d'un gap entre le résonateur et les guides permet d'obtenir des résonances marquées et plus fines d'où un meilleur facteur de qualité. Le fait d'avoir un couplage évanescent plutôt qu'un couplage direct semble donc être plus efficace, comme nous avions pu l'observer dans le chapitre 2 [7]. La pertinence de cette conclusion est cependant faible, vu le peu de résultats présentés.

| Type d'anneau | | ISL _{exp.} | $\Delta \lambda_{exp.}$ | Q _{exp.} | F _{exp.} | K _{exp.} |
|-----------------------------------|----------------|---------------------|-------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | | (nm) | (nm) | | | |
| d=10µm g=0nm Polarisation TM | | 20 | 6.93 | 223 | 2.9 | 97% |
| d=10μm g=100nm Polarisation TM | Pics larges | 10.6 | 4.3 | 360 | 5 | 94% |
| (*) | Pics fins | 10.0 | ?? | ?? | ?? | ?? |
| d=15µm g=0nm Polarisation TM | | 13.2 | 6.6 | 232 | 2 | 95% |

Tableau 4.9A : Mesures des principales caractéristiques

(*) Quand cela est possible on distingue les séries de résonances séparément. Les ?? signifient qu'il n'est pas possible de dégager des caractéristiques pour cette série.

| Anneau de diamètre 15µm | ISL _{th.} | $\Delta \lambda_{\text{th.}}$ | Q _{th.} | F _{th.} K _{th.} |
|-------------------------|--------------------|-------------------------------|------------------|-----------------------------------|
| | (nm) | (nm) | | |
| g=0nm | 15.3 | 3.2 | 483 | 4.8 89% |
| Polarisation TM | | | | |
| g=100nm | 15 | 0.4 | 3863 | 37.5 64% |
| Polarisation TM | | 11.1 | | |
| g=0nm | 14.4 | 3.4 | 456 | 4.2 41% |
| Polarisation TE | | | | |
| g=100nm | 14 | 0.1 | 15350 | 140 15% |
| Polarisation TE | | | | |

Figure 4.9B : (a)Principales caractéristiques simulées dans le cas d'un anneau de diamètre 15µm (b) Courbes de transmission simulées pour des structures à résonateur circulaire de type anneau de diamètre 15µm avec ou sans gap de 100nm pour les polarisations TE et TM

(a)




Figure 4.10 : Photo MEB du gap entre le résonateur et la « canne » du guide secondaire

De plus, on observe sur les courbes (*) pour les structures, présentant un gap de 100nm, une mauvaise définition du fond de transmission. Cet effet peut être expliqué par la mauvaise gravure du gap. En effet, en regardant l'image MEB (Figure 4.10), nous voyons que le gap n'a été creusé qu'à moitié. Ce phénomène est appelé « micro-loading » : il se produit notamment quand on cherche à graver de grandes surfaces sur une épaisseur assez importante et en même temps des zones (comme le gap) de petite taille. Cela crée une distorsion du mode au moment où la lumière arrive à la jonction. Une partie se couple par la partie inférieure où le gap n'est pas creusé et l'autre partie se couple par la partie supérieure par onde évanescente. Cela a pour conséquence de réduire l'efficacité de filtrage ou de transfert vers le guide secondaire. Les courbes, présentant les structures avec un gap de 100nm, montrent en

outre qu'il en résulte un profil asymétrique et un élargissement des maxima de transmission du secondaire.

2.2. Résonateur de type disque

La figure 4.11 présente les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde pour des structures à disque de diamètre 10, 15 et 20 μ m. Nous rappelons encore le dessin du masque qui nous sert de référence pour identifier les composants.

L'observation de ces courbes nous conduit aux mêmes observations que pour les anneaux. Nous avons un accord correct avec les simulations et la présence d'un gap d'air entre le disque et les guides est encore favorable à l'affinement des résonances. Pour les mêmes raisons que précédemment, la polarisation TM est majoritairement représentée ; on constate d'ailleurs une nouvelle fois que la polarisation TM présente de meilleurs résultats de facteur de qualité que la polarisation TE.

Dans le cas du disque, on observe comme le montrait le chapitre 2, l'excitation de plusieurs modes de galerie, conduisant à plusieurs séries de pics. De plus, on observe une nouvelle fois le mauvais couplage entre résonateur et guides dû à la mauvaise gravure du gap, ce qui provoque un profil asymétrique et parfois mal défini de certains pics. Il est à noter que l'effet est faiblement marqué pour le diamètre $10\mu m$, bien marqué pour le diamètre $15\mu m$ et pour le diamètre $20\mu m$, les deux pics de résonance ne sont plus écartés de ISL/2 mais leur proximité crée une sorte de pic très large, les regroupant tous les deux.





L'effet dû à la mauvaise gravure se retrouve également en polarisation TE et il semble d'ailleurs plus marqué à cause de l'orientation du champ électrique parallèle à la dimension du gap. Le tableau 4.12 regroupe les données caractéristiques mesurées expérimentalement

| Type de disque | | ISL _{exp} | $\Delta \lambda_{exp.}$ | Q _{exp.} | F _{exp.} | K _{exp} | ISL _{th} | $\Delta \lambda_{th}$ | Q _{th.} | F _{th.} | K _{th.} |
|-----------------------------------|----------------|--------------------|-------------------------|-------------------|-------------------|------------------|-------------------|-----------------------|------------------|------------------|------------------|
| | | (nm) | (nm) | | | | (nm) | (nm) | | | |
| d=10µm g=0nm Polarisation TM | | 19.4 | 3.8 | 400 | 5.1 | 70% | | <u> </u> | | | |
| d=10µm g=100nm Polarisation TM | Pics larges | 11 | 2.7 | 565 | 8.1 | 93% | | | | | |
| (*) | Pics fins | | ?? | ?? | ?? | ?? | | | | | |
| d=15µm g=0nm | | 13.5 | 5.1 | 300 | 2.7 | 71% | 6.2 | 1.9 | 821 | 3.3 | 86% |
| Polarisation TM | | | | | | | | 1 | 1555 | 6.2 | 87% |
| d=15µm g=100nm Polarisation TM | Pics larges | | 2.5 | 617 | 5.6 | 98% | | 0.9 | 1724 | 6.7 | 5% |
| | Pics | 7 | 0.9 | 1705 | 15.8 | 84% | 6 | 0.1 | 15554 | 60 | 48% |
| (*) | fins | | | | | | | 0.1 | 15600 | 60 | 81% |
| d=20µm g=0nm Polarisation TM | | 10.1 | 3.2 | 478 | 3.2 | 95% | | | | | |
| d=20µm g=100nm Polarisation TM | Pics larges | 10 | 4.4 | 348 | 2.3 | 63% | | | | | |
| (*) | Pics fins | 10 | ?? | ?? | ?? | ?? | | | | | |
| d=15µm g=0nm | | 11.9 | 6.3 | 245 | 1.9 | 67% | ~6.2 | 2-2.5 | 778 | 3.1 | 88% |
| Polarisation TE | | | | | | | | 0.3 | 5165 | 20.6 | 37% |
| d=15µm g=100nm Polarisation TE | Pics larges | | 2.8 | 548 | 5 | 96% | | 0.2 | 7761 | 29 | 4% |
| | Pics | 7 | 6.1 | 250 | 2.4 | 93% | 5.8 | 0.2 | 7776 | 29 | 7% |
| (*) | « fins » | | | | | | | 0.2 | 7806 | 29 | 7% |

sur le guide principal. Sont ajoutées également les valeurs issues des simulations pour le diamètre 15µm.

Tableau 4.12 : Comparaison des mesures et des simulations pour les principales caractéristiques mesurées des structures à disques.

(*) Quand cela est possible on distingue les deux séries de résonances séparément. Les ?? signifient qu'il n'est pas possible de dégager des caractéristiques pour cette série.

Dans le cas de plusieurs pics, l'ISL exprimé est la valeur minimale mesurée près de 1.55µm.



Figure 4.13 : Courbes de transmission simulées pour des structures à résonateur circulaire de type disque de diamètre 15µm avec ou sans gap de 100nm pour les polarisations TE et TM

La comparaison des largeurs à mi-hauteur et des facteurs de qualité et des contrastes expérimentaux avec les simulations (Figure 4.13) dans le cas du diamètre 15µm nous donne à penser que les structures n'avaient pas un gap en tant que tel et que le couplage était un couplage plutôt direct qu'évanescent. Le gap étant à moitié creusé il est difficile de pouvoir comparer dans sa totalité les spectres expérimentaux et issus des simulations, notamment en ce qui concerne la position des pics.

En outre, pour expliquer la grande différence entre le cas expérimental sans gap et les simulations, on peut là encore mettre en cause le couplage. La zone de couplage est difficile à graver, et dans ce cas de l'absence de gap, là où l'on devrait obtenir un « point » de contact, une longueur de contact est créée, comme cela ressort de la photo MEB d'un disque collé en figure 4.14. Le couplage réalisé ne permettrait alors que l'excitation d'un seul mode de galerie ou mode radial.



Figure 4.14 : Photo MEB d'un disque collé aux guides. Dans ce cas, l'on observe une mauvaise gravure du composant et notamment une longueur de couplage étendue (rectangles blancs sur la photo).

3. Caractérisation des stubs

Hormis les structures à résonateurs circulaires, d'autres structures ont été réalisées de type stub. La caractérisation de ces structures suit le même protocole que pour les résonateurs circulaires, en l'occurrence une mesure en champ proche de l'intensité lumineuse en sortie de guide.

3.1. Adaptation du banc aux structures stubs : supercontinuum

Technologiquement une incertitude de l'ordre de 5 à 10% est à prévoir sur les dimensions du stub. Avec de telles variations, nous avons évalué que les résonances peuvent se décaler spectralement d'au moins 100nm par rapport aux simulations pour une longueur donnée. La « fenêtre » spectrale du laser utilisé (TUNICS-PR : 1480-1600nm) jusque maintenant est donc trop étroite pour observer avec certitude les résonances.

Mise à part de complexes sources lumineuses accordables sur une gamme spectrale très étendue (oscillateur paramétrique optique par exemple), la plupart des sources accordables simples le sont sur une centaine de nanomètres au mieux.

Notre objectif a donc été de rechercher des sources lumineuses spectralement étendues sur une gamme allant de 1000nm à 1700nm, moins onéreuses et assez simples avec une densité spectrale de puissance de l'ordre de 10mW/nm. Une fois les résonances observées, il sera ensuite possible de faire varier les dimensions du stub pour déplacer la résonance dans la gamme spectrale voulue (proche de 1550nm).

Les sources à supercontinuum sont susceptibles de remplir ces conditions [8]. Ces sources extrêmement larges spectralement permettraient d'obtenir en une seule mesure la fonction de transfert de la structure sur toute la gamme spectrale.

La première possibilité consiste à injecter la lumière issue d'un laser impulsionnel, ayant une puissance crête importante pour obtenir d'importants effets non linéaires. A notre connaissance, la majorité des supercontinuum obtenus à partir d'un laser impulsionnel possède une relativement faible densité spectrale de puissance. Ces sources présentent également une zone spectrale trop étendue par rapport à nos besoins, l'énergie étant de ce fait distribuée sur toute la gamme et notamment des bandes qui ne nous intéressent pas.

La deuxième possibilité consiste à injecter la lumière issue d'un laser continu de forte puissance [9-12]. A.V. Avdokhin et al. [13] ont obtenu une densité spectrale de puissance de 3.8W sur environ 300nm compris entre 1070 et 1380nm, soit 12mW/nm. T. Sylvestre et al. [14] présentent, quant à eux, un supercontinuum étalé sur une largeur de 800nm, entre 1.2 et 2µm, mais avec une puissance de sortie de 2W, soit une densité spectrale de puissance de 2.5mW/nm. Les supercontinuum obtenus ont l'intérêt de présenter une bande spectrale plate. Cependant, la gamme spectrale obtenue ne correspond pas à nos besoins (1000-1700nm).

Nous nous sommes rapprochés de l'équipe d'Optique Non Linéaire du laboratoire PhLAM (Lille) dans le but de mettre au point une source étendue spectralement de 1000 à 1700nm environ avec une densité spectrale de puissance d'environ 10mW/nm (ou 10dBm/nm).

En tenant compte de cet objectif, Arnaud Mussot de l'équipe d'Optique Non Linéaire a effectué une étude théorique pour mettre au point un profil de dispersion de fibre optique permettant d'obtenir un supercontinuum spectralement borné, plat avec une densité spectrale de puissance importante.

La figure 4.16 présente différentes courbes de dispersion de fibres photoniques (PCF) et la densité spectrale de puissance associée en fonction de la longueur d'onde à la sortie de la fibre microstructurée. La longueur de la fibre est de 20m et la puissance injectée est de 10W@1064nm, ce qui correspond à ce qu'un laser continu à 1064nm (type IPG, par exemple) peut fournir. Les simulations montrent qu'il est possible d'obtenir des bandes spectrales allant d'environ 1000nm à 1600nm en utilisant des PCF avec deux zéros de dispersion. L'allure de la courbe de dispersion permet d'ajuster l'étalement spectral du supercontinuum. La

formation du supercontinuum est décrite de manière plus détaillée dans l'article de A. Mussot et al., à paraître dans Optics Express [15].



Figure 4.16 : (a) Courbes de dispersion simulées à partir de plusieurs design de fibre, (b) Densités spectrales de puissance en sortie de fibre (puissance d'entrée : 10W, longueur : 20m)

3.1.1. Banc expérimental.

Le laser d'injection est un laser IPG Ytterbium continu délivrant 20W@1064nm avant l'isolateur, empêchant le retour d'une partie de lumière dans le laser. La largeur de la raie est inférieure à 1nm (données constructeur)

La figure 4.17 présente le banc permettant de réaliser l'expérience.



Figure 4.17 : Banc de caractérisation du supercontinuum

L'injection dans la fibre Hi1060 (fibre monomode transverse à 1064nm) est plus facile, grâce notamment à la taille de son cœur plus importante que dans la PCF (fibre à cristal

photonique). Le couplage est réalisé par soudure avec une perte à la jonction de 25%. L'injection dans cette fibre est réalisée en choisissant soigneusement les dimensions des lentilles du télescope et de l'objectif afin d'avoir l'ouverture numérique appropriée à la fibre.

A la sortie de la PCF, on prélève une faible partie de la puissance de sortie par réflexion sur une lame séparatrice en verre pour éviter d'endommager l'analyseur de spectre (à noter que les bords de la lame ne sont pas parallèles pour éviter tout phénomène d'interférences). La lumière restante est envoyée vers le banc de caractérisation des structures microguides.

Ce banc de caractérisation des structures doit être de même adapté. En effet, le supercontinuum a une densité spectrale élevée et donc une forte puissance. Des précautions sont donc indispensables afin de ne pas endommager la fibre d'injection (il s'agit d'une fibre lentillée donc plus fragile à son extrémité) et les composants. Le signal issu du supercontinuum est un signal large bande sur une bande spectrale d'environ 600nm. Le montage précédent utilisait un puissance-mètre optique HP81521B de bande passante 900-1700nm. Néanmoins, pour mesurer le spectre de transmission des structures en une seule fois, il est nécessaire de le remplacer par un analyseur de spectre optique (Figure 4.18). Enfin, le signal de sortie de la source supercontinuum n'est pas polarisé. Le contrôle de la polarisation, se fait donc en sortie d'échantillon, afin de séparer les signaux TE et TM, grâce à un polariseur.



Figure 4.18: Modification du banc de caractérisation des structures microguides pour les structures à stubs

3.1.2. Résultats

Nos premiers tests ont été réalisés sur la fibre représentée en figure 4.19 et réalisée par l'Equipe Photonique du laboratoire PhLAM. Il s'agit d'une fibre à cœur plein, entourée d'un

réseau périodique de trous constituant la gaine. Celle-ci est entourée d'un « air-clad » limitant les pertes par courbure.

Grâce au système d'injection utilisé, nous avons réussi à coupler 60% de la lumière à l'entrée de la fibre. La longueur de la PCF est de 20m, longueur définie dans les calculs.

Cependant, seul un faible élargissement spectral du signal a été observé, qui ne correspond pas au résultat attendu : on passe d'environ 1nm à 7nm. En effet, pour une puissance injectée de 5.6W, on devrait déjà avoir un élargissement significatif de la raie spectrale. Donc la courbe de dispersion de cette fibre doit être différente de celle utilisée dans le calcul. Ces observations nous conduisent à redéfinir la structure de la fibre, afin qu'elle coïncide mieux avec le profil de dispersion voulu. Cette nouvelle étude ainsi que la fabrication qui lui succédera sont en cours.



Figure 4.19 : Photos MEB d'une fibre photonique testée et zoom sur le cœur de la fibre.

4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté le protocole de caractérisation ainsi que le banc de caractérisation mis en place pour la caractérisation des structures. Une adaptation est en cours permettant de caractériser les composants sur une gamme spectrale plus large, en utilisant un supercontinuum présentant une forte densité spectrale de puissance. Cette source en ellemême ouvre de nouvelles perspectives pour des applications futures.

Les caractérisations passives ont montré un bon accord avec les simulations présentées dans le chapitre précédent. En l'occurrence, la qualité du gap existant entre les guides est déterminante sur la valeur du facteur de qualité. Nous avons pu également vérifier la différence entre l'excitation des modes guidés de l'anneau et celle des modes de galerie du disque.

Néanmoins, de nombreuses caractérisations restent à accomplir, afin de valider les premiers résultats mais aussi de vérifier les résultats théoriques concernant les stubs par exemple.

Références

[1] K K.Lee, D R. Lim, H-C Luan, A Agarwal, J Foresi, L C. Kimerling, "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model", App. Phys. Lett., 77, 1617-1619 (2000).

[2] R.G Walker, "Simple and accurate loss measurements technique for semiconductor optical waveguides", Electronic Lett., 21, 581-583 (1985).

[3] T. Feuchter, C. Thirstrup, "High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a Fabry Perot Cavity", IEEE Photonics Technology Letters, 6, 1244-1247 (1994).

[4] R.J.Deri, E.Kapon, "Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides", IEEE Journal of quantum electronics, 27 (1991).

[5] M. Lesecq, S. Maricot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot, "*Passive photonic components using InP optical wire technology*" accepté à IEE ProceedingsIET Optoelectronics (2007).

[6] A. Beaurain, Thèse, *"Etude de fonctions passives à base de nanostructures photoniques"*, 4 Decembre 2003

[7] B. Miao, P. Yao, J. Murakowski, D. W. Prather, "Fabrication of silicon microring resonators with narrow coupling gaps", Journal of Microlithography, Microfabrication, and Microsystems, 4,023013(2005)

[8] J. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", Rev. Mod. Phys., 78, 1135 (2006).

[9] J.C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J.R. Taylor, H. Sabert, B. Mangan, "Extended continuous-wave supercontinuum generation in a low-water-loss holey fiber", Opt. Lett. 30, 1938 (2005)

[10] J.C. Travers, S. V. Popov, J.R. Taylor, H. Sabert, B. Mangan, "*Extended bandwidth CW-pumped infra-red generation in a low-water-loss PCF*", CLEO, Baltimore, MD USA, CF04 (2005)

[11] J.C. Travers, B.A. Cumberland, S.V. Popov, J.R. Taylor, N. K. Traynor, A. Monteville, "Pump format influence on noise characteristics and spectral extent of CW continuum generation in new low-water-loss holey fibers", CLEO, Los Angeles, CA USA, CMGG5 (2006)

[12] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, S. Cohen, "The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation", Opt. Exp., 13, 6615-6625 (2005)

[13] A.V. Avdokhin, S.V. Popov, J.R. Taylor, "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers", Opt. Lett., 28, 1353-1355 (2003)

[14] T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, S. Cohen, "Supercontinuum generation using continuous-wave multi-wavelength pumping and dispersion management", Opt. Lett., 31, 2036-3038 (2006)

[15] A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazoui, T. Sylvestre, "Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths", accepté à Optics Express (2007)

Chapitre 5 : Accordabilité des structures

Collaborations :

- M. Lesecq, S. Maricot, J. P. Vilcot, Optoélectronique IEMN (USTL)
- B. Pinchemel PhLAM (USTL)

Articles issus de ce travail :

- M. Beaugeois, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J.-P. Vilcot, *All-optical Tunability* of InGaAsP-InP Microdisk Resonator by Infrared Light Irradiation, Opt. Lett., **32**, 35-37 (2007)

Nous avons décrit dans les chapitres précédents la structure utilisée pour le guidage et caractérisé les structures résonantes de type anneau et disque. Ces structures ont présenté des zéros de transmission tout à fait intéressants pour le filtrage ou le démultiplexage en longueur d'onde.

Nous démontrons dans ce chapitre la possibilité d'accorder les résonances d'un résonateur type microdisque en filière InP par irradiation optique ou par effet électro-optique.

Dans le cas de l'irradiation optique, la plage d'accordabilité centrée sur la bande C s'étend sur plus de 3 nm, correspondant à un décalage photo-induit de l'indice effectif de $6x10^{-3}$. La structure se comporte alors en démultiplexeur en longueur d'onde accordable tout optiquement.

1. L'Accordabilité en bref

Rappelons la définition du démultiplexage : il s'agit de diriger un signal d'une voie de guidage sur une autre en fonction de sa longueur d'onde, à la manière d'un aiguillage orientant les trains sur des voies de circulation différentes.

Néanmoins, dans la majorité des structures que l'on peut rencontrer, ce filtrage ou démultiplexage est passif, c'est-à-dire que les longueurs d'onde filtrées sont toujours les mêmes. Elles sont imposées par les caractéristiques de la structure résonante (dimensions, indice du matériau,...).

Il découle de cela, que, s'il est possible d'influer sur une de ces caractéristiques, alors les longueurs d'onde de résonance vont elles-aussi évoluer en fonction d'un paramètre de commande. Le composant devient alors actif. C'est le principe de l'accordabilité.

1.1. L'accordabilité dans la littérature.

Le premier anneau résonnant accordable a été réalisé à partir de guides LiNbO₃ avec Titane diffusé par Tietgen en 1984 [1]. Rafizadeh et al. a montré un phénomène d'accordabilité thermique sur GasAs/GaAlAs en 1997 [2]. En effet, en chauffant le microdisque d'un diamètre de 10 et 20 μ m, le domaine d'accordabilité a atteint 6.3 nm pour une variation de température d'environ 50°C, soit 1.3 nm/10°C. Récemment, Grover et al. ont présenté le premier résonateur III-V accordable électro-optiquement avec un décalage de 0.8nm en appliquant une tension de 8V sur l'électrode déposée sur le micro-anneau de diamètre 4.5 μ m [3].

Cependant, un contrôle tout-optique de l'accordabilité est recherché. En effet, les photons étant plus rapides que les électrons et bien plus rapides que l'effet thermique, ce contrôle tout optique nous permettra d'obtenir des vitesses et donc des débits plus rapides. De plus, dans le cas d'une injection électrique de porteurs, on a une augmentation des pertes à causes des électrodes métalliques. En utilisant un contrôle optique, l'absence de ces électrodes évite ce problème.

Almeda et al. ont présenté en 2004 le premier contrôle de la lumière tout-optique sur puce silicium et ont obtenu un décalage en longueur d'onde de 0.36nm par injection à deux photons en utilisant un source pulsée à 1.55μ m [4]. Le décalage photo-induit de l'indice effectif de réfraction obtenu est alors de -4.8x10⁻⁴.

En ce qui concerne la filière InP, un contrôle tout optique utilisant une source pulsée à 1.55µm d'un résonateur optique InGaAsP/InP a été mis en évidence par Ibrahim et al. [5]. Le décalage spectral obtenu est de 0.9nm.

1.2. L'accordabilité sur nos structures

Comme cela a été décrit précédemment, l'objectif est de provoquer un changement de la partie réelle de l'indice du matériau. Une des méthodes employées est l'injection de porteurs. Contrairement aux matériaux diélectriques, les semi-conducteurs ont une structure de bandes d'énergie qui autorise le passage des électrons libres de la bande de valence (BV) vers la bande de conduction (BC) (Figure 5.1). Toutefois, ce passage ne peut s'effectuer que si l'électron récupère suffisamment d'energie. Celle-ci peut provenir d'une onde électromagnétique traversant le matériau. Dans le cas de semi-conducteurs à gap direct comme l'InP, un modèle simplifié, basé sur une interprétation corpusculaire, permet d'expliquer l'interaction rayonnement/matière qui se produit dans le matériau. L'onde optique monochromatique est quantifiée en photons d'énergie E = hc/λ avec λ la longueur d'onde de l'onde. Lorsque l'énergie du photon est assez importante (supérieure à l'énergie du gap Eg) pour permettre le transfert énergétique d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, il y a absorption du photon et création d'une paire électron/trou. Dans le cas contraire, l'interaction n'a pas lieu et le photon traverse le milieu sans être absorbé.

L'injection de porteurs provoque alors une augmentation de la densité d'électrons dans cette région et une diminution de l'indice de réfraction.

124



Figure 5.1 : Schéma de principe de l'injection de porteurs.

L'apport de cette énergie permettant à un électron de passer de la bande de valence à la bande de conduction peut également se faire par effet électro-optique. Dans ce cas, un courant électrique ou un champ électrostatique est appliqué sur la région voulue grâce à des électrodes déposées sur le matériau. Cet effet électro-optique va rassembler les effets Pockels et Kerr et l'effet plasma. L'effet Kerr correspond à une variation de l'indice de réfraction proportionnelle au carré du champ électrique appliqué, tandis que l'effet Pockels se traduit par une variation linéaire de l'indice optique du matériau en fonction du champ appliqué. Ces deux effets correspondent à une déformation du réseau cristallin avec l'application d'un fort champ électrique. Dans le cas de l'application d'un courant électrique, l'effet plasma va prédominer. Cet effet va se traduire par une diminution de l'indice de réfraction dans la région considérée, causée par une augmentation de la densité d'électrons dans celle-ci.

Quelle que soit l'origine de l'injection de porteurs (optique ou électrique), la variation d'indice correspondante s'exprime sous la forme :

$$\Delta n = -\frac{\lambda^2 q^2 \Delta N}{8\pi^2 \mathcal{E}_0 c^2 n.m_e} \tag{52}$$

avec λ la longueur d'onde,
q la charge élémentaire,
ΔN la variation de densité de porteurs,
ε₀ la constante diélectrique du vide,
c la vitesse de la lumière dans le vide,
n l'indice effectif de la région considérée,
m la masse effective des électrons.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les deux méthodes envisagées pour l'injection de porteurs : l'irradiation optique par laser à une longueur d'onde absorbée par le matériau et l'application d'un courant électrique au résonateur.

2. L'Accordabilité Tout Optique. [5]

Le principe réside dans l'irradiation du résonateur par un faisceau laser à une longueur d'onde choisie, ici 980 nm. Cette irradiation va induire une injection de porteurs provoquant une diminution de l'indice du matériau.

2.1. Pourquoi 980 nm?

La structure résonante est composée d'une multicouche InP / InGaAsP. Ces matériaux sont « transparents » à $1.55\mu m$ ou du moins il est nécessaire d'avoir une puissance assez importante si l'on veut effectuer un décalage de l'indice de réfraction du matériau [6].

En utilisant un signal de longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde de coupure du semiconducteur λ_g , la lumière est absorbée d'autant mieux. Or, l'InP a une énergie de gap $E_g=1.35$ eV soit une longueur d'onde $\lambda_g=0.92$ µm. En ce qui concerne le quaternaire InGaAsP (Q1.3) choisi, $\lambda_g=1.3$ µm.



Figure 5.2 : Coefficients d'absorption pour l'InP et le Q1.3 en fonction de la longueur d'onde.

Notre choix se porte sur un signal de pompe à 980 nm, car celui-ci sera alors absorbé par le quaternaire et non par l'InP (Figure 5.2). Le quaternaire étant la couche guidante principale de la structure du guide, on s'attend à avoir un résultat marqué. Dans le cas de longueurs d'onde inférieures à 920 nm, les couches d'InP vont absorber une partie importante du signal sur toute la hauteur de la couche $(1.2\mu m)$ et de ce fait une faible partie du signal de pompe va agir sur la couche de quaternaire Q1.3.

2.2. Système expérimental

La chaine d'excitation est composée d'une diode laser à 980 nm ; la lumière est injectée grâce à une fibre lentillée placée au dessus de la structure résonante. [Figure 5.3]



Figure 5.3 : Schéma de principe de l'excitation.

Un système de modulation à 1kHz est associé à cette diode, afin de distinguer la contribution électronique par rapport à l'influence de la température (Figure 5.4). En effet, la lumière absorbée par la structure permet une injection de porteurs électroniques mais peut aussi provoquer une élévation de température suffisante pour provoquer un décalage spectral des résonances.

Dans le cas d'une injection de porteurs, on produit une variation de l'indice de réfraction de la couche guidante (Q1.3), et de ce fait une variation de l'indice effectif. Typiquement, $\Delta n/\Delta N \sim 1.7 \times 10^{-20}$ cm³, avec n l'indice du quaternaire Q1.3 et N la densité de porteurs [7,8].

L'objectif est donc d'observer grâce à cette modulation la réponse temporelle du composant en fonction de l'excitation.



Figure 5.4 : Descriptif du montage. (P : polariseur)

2.3. Rappel de la caractérisation passive

Pour mettre en évidence l'accordabilité tout-optique nous avons travaillé essentiellement sur des disques de diamètre 15µm avec ou sans gap de 100 nm. Nous avons mesuré les transmissions pour les deux polarisations.

Comme attendu, nous obtenons des résonances dans le spectre avec un intervalle spectral libre de 7 nm environ. La finesse pour une cavité en forme de disque de diamètre 15μ m, pour les polarisations TM et TE, est respectivement de 14.8 et 5.8 suivant les pics (Figure 5.5). (Voir chapitre 4)







Figure 5.5: Transmission normalisée en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM et en polarisation TE pour le disque 15µm écarté de 100nm.

2.4. Excitation à 980 nm

La figure 5.6 montre le décalage vers le bleu d'une résonance provoqué par l'irradiation laser. Le domaine d'accordabilité obtenu est alors de 3 nm, ou 375 GHz. Dans un souci de clarté, seule une résonance est représentée, pour la polarisation TM, les résultats pour la polarisation TE étant similaires.

La puissance de la lumière à 980 nm focalisée sur la structure est d'environ 70 mW. Cependant, en raison du fort indice de réfraction des couches InP, une réflexion significative se produit à l'interface Air-InP ce qui représente 25 % de la lumière incidente. En tenant compte du coefficient d'absorption du quaternaire Q1.3 à 980 nm évalué à 2.10^4 cm⁻¹, l'InP étant « transparent » à cette longueur d'onde, la lumière absorbée dans la couche guidante peut être évaluée à environ 20 mW. Cette valeur correspond à une intensité de 0.1 mW/µm². Néanmoins, le dispositif expérimental ne nous permet de déterminer précisément la taille de la surface irradiée et donc la puissance absorbée. En conséquence, il est difficile de comparer le décalage spectral en fonction de la puissance absorbée. Cependant, le décalage mesuré nous permet de mesurer la variation de l'indice effectif (Δ n). Dans ce cas, le Δ n obtenu est de - $6x10^{-3}$, ce qui correspond à une densité de $3.5x10^{17}$ porteurs par cm³. De telles valeurs ont été reportées par M. Zegaoui et al. [7,8] pour une injection électrique de porteurs.

(b)

Cette variation d'indice de réfraction pourrait résulter d'un effet thermique du à une variation de température dans la structure InP, comme décrite par Rafizadeh et al. [2], ou d'une injection de porteurs.



Figure 5.6: Spectre de transmission au niveau d'une résonance en polarisation TM sans (trait pointillé) ou avec (trait continu) irradiation laser à 980nm.

2.5. Effet thermique ou injection de porteurs ?

Pour apporter une réponse à cette question, trois arguments peuvent être présentés :

- L'effet thermique décale la résonance dans le rouge, ce qui n'est pas le cas ici [9].
- De plus, l'augmentation de température à la surface du disque a été estimée par une mesure grâce à un thermocouple Ni-Au sur silicium. Ce thermocouple a été positionné à la place du disque sous irradiation laser. L'augmentation de température est estimée à 10 K. En utilisant les conductivités thermiques de Si et InP, l'augmentation de température à la surface du disque est évaluée à environ 3K. En tenant compte du ratio $\Delta n / \Delta T \sim 2.10^{-4} \text{ K}^{-1}$, où Δn est la variation de l'indice dû à l'effet thermique et ΔT la variation de la température du disque, on peut estimer Δn à environ $+6x10^{-4}$.
- Pour poursuivre l'analyse du phénomène observé, nous avons cherché à déterminer un ordre de grandeur du temps de réponse de la structure.

L'excitation laser à 980 nm est modulée à une fréquence de 1 kHz. De plus, le laser d'injection est placé à une longueur d'onde de résonance de la structure. La figure 5.7 montre la puissance modulée du laser d'excitation et la puissance mesurée en sortie Y en fonction du temps. A l'état haut, la structure résonante est irradiée ce qui n'est pas le cas à l'état bas. Le temps de montée et de descente des créneaux sont estimés à environ 4 µs, soit une fréquence de 500 kHz. La puissance mesurée en sortie Y suit la modulation du laser de pompe et notamment le passage entre les états hauts et bas, ce qui se produit avec un délai plus court que 1µs, correspondant à une fréquence de 1 MHz. (Figure 5.7)

A cette fréquence, l'effet thermique ne suit pas la modulation [3]. Par conséquent, le décalage spectral est dû principalement à une injection de porteurs.

Le temps de réponse du système n'a pu être mesuré avec précision, mais Almeda et al. mesuré un temps de réponse de 100 ps, ou une fréquence correspondante de 10 GHz, dans le cas d'une injection de porteurs par absorption à deux photons [4].



Figure 5.7: Puissance module du laser de pompe (trait pointillé) et puissance en sortie Y (trait continu) en fonction du temps. La période est de 1ms et les temps de montée et descente des créneaux sont de 4µs.

2.6. Influence des autres longueurs d'onde

Nous avons voulu savoir si nous pouvions avoir un effet encore plus marqué en changeant la longueur d'onde d'excitation.

Compte tenu du domaine accessible avec un laser à colorant, nous avons exploité les longueurs d'onde inférieures à 980 nm et parcouru la gamme 800nm-920nm, gamme dans laquelle l'InP absorbe. Si on cherche à aller au-dessus de 1.3µm, le quaternaire Q1.3 n'absorbe plus.

La figure 5.8 montre le spectre obtenu avec ou sans irradiation à 820nm. On observe clairement un décalage de 1.2nm vers le rouge. D'après les raisons exposées plus haut, ce décalage correspond à un décalage induit thermiquement. On peut noter la différence de puissance entre les deux spectres : dans le cas irradié, une baisse significative de l'intensité se produit. Cela est dû entre autres à l'irradiation par la face supérieure du résonateur. En effet, dans notre cas, la lumière irradie d'abord la couche supérieure d'InP. Celle-ci absorbant la lumière à cette longueur d'onde, son indice de réfraction change, provoquant un déconfinement du mode. Ce déconfinement provoque une augmentation des pertes de

propagation et donc une perte de contraste dans le spectre. Le décalage d'indice induit thermiquement est de $\Delta n_{th} = +2.4 \ 10^{-3}$ pour une puissance absorbée estimée à 20mW.



Figure 5.8: Spectre de transmission en polarisation TM sans (bleu) ou avec (rose) irradiation laser à 820nm.

Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir un décalage de longueur d'onde de résonance de 3 nm (375 GHz) en illuminant le résonateur microdisque avec un faisceau infrarouge à 980 nm. Le décalage spectral photo-induit correspond à une variation d'indice effectif de 6.10⁻³. Ce composant sélectif et accordable démontre clairement la possibilité d'utiliser un laser d'excitation afin de développer des filtres et démultiplexeurs photoniques sur InP de taille nanométrique.

3. L'Accordabilité Electro-optique^{*}

L'injection de porteurs peut également être produite par le passage d'un courant entre deux électrodes placées de part et d'autre du matériau, ici du résonateur. La structure ainsi constituée est une diode PIN polarisée en direct : cela permet l'injection de porteurs dans la zone intrinsèque. Cette méthode occasionne un changement de la structure et de ce fait une modification du process technologique. En effet, la modification porte notamment sur l'ajout

^{*} On associe ici Accordabilité Electro-optique à l'injection de porteurs par passage d'un courant dans la structure grâce à la mise en place d'électrodes et à la polarisation de la diode.

de couche facilitant le passage de courant dans la structure et la pose d'électrodes avec plot de reprise de contact sur lequel une pointe métallique « amenant le courant » va venir se poser.

3.1. Influence des électrodes sur les pertes

Les électrodes étant métalliques, elles risquent de jouer significativement sur les pertes de propagation. En effet, les métaux utilisés dans la fabrication de ces électrodes sont l'or, le platine et le titane. Or ces métaux présentent des indices de réfraction complexes, dont la partie imaginaire cause une absorption de la lumière le traversant.

A titre indicatif, les indices sont les suivants à la longueur d'onde de 1.55µm:

Or:
$$n = 0,18 - 10,2 j$$
,
Titane: $n = 4,04 - 3,82 j$,
Platine: $n = 5,31 - 7,04 j$.

De plus, les électrodes reposent sur un matériau permettant d'obtenir des contacts à faible résistivité, le ternaire InGaAs, mais celui-ci est également absorbant à ces longueurs d'onde.

L'objectif est donc de minimiser ces pertes dans la propagation, en évitant que le mode optique soit en contact avec ces parties absorbantes. Ce paramètre influe notablement sur la conception des électrodes.

Cette étude a été menée par Marie Lesecq (IEMN) par simulation BPM 2D en considérant une couche de métal de 350nm d'épaisseur déposée sur une couche de contact constituée de 0,2 μ m d'InP et d'une couche de 0,4 μ m d'InGaAs toutes deux dopées P+. La structure ainsi choisie (Fig. 5.9) présente réspectivement une perte d'énergie de 1% en mode TE et de 5 à 15%(pour le platine) en mode TM. Cela nous permet de conclure quant à la taille de la couche de confinement d'InP : une épaisseur de 1.2 μ m semble suffisante pour « isoler » le mode optique des parties absorbantes, comme cela avait été montré dans le chapitre 3.



Figure 5.9: (a) Structure étudiée dans la modélisation BPM, Puissance relative véhiculée dans le cas d'une propagation sous une électrode de 350nm de métal (Or, Titane ou Platine) en polarisation TE (b) ou TM (c) [Le rectangle noir représente l'électrode].

3.2. Process technologique

Les électrodes seront déposées sur les résonateurs circulaires de type disque et non sur les guides. Dans le process décrit ci-dessous, le dépôt sera fait sur le guide, dans un souci de clarté. Ce sont les étapes de lithographie qui définiront où sont placées les électrodes.



Etape 3. <u>LITHOGRAPHIE – MASQUAGE : Réalisation des structures microguides.</u>

Pour définir les masques de gravure des microguides, nous utilisons le même procédé que celui présenté pour les structures passives.

Etape 4. <u>GRAVURE</u>

On vient graver l'épitaxie par RIE-ICP avec les mêmes paramètres que dans le cas passif. L'épaisseur de résine est suffisante pour protéger les électrodes pendant la gravure.

Après avoir enlevé la résine restante, on obtient notre structure microguide avec son électrode.



Etape 5. <u>REPRISE DE CONTACT</u>

Compte tenu de la faible dimension des électrodes, nous réalisons un report d'électrode pour permettre la reprise de contact sans endommager la structure guidante.

- Création du plot de reprise

Le substrat utilisé est dopé, les contacts ne peuvent donc pas être reportés directement sur celui-ci. Nous créons donc des structures artificielles de report qui vont soutenir les plots de contact.

Ceux-ci sont créés à 10µm du guide avec une résine SU8 afin de se placer à la hauteur de l'électrode.

Ce plot de résine a une surface $100\mu m*100\mu m$ et une hauteur correspondant à la hauteur de guide.

La figure ci-contre montre une photo prise au microscope optique du plot de reprise. En bas de la photo on observe le guide surmonté de l'électrode à connecter.





Dépôt métallique en face arrière

_

On métallise la face arrière du substrat par une couche Ti/Au d'épaisseur respectivement 10 nm et 500nm, afin d'assurer le contact électrique.



La figure 5.10 montre une photo MEB du pont d'interconnexion entre l'électrode métallique (sur la photo, l'électrode est sur un guide) et le plot de reprise. La figure 5.11 présente l'électrode déposée sur un disque. Le décentrage de l'électrode par rapport au disque est dû à une erreur d'alignement au moment de la lithographie. La figure 5.12 présente la structure finie.



Figure 5.10 : Photo MEB du pont réalisé entre le plot de reprise (en noir sur la photo) et l'électrode (déposée ici sur un guide)



Figure 5.11 : Photo au microscope optique (a) et Photo MEB (b) de l'électrode déposée sur un disque (Une erreur d'alignement est la cause du décentrage de l'électrode par rapport au guide mais cela n'influe pas sur le résultat).



Figure 5.12: Photo au microscope optique du résonateur avec le report d'électrode sur le plot.

3.3. Modification du banc

Comme cela a été présenté plus haut, l'apport de courant se fait par électrodes et pointe. Le banc de caractérisation est donc modifié par l'ajout d'une perche sur déplacements micrométriques permettant de poser la pointe sur le plot de reprise de contact. La fermeture du circuit se fait grâce au support d'échantillon doré, permettant le contact par la face arrière. La caractérisation optique reste identique aux composants passifs.





Figure 5.13 : Schéma et photo du banc d'injection de courant.

3.4. Caractérisation des composants

Une première série de composants avait été réalisée, mais sans le déport d'électrode, ce qui obligeait à poser la pointe directement sur l'électrode posée sur le disque. Cette manœuvre particulièrement délicate n'a pas été véritablement concluante. De plus, sur cette série d'échantillons, nous avons pu observer que le clivage du wafer provoquait des dommages au niveau des guides, comme l'illustre la figure 5.14, par une photo MEB d'un des guides clivés. On s'aperçoit que toute une partie du guide a disparu. Il est d'ailleurs fort possible que certains autres composants testés tout au long de ce travail aient subi le même problème. La solution retenue pour remédier au problème est de renforcer les bords de guide au niveau des marques de clivage, soit en laissant la résine PMGI déposée pendant le clivage et en l'enlevant après, soit en ajoutant à la structure des plots de résine au niveau des marques de clivage microns. De nouvelles structures basées sur cette nouvelle idée sont en cours de réalisation, pour permettre de caractériser cette accordabilité électro-optique.



Figure 5.14 : Photo MEB d'un guide endommagé par le clivage.

4. Conclusion du chapitre

Ce chapitre a montré qu'il était possible d'utiliser les structures fabriquées en composant actif. Il a, en effet, été démontré qu'il était possible d'accorder tout-optiquement les résonances de notre résonateur disque en irradiant la structure avec un laser. La longueur d'onde choisie (980nm) semble une des plus efficaces, car elle permet d'agir préférentiellement au niveau de la couche guidante du quaternaire, là où le mode optique se propage de façon prépondérante. Le domaine d'accordabilité obtenu s'étend sur 3nm, soit une variation d'indice effectif de -6.10⁻³. Cette variation est due à une injection de porteurs et le temps de réponse peut être estimé à environ 100ps. L'utilisation de longueurs d'onde plus courtes a tendance à provoquer une variation d'indice dû à un échauffement.

D'autres travaux sont en cours pour étudier l'accordabilité des structures par effet électrooptique. On peut s'attendre à avoir des effets du même ordre de grandeur, la structure étant inchangée.

Références

[1] K.-H. Tietgen, "*Tunable integrated optical ring resonator*", Topical Meeting Integrated Guided Wave Optics, Kissimee, FL, (1984).

[2] D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S.T. Ho, and R. C. Tiberio, "*Temperature tuning of microcavity ring and disk resonators at 1.5 \mum"*, Proc. IEEE Lasers Electro-Optics Soc. 10th Ann. Meeting, San Francisco, CA, (1997).

[3] R. Grover, T. A. Ibrahim, S. Kanakaraju, L. Lucas, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, "A *Tunable GaInAsP–InP Optical Microring Notch Filter*", IEEE Photon. Technol. Lett., 16, 467-469 (2004).

[4] V. R. Almeda, C. A. Arrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip", Nature, 431, 1081-1084 (28 October 2004).

[5] M. Beaugeois, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J.-P. Vilcot, "Alloptical Tunability of InGaAsP-InP Microdisk Resonator by Infrared Light Irradiation", Opt. Lett., 32, 35-37 (2007)

[6] T. A. Ibrahim, R. Grover, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, L. C. Calhoun, P.-T. Ho, "All-optical switching using a critically coupled InP micro-racetrack resonator", Integrated Photonics Research, 2003, paper ITuE4.

[7] M. Zegaoui, J. Harari, J.P. Vilcot, F. Mollot, D. Decoster, H.W. Li, and J. Chazelas, "Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements", Electron. Lett., **40**,1019-1020 (2004).

[8] M. Zegaoui, D. Decoster, J. Harari, J.P. Vilcot, F. Mollot, V. Magnin, J. Chazelas, "Comparison between carried-induced optical index, loss variations and carrier lifetime in GaInAsP/InP heterostructures for 1.55µm DOS application", Electron. Lett., **41**, 613-614,(2005). [9] M. V. Kotlyar, L. O'Faolain, A. B. Krysa, and T.F. Krauss, "*Electrically tunable multiquantum-well InGaAsP-InGaAsP microphotonic filter*", IEEE Photon. Technol. Lett., 17, 837-839 (2005).

Chapitre 6 : La Plasmonique : Une autre façon de filtrer

Collaborations :

- M. Lesecq, S. Maricot, J. P. Vilcot, Optoélectronique IEMN (USTL)
- L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, Y. Pennec, Ephoni IEMN (USTL)
- B. Pinchemel, PhLAM (USTL)

Articles issus de ce travail :

M. Beaugeois, L. Dobrzynski, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, M. Bouazaoui, J.P. Vilcot, J.P. Vigneron, *Resonant tunnelling between two plasmonic wires*, Revista Mexicana de Fysica (2005 - à paraître)
Les chapitres précédents ont présenté les travaux réalisés dans le domaine du guidage et du filtrage optique dans des structures de type « microguide » en semi-conducteur de la filière InP. Il a ainsi été montré la possibilité de guider la lumière dans des structures guidantes de largeur 0.5µm. Les problèmes techniques en salle blanche (essentiellement concernant le bâti de gravure ICP) rencontrés durant ce travail et la littérature nous ont amenés à nous intéresser à une nouvelle thématique : la plasmonique, discipline fortement développée par Harry Atwater, de l'Institut de Technologie de Californie (Caltech-Etats-Unis). Celle-ci vise à créer des dispositifs nanométriques utilisant le plasmon de surface pour remplacer ou compléter les dispositifs photoniques et électroniques. L'objet de ce chapitre est donc d'introduire cette notion de plasmon de surface et d'en faire ressortir les caractéristiques et les intérêts. Nous développerons ensuite les résultats préliminaires d'une étude sur deux structures envisagées : l'une combinant un guide diélectrique nanométrique et un ruban métallique, l'autre toute métallique permettant de réaliser du démultiplexage.

1. Introduction au plasmon de surface

1.1. Contexte et intérêt

De nombreuses recherches envisagent la réalisation de dispositifs photoniques, qui canalisent et manipulent la lumière. Les chapitres précédents ont montré la possibilité de guider et filtrer la lumière dans de tels composants. Malheureusement, la taille et la performance des dispositifs photoniques sont soumises à la limite de diffraction : par exemple, en raison des interférences des ondes lumineuses, le diamètre minimal d'une fibre optique chargée de transporter ces ondes va être imposé par la longueur d'onde employée (le diamètre doit être au moins égal à la moitié de la longueur d'onde utilisée). L'optoélectronique utilisant le plus souvent la longueur d'onde télécom de 1.5µm, le diamètre minimal de la fibre va alors être très supérieur à la taille des dispositifs électroniques les plus petits : par exemple, certains transistors de circuits intégrés en silicium ont des structures qui mesurent moins de 100 nm. Il en est de même des structures guidantes en optique intégrée, telles celles décrites dans les chapitres précédents.

Dans les années 1980, des expériences ont confirmé qu'en dirigeant des ondes lumineuses à l'interface d'un métal et d'un matériau diélectrique, on pouvait sous certaines conditions induire une interaction résonante entre les ondes et les électrons libres de la surface du métal.

De ce fait, les oscillations des électrons à la surface du métal correspondent à celles du champ de l'onde électromagnétique régnant hors du métal. Il en résulte alors des ondes de densité d'électrons qui se propagent le long de l'interface. Ces ondes sont appelées plasmons de surface [1].

A priori, l'utilisation de structures métalliques pour relayer des signaux lumineux semble peu réaliste, parce que les métaux sont connus pour engendrer de fortes pertes optiques. En effet, les électrons du métal oscillent dans le champ électromagnétique de l'onde et entrent en collision avec le réseau d'atomes qui les entoure, d'où une dissipation rapide de l'énergie transportée par l'onde électromagnétique. Or pour un plasmon situé à l'interface d'un métal et d'un diélectrique, l'énergie électromagnétique se propage principalement dans le diélectrique, sans y subir d'absorption notable, parce que celui-ci ne contient pas d'électrons libres. Cette propriété confine naturellement les plasmons à la surface métallique contiguë au diélectrique : les plasmons ne se propagent que dans le mince plan de l'interface.

Dès lors, cette propagation à l'interface a été exploitée par de nombreux chercheurs, car il est alors possible d'engendrer des plasmons de surface avec une longueur d'onde plus courte, en utilisant notamment des guides d'ondes plasmoniques à fente[2], qui combinent l'interférence constructive de deux plasmons de surface à des interfaces proches de 50-100 nm. On obtient ainsi des guides de 50-100nm de largeur, qui autorisent une propagation de l'ordre de quelques dizaines de microns, à cause des pertes. Il est dès lors clair que ces guides plasmoniques ne peuvent être utilisés que sur quelques microns et conjointement à des structures guidantes conventionnelles, de type guides optiques ou fibres.

De nombreux travaux ont ainsi débuté, présentant de nouveaux dispositifs. Parmi eux, nous pouvons citer l'équipe d'Harry Atwater, du Caltech (Etats-Unis), et celle de Joachim Krenn, de l'Université de Graz (Autriche), qui travaillent sur des guides plasmoniques sub-longueur d'onde. D'autres travaux réalisés dans les équipes de H. Atwater, par Stefan Maier, et J. Krenn concernaient une structure constituée de chaînes linéaires de points d'or, mesurant chacun moins de 100 nm de diamètre. Un faisceau de lumière visible d'une longueur d'onde de 570nm déclenchait des oscillations résonantes dans les points d'or et engendrait ainsi des plasmons de surface qui se propageaient le long des chaînes « de proche en proche », en restant confinés dans une épaisseur ne dépassant pas 75nm [3-11]. D'autres travaux ont été réalisés par l'équipe de A. Dereux notamment [12-17].

De nombreuses autres structures sont envisagées et couvrent des champs divers comme la biodétection (dont on parlera dans le chapitre 7), le traitement de tumeurs cancéreuses, la réalisation de diodes plus lumineuses ou l'équivalent du laser nommé « spaser »...

146

1.2. Théorie physique du phénomène

Considérons une interface de 2 milieux de permittivités diélectriques ε_1 et ε_2 et une propagation suivant z.



Figure 6.1 : Interface entre deux milieux

Dans le cas d'une polarisation TE, le champ électrique est porté par y. On se place dans le cas d'une onde plane de pulsation ω avec un vecteur d'onde complexe, pour prendre en compte l'atténuation suivant x :

$$\vec{k}_1 = k_{||}\vec{z} - i\chi_1\vec{x}$$
 et $\vec{k}_2 = k_{||}\vec{z} + i\chi_2\vec{x}$ (53)

avec k_1 et k_2 les vecteurs d'onde complexes, $k_{//}$ la composante suivant l'axe de propagation et χ_1, χ_2 les constantes d'atténuations positives.

On peut alors écrire le champ électrique dans chaque milieu comme suit :

$$E_{y}^{1} = E_{1} . \exp(i(k_{//}z - \omega t)) . \exp(\chi_{1}x)$$

$$E_{y}^{2} = E_{2} . \exp(i(k_{//}z - \omega t)) . \exp(-\chi_{2}x)$$
(54)

Le champ magnétique se déduit de la relation suivante pour des milieux non magnétiques :

$$\vec{B} = \frac{\vec{k}^{\wedge}\vec{E}}{c} \tag{55}$$

Si on applique maintenant les relations de continuité à l'interface pour $D_{tangentiel} = \varepsilon E_{tangentiel}$, $E_{tangentiel}$ et $B_{tangentiel}$, on en déduit la relation suivante :

$$\chi_1 + \chi_2 = 0$$
 (56)

Les constantes d'atténuation étant positives, cette relation ne peut pas être vérifiée et une onde ne peut pas se propager à l'interface de ces milieux.

Dans le cas d'une polarisation TM maintenant, on peut effectuer la même démonstration pour un champ magnétique porté par la direction y et en déduire les composantes du champ électrique par la relation (55) renversée :

$$\vec{E} = \frac{c^2 \vec{B}^{\wedge} \vec{k}}{\varepsilon \omega} \tag{57}$$

En appliquant les mêmes relations de continuité, on en déduit la relation suivante :

$$\frac{\chi_1}{\varepsilon_1} + \frac{\chi_2}{\varepsilon_2} = 0 \tag{58}$$

Cette relation est vérifiée à la condition que ε_1 et ε_2 soient de signes contraires.

On peut déduire des relations (53) et (58) la relation de dispersion de l'onde pouvant se propager à l'interface, et donc l'indice effectif n_{SP} du mode de plasmon de surface:

$$\omega^{2} = c^{2} k_{\parallel}^{2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{1}} + \frac{1}{\varepsilon_{2}} \right)$$

$$n_{SP} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1} \cdot \varepsilon_{2}}{\varepsilon_{1} + \varepsilon_{2}}}$$
(59)

Dans le cas d'un milieu 1 diélectrique, on a ε_1 constante.

Dans le cas d'un milieu 2 métallique, on peut décrire la permittivité diélectrique du métal par le modèle de Drude :

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \tag{60}$$

où ε_{∞} est une constante (souvent 1) et ω_p la pulsation plasma, caractéristiques du métal considéré.

Dans ce cas, on peut décrire la courbe de dispersion de l'onde (appelée plasmon de surface) comme suit (Figure 6.2) :



148

L'observation de cette courbe montre que, pour exciter le mode du plasmon de surface pour l'interface métal - diélectrique de permittivité ε_1 , il est indispensable de coupler l'onde électromagnétique incidente par l'intermédiaire d'un milieu d'indice n tel que :

$$n > \sqrt{\varepsilon_1}$$
 (61)

De cette façon, la courbe de dispersion du plasmon de surface et celle de la lumière incidente (en orange sur la figure 6.2) se croisent pour un couple (ω , k).

Il apparaît donc que le plasmon de surface va dépendre de la nature du métal utilisé, mais aussi du milieu environnant et du milieu incident permettant l'excitation du mode.

Certains métaux, dont l'indice est complexe aux fréquences optiques, remplissent les conditions d'observation du plasmon. C'est le cas de l'or, l'argent, le cuivre, l'aluminium, le sodium et l'indium. Dans la suite, nous n'étudierons que les métaux les plus utilisés que sont l'or et l'argent. Ceci se justifie par la qualité de la résonance (pic très marqué) et par des raisons pratiques (coût, réactivité). En effet, le sodium est très réactif et n'est donc pas pratique à utiliser, l'indium se révèle couteux et l'aluminium présente une résonance assez large.

Les dimensions, en particulier l'épaisseur de métal, influent sur les caractéristiques du plasmon de surface.

2. Structure mixte : métal / guide diélectrique

La difficulté, telle qu'elle a été présentée dans le paragraphe précédent, consiste à coupler une onde lumineuse avec le plasmon de surface. De nombreux travaux ont été réalisés en vue d'exciter le plasmon de surface d'un film métallique : l'objectif est de trouver le bon vecteur $k_{//}$ permettant de coupler l'onde électromagnétique dans le métal. Des dispositifs basés sur la réflexion totale à base d'un prisme, sur l'utilisation d'un réseau ou d'un guide optique ont été présentés.

Nous présentons ici une structure optique permettant d'exciter le plasmon de surface d'un film métallique avec en vue une application de filtrage ou de détection biologique, le plasmon étant sensible à l'indice du milieu extérieur. Nous détaillerons d'ailleurs cette application et l'utilisation du prisme dans le chapitre 7.

2.1. Présentation de la structure

La structure envisagée consiste en un guide optique enterré. Un ruban de section carrée de 250-300nm de côté en Si_3N_4 est enterré dans de la silice (SiO₂). Sur ce ruban est déposé un film métallique d'argent ou d'or de quelques dizaines de nanomètres.

Dans un premier temps, cette étude s'est voulue orientée vers la gamme spectrale visible, avec pour volonté d'observer facilement le couplage avec le métal. Le choix de ce type de guide a été orienté par l'étude faite par Denis Lauvernier [18] sur ces guides enterrés. A ces dimensions, le guide est monomode.

En ce qui concerne l'épaisseur du film métallique, elle est volontairement faible afin de pouvoir exciter le plasmon de surface par onde évanescente. Le film métallique possède deux interfaces, parmi lesquelles seule celle en contact avec la silice peut voir le plasmon de surface excité par la structure guidante (Cf. Figure 6.2).

La figure 6.3 représente la structure décrite.



Figure 6.3: Structure d'excitation plasmonique SiO_2/Si_3N_4 et représentation schématique des modes et ondes évanescentes quand la condition de couplage est remplie

2.2. Résultats des simulations

Comme dans les autres chapitres, la transmission de ces structures a été simulée par FDTD, grâce notamment au logiciel OptiFDTD.

Nous avons considéré plusieurs influences : la nature du métal, l'épaisseur et la longueur de métal, la nature du guide ou du milieu environnant. Seule la polarisation TM est utilisée ici, étant donné que le plasmon n'est excité que sous cette polarisation.

2.2.1. Influence de la nature du métal et du milieu environnant, et des dimensions du ruban

La figure 6.4 présente les différentes courbes de transmission pour 4 types de structures combinant un milieu environnant d'air ou de silice et un métal argent ou or.

A noter que l'étude avec le milieu environnant d'air n'est pas réalisable, le guide serait alors en « lévitation » dans l'air. Néanmoins cet exemple nous permet de mettre en évidence le changement de milieu environnant.

Sur ces différents graphes, on observe également une baisse de la transmission à partir des longueurs d'onde avoisinant 0.5µm. Cela est dû en partie au guide optique. A partir de ces longueurs d'onde, le mode optique se déconfine en raison de la largeur du guide inférieure à la longueur d'onde dans le matériau, impliquant ainsi des pertes au moment de la normalisation par rapport à la source. Une normalisation par rapport au guide aurait permis de s'affranchir en grande partie de cette baisse de transmission.



Figure 6.4: Transmissions normalisées pour 4 types de structures d'excitation plasmonique SiO₂ ou Air /Si₃N₄ avec métal Or ou argent pour différentes épaisseurs de métal

Plusieurs constats se dégagent de ces courbes. Comme nous pouvions nous y attendre, la nature du métal joue un rôle sur la position spectrale des résonances. Il en de même du milieu

environnant. C'est ainsi que pour l'or la gamme spectrale se situe aux alentours des 0.4- 0.5μ m alors que pour l'argent cette gamme est plus basse, aux alentours des 0.3μ m. Il est à remarquer toutefois que le milieu environnant influe moins sur la position que le métal luimême, cela s'expliquant par l'influence de la permittivité du milieu dans la valeur de l'indice du mode plasmon.

Ensuite, l'épaisseur du métal joue également un rôle sur la position et la profondeur de la résonance. Il semble y avoir une épaisseur optimale en termes de profondeur avoisinant les 20nm d'épaisseur, correspondant à peu près à l'épaisseur de peau dans le métal. Une fois cette épaisseur optimale dépassée, les épaisseurs plus importantes provoquent des résonances plus larges et moins bien définies, comme cela peut s'observer sur la structure SiO2/Si3N4/Or, où est représentée l'épaisseur de 40nm, avec une résonance à environ 553nm. Sur ce même graphe est représenté une structure légèrement différente, présentant deux films d'or placés de chaque côté du guide. Ces deux films sont trop éloignés l'un de l'autre pour interagir, mais ceux-ci influent sur le mode optique qui s'en trouve modifié.

La figure 6.5 montre, quant à elle, l'influence de la longueur du ruban métallique sur la profondeur de la résonance. On constate qu'une longueur de 9μ m permet d'obtenir un bon contraste, le calcul (non présenté ici) sur des longueurs plus importantes montre que le contraste reste alors stable.



Figure 6.5: Transmissions normalisées pour la structure SiO₂/Si₃N₄ avec un ruban d'argent pour différentes longueurs de ruban et une épaisseur de métal de 20nm.

La figure 6.6 illustre l'excitation du plasmon de surface à l'interface air/or dans le cas d'une épaisseur d'or de 30nm pour deux longueurs d'onde de 455nm (résonance) et 500nm (absence

de résonance). Le mode optique se propageant dans le guide est bien atténué tandis que l'on observe une exaltation du champ à la surface du métal.



Figure 6.6: Cartographies du champ Hy pour la structure SiO_2/Si_3N_4 avec un ruban d'or d'épaisseur 30nm pour les longueurs d'onde (a) 455nm, à la résonance, et (b) 500nm, en l'absence de résonance.

Il ressort donc de cette étude que, tant la nature du métal que celle du milieu environnant, mais aussi les dimensions du ruban métallique influent sur la position et la profondeur de la résonance plasmon.

2.2.2. Multicouche métallique

Nous avons, d'autre part, étudié l'effet d'un multicouche métallique argent/or. La figure 6.7 présente la transmission dans le cas de plusieurs structures.





Figure 6.7: Transmissions normalisées pour un ruban multicouche métallique en comparaison avec des rubans d'un seul métal dans le cas d'une épaisseur totale de 40nm ou de 20nm.

La figure 6.7 montre que l'utilisation d'un multicouche métallique permet de combiner les caractéristiques des différents métaux. De ce fait, les résonances plasmoniques observées correspondent à une résonance intermédiaire entre celles de l'or et de l'argent. Cette méthode peut permettre de placer la résonance à l'endroit voulu en jouant sur les épaisseurs et la nature des métaux utilisés. Il est à noter également que la position relative des métaux l'un par rapport à l'autre influe sur la position de la résonance. En l'occurrence, le métal en position supérieure (celui qui n'est pas posé directement sur le guide) « tire » la résonance vers la résonance plasmonique du ruban de sa composition.

Enfin, en ce qui concerne les épaisseurs, la résonance d'un multicouche métallique d'épaisseur d ne correspond pas à un intermédiaire entre les résonances de rubans métalliques (ici, d'or et d'argent) d'épaisseur d, mais plutôt à un intermédiaire entre les résonances de rubans d'épaisseurs correspondant à celles des différentes couches métalliques. Ici, par exemple, la résonance 10nm Argent/10nm Or correspond à un intermédiaire entre la résonance pour une épaisseur de 20nm, qui est abaissée par la présence des 10nm d'argent.

2.2.3. Réseau d'amas sur le guide

Des calculs du même genre ont été effectués sur une structure discrète avec des amas et présente des zones d'atténuation faibles dans la gamme visible. La figure 6.8 en présente un exemple où l'on a considéré 3 ou 6 amas d'argent de diamètre 30nm séparés de 60nm et d'épaisseur 20nm posés sur le guide.



Figure 6.8: Transmissions normalisées dans le cas d'amas d'argent posés sur le guide pour les 2 polarisations.

On observe sur cette figure 6.8, l'inefficacité de la polarisation TE à exciter le plasmon de surface des amas. En ce qui concerne la polarisation TM, la multiplication des amas permet de creuser les résonances, et l'on peut s'attendre à créer des bandes interdites si on ajoute des amas de façon périodique.

Cette étude mérite évidemment d'être approfondie, afin notamment de se déplacer vers la gamme spectrale des télécoms (1550nm) mais aussi de pouvoir affiner les résonances, ici relativement larges. L'étude des structures discrètes (à amas) doit être également poursuivie et notamment l'influence des dimensions sur les résonances.

2.3. Réalisation et caractérisation technologique des structures à rubans.

Le process technologique est différent du process utilisé pour les structures microguides. Les différentes étapes sont décrites ci-dessous.



Etape 4. <u>DEPOT DES PLOTS METALLIQUES</u>

- Dépôt de la résine

Un bicouche de résine EL/PMMA est déposé afin de définir les motifs métalliques à la surface du guide. Compte tenu de la faible dimension des motifs à réaliser, une lithographie électronique est utilisée. A ce stade, un profil « casquette » est obtenu.



- Dépôt du métal

Avant de déposer le métal, on réalise un etching d'argon favorisant l'accroche du métal sur le guide en Si_3N_4 .

Un film métallique d'or ou d'argent de 20 nm environ est alors déposé, une structure innovante alliant les 2 métaux (10 nm d'argent et 10 nm d'or) a même été réalisée.

Retrait de la résine - lift off

Le retrait de la résine par le procédé « lift off » permet d'obtenir le ruban métallique à la surface du guide.







La figure 6.9 (a) et (b) montre deux photos au microscope électronique à balayage (MEB) d'un guide Si_3N_4 de largeur 0.25µm, après avoir enlevé le masque de germanium. La figure 6.9 (c) montre une photo au microscope optique du guide Si_3N_4 de largeur 0.25µm avec un film métallique d'or d'une épaisseur de 20nm, déposé sur le dessus du guide.



Des essais de caractérisation ont été effectués. Sur ces structures avaient été adapté des tapers permettant le couplage correct de la lumière entre les fibres de diamètre de mode aux environs des 2.5µm et les guides de largeur 250nm ou 300nm.

Néanmoins, ces tests ont montré que la structure choisie d'adaptation de mode (taper) n'était pas efficace, car la lumière divergeait et sortait du taper lors de la propagation dans celui-ci. L'utilisation d'un taper inversé, comme celui décrit dans la thèse de D. Lauvernier, semble plus prometteuse [18].

3. Structures entièrement métalliques

Nous présentons ici les calculs effectués sur des structures métalliques de type stub et démultiplexeur sous forme discrète (amas métalliques) et continue (fils métalliques).

Ces calculs ont été effectués à l'aide de la méthode des fonctions de Green développée par l'équipe Ephoni (USTL). L'objectif n'étant pas de détailler la méthode, nous rappelons simplement que cette méthode est utilisée en exprimant les fonctions de Green de chaque élément de la structure : suivant les cas, il s'agira de la fonction d'un amas ou d'un fil de dimension finie ou semi-infinie. La combinaison de ces différentes fonctions permet d'établir notamment la fonction « réponse » de la structure, sous forme de matrice, en intégrant les relations d'interactions entre les différents éléments. Cette matrice permet alors, après inversion, d'arriver à la condition de résonance, en établissant que la transmission est égale à 1 ou que la réflexion est nulle, par exemple, ces dernières fonctions (transmission, réflexion) ayant été établies à l'aide de la matrice de Green.

Dans des travaux récents, il a été démontré théoriquement [18,19] et expérimentalement [20-23] que des nanoparticules métalliques alignées disposés le long d'une chaîne peuvent agir l'un sur l'autre par le champ proche des modes extérieurs de plasmon-polariton des particules adjacentes. L'avantage d'une telle propagation est que l'emprisonnement de mode est audessous de la limite de diffraction de la lumière, qui est impossible avec les guides d'ondes conventionnels.

Récemment, un coefficient d'atténuation d'ondes électromagnétiques de 6dB/200nm a été estimé expérimentalement sur des chaînes de nanoparticules sphéroïdales d'argent [23-25]. Le guidage de l'onde électromagnétique le long de la chaîne devient par conséquent possible.

L'équipe Ephoni a démontré qu'il était possible de produire un système simple basé sur une géométrie du positionnement des amas, avec deux axes de symétrie, capable de transférer un

plasmon à une longueur d'onde λ d'un fil à un autre sans détériorer les autres longueurs d'onde. [26]

Dans ce paragraphe, un système simple est présenté, qui permet également dans certaines conditions le transfert directionnel d'un plasmon avec une bonne sélectivité. La différence avec le dispositif précédent est l'utilisation de fils d'argent continus au lieu des chaînes discrètes. Il est plus facile de produire ces guides et l'on peut espérer avoir une atténuation plus faible [27]. La perte de rayonnement provoquée par la courbure des fils est négligée, parce que nous supposons la courbure faible.

La figure 6.10 décrit deux systèmes : l'un présentant une fonction de filtrage grâce à un amas métallique couplé à un guide métallique, servant de base à la deuxième structure de démultiplexage. Ce dernier se compose de deux fils métalliques adjacents entre lesquels deux amas métalliques (5 et 6) ont été déposés, en respectant les axes de symétrie.



Figure 6.10 : (a) Amas « adsorbé » sur un fil métallique, (b) Démultiplexeur plasmonique

Comme pour le démultiplexeur discret, nous pouvons considérer une approche quasistatique [20,28]. Dans cette limite quasistatique, l'interaction ω_1^2 (définie par Brongersma et al. [20]) entre les amas est inversement proportionnelle au cube de la distance de séparation entre les amas, en considérant que cette dimension est considérée petite par rapport à la longueur d'onde. La validité de la dépendance de ω_1^2 avec la distance entre les amas a été discutée par Maier et al. [25] pour de plus grandes valeurs de distances comparées à la longueur d'onde, en utilisant notamment un calcul FDTD. Comme première approximation nous considérons que le couplage entre les amas et les guides d'ondes continus peut être décrit par une interaction avec les points 1, 2, 3, 4, 7, 8, 9, 10 et que le couplage est du même type que celui entre les amas. C'est une première approximation et celle-ci doit être vérifiée par d'autres simulations. Chaque amas est caractérisé par sa fréquence angulaire de résonance ω_0 . Ces dernières considérations concernent également l'amas apposé au guide.

La figure 6.11 illustre la transmission issue du guide métallique dans le cas de plusieurs valeurs de la distance entre l'amas et le guide. Etant donné qu'il s'agit d'un couplage radiatif par onde évanescente, le fait d'augmenter la distance diminue le couplage ce qui est propice à une augmentation du facteur de qualité.



Figure 6.11 : Coefficient de transmission de la structure amas+guide, en négligeant l'attenuation.

Si l'on considère maintenant le démultiplexeur, l'approche quasistatique impose la condition suivante:

$$kd = (1+4n_0)\frac{\pi}{2}.$$
 (62)

où k = $2\pi/\lambda$ est la propagation vecteur et n₀ est un nombre entier tels que n₀ =0, 1, 2, 3,...

La prise en compte de plusieurs points d'interaction, comme définis sur la figure 6.10, impose la condition géométrique suivante :

$$d_3^2 = d_4^2 = d_1^2 + dd_2 \tag{63}$$

Le calcul basé sur les fonctions de Green donne alors une condition de résonance compliquée et qui n'est pas reprise ici. Cette résonance se situe proche de la fréquence propre de l'amas isolé, telle qu'elle est définie par Brongersma et al. [20].

Pour donner un exemple concret tenant compte des conditions de résonance et en considérant un diamètre d'amas de 50nm, une distance d_1 de 75nm et une distance d de 95nm, la distance d_2 vaut 185nm.

La figure 6.12 présente les coefficients de transmission T_{13} , T_{12} and T_{14} =R en fonction de la longueur d'onde dans la bande de transmission du guide quand l'atténuation due au métal est négligée. Un pic de transmission apparaît dans le coefficient T_{13} pour $\lambda = \lambda_0$ et présente une largeur à mi-hauteur $\Delta \lambda = 2$ nm. La nature des amas 5 et 6 permet de changer la longueur d'onde de résonance et les distances d₁ and d₂ ont un effet sur le facteur de qualité de la résonance.

La figure 6.13 prend en compte les coefficients d'atténuation de l'énergie de l'ordre de $6dB/1.5 \ \mu m$ et $6dB/2.5 \ \mu m$. Une telle atténuation de 6 dB pour 1.5 μm a été observée [27] pour un guide de largeur 1 μm .



Figure 6.12 : Coefficients de transmission en négligeant l'atténuation et en respectant la condition de résonance



Figure 6.13 : Coefficients de transmission en tenant compte de l'atténuation et en respectant la condition de résonance

Ces calculs ne sont que le préliminaire d'une étude qui doit être bien plus complète. En effet, il y a ici de nombreuses approximations, notamment concernant l'interaction entre les amas et les guides, qu'il convient de redéfinir, comme cela a été fait par Hao et al. [29]. Néanmoins, cela laisse à penser qu'il est possible de réaliser des composants nanométriques métalliques qui permettent de travailler en dessous de la limite de diffraction. Il restera un problème pour ces structures : l'excitation du mode plasmon initial sur les guides. Cela pourrait éventuellement s'envisager en combinant les structures mixtes SiO₂/Si₃N₄ avec les dernières structures métalliques.

4. Conclusion du chapitre

Nous avons vu dans ce chapitre que la plasmonique est une nouvelle discipline, qui laisse entrevoir des composants permettant de travailler en dessous de la limite de diffraction et d'arriver de ce fait à des structures de taille nanométrique. Une des questions principales est l'excitation de ce mode mais aussi la propagation de ce mode, sujet aux pertes fortes liées au métal. Nous avons présenté deux types de structures. La première mêle le guidage optique et le plasmon de surface d'un ruban métallique. Cette étude nous a permis de dégager les différents paramètres influençant la position et l'allure de la résonance. Une autre structure, toute métallique, a montré des possibilités de démultiplexage et ouvre des perspectives d'étude sur l'efficacité de telles structures.

Références

[1] H. Raether, Springer editor, 111, New-York, (1988)

[2] "Les promesses de la plasmonique", Pour la Science, 355 (Mai 2007)

[3] S. A. Maier, "Plasmonics: fundamentals and applications", Springer Verlag (2007)

[4] E. Ozmay, "Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions", Science, 311, 189-193 (2006)

[5] S. A. Maier, H. A. Atwater, "Plasmonics: localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures", J. of Appl. Phys., 98, 011101 (2005)

[6] S. A. Maier, "Guiding of electromagnetic energy in subwavelength periodic metal structures", Thèse, 24 Janvier 2003, California Institute of Technology, Pasadena

[7] S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, A. A.G. Equicha, "Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides", Nature Materials, 2, 229-233 (2003)

[8] S. A. Maier, "Gain-assisted propagation of electromagnetic energy in subwavelength surface plasmon polariton gap waveguides", Opt. Comm., 258, 295-299 (2006)

[9] P. Berini, "Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of asymmetric structures", Phys. Rev. B., 63, 125417 (2001)

[10] R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo, E. Lisicka-Shrzek, "Experimental observation of plasmon-polariton waves supported by a thin metal film of finite width", Opt. Lett., 25, 844 (2000)

[11] B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salerno, N. Felidj, A. Leitner, F. R. Aussenegg, *"Surface plasmon propagation in microscale metal stripes"*, Appl. Phys. Lett., 79, 51 (2001)

[12] R. Quidant, G. Leveque, J.C. Weeber, A. Dereux, "Frustrated energy transport through micro-waveguides decorated by gold nanoparticle chains", Europhys. Lett., 66, 785-791 (2004)

[13] P. S. Davids, B. A. Block, K. C. Cadien, "Surface plasmon polarization filtering in a single mode dielectric waveguide", Opt. Exp., 13, 7063 (2005)

[14] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen, "Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators", Nature, 440, 508 (2006)

[15] F. J. Garcia-Vidal, "Light at the end of the channel", Nature, 440, 431 (2006)

[16] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, T. W. Ebbesen, "Channel Plasmon-Polariton Guiding by Subwavelength Metal Grooves", Phys. Rev. Lett., 95, 046802 (2005) [17] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics", Nature, 424, 824 (2003)

[18] D. Lauvernier, "Nanofils optiques à base de GaAs insérés dans une matrice polymère", Thèse, 9 septembre 2005, Université des Sciences et Technologies de Lille

[19] M. Quinten, A. Leitner, J.R. Krenn, F.R. Aussenegg, "*Electromagnetic energytransport via linear chains of silver nanoparticles*", Opt. Lett. 23, 1331 (1998).

[20]M.L. Brongersma, J.W. Hartman, and H.A. Atwater, "*Electromagnetic energy transfer* and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit", Phys. Rev. B 62, R16356 (2000).

[21]J. R. Krenn, J. C. Weeber, A. Dereux, E. Bourillot, J. P. Goudonnet, B. Schider, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard, "Direct observation of localized surface plasmon coupling", Phys. Rev. B 60, 5029 (1999).

[22]J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard, "Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Nanoparticles", Phys. Rev. Lett. 82, 2590 (1999).

[23]S.A. Maier, M.L. Brongersma, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Observation of near-field coupling in metal nanoparticle chains using far-field polarization spectroscopy", Phys. Rev. B 65, 193408 (2002).

[24]S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Observation of coupled plasmon-polariton modes in Au nanoparticle chain waveguides of different lengths: Estimation of waveguide loss", Appl. Phys. Lett. 81, 1714 (2002).

[25]S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides", Phys. Rev. B 67, 205402 (2003).

[26]L. Dobrzynski, A. Akjouj ,B. Djafari-Rouhani , J.O. Vasseur, M. Bouazaoui, J.P. Vilcot, "Simple nanometric plasmon multiplexer", Phys. Rev. E 69, 035601 (2004).

[27]J.C. Weeber, J.R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute, J.P. Goudonnet, "*Near-field observation of surface plasmon polariton propagation on thin metal stripes*", Phys. Rev. B 64, 045411 (2001).

[28]R. Arias and D.L. Mills, "Collective modes of interacting dielectric spheres", Phys. Rev. B 68, 245420 (2003).

[29]F. Hao, P. Nordlander, "Plasmonic coupling between a metallic nanosphere and a thin metallic wire", Appl. Phys. Rev., 89, 103101 (2006)

Chapitre 7 : La Plasmonique : Application à la détection biologique

Collaborations :

- E. Galopin, V. Thomy, Microfluidique discrète IEMN (USTL)
- P.M. Danze, A.S. Drucbert, Plate forme « Interactions moléculaires et nanotechnologies » IFR 114 (CHR Lille)
- S. Szunerits, LEPMI- INPG (Grenoble)
- R. Boukheroub, IEMN IRI (Lille)

Articles issus de ce travail :

- E. Galopin, M. Beaugeois, B. Pinchemel, J.C. Camart, M. Bouazaoui, V. Thomy, *SPR biosensing coupled to a digital microfluidic microstreaming system*, soumis à Biosensors and Bioelectronics.
- E. Galopin, M. Beaugeois, F. Lapierre, M. Bouazaoui, J.C. Camart, V. Thomy, B. Pinchemel, SPR biosensing coupled to a digital microfluidic surface acoustic wave system, MicroTAS (2007), Paris

167

Dans le chapitre précédent, nous avons défini le plasmon de surface et donné quelques caractéristiques de celui-ci. Nous avons notamment vu que l'indice effectif du mode de plasmon de surface dépendait non seulement de l'indice du métal, mais aussi, et c'est cela qui nous intéresse ici, de l'indice du milieu environnant. La résonance du plasmon de surface (SPR) devient alors un outil permettant de détecter des variations d'indice à la surface du métal. Cet aspect est particulièrement intéressant pour les biologistes. De nombreux appareils utilisent cette méthode dans le commerce ; parmi les constructeurs, on peut citer Biacore, qui est devenu une référence dans le domaine mais aussi Autolab, Genoptics, Reichert...



Figure 7.1 : Le système Biacore 3000 et un exemple de lame d'or CM5 (carboxymethyl dextran)

Dans ce chapitre, nous allons présenter cette méthode de détection ainsi que la mise au point d'un banc de caractérisation basée sur cette méthode dans le cas d'un travail conjoint avec l'équipe de microfluidique de l'IEMN. Nous exposerons également les premiers résultats obtenus ainsi que les perspectives de ce travail.

1. Contexte de l'étude et principe de la méthode

1.1. Quelques rappels sur le plasmon de surface.

Comme l'a montré le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à ce mode particulier du métal, car ce mode plasmon permet d'atteindre des dimensions sub-longueurs d'onde particulièrement intéressantes pour la miniaturisation des guides optiques. Cela nous a amenés à vouloir observer l'excitation du plasmon de surface d'un métal déposé en couche mince sur une lame de verre, d'autant que, comme nous le verrons cette excitation est la base d'une nouvelle gamme de capteurs biologiques non intrusifs. La littérature nous a conduits à réaliser un banc permettant d'exciter ce mode par une méthode de réflexion totale par prisme, littérature essentiellement orientée détecteurs biologiques [1-9]. De nouvelles orientations ont été prises récemment afin d' « intégrer » ce dispositif de capteur sous forme de fibre [10-15] ou plus rarement de guide optique [16-18]. Nous développerons nos orientations dans ce domaine dans la conclusion traitant des perspectives à venir de ce travail.

La figure 7.2 rappelle schématiquement la courbe de dispersion du plasmon de surface pour un métal. Nous pouvons noter que, dans le cas d'une interface métal/air, la tangente à l'origine à la courbe de dispersion correspond à la « courbe de la lumière » en ω =ck, avec ω la pulsation et k le vecteur d'onde de la lumière incidente. Cela veut donc dire que pour exciter ce mode, il faut que la lumière provienne d'un milieu d'indice supérieur à l'air.



Kretschmann et Otto ont développé deux méthodes basées sur la réflexion totale atténuée [1, 2, 19](Figure 7.3).



Figure 7.3 : Configuration de Kretschmann (a) et de Otto (b)

Dans ces configurations, la ligne de lumière est celle du verre, soit $\omega = \frac{c}{n}k$. Cette ligne vient « couper » la courbe de dispersion du plasmon pour l'interface métal/air. L'accord de phase, et donc l'excitation du plasmon, est alors réalisé pour

$$k_{SP}(\omega) = k_{II} = -\frac{\omega}{c} n_p \sin \theta$$
(64)

avec n_p l'indice du prisme, θ l'angle entre la normale à la surface et le rayon lumineux, $k_{SP}(\omega)$ la norme du vecteur d'onde du mode plasmon.

On montre [1, 2, 19] que

$$k_{SP}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} = \frac{\omega}{c} n_{SP}(\omega)$$
(65)

avec ε_1 la constante diélectrique du matériau environnant (dans notre explication l'air donc $\varepsilon_1=1$) et ε_2 la constante diélectrique du métal, dépendant de la longueur d'onde.

On arrive donc à une relation :

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} = n_{SP}(\omega) = n_P \cdot \sin \theta$$
(66)

Cette relation montre donc que, pour un angle θ , on aura couplage avec le mode plasmon et de ce fait, à cet angle, la lumière ne sera pas réfléchie.

Il est à noter aussi que cet angle dépend de plusieurs facteurs :

- L'indice du milieu environnant, représenté ici par la constante diélectrique ε_1
- La longueur d'onde, à cause de la dépendance de la constante diélectrique du métal ε₂
 à la pulsation

On peut donc en conclure que cette méthode va permettre de suivre l'évolution de l'indice du milieu environnant. Cette perspective est particulièrement intéressante pour étudier des couches minces mais aussi dans un cadre biologique, pour suivre une cinétique de réaction dans un fluide placé sur la lame métallisée.

De plus, il convient de fixer la longueur d'onde car celle-ci influe sur la position de la résonance. Cette longueur d'onde va situer l'épaisseur de peau de l'onde plasmon se propageant à la surface et donc dans le cas de son utilisation en détection, la profondeur de champ de notre capteur. Cette épaisseur de peau est de l'ordre de $\lambda/2$.

1.2. Contexte de cette étude

Nos premières approches du plasmon de surface nous ont permis de constater que de nombreuses équipes s'intéressaient à cette méthode dite SPR (Surface Plasmon Resonance) pour la détection de molécules biologiques et le suivi de réactions chimique ou biologique. En effet, cette technique est très sensible et n'est pas intrusive. Aucun marqueur n'est donc à associer aux molécules testées et il n'y a donc pas de perturbation à ce niveau : il est ainsi possible d'effectuer des détections sur milieu prélevé et de limiter l'encombrement stérique et les pertes d'activité habituellement causées par le marquage. La méthode SPR mesure ainsi en temps réel la formation de complexes moléculaires sur une interface biospécifique (ADN-ADN, ADN-ARN, ligand-récepteur,...) et il devient ainsi possible d'identifier un ligand dans une milieu complexe, mais aussi de mesurer des concentrations moléculaires ainsi que les affinités entre molécules et d'autres paramètres cinétiques détaillés plus tard. En résumé, la méthode SPR mesure des variations de masse (ou variation d'indice) dans le milieu biologique et il est donc important de sélectionner par une activation de la surface les ligands ou molécules que l'on veut étudier.

D'autre part, l'équipe de microfluidique discrète de l'IEMN, et plus particulièrement Elisabeth Galopin, travaille sur l'interaction entre des ondes acoustiques de surface et des gouttes. Ils ont ainsi développé un système permettant de générer des ondes acoustiques de surface (SAW : Surface Acoustic Waves) à l'aide d'un peigne micrométrique [20-22] de peignes interdigités sur substrat piézoélectrique de type LiNbO₃ (Niobate de Lithium). L'interaction entre ces SAW et un liquide sous forme de goutte située sur le trajet des ondes permet, en fonction de la puissance de celles-ci, de déplacer les gouttes dans la direction voulue (forte puissance, quelques Watts) ou de favoriser le micromélange au cœur de la goutte (faible puissance, inférieur au Watt). Il a été ainsi démontré [21] que l'influence de ces ondes permet de diviser par 300 le temps de mélange en volume (Fig. 7.4). La mesure est effectuée par traitement d'image en suivant l'évolution de l'écart type par rapport à la luminosité moyenne en fonction du temps. Quand le mélange est homogène, l'écart type est nul. A t=0, on met en contact les deux milieux dont l'écart type est maximal, égal à 1.



Figure 7.4: (a) Schéma du système SAW permettant de favoriser le mélange (b) Photos successives de la goutte pendant le mélange en vue latérale, de dessus et en reconstruction 3D (c) Représentation d'une grandeur caractéristique du mélange en fonction du temps. On a un mélange homogène au bout d'un temps supérieur à 6 minutes sans SAW et inférieur à la seconde avec SAW.

L'objectif est maintenant de prouver que les SAW permettent d'améliorer la cinétique d'une réaction intragoutte. Afin de valider cette hypothèse, la technique SPR semble un bon candidat pour effectuer une analyse en temps réel de l'interaction avec une surface fonctionnalisée avec une bonne fiabilité, tout en étant non-intrusive. Un second objectif est de comparer les différences de mesures entre les systèmes commerciaux, du type de celui de Biacore, où le dispositif microfluidique est un flux et « notre » système à goutte. Des différences devraient se présenter, le transport de masse dépendant de la présence d'un flux ou non.

C'est dans ce cadre que notre collaboration s'est créée. En effet, les appareils commerciaux ne sont pas adaptés à cette expérience : la plupart fonctionnent en flux, c'est-à-dire que des canaux sont placés contre la surface métallisée et le fluide est donc en mouvement devant ce capteur. Dans notre cas d'étude sur des gouttes, cela n'est donc pas adapté. De plus, les systèmes commerciaux ne permettent pas l'intégration du système de génération des SAW.

Nous avons donc envisagé de réaliser un banc de caractérisation basé sur la réflexion totale atténuée selon Kretschmann, qui permet de suivre l'évolution de la résonance plasmon en fonction du temps afin de déterminer la cinétique de la réaction intra-goutte.

Pour démarrer cette expérience, de nombreux facteurs sont à considérer comme le choix du métal, son épaisseur, la longueur d'onde de travail, la plage angulaire. La littérature nous a conduits à plusieurs choix dans un premier temps.

2.1. Choix du métal et épaisseur

Les métaux ayant des électrons dans la bande de conduction capables de se coupler avec la lumière incidente à une longueur d'onde convenable sont l'or, l'argent, le cuivre, l'aluminium, le sodium et l'indium. L'indium est rejeté à cause de son coût, le sodium à cause de sa forte réactivité. Le cuivre et l'aluminium présentent des résonances très larges. Les métaux couramment utilisés pour mettre en évidence le plasmon de surface sont donc l'argent et l'or. En effet, ceux-ci présentent leur longueur d'onde de résonance dans le visible ou le proche infrarouge. L'argent a une résonance plus fine que celle de l'or. Néanmoins, l'argent pose des problèmes d'oxydation. L'or semble donc être un bon candidat à notre étude. La figure 7.6 donnée plus bas illustre ce point.

Des études ont montré que la résonance optimale pour une longueur d'onde avoisinant les 600-700nm est obtenue pour une épaisseur d'environ 50nm [23]. Cette épaisseur dépend évidemment de la longueur d'onde choisie.

2.2. Choix de la longueur d'onde

Les appareils commerciaux travaillent en majorité à la longueur d'onde des diodes laser, soit environ 690nm. Certaines études utilisent un laser He-Ne à une longueur d'onde de 632.8nm. Il s'agit de longueurs d'onde couramment utilisées, pour lesquelles il est facile de trouver des sources laser.

Cependant il a été démontré que la résonance est d'autant plus fine que la longueur d'onde augmente [5,8] (Figure 7.5). Dans un premier temps nous plaçons donc dans une gamme spectrale avoisinant 670 nm.



Figure 7.5 : Courbes de réflectivité mesurées pour dans le cas d'une lame d'or d'environ 50 nm déposées sur une lame de verre SF10 d'indice 1.7, pour trois longueurs d'onde 633, 814 et 1152nm (tirées de [8]). Etude de l'interface or/eau.

Afin de comparer ces deux paramètres (choix du métal et longueur d'onde), nous avons réalisé une simulation grâce au logiciel Winspall. La figure 7.6 montre l'influence du métal et de la longueur d'onde sur la position et sur la largeur du pic de réflectivité. Comme attendu, l'argent présente une résonance plus fine que l'or et travailler à une longueur d'onde plus élevée permet d'affiner le pic également.



Figure 7.6 : Courbes de réflectivité pour l'argent et l'or et les trois longueurs d'onde 632.8 ,814 et 1152 nm. Le métal est déposé sur un prisme de verre d'indice 1.52. Etude de l'interface or/eau

2.3. Banc expérimental



Figure 7.7 : Montage expérimental

Matériel utilisé :

- Une source laser He-Ne non polarisée de longueur d'onde $\lambda = 632,8$ nm de puissance 10mW. Très rapidement nous allons utiliser un laser à colorant permettant de couvrir la gamme 620-750 nm.
- Un objectif associé à un disque diffusant tournant permettant d'obtenir une tache homogène sans speckle. Une lentille permet d'avoir en sortie un faisceau parallèle.
- Une lentille permet de faire converger le faisceau au niveau de l'interface. Cela permet d'envoyer simultanément un ensemble de faisceaux avec des orientations sur une plage de 10° autour de la position moyenne. L'utilisation d'une lentille sphérique permet d'obtenir un point de focalisation sur la surface métallique. Une amélioration apportée au banc a été de remplacer cette lentille par une lentille cylindrique créant une ligne focalisée. Cela a pour conséquence de pouvoir exciter le plasmon de surface sur toute cette ligne et de pouvoir ainsi suivre l'évolution de 2 gouttes (par exemple, une en test et une référence) placées sur cette ligne.

- Un polariseur permettant de travailler en polarisation transverse magnétique, seule polarisation permettant d'exciter le plasmon.
- Un réticule permettant de suivre le déplacement de la raie sombre
- Un miroir
- Un prisme hémicylindrique d'indice n_p = 1.45, 1.52 ou 1.63. Celui-ci est tronqué afin que la lame de même indice sur laquelle est déposé l'or complète le demi-cylindre. On vient donc faire converger le faisceau au sur l'axe de symétrie du cylindre.
- Une lame de même indice que le prisme, recouverte de 50 nm d'or (avec 5nm de titane en couche d'accroche de l'or). Le couplage optique avec le prisme se fait en plaçant un liquide d'indice correspondant à l'indice du prisme et de la lame.
- Une platine de couplage portant le prisme et le disque constituée
 - de platines de microdéplacements
 - d'une platine permettant de faire varier l'angle du prisme

A cette platine vient s'ajouter un système de déplacement du substrat SAW permettant d'amener la goutte en contact avec le métal.

• Une interface CCD / Oscilloscope / Informatique gérée par un programme Labview permettant de suivre le pic de résonance en fonction du temps.

3. Premières visualisation de la résonance plasmon

Avant de pouvoir suivre une évolution, nous avons cherché à observer cette résonance dans le cas d'un milieu environnant d'air puis d'eau (sous forme de goutte).

Ces essais ont été réalisés avec un ensemble prisme/lame d'indice 1.63 en utilisant un laser He-Ne de longueur d'onde 632.8nm.

3.1. Cas de l'air

En accord avec ce qui a été exposé précédemment, nous pouvons dégager une valeur théorique de l'angle de résonance pour l'interface *air/or* :

Sachant que l'indice de l'or est $n_{or} = 0,1726 + i 3,4218$ pour la longueur d'onde $\lambda = 632,8nm$, l'indice du mode effectif plasmon à l'interface air/or se définit ainsi :

$$n_{\rm PS} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\rm or}(\omega) \cdot \varepsilon_{\rm air}}{\varepsilon_{\rm or}(\omega) + \varepsilon_{\rm air}}} = 1,045$$
(67)

En appliquant la condition de couplage $n_{PS} = n_p.sin \theta$ avec $n_p l'indice du prisme, on obtient un angle théorique <math>\theta = 39.8^{\circ}$.

L'expérience nous a permis d'observer une raie sombre à cet angle. La figure 7.8 illustre cette expérience par la photographie de la tache observée. La différence de contraste observée de part et d'autre de la raie peut être due à un mauvais réglage du faisceau laser dans l'objectif (Cf. Figure 7.7).



Figure 7.8 : Photo de la raie sombre caractérisant l'angle de résonance pour l'interface air/or et représentation de la tache par mesure d'intensité à l'aide d'un capteur CCD

3.2. Cas de l'eau

De la même façon nous pouvons visualiser la raie noire dans le cas d'une goutte d'eau posée sur la surface métallique. La figure 7.9 illustre le signal issu de la barrette CCD pour une goutte d'eau posée sur une lame dorée ou argentée d'indice 1.52 (silice) pour une longueur d'onde de 763nm. En remarque, la position du capteur influe beaucoup sur le signal mesuré. En effet, suivant l'éloignement de celui-ci par rapport au point de focalisation, la tache lumineuse et donc la raie du plasmon de surface voient leur largeur évoluer. On peut néanmoins remonter à la largeur en considérant le rapport de la largeur de la raie plasmon sur la largeur de la raie. La largeur de la raie représente en effet toujours le même débattement angulaire d'environ 11° (en effet, on utilise une lentille de focalisation de focale 10cm et de diamètre 4cm). Cette figure montre que l'argent permet d'avoir une raie plus fine que celle de l'or (largeur à mi-hauteur pour l'argent : 1.2°, pour l'or : 2.6°). Il peut donc être intéressant de

travailler avec l'argent, dans la mesure où l'on arrive à contrôler l'oxydation, en faisant un dépôt, par exemple de silice, sur le dessus du métal.



Figure 7.9 : Raies issues du capteur CCD pour l'interface eau/métal à la longueur d'onde λ=763nm pour l'argent et l'or

La figure 7.10 illustre l'influence du changement de la longueur d'onde d'excitation sur la résonance du plasmon de surface pour l'interface eau/or. Ici, les deux longueurs d'onde utilisées sont 614nm et 670nm. On observe bien le décalage vers des angles plus élevés de la résonance plasmon. Cela s'explique par l'augmentation de la partie réelle de l'indice de l'or pour les longueurs d'onde plus courtes. On peut constater également une largeur plus importante de la résonance pour les longueurs d'onde plus courtes, due à une absorption plus élevée pour ces longueurs d'onde.



| | λ=614nm | λ=670nm |
|-----------------------------|---------|---------|
| Position angulaire relative | 2.75° | 1.75° |
| (origine arbitraire non | | |
| précisée) | | |
| Largeur à mi-hauteur | 2.75° | 1.25° |

Figure 7.10 : Variation de la position et de la largeur à mi-hauteur de la résonance en fonction de la longueur d'onde (en rouge : 670nm, en orange : 614nm) pour l'interface or/air

4. Principe de la détection de pic

La raie sombre présente dans la tâche lumineuse se déplace si le milieu en contact avec la surface métallique voit son indice de réfraction varier. Cette variation angulaire nous renseignera donc sur l'évolution de l'indice et donc de l'avancement d'une réaction.

Le signal lumineux est capté par une barrette CCD. Le signal électrique correspondant est envoyé sur un oscilloscope communicant avec un ordinateur équipé du logiciel Labview. Ce logiciel va nous permettre de piloter et de traiter les informations brutes, c'est-à-dire l'intensité lumineuse en fonction de l'angle^{*}.

Le principe est détaillé ci-dessous :



Deux méthodes sont utilisées pour accéder à l'information concernant la cinétique donc le mouvement de la résonance plasmon :

- l'évolution du minimum en fonction du temps
- la différence de réflectivité pour un point fixé dans la pente de la résonance en fonction du temps

^{*} L'angle défini en abscisse est toutefois à prendre avec précaution. En effet, la position de la barrette et la distance de celle-ci par rapport au point de focalisation font que l'abscisse peut pratiquement être considérée comme arbitraire. Une attention particulière à toutes ces grandeurs permettrait de remonter à l'angle absolu, néanmoins dans notre cas c'est l'évolution relative qui nous intéresse particulièrement pour décrire la cinétique.


La figure 7.11 représente la face avant de pilotage du banc. La fenêtre en haut à gauche décrit les données brutes mesurées par la barrette CCD. La fenêtre en haut à droite correspond au fenêtrage des données ainsi qu'à la régression polynomiale de degré 6. A partir de là, les fenêtres basses représentent la position du minimum et la mesure de réflectivité en fonction du temps. Une interface similaire est aussi réalisée dans le cas où l'on veut suivre l'évolution dans deux gouttes (par exemple, une goutte en test et une goutte de référence). Dans ce cas, la lentille cylindrique permet d'obtenir une ligne de focalisation et deux barrettes indépendantes permettent d'acquérir le signal et de suivre les raies plasmon issues de chaque goutte. La figure 7.12 illustre cette configuration et montre une photo de la raie plasmon obtenue pour une goutte d'eau posée sur une lame dorée d'indice 1.45 (silice) pour une longueur d'onde de 614nm en utilisant une lentille cylindrique. On observe bien la démarcation de la goutte : à cet angle, on a le couplage pour le plasmon eau/or et pas pour l'interface air/or.



Figure 7.11 : Fenêtre graphique de l'interface Labview permettant le traitement de l'image



Figure 7.12 : Photo de la raie observée dans le cas de l'utilisation (a) de la lentille sphérique ou (b) de la lentille cylindrique.

5.1. Position du spot ou de la ligne de focalisation par rapport à la goutte

Différents essais ont montré que la position du spot ou de la ligne de focalisation lumineuse par rapport à la goutte peut influer sur la position de la raie plasmon sur quelques points^{*}. Afin de limiter cette variation, il est intéressant de travailler sur des volumes de goutte faible, qui coïncident avec le diamètre du spot. Dans cette orientation, nous avons travaillé avec des volumes de 10μ L puis de 3μ L.

5.2. Etat de surface

Le plasmon est très sensible à l'état de surface non seulement du métal mais aussi des pièces optiques (prisme et substrat supportant la couche métallique). Il est donc indispensable d'utiliser des surfaces d'une grande qualité optique (ayant le moins de rayures ou de contraintes) mais aussi de soigner le nettoyage des surfaces optiques et métalliques. C'est là un facteur déterminant dans l'obtention et la forme de la résonance.

5.3. Epaisseur de la lame et positionnement

Notre dispositif a été réalisé afin de placer le point de focalisation au centre du prisme. Dans ce but, le prisme a été tronqué afin que la lame métallisée comble la partie manquante et que le point de focalisation se place au niveau de l'interface substrat/métal. Néanmoins, différents tests sur des lames d'épaisseurs différentes (de 1mm à 0.15mm) nous ont permis de constater que cette condition n'est pas déterminante. Le réglage du point de focalisation sur l'interface substrat/métal n'est donc pas indispensable. En fait, cette condition joue sur la valeur absolue de l'angle, mesure qui ne nous intéresse pas spécialement ici, vu notre façon de travailler en mesure relative. Ceci est également vrai en ce qui concerne le positionnement de la goutte et du point de focalisation au centre du prisme, afin d'éviter une réfraction à l'interface du

^{*} La configuration du banc nous donne un décalage en nombre de points, suite à une utilisation d'un oscilloscope. Les différents tests sont ainsi faits en nombre de points et non en angle, étant donné que nous nous intéressons à un décalage relatif et que les biologistes utilisant par exemple le Biacore utilisent une unité secondaire. Pour donner un ordre d'idées, 100 points dans notre configuration correspondent à peu près à 0.1° et à 1000 RU (Reflectivity Unit), l'unité du Biacore.

prisme avec l'air dans la partie ronde. Cette condition, si elle n'est pas tout à fait respectée, induira une erreur sur la valeur absolue de l'angle.

5.4. Echauffement dû à la chaîne de mesure SPR

Dans une technique de détection biologique, l'intérêt est évidemment que la mesure influe le moins possible sur le réacteur biologique. L'échauffement dans notre cas pourrait sembler être un facteur influençant la réaction. Une mesure de la température et de la puissance a donc été effectuée au niveau de la goutte. La mesure de température a été prise à l'aide d'un thermocouple Ni-Au sur silicium.

Le laser est réglé à une puissance de 200mW à une longueur d'onde de 670 nm ou de 763nm. L'optique utilisée (notamment les différents miroirs) étant mal adaptée à ces longueurs d'onde, la puissance résiduelle à l'entrée du prisme est de 6.22mW. La puissance mesurée en sortie de prisme est de 4mW. La puissance au niveau de la goutte (mesure sans goutte) est de 60µW. cela veut donc dire que 2mW sont absorbés dans la lame métallisée. Cette absorption peut provoquer un léger échauffement de la lame, mais peu d'énergie est transmise au niveau de la goutte. Cela se vérifie par une mesure de la température au sein de la goutte : la mesure indique un décalage par rapport à la température ambiante inférieur à 0.01°C. On peut donc en conclure que notre chaîne de mesure n'influe pas au niveau de la température du réactif biologique considéré.

5.5. Evaporation de la goutte

Il est important de noter toutefois que si la chaîne de mesure n'échauffe pas le liquide biologique, il faut considérer l'évaporation naturelle de la goutte. En effet, à ces volumes, une goutte laissée sur une surface a tendance à s'évaporer. Il est donc possible que nous observions parfois une « cinétique » d'évaporation de la goutte après un certain moment passé à travailler. La figure 7.13 montre un exemple d'évaporation : après environ 20minutes, la goutte atteint un niveau d'évaporation sensible pour la mesure SPR et on observe le décalage du minimum variant exponentiellement jusqu'à la disparition totale de la goutte et donc de la résonance (ce qui est visible sur la fenêtre en haut à gauche de notre interface Labview).



Fig. 7.13 : Exemple de phénomène d'évaporation de la goutte visible sur la courbe de décalage du minimum en fonction du temps. (Dans ce test, la goutte est un mélange eau/NHS-EDC/streptavidine de volume total 9µL. Cette goutte était testée pour observer une adsorption de la streptavidine sur la lame thiolée traitée préalablement par NHS-EDC. Cette partie sera présentée plus loin)

- Mise en place du substrat SAW

Jusqu'à présent nous avons raisonné en plaçant une goutte sur le substrat doré, sans placer le substrat SAW. La goutte est donc « ronde ». De plus, notre objectif de mesure d'une cinétique de réaction avec ou sans l'apport des SAW impose de mettre en contact les deux entités biologiques au niveau du capteur afin d'enregistrer la cinétique dès le contact et de façon que le système SAW soit effectif dès ce contact. De ce fait, nous avons installé un support du substrat SAW sur notre plateforme de mesure contenant le prisme. Une vis micrométrique permet de descendre le substrat SAW vers le prisme. Dans le cas d'une réaction de A avec B, la goutte contenant les molécules A est placée sur le substrat SAW alors que la goutte de molécules B est placée sur le substrat doré, permettant ainsi de régler le dispositif de mesure avec la raie plasmon correspondante auparavant. Les ondes SAW peuvent alors être activées avant la mise en contact. Il est à noter que la goutte B n'existe pas forcement, le traitement a pu être fait auparavant afin que les molécules B soient déjà adsorbées sur la surface dorée. Dans ce cas, une goutte d'eau ou de PBS (Phosphate Buffer Saline) sert à régler le dispositif expérimental.



Figure 7.14 : Protocole de mise en place des entités biologiques pour la mesure de cinétique avec ou sans SAW

5.6. Influence de la température sur la mesure SPR

La littérature montre que la résonance du plasmon de surface dépend de la température, notamment à cause de la variation d'indice des matériaux (en particulier le métal) due à cette variation de température. [6, 24]

De ce fait, dans un premier temps, nous avons observé l'influence d'un refroidissement par effet peltier en plaçant la face froide de l'élément peltier sur le substrat SAW. Par conduction,

on refroidit ainsi la goutte d'eau de volume 10µL placée entre la lame dorée et le substrat SAW (Cf. Fig. 7.14).

La figure 7.15 illustre cette expérience. On observe bien l'influence de la température sur la position de la résonance avec un décalage de 26 points pour une variation de température de 5°C. On peut également reproduire cette influence pour un échauffement.



Figure 7.15 : Variation de la position du minimum en fonction de la température

En outre, nous avons montré précédemment que le système de mesure ne provoquait pas d'échauffement notable au niveau de la goutte. Dès lors, il convient d'examiner l'échauffement apporté par le système SAW. Le test a été réalisé également sur une goutte d'eau de volume 10µL. La figure 7.16 montre que l'utilisation du système SAW provoque un échauffement non négligeable de la goutte. Si on établit un parallèle entre l'expérience utilisant le peltier et cette expérience, l'utilisation du SAW provoque un échauffement de près de 24°C. Cet échauffement change alors considérablement notre système réactif. Pour parer à ce problème, nous avons cherché à rétablir un équilibre thermodynamique à l'aide du peltier en utilisant le système décrit précédemment, c'est-à-dire en plaçant la face froide sur le substrat SAW. La figure 7.16 montre l'association de l'échauffement dû au SAW et le refroidissement dû au peltier, associé à un flux d'air sur le radiateur. Cette expérience montre qu'il est difficile de contrôler la température avec une grande fiabilité tout au long de la

réaction. De plus, cette association amène des difficultés de manipulation au cours de l'expérience : contrôle du peltier, du SAW,...



Figure 7.16 : Evolution de la résonance plasmon en fonction de l'association SAW et peltier (les puissances SAW doivent être associées à l'utilisation d'un ampli 31dB derrière la source)

Une autre solution a été trouvée pour parer à cet échauffement. Il s'agit de moduler l'alimentation des peignes du SAW afin d'avoir un fonctionnement qualifié improprement de « pulsé ». En effet, baisser la puissance d'alimentation des peignes aurait pour effet de perdre l'action des SAW sur les gouttes. La figure 7.17 montre que l'utilisation du SAW en « pulsé » permet de diminuer considérablement l'échauffement et d'atteindre un équilibre thermodynamique relativement stable, tout en gardant l'effet d'agitation. Il est évident que l'utilisation du SAW en pulsé ne peut pas être comparée directement à son utilisation en continu : dans nos tests, le SAW en pulsé a une puissance moyenne plus faible qu'en continu, mais garde un effet sur la goutte. De ce fait, la suite de nos tests seront faits en utilisant la source pulsée, c'est-à-dire la modulation de la source SAW sinusoïdale de fréquence de l'ordre de 20 MHz. Dans notre cas nous modulons la source réglée à -15dBm (+41dB par l'amplificateur) grâce à un signal carré de fréquence 500 Hz et de rapport cyclique 20%.

l'accordabilité tout optique n'était pas le résultat d'une élévation de température.



Figure 7.17 : Evolution de la résonance plasmon en fonction des paramètres de modulation de la source SAW. La fréquence de modulation choisie est de 500Hz.

6. La méthode SPR appliquée au suivi d'interactions

Nous avons vu que l'intérêt de la méthode SPR dans l'étude des interactions biologiques était de pouvoir sonder en temps réel les variations d'indice de réfraction du milieu supérieur (sur une distance de quelques centaines de nm). En effet, la fixation de molécules biologiques à la surface du capteur va modifier les propriétés d'indice du milieu diélectrique supérieur, et ainsi, modifier les propriétés de résonance du plasmon (décalage de l'angle de résonance) en temps réel. La figure 7.18 illustre les différentes étapes d'interaction entre un anticorps fixé à la surface du capteur SPR et un analyse situé en solution. Ce sont ces différentes étapes que nous allons chercher à suivre dans la suite de ce chapitre [1].

Afin de préciser les termes employés, précisons que dans cette figure la surface dorée a été en partie fonctionnalisée, c'est-à-dire préparée afin que certains types de molécules puissent s'y fixer. La deuxième étape de fonctionnalisation consiste en l'immobilisation du ligand ou anticorps sur la surface. A ce niveau, notre surface est prête à fixer l'analyte, c'est-à-dire la molécule présente dans la goutte. Et c'est notamment cette réaction (association, dissociation) que nous allons chercher à suivre.



Figure 7.18 : Exemple d'un cycle comprenant l'immobilisation du ligand, la formation du complexe ligand analyte (association), la dissociation du complexe par passage d'une solution tampon, et la régénération (dissociation totale du complexe pour retrouver l'état initial de la surface du capteur) à l'aide d'une solution acide ou basique, afin de se retrouver à l'état initial (t=0 sur la figure de droite)

6.1. Le système anticorps antigène : cinétique et dosage

Dans cette partie, nous décrivons rapidement comment se réalise la complexation à la surface du capteur et quelles informations peuvent être tirées de la réponse SPR obtenue.

Dans toute cette partie, nous utilisons les termes anticorps – antigène. Nous ne détaillerons pas leurs caractéristiques. Nous raisonnerons simplement en considérant que l'antigène A et l'anticorps B réagisse pour former un complexe AB. L'objectif est d'étudier les caractéristiques des constantes d'association et de dissociation de ce complexe.

La formation d'un complexe anticorps A antigène B est décrite par la relation suivante :

$$A + B \leftrightarrow AB \tag{68}$$

avec k_a = constante d'association (en $M^{-1}s^{-1\#}$), k_d =constante de dissociation (en s^{-1}) Les vitesses d'association et de dissociation sont données par :

$$\frac{d[AB]}{dt} = k_a[A][B] \tag{69}$$

$$-\frac{d[AB]}{dt} = k_d[AB] \tag{70}$$

A l'équilibre, les vitesses d'association et de dissociation sont égales, on obtient alors :

et

[#] M correspond à l'unité de concentration molaire : $M = mol.L^{-1}$

$$k_a[A][B] = k_d[AB] \tag{71}$$

Ce qui donne :

$$\frac{k_d}{k_a} = \frac{[A][B]}{[AB]} = K_d \text{ ou encore } \frac{k_a}{k_d} = \frac{[AB]}{[A][B]} = K_a$$
(72)

On appelle K_d la constante de dissociation à l'équilibre (en M) et K_a la constante d'association à l'équilibre (en M⁻¹)

6.2. Association à la surface du capteur

La formation d'un complexe anticorps - antigène à la surface d'un biodétecteur entre un analyte A et un ligand immobilisé B à la surface peut être décrite par deux étapes :

- 1. Le transport de masse de l'analyte jusqu'à la surface du détecteur
- 2. L'orientation puis la complexation analyte ligand immobilisé

Ceci peut se traduire par l'équation suivante :

$$A_{bulk} \xleftarrow{k_m} A_{surface} + B \xleftarrow{ka...kd} AB$$
(73)

avec k_m la constante liée au transport de masse (diffusion, convection), qui est identique dans les deux sens (vers le capteur, depuis le capteur) et k_a et k_d les constantes d'association et dissociation décrites ci-dessus.

Si le transport de masse (diffusion, convection, flux...) est beaucoup plus rapide que la vitesse d'association ka[B]<<km et alors l'on peut dire que l'espèce à la surface est maintenue grâce au transport de masse à la même concentration que dans le volume de la goutte (bulk) :[$A_{surface}$] = [A_{bulk}], et que les constantes d'association et de dissociation effectives k_f et k_r c'est-à-dire les constantes mesurées à la surface peuvent être assimilées aux constantes d'interaction cinétiques k_a et k_d.

Dans ce cas, on peut écrire l'équation de la vitesse :

$$\frac{d[AB]}{dt} = k_a[A][B] - k_d[AB]$$
(74)

Or sachant que la concentration de ligands B inoccupés [B] équivaut à la concentration totale de ligand à la surface $[B]_0$ moins la concentration en complexe [AB]: $[B]= [B]_0$ -[AB], on obtient :

$$\frac{d[AB]}{dt} = k_a[A]([B]_0 - [AB]) - k_d[AB]$$
(75)

Si maintenant on considère $[B]_0$ comme la concentration maximum de fixation de l'espèce (on ne peut en effet pas fixer plus d'espèce qu'il n'y a de ligand à la surface), on peut remplacer tous les termes par un terme R représentant le taux de formation du complexe à la surface (taux d'interaction) :

$$\frac{dR}{dt} = k_a C([R\max - R) - k_d R$$
(76)

avec C la concentration en espèce en solution, Rmax la capacité maximum de fixation, et R le taux de fixation à l'instant t.

Ce qui peut être représenté comme sur la figure 7.19.



Figure 7.19 : Exemple d'une cinétique classique association, dissociation, équilibre.

6.3. Traitement des données recueillies :

Les courbes de réponses du capteur permettent de recueillir un certain nombre d'informations sur l'interaction :

- d'une part, les courbes réalisées permettent de faire un dosage de l'espèce étudiée : la saturation de la courbe de réponse permet de déterminer la réponse à l'équilibre et donc de remonter à la concentration en espèce.
- d'autre part, on recueille des informations cinétiques telles que les constantes de vitesses d'association et de dissociation.

La figure 7.20 montre quelques exemples de la réponse du capteur SPR (ici, un Biacore, fonctionnant en flux) en fonction de différentes concentrations. On observe notamment la différence de hauteur des paliers correspondant aux différentes concentrations. Le temps d'interaction quant à lui reste invariant.



Figure 7.20 : Influence de la concentration sur les courbes de réponse SPR mesurées par un système Biacore.

Notons que l'on peut réécrire la relation :

$$\frac{dR}{dt} = k_a C(R \max - R) - k_d R = k_a CR \max - (k_a C + k_d)R$$
(77)

De ce fait, la courbe $\frac{dR}{dt}$ en fonction de R, aura une pente égale à $(k_aC + k_d)$ nous permettant de mesurer aisément les constantes d'interactions.

6.4. Les interactions étudiées

A titre explicatif, nous avons jusqu'ici retenu le cas où le transport de masse était suffisamment important pour régénérer l'espèce à la surface du capteur et maintenir sa concentration identique à celle du milieu « bulk ».

Les couples antigènes/anticorps suivants ont été retenus par P. M. Danzé et A.S. Drucbert, les biologistes de la plate forme de génomique fonctionnelle du CHR de Lille en collaboration avec E. Galopin de l'équipe de microfluidique discrète de l'IEMN:

- Le couple Beta2 microglobuline / Anti Beta2 : molécules de taille moyenne
- Le couple Transferrine / Anti-transferrine : molécules de grosse taille (150000kDa et 77000kDa)

6.5. L'immobilisation ou préparation de la surface

Lors de l'accroche de biomolécules sur une surface, il est primordial de ne pas dénaturer la protéine, de ne pas changer sa conformation spatiale, car cela peut se traduire par la perte de ses fonctions biologiques, ou des sites d'intérêts. Une adsorption non contrôlée d'une protéine sur une surface peut effectivement affecter son activité et sa stabilité, menant à une bio-interface moins efficace voire inactive.

Un grand nombre de méthodes existent dans la littérature pour immobiliser des protéines. Les molécules à immobiliser possèdent de nombreux groupements fonctionnels leur permettant d'être immobilisés de façon covalente. Pour l'immobilisation, il vaut mieux privilégier un groupement qui n'est pas utilisé par l'anticorps ou la protéine pour sa fonctionnalité (son activité biologique).

Dans le cas d'un capteur SPR présentant donc une surface de métal, une des méthodes les plus utilisées est l'utilisation de thiols, molécule organique ayant une terminaison –SH qui présente une grande affinité avec l'or et qui forme une monocouche dense sur ces surfaces. De l'autre côté de ce thiols, différents groupements peuvent être présents. Dans notre cas, il s'agit d'une terminaison « acide carboxylique » (-COOH), qui sera le lien vers le ligand, par l'intermédiaire de l'activation par le NHS-EDC. (Figure 7.21)

La collaboration avec Rabah Boukherroub (IRI) et Sabine Szunerits (INPG) a également permis d'avoir accès à un procédé permettant d'obtenir des surfaces SPR permettant de faire un greffage covalent d'immobilisation des anticorps. Le brevet déposé [25] visait à déposer une couche de 10nm de SiO_x par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) sur la couche d'or du capteur SPR. Cela a permis de réaliser une chimie de surface du SiO₂, c'est-à-dire utiliser les liaisons –OH de la surface afin de réaliser l'immobilisation. On immobilise ensuite un silane sur la surface (l'APTES- AminoPropylTriethoxySilane) qui va s'accrocher sur les liaisons -OH et présente un NH₂ en fin de chaine. L'activation de la surface est alors réalisée à l'aide d'une solution de NHS (N-hydroxysuccinimide) et d'EDC (1-ethyl-3,3-dimethylaminopropyl carbodiimide), afin d'établir la liaison entre les terminaisons –NH₂ à la surface et les groupements acides -COOH du ligand à immobiliser. Il est alors possible de procéder à l'immobilisation des molécules réceptrices (ligand/anticorps) à la surface.

Suivant les essais, nous utilisons cette chimie de la silice ou nous utilisons une chimie de l'or directement.



Figure 7.21 : (a)Principe de la chimie sur or « nu » sur lequel est déposée une couche de thiol, (b) Principe de la chimie sur silice.

6.6. Essais avec la streptavidine et la biotine [26,27]

Avant d'utiliser les molécules précitées (beta2 microglobuline et transferrine), nous avons faits quelques tests sur la streptavidine et la biotine. Ces molécules ne nous permettent pas

véritablement de vérifier l'efficacité du système SAW, car les cinétiques associées sont beaucoup trop rapides aux concentrations utilisées. Néanmoins elles nous permettent de vérifier la détection SPR des réactions d'accroche à la surface du métal. Dans cet essai, nous n'utilisons pas de chimie sur silice, déposée sur l'or, mais une lame d'or avec une couche de thiols. L'activation (NHS-EDC) se fait alors sur cette couche de thiols terminée -COOH.

La figure 7.22 montre un cycle d'activation (NHS-EDC) puis l'accroche ou l'association de la streptavidine sur la surface. Une goutte d'eau de 10μ L nous permet de repérer la raie plasmon. L'ajout d'une nouvelle goutte de NHS et de EDC provoque la variation d'indice de la goutte, d'où une modification de la position angulaire de la résonance plasmon. Dans cette variation d'indice, il faut distinguer la contribution de l'effet tampon, contribution due à la différence d'indice qui disparaît quand on enlève la goutte et la contribution de l'adsorption sur la surface des molécules (notre intérêt se porte sur cette contributions. De plus, les molécules de NHS-EDC étant trop courtes, il n'est pas possible de voir la différence de position du minimum avant et après le passage de NHS EDC sur le graphe (cela se vérifie aussi sur le système Biacore utilisé dans notre collaboration avec le CHR de Lille). Le lavage est une étape consistant à enlever la goutte puis à passer plusieurs fois une goutte de PBS afin de retirer la couche de molécules non adsorbées. Cela explique la différence entre la position initiale pour la goutte d'eau et la position pour le lavage, la couche de NHSEDC n'entraînant pas de « décalage d'adsorption ».

L'ajout d'une goutte de streptavidine, puis le lavage met en évidence la cinétique rapide d'association et la présence d'une couche adsorbée correspondant à une quantité adsorbée de 319 points soit environ 3190 RU. La BSA (Bovin Serum Albumin) est une molécule utilisée pour « bloquer » la surface, de sorte que les molécules devant réagir avec la streptavidine ne puissent venir s'immobiliser sur la surface entre les molécules de streptavidine, dans le cas où il reste des sites non utilisés de la surface. Cela veut dire que les molécules qui doivent réagir avec la streptavidine ne peuvent le faire, après passage de la BSA, qu'avec les molécules de streptavidine et plus avec la surface, les sites « ouverts » ayant été bloqués. L'ajout, après lavage, d'une goutte de BSA montre que dans notre cas il n'y a pas en d'adsorption sur la couche streptavidinée. Par contre, l'ajout d'une goutte d'antibiotine montre qu'une certaine quantité d'antibiotine (1350 RU) s'est fixée sur la surface. Le passage préliminaire de la BSA aurait dû bloquer l'adsorption de l'antibiotine sur la surface, néanmoins étant donné que nous n'avons pas eu d'adsorption de la BSA à cause sans doute d'un temps trop court d'interaction (la BSA est une grosse molécule ce qui provoque un temps plus long d'adsorption), nous

pensons que l'antibiotine est venu s'adsorber dans les sites non occupés par la streptavidine (nous n'avons pas attendu l'équilibre dans le cas de la réaction de la streptavidine).



Figure 7.22 : Exemple de fonctionnalisation de la streptavidine sur surface thiolée (activation, greffage, blocage par BSA, réaction non spécifique)

La figure 7.23 montre une déclinaison de l'étape d'activation et d'accroche. Dans cette expérience, la goutte est un mélange de NHS-EDC et de streptavidine. La goutte est alors placée sur la lame thiolée. L'activation et l'accroche se déroulent donc simultanément. Cette expérience est réalisée avec ou sans SAW (Puissance -15dBm associé à un ampli 31dB). Sur la figure, on observe un effet tampon (montée brusque à la mise en place de la goutte) puis une pente marquant le processus activation - accroche. On note que l'utilisation du système SAW améliore d'un facteur 2 la cinétique de la réaction considérée.



Figure 7.23 : Etape d'association de la streptavidine sur la lame activée avec ou sans l'utilisation du système SAW

7. Tests avec le couple transferrine/ anti-transferrine

De nombreuses mises au point ont été faites, arrivé au stade de la discussion. Nous nous sommes donc attelés à tester le couple transferrine /anti-transferrine, en parallèle avec les expériences réalisées sur ce même couple sur le Biacore 3000 du CHR de Lille.

7.1. Résultats des tests sur Biacore : chimie Biacore.

Sont présentés ici les tests réalisés sur le Biacore (donc en flux) sur lame CM5 (carboxymethyl dextran). Cette lame d'or est recouverte d'un polymère poreux et possède des groupements -COOH et $-CH_3$, ces derniers étant inertes dans notre cas. L'avantage de ce polymère est de permettre un meilleur taux de fixation grâce à un grand nombre de groupements disponibles. (Figure 7.24)



Figure 7.24 : Schéma de principe d'une lame CM5

Une des premières étapes consiste à déterminer le pH optimal en faisant ce que l'on appelle un pH scouting, une injection successive de la solution d'anticorps (en l'occurrence, l'antitransferrine) à différents pH, pour déterminer le pH permettant d'avoir une immobilisation maximale (Figure 7.25).



Figure 7.25: pH scouting de l'anti-transferrine.

Dans notre cas, le pH =5 semble correct, car il permet de ne pas arriver au maximum trop vite, ce qui intéressant quand on veut déterminer des constantes cinétiques.

La figure 7.26 montre le cycle d'immobilisation de l'anticorps (anti-transferrine) sur la lame Biacore CM5.



Quantité immobilisée: 2590,89 RU

Figure 7.26 : Cycle d'immobilisation de l'anti-transferrine.

Le cycle se décrit comme suit :

- (a) : le tampon circulant dans les microcanaux, au contact de la lame CM5, est de l'HBS (Hepes Buffer Saline).
- (b) : on refait une injection d'anti-transferrine, dans le but de relever le maximum atteint.
 Il servira d'étalonnage à la machine pour caler l'injection à la quantité immobilisée voulue.
- (c) : le lavage NaOH permet de faire revenir à l'état initial de la surface du capteur.
- (d) : on réinjecte la solution tampon de HBS. Comme attendu, on revient à l'état initial.
- (e) : on procède à l'activation de la surface par l'injection de NHS-EDC. La réaction est très rapide et donc la montée jusqu'à la saturation très brusque.
- (f) : on lave au HBS. A ce stade, la différence avec le niveau initial est pratiquement imperceptible.
- (g): on procède à plusieurs injections successives de HBS+anticorps (ici concentration des anticorps 30µg/mL) séparés par des lavages au HBS afin d'arriver à la quantité

immobilisée d'anticorps désirée. Dans ce cas, la quantité voulue était de 2500RU, la quantité obtenue est de 2590.89RU.

- (h) dernier lavage HBS
- (i) passage de l'éthanolamine pour la désactivation de la surface. Cela veut dire que la surface n'est plus sensible au passage des molécules, l'accroche n'y est plus possible, les sites disponibles ont été bloqués par l'éthanolamine. Cette étape élimine aussi les adsorptions non-spécifiques qui ont eu lieu avant.
- (j) solution tampon HBS. C'est à ce dernier stade qu'il nous est possible de déterminer vraiment la quantité immobilisée avec pour origine le point (f).

Suit maintenant la réaction anticorps-antigène. L'état du capteur est celui du point j. On vient maintenant injecter l'antigène, la transferrine. La figure 7.27 présente la gamme des différentes concentrations de transferrine injectées. La première phase est l'association, pendant laquelle on injecte l'antigène. Au bout de 4min, l'injection est stoppée. Il passe alors dans les canaux le tampon nous permettant d'observer la dissociation. Ces courbes nous permettent alors de remonter aux constantes cinétiques telles qu'elles ont été définies plus haut. Pour l'instant, nous sommes dans la phase de mise au point des réactions biologiques, qui nous permettront d'observer l'effet du système SAW, notre objectif initial. Les paramètres qui nous intéressent sont donc les quantités immobilisées.



Figure 7.27 : Cycle d'association-dissociation de la transferrine pour différentes concentrations molaires.

7.2. Résultats des tests sur notre banc

Nous avons donc réalisé le même cycle d'expérience sur notre banc, dans la configuration sans SAW. La différence majeure entre le système Biacore et le nôtre réside dans le système en flux ou en goutte. Il est donc normal de s'attendre à des comportements différents. De plus, la chimie utilisée, présentée précédemment avec lame thiolée sur surface d'or, est différente de celle présentée avec le système Biacore.

La figure 7.28 présente le cycle d'immobilisation de l'anti-transferrine et suit le même protocole que précédemment. Elle montre aussi l'association de la transferrine sur le même graphe.



Figure 7.28 : Cycle total pour le couple anticorps-antigène de la transferrine.

Le protocole de l'expérience correspondant à la figure 7.28 est le suivant :

(a) : Le réglage du banc commence avec une goutte de 3μL de tampon HBS, le même tampon que celui utilisé dans l'expérience avec la lame CM5 Biacore. Le volume des gouttes restera, dans cette expérience, 3μL. A noter aussi, que tout au long de la courbe, l'on peut observer des pics du même genre que celui identifié en (b). Il correspond au changement de goutte à chaque étape. La goutte précédente étant enlevée, la raie disparaît et la détection du minimum est alors fausse le temps de replacer une nouvelle goutte. Cet effet existe aussi dans le système Biacore, sachant

que les solutions sont séparées dans les canaux par une bulle d'air. Le logiciel qui accompagne le système Biacore, corrige de lui-même ces artefacts.

- (c) : on procède à l'activation de la surface par l'injection de NHS-EDC. La réaction est encore rapide. La montée observée est certainement due à l'évaporation, le volume étant très faible, le capot SAW n'étant pas présent ici.
- (d) : on repasse en tampon HBS avec une nouvelle goutte
- (e) : on amène alors une goutte contenant l'anticorps. Celui-ci est dilué dans de l'acétate de sodium, d'indice plus faible que le HBS, d'où le décalage de la courbe vers le bas.
- (f) : après équilibre, retour en HBS
- (g) : désactivation par l'éthanolamine
- (h) : on lave successivement 4 fois par le tampon HBS, afin d'enlever par dilutions successives la contribution des molécules non-adsorbées restantes dans le film liquide présent sur la lame. Au 4^e, on s'aperçoit que le niveau ne bouge plus, preuve qu'il n'y a plus de contribution.
- (i) : un réajustement du banc a déplacé le minimum. Ce réglage est à prendre en compte dans la mesure des quantités immobilisées.
- (j) : on passe maintenant à la phase d'association de l'antigène, la transferrine. La quantité immobilisée est très faible.
- (k) : on teste de nouveau l'association en repassant une nouvelle goutte de transferrine.
- (l) : un test est réalisé avec une concentration beaucoup plus élevée de transferrine dans le but d'observer un signal plus important.
- (m) : le passage de la glycine enlève toute la transferrine immobilisée
- (n) : on repasse en tampon HBS

Dans notre cas, les quantités immobilisées d'anticorps et d'antigène ne coïncident pas avec les tests réalisées sur lame CM5.

7.3. Résultats des tests sur Biacore avec notre chimie.

Afin de pouvoir comparer de façon plus exacte nos expériences avec les tests faits sur Biacore3000, nous avons cherché à utiliser les mêmes conditions expérimentales. De ce fait, nous avons utilisé une lame d'or « nu » au lieu de la lame CM5 et la chimie précédemment citée a été réalisée de la même façon que pour nos lames. La figure 7.30 montre le pH scouting réalisé sur cette lame. Le pH=5 semble être encore celui qui convient le mieux, comme défini précedemment. Néanmoins, on peut déjà observer que le niveau est beaucoup plus faible que dans l'expérience CM5. La figure 7.31 représente le cycle d'immobilisation de l'anticorps, réalisé sur le Biacore 3000 avec notre chimie. La quantité immobilisée d'anticorps est de 759 RU. La figure 7.32 représente la phase association/dissociation de la transferrine. Le graphe représenté est normalisé par rapport à un canal où la surface n'a pas été activée. Cette référence permet de supprimer les effets tampons (notre objectif est de pouvoir amener cette double mesure avec goutte de référence dans un avenir proche). La quantité greffée de transferrine est de 55 RU.

Cette 3^e expérience pose quelques interrogations, étant donné que les 3 niveaux sont différents. La différence entre les mesures en goutte et sur Biacore en flux pour une même chimie peuvent s'expliquer entre autres par des lavages moins efficaces dans notre cas. De plus, les différences entre les 2 expériences sur Biacore posent des questions quant à notre chimie.

Une conclusion pour chaque problème observé a été dégagée. Comme nous l'avons expliqué précédemment, les thiols ont une terminaison –COOH leur permettant de se lier avec un ligand. La faible quantité d'anticorps immobilisée nous donne à penser que l'on n'a pas une grande quantité de liaisons –COOH à la surface de l'or, et donc que l'on n'a pas forcément une grande densité de thiols à la surface (Figure 7.29 a,b). La caractéristique de la lame CM5 est d'utiliser le dextran, qui est un polymère poreux dans lequel on a fait en sorte que des liaisons -COOH et -CH3 (non utilisées ici) soient disponibles. Ce polymère permet un meilleur taux de fixation que la chimie thiolée. La deuxième conclusion avancée concerne le faible pourcentage de liaison entre l'anticorps et l'antigène (10% d'antigène par rapport à l'anticorps). L'anticorps ressemble à un Y, avec un pied de fixation, « côté lame » et deux sites de fixations disponibles pour l'antigène. Or il est possible que les anticorps ne soient pas tous accrochés par le pied et de ce fait leurs sites de fixations « antigène » ne seraient plus disponibles, limitant ainsi de façon conséquente l'association anticorps-antigène (Figure 7.29c). Enfin, il est possible que l'activité des anticorps accrochés soit supprimée pour une raison ou une autre.



Figure 7.29 : (a)Lame thiolée haute densité, (b) Lame d'or faible densité. Il y aura moins d'accroche de l'anticorps sur la lame (a). (c)Fixation de l'anticorps sur la lame thiolée. Ici seuls deux sites sont actifs pour l'immobilisation de la transferrine.



Figure 7.30 : pH scouting de la lame d'or avec notre chimie.



Figure 7.31 : Cycle d'immobilisation de l'anticorps sur la lame.



Figure 7.32 : Cycle d'association/dissociation de la transferrine normalisé à une cellule de référence.

Compte tenu des derniers résultats et des faibles quantités immobilisées, nous cherchons à trouver une chimie plus efficace, qui nous permettra d'observer des quantités plus élevées.

Cette recherche et les tests associés se font en collaboration avec P.M. Danzé et A.S. Drucbert, de la plate-forme de génomique fonctionnelle du CHR de Lille.

De plus, nous avons observé que durant la réaction d'immobilisation de l'anticorps notamment, la surface devient très hydrophile et nous passons d'une goutte à une « flaque », ce qui nuit à la précision des mesures et à l'interaction avec les SAW. (Figure 7.33)



Figure 7.33 : Description du phénomène de mouillage observé au cours de la réaction d'immobilisation de l'anticorps.

Notre objectif est donc de limiter cet effet en réalisant un réseau de zones hydrophiles et hydrophobes. Les zones hydrophiles seront les zones sensibles (or et chimie), entourées de zones hydrophobes traitées par OTS. De ce fait, la goutte ne peut pas s'étaler. Deux solutions sont envisagées : une lame avec un réseau de plots d'or entourées de zones hydrophobes ou une lame d'or pleine plaque avec le réseau hydrophile/hydrophobe sur la lame d'or. (Figure 7.34)



Figure 7.34 : (a)Réseaux de plots d'or ou (b) Réseau pleine plaque. (c)Traitement de surface sur la lame d'or afin d'avoir une hydrophobicité et une chimie de surface pour l'immobilisation des anticorps

8. Conclusion et perspectives

Arrivé à ce stade de l'étude, nous n'avons pas comparé l'influence du système d'ondes acoustiques sur une cinétique de la réaction anticorps/antigène. En effet, notre travail actuel consiste à optimiser les conditions expérimentales afin que le test soit le plus probant possible, mais aussi de trouver une chimie, qui nous permette de caractériser correctement la réaction.

Néanmoins, nous avons montré à ce stade du travail que nous pouvions espérer avoir un effet en étudiant l'influence des ondes acoustiques sur une réaction streptavidine sur lame activée. D'autre part, le banc expérimental offre des possibilités de test intéressantes :

- modification de la longueur d'onde, permettant ainsi de faire varier la profondeur de champ du « capteur » et ainsi d'analyser des molécules de taille différente ou des étages d'association différents.
- observation simultanée de deux gouttes, dont l'une pouvant servir de référence, déplacement des gouttes sur le support et structuration de la surface par un réseau hydrophile/hydrophobe.

De plus, notre projet est de travailler à l'intégration de la technique SPR. Des travaux existent déjà sur la détection par SPR sur fibres ou sur guide optique [10-18]. Dans notre cas, il s'agit de combiner le système SAW de déplacement et de mélange de gouttes avec dans un premier temps, les guides submicroniques SiO_2/Si_3N_4 décrits précédemment dans le chapitre 6. La figure 7.33 représente schématiquement la structure du composant envisageable. A noter que la combinaison SAW/ guides peut permettre d'analyser plusieurs espèces présentes dans la goutte, grâce à une chimie appropriée sur chaque interface d'or.



Figure 7.33 : Schéma de principe de notre système intégré SAW/SPR.

Enfin, nous collaborons avec l'équipe de P. Damman de l'équipe « Polymères en films minces » du Laboratoire de chimie physique des polymères de l'Université de Mons Hainaut (Belgique) sur un suivi en temps réel par plasmon de surface de la croissance de polymères.

.

Références

[1] J. Homola, "Surface plasmon resonance based sensors", Springer (2006)

[2] B. Liedberg, C. Nylander, I. Lundstrom, "Biosensing with surface plasmon resonance: how it all started", Biosens. Bioelectron., 10, 1-4 (1995)

[3] M.C. Millot, F. Martin, C. Mangin, Y. Lévy, B. Sébille, "Use of polymethacryloyl chloride to immobilize proteins onto gold surfaces. Detection by surface plasmon resonance", Materials Science and Engineering, C7, 3-10 (1999)

[4] X. Liu, D. Song, Q. Zhang, Y. Tian, L. Ding, H. Zhang, "Wavelength-modulation surface plasmon resonance sensor", Trends in Analytical Chemistry, 24, 887-893(2005)

[5] M.G. Manera, G. Leoc, M.L. Curri, R. Comparelli, R. Rella, A. Agostiano, L. Vasanelli, "Determination of optical parameters of colloidal TiO2 nanocrystals-based thin films by using surface plasmon resonance measurements for sensing applications", Sensors and Actuators B-Chemical,115, 365-373 (2006)

[6] T. Zacher, "Utilisation of Evanescent Fields for the Characterisation of Thin Biosensing Layer Systems", Thèse, Technische Universität München, 17 Juin 2002

[7] S. K. Özdemir, G. Turhan-Sayan, "Temperature Effects on Surface Plasmon Resonance: Design Considerations for an Optical Temperature Sensor", J. of Light. Tech., 21, 805-815 (2003)

[8] A. G. Frutos, S. C. Weibel, Robert M. Corn, "Near-Infrared Surface Plasmon Resonance Measurements of Ultrathin Films. 2. Fourier Transform SPR Spectroscopy", Anal. Chem., 71, 3935-3940 (1999)

[9] B. P. Nelson, A. G. Frutos, J. M. Brockman, R. M. Corn, "Near-Infrared Surface Plasmon Resonance Measurements of Ultrathin Films. 1. Angle Shift and SPR Imaging Experiments", Anal. Chem., 71, 3928-3934 (1999)

[10] F. Bardin, "Capteur à fibre optique à gradient d'indice inversé basé sur la résonance plasmon de surface : applications à la détection d'espèces chimiques", Thèse, Université de Jean Monet de Saint Etienne, 10 Décembre 2001

[11] A. K Sharma, B. D. Gupta, "Fibre-optic sensor based on surface plasmon resonance with Ag–Au alloy nanoparticle films", Nanotechnology, 17, 124–131(2006)

[12] M. Mitsushio, K. Miyashita, M. Higo, "Sensor properties and surface characterization of the metal-deposited SPR optical fiber sensors with Au, Ag, Cu, and Al", Sensors and Actuators A, 125, 296–303(2006)

[13] R. Bendoula, "Biocapteur optique : Sonde fibrée à cavité Fabry-Pérot intrinsèque et à couplage evanescent", Thèse, Université de Franche Comté, 17 novembre 2005

[14] R. Slavõaka, J.Homolaa, J.C Ïtyrokyaa, E. Bryndab, "Novel spectral fiber optic sensor based on surface plasmon resonance", Sensors and Actuators B, 74, 106-111 (2001)

[15] A. Hassani, M. Skorobogatiy, "Design of the Microstructured Optical Fiber-based Surface Plasmon Resonance sensors with enhanced microfluidics", Opt. Expr., 14, 11616 (2006)

[16] R. D. Harris, J.S. Wilkinson, "Waveguide surface plasmon resonance sensors", Sensors and Actuators B, 29, 261-267 (1995)

[17] C. Stamm, R. Dangel, W. Lukosz, "Biosensing with the integrated-optical difference interferometer: dual-wavelength operation", Optics Com., 153, 347–359 (1998)

[18] A.K. Sheridan, P. Ngamukot, P.N. Bartlett, J.S. Wilkinson, "Waveguide surface plasmon resonance sensing: Electrochemical desorption of alkane thiol monolayers", Sensors and Actuators B, 117, 253–260 (2006)

[19] J. Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors: a review", Sensors and Actuators B, 54, 3–15 (1999)

[20] A. Wixforth, C. Strobl, C. Gauer, A. Toegl, J. Scriba, Z. Guttenberg, "Acoustic manipulation of small droplets", Anal. Bioanal. Chem., 379, 982 (2004)

[21] A. Renaudin, P. Tabourier, V. Zhang, J.C. Camart, C. Druon, "SAW nanopump for handling droplets in view of biological applications", Sensors and Actuators B., 113,389-397 (2006)

[22] E. Galopin, A. Renaudin, V. Thomy, J.C. Camart, P. Tabourier, C. Druon, "Enhanced protein capture by ultrafast saw droplet µmixing", MicroTAS'06 (2006)

[23] S. Ekgasit, C. Thammacharoen, F. Yu, W. Knoll, "Influence of the metal film thickness on the sensitivity of surface plasmon resonance biosensors", Appl. Spectrosc., 59, 661-7 (2005)

[24] D. Dalacu, L. Martinua, "Temperature dependence of the surface plasmon resonance of Au/SiO2 nanocomposite films", App. Phys. Lett., 77, 4283-4285 (2000)

[25] S. Szunerits, R. Boukherroub, "Preparation and Characterization of Thin Films of SiOx on Gold Substrates for Surface Plasmon Resonance Studies", Langmuir, 22, 1660-1663 (2006)

[26] E. Galopin, M. Beaugeois, F. Lapierre, M. Bouazaoui, J.C. Camart, V. Thomy, B. Pinchemel, "Enhanced protein capture by ultrafast saw droplet μmixing", MicroTAS'07 (2007)

[27] E. Galopin, M. Beaugeois, B. Pinchemel, J.C. Camart, M. Bouazaoui, V. Thomy, *SPR biosensing coupled to a digital microfluidic microstreaming system*, soumis à Biosensors and Bioelectronics.

Chapitre 8 : Valorisation des compétences

Avant-propos

Ce chapitre s'éloigne de l'aspect purement scientifique. Il s'agit, en effet, d'un nouveau type de chapitre, qui a pour but de faire ressortir les compétences qui ont pu être développées durant ma thèse, en rapport avec mes travaux scientifiques mais aussi en rapport avec tout implication dans des projets de recherche ou autres, comme c'est d'ailleurs le cas pour moi. Il s'agit ainsi d'un « exercice » encouragé et encadré par l'Association Bernard Gregory, qui a pour objectif de favoriser l'intégration des docteurs dans le monde de l'entreprise.

Celui-ci est encadré par un « mentor », spécialiste du monde de l'entreprise et en particulier des Ressources Humaines. Le chapitre qui suit est donc, comme cela est demandé, une synthèse des entretiens qui se sont déroulés durant l'année 2006. Il a pour objet d'expliquer le contexte de ces années, les problèmes rencontrés et les aptitudes développées.

A ce propos, je profite de l'occasion pour remercier François Geuze et Henri-Claude Lafitte, spécialisés dans les Ressources Humaines, qui nous ont aidés à avoir cette vision élargie des travaux de la thèse, en étant nos « mentors ». Je ne peux pas oublier Claudine Dumont, correspondante ABG, qui nous a suivis durant toutes ces années avec une même passion de ce métier.

Ce chapitre a été soutenu devant un jury d'universitaires et de personnes travaillant dans le privé le 21 novembre 2006.

Quatre années, quatre années à travailler sur un thème de recherche, quatre années de formation, quatre années dont il faut faire maintenant le bilan. Je me suis souvent demandé en effet comment valoriser ces années comme une expérience professionnelle constructive. De ce fait, c'est l'occasion de s'interroger sur ce que l'on a acquis, développé, travaillé, appris au cours de cette thèse. Aussi ce nouveau chapitre veut jeter un autre regard sur ces années que l'aspect scientifique développé dans le corps du mémoire de doctorat. Plus que d'analyser la thèse par elle-même, c'est un bilan des compétences acquises durant ces années que ce chapitre présente : en effet, ma thèse m'a ouvert d'autres fonctions dans le cadre de l'organisation de l'Année Internationale de la Physique mais aussi du Congrès Général de la Société Française de Physique et de la Belgian Physical Society.

Ainsi, après avoir présenté le cadre général de la thèse mais aussi de l'Année Internationale de la Physique et du Congrès Général de la SFP-BPS, nous verrons comment ces travaux s'inscrivent dans une conduite de projets. Il sera ainsi possible de mettre en évidence les compétences et savoir-faire développés, pour présenter enfin l'impact de ces années.

1. Cadre général et enjeux de ma thèse

1.1. Présentation succincte

Dans un monde sans cesse en mouvement où l'on cherche continuellement à réduire la taille conjointement à l'amélioration des performances des systèmes existants, cette thèse vient apporter sa contribution dans le domaine des nanotechnologies. Cette course à la performance et à la miniaturisation a conduit à de phénoménales avancées dans de multiples domaines tels que l'informatique, la transmission de données, la microchirurgie, etc. L'optoélectronique n'échappe pas à ce phénomène, et c'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse. Afin d'être plus clair, nous pourrions définir l'optoélectronique comme un domaine visant à créer des composants optiques pour la propagation de l'information grâce à la lumière. A cette propagation vont s'ajouter des fonctions de filtrage, de routage.

C'est l'objet de cette thèse qui s'intitule « Modélisation et réalisation de composants optiques de taille submicronique pour le filtrage et le démultiplexage en longueur d'onde ». Actuellement les guides utilisés pour la propagation de la lumière sont de l'ordre du

micromètre. Nous travaillons quant à nous sur des guides de l'ordre de $0.5\mu m$ avec des pertes plus faibles. L'objectif s'accompagne également de la création de structures filtrantes de dimensions plus petites que celles utilisées jusqu'à maintenant.

Ce chapitre se voulant une analyse de ces quatre années, il est bien de situer également l'Année Internationale de la Physique (notée AIP) et le Congrès Général de la SFP-BPS (noté Congrès SFP), comme décrit dans l'introduction. Précisons alors que 2005 a été déclaré par l'ONU sous l'égide de l'UNESCO « Année Internationale de la Physique », eu égard aux 100 ans des découvertes d'Einstein marquées par la publication de quatre de ces articles en 1905 amis aussi au centenaire de sa mort. L'Année Internationale de la Physique a célébré cette *Année Miraculeuse* (ainsi est décrite cette année 1905) au travers de multiples animations destinées à mieux faire prendre conscience à tous de l'intérêt et de l'importance des Sciences Physiques au quotidien. En France, chaque région s'organise en comité sous le contrôle de la Société Française de Physique. Dans le Nord Pas de Calais, une association éponyme est créée pour gérer cet événement et met en place plus de 120 manifestations durant l'année : conférences, spectacles et pièces de théâtre, expositions-découvertes, concours, ateliers pour toucher plus de 40000 personnes, selon nos estimations.

Le Nord Pas de Calais sera d'autant plus mis à l'honneur cette année-là car Lille accueille en septembre 2005 le Congrès Général de la Société Française de Physique réuni pour la première fois à la Belgian Physical Society pour son rassemblement qui a lieu tous les quatre ans et qui réunit quelques 500 participants autour d'une diversité de thèmes et de scientifiques renommés.

1.2. Ma thèse dans son contexte

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet européen INTERREG III intitulé PREMIO (Pole de Recherche en Micro Optique) basé sur une collaboration transfrontalière franco-belge entre 4 équipes de recherche de théoriciens et d'expérimentateurs, regroupant ainsi 9 enseignants chercheurs, 2 doctorants permanents et périodiquement des post-docs (chercheurs en durée déterminée). Ces équipes font partie d'unités mixtes de recherche associées au CNRS² du côté français et d'un laboratoire soutenu par la communauté wallonne pour le côté belge. L'aspect technologique est renforcé par la plate forme technologique de

² CNRS : centre national de la recherche scientifique

l'IEMN³. D'autres aspects techniques sont fournis par les personnels de l'UFR⁴ de Physique. Les aspects administratifs sont pris en charge par les structures de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (notée USTL).

L'objectif de cette thèse rentre parfaitement dans les thématiques de recherche de l'Union européenne face à l'engouement international pour le développement de ces composants. En effet, de très nombreuses équipes de recherche publiques ou privées se sont lancées partout dans le monde dans ces travaux à la vue du nombre important de communications écrites ou orales ces dernières années.

Les deux autres projets (AIP et Congrès SFP) sont des projets nationaux ou internationaux dirigés au niveau régional et largement soutenus par les institutions gouvernementales au niveau local, régional, national et européen. Le projet AIP en Nord Pas de Calais sera retenu notamment parmi les projets phares du programme européen « Researchers in Europe ». Le comité d'organisation de l'Année Internationale de la Physique en Nord Pas de Calais est composé de personnels (pour la majorité des chercheurs) de l'UFR de Physique de l'USTL. Il en va de même du comité d'organisation du Congrès SFP, mon directeur de thèse, M. Bouazaoui, en étant le président.

1.3. Moi dans ce contexte

Face à une telle concurrence internationale, on ne peut que se convaincre de s'intéresser à ce type de sujet. Cet intérêt s'est vu confirmé par l'aspect tout à fait concret du thème - réaliser des composants qui seront utilisés dans le domaine des télécommunications et donc par nous demain - dans un domaine qui m'était agréable, l'optique.

En plus du travail scientifique, une véritable tâche d'intermédiaire s'y imposait. En effet, comme dit précédemment, cette collaboration réunit des expérimentateurs et des théoriciens qui n'ont pas toujours conscience des mêmes impératifs, n'ont pas toujours le même vocabulaire ou ne cultivent pas toujours les mêmes objectifs. Mon rôle se pose alors en tant que trait d'union entre ces différentes équipes et parfois d'interprète des obligations et résultats de l'un pour un autre, afin d'avancer à la réussite de ce projet. Je porte alors deux casquettes : parfois celle de théoricien, parfois celle d'expérimentateur. Cela me permet ainsi de définir les différentes étapes du travail à effectuer pour que chaque équipe avance sans perdre de temps.

³ IEMN : Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie

⁴ UFR : Unité de Formation et de Recherche, pôle d'une université dans un domaine

Ce travail de thèse s'accompagnait d'activités d'enseignement à l'Ecole Supérieure de Chimie de Lille (ENSCL) en classe préparatoire intégrée avec 3 groupes soit 60 élèves environ de 19 ans environ lors de séances de Travaux Pratiques mais aussi de Travaux Dirigés pour l'Ecole Nouvelle d'Ingénieurs en communication (ENIC-TELECOM Lille 1) avec des élèves de la même tranche d'âge.

En ce qui concerne le projet de l'Année Internationale de la Physique, participer à un événement international est assez excitant. Et ce qui m'a le plus décidé à collaborer à ce projet est la volonté de vulgariser les sciences pour Monsieur Tout le Monde en innovant, en créant, en mettant au point des manifestations culturelles, de découvertes et ludiques. Mon rôle s'est imposé petit à petit en tant que chargé de communication régional. Cette fonction impliquait la publicité de l'événement et des manifestations associées, notamment en termes de publicités imprimées mais aussi la participation aux conférences de presse et l'animation de certains événements.

Pour ce qui est du Congrès Général de la SFP-BPS, mes fonctions se sont diversifiées au fur et à mesure. D'abord initiateur d'idées, je me suis vite retrouvé à gérer les aspects nonscientifiques du congrès, en ce qui concerne notamment la gestion de la soirée de gala et des prestations associées, ainsi que du tourisme proposé, le choix et la négociation de cadeaux pour les participants, la création de partenariats, l'accueil des congressistes et une contribution à la création du livre des actes et des identifiants visuels du congrès de type T-shirts et banderoles.

2. Déroulement, gestion et coût de mes projets

2.1. Préparation et cadrage des projets

Avant d'être entrepris, un tel projet de thèse doit être analysé pour déterminer les facteurs de succès et de risques. Ce projet rentre dans les thématiques de l'Union Européenne. Cette condition permet de se rassurer quant à l'aspect financier du projet. En effet, celui-ci ayant été accepté pour être soutenu à hauteur de 40% du budget, les 60 % restants provenant des laboratoires et majoritairement de contreparties correspondant aux salaires des personnels par exemple, nous n'avons pas à rechercher d'autres sources de financements. Un autre point positif sur lequel ce projet est bâti est la complémentarité des équipes au niveau des compétences et des moyens. Rappelons-le : 4 équipes travaillent conjointement sur ce projet,
2 équipes de théoriciens et 2 équipes d'expérimentateurs, soit au minimum une dizaine de personnes. Cela permet ainsi une pluralité des visions, d'où un élargissement parfois des perspectives ou une diversité sur la gestion des difficultés. Les équipes en question sont en outre reconnues dans leur domaine et se connaissent respectivement pour avoir déjà collaboré, ce qui assure un bon niveau de connaissances techniques et une bonne entente entre les composantes.

Néanmoins qui dit projet phare de l'Union Européenne, dit effectivement nombre important d'équipes de recherche sur ce même thème, et donc une concurrence de tous les instants et la nécessité d'être innovant et toujours informé des dernières avancées sur le sujet. De plus, le fait d'être 4 équipes de recherches, qui plus est distantes, peut être parfois un élément modérateur de la réussite. Pour parer à ces points, la stratégie vise à avoir un élément capable de mettre en commun les différents travaux des équipes, bien informé de ce qui se fait sur le sujet et présent lors des courtes réunions organisées au fur et à mesure de l'avancée du projet entre certains collaborateurs du projets, pour la plupart, à dominante technologique ou théorique. Un autre point est la gestion du temps. En effet, la technologie impose des délais pour la production des composants, délais qu'il faut prendre en compte afin de ne pas rallonger le temps de la thèse. Malheureusement, un bâti de gravure de l'IEMN essentiel au travail ayant brulé en 2003, et n'ayant été remis en service qu'en début 2006, il a été indispensable de revoir le calendrier, et notamment de prolonger la durée du contrat d'un an, pour parer au retard causé par cet événement.

Nous ne sommes pas tenus dans notre projet à la confidentialité, si ce n'est le fait de savoir se tenir discret parfois sur nos projets face à la concurrence. Concernant la propriété intellectuelle, nous sommes tenus à rétrocéder celle-ci, toute ou en partie, à l'université de rattachement, comme stipulé dans nos contrats d'engagement respectifs.

En ce qui concerne les deux autres projets, l'un des risques majeurs consiste à attribuer plus de temps à ces projets qu'il ne le faut, au détriment de la thèse notamment. Ceci était bien entendu et de ce fait ces projets se limitaient aux « temps morts » de la thèse ou à mon « temps libre ». Les autres risques concernaient l'impact de la communication pour l'AIP et notamment l'importance d'amener un maximum de personnes aux événements. Pour gérer cela, une communication diversifiée et touchant plusieurs lieux a été organisée. Pour ces deux projets, un autre impératif tient évidemment dans la tenue du budget. Pour réaliser un maximum d'idées en tenant ce budget, il a été indispensable de pouvoir correctement négocier avec les entreprises contactées, de faire jouer la concurrence et de créer des partenariats.

2.2. Conduite de projet

Cette thèse, comme n'importe quelle thèse, comportait des difficultés inhérentes à un travail essentiellement individuel. Du fait de la multiplicité des activités de mes encadrants et collègues (encadrement d'autres doctorants, enseignement, réunions, commissions et rapports divers...), il peut s'avérer souvent difficile de travailler ensemble voire de discuter de l'avancement du projet. De ce fait, vu la proximité de nos bureaux entre mon directeur de thèse et le mien, nous nous sommes habitués à se voir régulièrement sans que de véritables rendez-vous soient pris. En ce qui concerne le travail avec les autres équipes, des réunions en comité restreint se déroulent régulièrement et comme défini plutôt j'assure la liaison entre les équipes tantôt sur des considérations de simulation, tantôt sur des considérations à réaliser à court terme pour chaque partenaire, voire les réorientations. A cela s'ajoutent des réunions plus formelles tous les six mois devant les commission d'experts de l'Union Européenne chargée d'examiner l'avancement du projet et l'utilisation des sommes allouées. C'est ainsi l'occasion pour nous de partager nos avancées.

Durant ces quatre années, nous avons dû faire face à un problème majeur, qui est comme décrit plus haut, l'impossibilité de réaliser des échantillons à l'IEMN durant la période de décembre 2003 à janvier 2006. Afin de parer à cet obstacle, il a été décidé conjointement d'accorder une attention particulière à tout ce qui est simulation mais aussi de s'intéresser à un nouveau sujet qui rentre encore dans le thème mais qui utilise un autre phénomène physique, le plasmon de surface. Cela nous a permis de continuer à travailler sur de nouveaux composants encore plus petits, de se familiariser avec une nouvelle physique et aussi une nouvelle technologie, ce nouveau sujet permettant d'utiliser d'autres bâtis de gravure présents à l'IEMN. Cette nouvelle orientation secondaire nous a alors ouvert de nouvelles perspectives, permettant de mixer notre première orientation à la deuxième pour en monter une troisième. En janvier 2006, notre première orientation a pu être reprise au niveau technologique et expérimental.

En dehors de cet aspect purement scientifique, nous avons dû nous équiper en matériel expérimental. Connaissant nos besoins, je me suis chargé de négocier avec les différents fournisseurs.

Nous avons bien évidemment communiqué régulièrement à différents congrès sur nos résultats ou écrit des articles dans des revues scientifiques. La communication et les échanges

m'ont permis de développer de nouvelles ouvertures au niveau expérimental en utilisant des compétences d'autres équipes.

En ce qui concerne le projet AIP, nous avons au cours de l'année examiné régulièrement nos programmations et les moyens mis en place pour les quatre saisons fixées. Cela a été également au profit de la communication que nous avons dû parfois réorienter afin de toucher et d'attirer un maximum de personnes. Pour cette partie communication, nous étions 4 à s'en occuper avec des fonctions assez différentes mais toujours en croisant nos idées et avis.

Pour le projet Congrès SFP, le comité d'organisation s'est également réuni régulièrement afin de faire le point. Dans l'ensemble, nous avons pu gérer les impératifs et arriver à nos objectifs, qui ont dépassés les attentes préliminaires.

2.3. Evaluation et prise en charge du coût des projets

Qui dit projet dit coût en termes de moyens humains et de moyens matériels. Il convient donc de s'intéresser à quelques chiffres.

Ce projet de recherche repose, comme précédemment énoncé, sur 4 équipes de recherches soit 9 permanents et 2 doctorants. A ceux-ci s'ajoutent des stagiaires de Master Recherche (anciennement DEA) et de Master 1 (anciennement Maitrise). Il convient alors de chiffrer le projet d'un point de vue financier. Ma thèse a été soutenue par une allocation de recherche du Ministère de la Recherche pour les 3 premières années associée à des vacations en tant qu'enseignant à l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Lille pour les classes préparatoires intégrées. La dernière a été financée sur un poste d'Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche pendant 6 mois et sur le contrat européen PREMIO les 6 autres mois. Pour ce qui est de la source de financement en termes de matériel, l'essentiel provient du contrat européen PREMIO.



Graphique 8.1 : Schéma de principe de la conduite du projet de thèse

Les tableaux ci-dessous décrivent les sommes en jeux.

| | Temps (mois) | Coût (k€) | Source |
|-------------------|-----------------------------------|-----------|---------------------|
| Personnel | | | |
| Doctorant | 48 | 90 | Allocation de R. + |
| | | | ATER+ PREMIO |
| Encadrants | 4 | 15 | Etat |
| Autres chercheurs | 4 | 15 | Etat |
| Autres doctorants | 12 | 20 | Bourse d'Ingénieurs |
| Techniciens et | 1 | 3 | Université, CNRS |
| administratifs | | | |
| | TOTAL Coût humain (k ϵ) | 143 | |

Tableau 8.2 : Coût en ressources humaines de la thèse

| Matériel | Coût (k€) | Source |
|------------------------------------|-----------|------------------------|
| Fonctionnement | 5 | PREMIO + budget équipe |
| (ordinateur, fluides, électricité, | | |
| fournitures) | | |
| Simulation et logiciel de calcul | 5 | PREMIO |
| Matériel expérimental | 50 | PREMIO |
| Plateforme technologique IEMN | 90 | PREMIO + budget équipe |
| (utilisation et matériaux) | | |
| TOTAL Coût matériel (k€) | 150 | |

Tableau 8.3 : Coût matériel de la thèse



| Part « humaine » (k€) | 143 |
|------------------------|-----|
| Part « matériel » (k€) | 150 |
| Coût de la thèse (k€) | 293 |

Graphique et tableau 8.4 : Parts humaine et matérielle dans le budget.

Ce bilan financier illustre bien la part humaine indispensable au bon fonctionnement du projet, part bien souvent sous-estimée.

En ce qui concerne les deux autres projets, il est plus difficile d'évaluer le coût par rapport à ma gestion de projet. Le comité de l'AIP en Nord pas de Calais regroupe une dizaine de personnes actives, pour la plupart chercheurs (en m'incluant dedans). Il en va de même du comité du Congrès SFP. Il est difficile d'évaluer le temps passé, vu qu'il s'agit d'une participation bénévole, annexe à notre travail de recherche. En ce qui concerne l'aspect financier, les tableaux résument dans les grandes lignes les sommes allouées.

| AIP | Coût (k€) | Source |
|--|-----------|---|
| Ressources humaines du comité | 0 | UFR |
| Techniciens et administratifs, artistes, | 62 | CEE, Fond social européen, |
| personnel engagé pour prestations, | | Ministères de l'Ens. Sup. et Min. de la |
| Expositions, Spectacles, Conférences | 100 | Recherche, CNRS, Région NPdC, |
| (prestations, location et matériel, frais) | | Dép. Nord et PdC, Communauté |
| Communication | 78 | Urbaine de Lille, Ville de Lille et |
| | | autres, NEXANS, USTL |
| TOTAL Coût « partie | 78 | - |
| personnellement concerné » (k€) | | |
| TOTAL Coût AIP (k€) | 240 | |

Tableau 8.5 : Synthèse du Budget AIP

| Congrès SFP | Coût (k€) | Sources |
|--|-----------|-----------------------------------|
| Ressources humaines du comité | 0 | |
| Techniciens et administratifs, invités | 48 | UFR, inscriptions, collectivités, |
| Déroulement du congrès (location, | 95 | CNRS, CEA, DGA, industriels, |
| matériel, restauration) | | |
| Soirée de gala et tourisme, | 52 | exposants, SFP, USIL |
| communication et cadeaux | | · |
| TOTAL Coût « partie | 52 | |
| personnellement concerné » (k€) | | |
| TOTAL Coût congrès (k€) | 195 | |

| Tableau | 8.6 | : Svnthèse | du Budget | Congrès |
|---------|-----|------------|-----------|----------|
| 1 | ~~~ | i Bynniese | | 00.1g.00 |

3. Compétences, savoir-faire, qualités professionnelles et personnelles

3.1. <u>Domaines d'expertise scientifique, sociologique, économique, technique...</u> <u>Connaissances acquises dans le champ de la discipline et dans d'autres domaines</u>

Travailler ces 4 années sur cette thèse m'a permis d'accroitre mes connaissances dans le domaine de la physique et plus particulièrement de l'optique. Il va de soi que les connaissances de base utiles à la recherche ne se font pas durant la thèse mais durant les années qui précèdent. Néanmoins la thèse permet d'aller plus profond dans ces domaines de connaissances et de les mêler les unes aux autres afin de développer le projet. C'est ainsi que mes connaissances en électromagnétisme, dans le domaine des lasers, de l'optique guidée et des matériaux s'en sont trouvées affermies. Les métaux et particulièrement le plasmon de surface font également partie de mes nouvelles connaissances. De plus la thèse oblige à ouvrir ces champs de connaissances et à aborder d'autres thématiques comme l'optique non linéaire ou des aspects de la chimie et de la biologie.

Cette thèse comportant un aspect simulation, il est alors indispensable de parfaire ces connaissances en informatique dans le domaine de la programmation. C'est ainsi que j'ai appris le langage FORTRAN mais aussi les techniques de calcul FDTD (méthode de discrétisation en temps et espace pour la résolution des équations de Maxwell de l'électromagnétisme).

3.2. <u>Compétences méthodologiques, en conduite de projet, en communication, en</u> <u>négociation</u>

On n'aborde pas 4 années de travail de recherche sans développer certaines compétences en rapport avec la conduite du projet. En effet, durant ces 4 années, les réunions avec les experts de la commission européenne étaient notre référence temporelle mais aussi personnellement le bilan requis pour prolonger mon contrat d'une année sur l'autre. De ce fait, on apprend à structurer nos objectifs, nos actions dans le temps et à planifier cela sur les 4 années en plaçant des indicateurs de réussite ou d'échec afin de s'adapter.

La recherche impose aussi une bonne méthodologie de communication. En effet, au travail de recherche scientifique s'ajoute un travail de partage des résultats. Et de ce fait j'ai appris au cours de ces quatre années à savoir présenter des résultats aux autres équipes parties intégrantes du projet mais aussi à présenter ces résultats à des personnes non concernées par ce projet. Cela revêt deux aspects : un aspect oral lors de communications orales lors de congrès et colloques et un aspect écrit par la publication d'articles en anglais dans des revues scientifiques internationales. Le premier aspect impose de savoir synthétiser les résultats afin de montrer les choses nouvelles à un auditoire pas forcément au fait du sujet. Cela requiert alors une clarté de présentation mais aussi une fluidité de l'expression, sans oublier la capacité

de savoir répondre à des questions impromptues. Le deuxième aspect requiert également une clarté de présentation et de formulation. Il impose d'autre part une bonne maitrise de la langue anglaise et du style anglais. Chaque revue imposant une présentation particulière, il est important de veiller scrupuleusement à cela lors de la rédaction. Enfin, tout en gardant présent à l'esprit ces choses, j'ai appris à savoir répondre aux questions et critiques des personnes avisées en retravaillant ma version pour rendre son contenu le plus compréhensible possible.

A ce travail s'ajoutait également des activités d'enseignement qui m'ont permis de développer des compétences pédagogiques afin que chaque élève puisse repartir avec une bonne compréhension du sujet examiné. Mon objectif était notamment qu'ils puissent me réexpliquer leur TP, par exemple, dans leur propres termes, en jouant pour ma part un « non initié éclairé ». J'ai pu ainsi gérer des différences de niveau entre les étudiants, présenter des domaines nouveaux pour eux d'une façon simple et leur inculquer différentes méthodes valables en sciences mais aussi de façon générale comme la façon d'aborder un thème, de planifier un projet et des actions et de présenter des informations de façon claire.

De plus, ce travail de thèse s'associant à un montage d'expérience, je me suis parfois transformé en acheteur en développant des capacités à négocier des prix et prestations, à faire jouer la concurrence.

3.3. Méthodes de travail, gestion du temps, travail en équipe...

Les deux aspects de ma thèse (simulation et expérience) et la gestion d'autres projets annexes (AIP et Congrès) impliquaient une bonne gestion du temps. En effet, la simulation et l'expérience imposent des délais de mise en place et aussi des périodes d'inactivité personnelle (un calcul peut durer plusieurs jours et un cycle technologique plusieurs mois). De ce fait j'ai dû gérer mon temps afin d'éviter d'en perdre en prévoyant à l'avance les périodes de forte et de faible activité. Les deux autres projets ont amené aussi à travailler parfois dans un délai très court ce qui imposait une bonne réactivité de ma part. Ceci implique de planifier le calendrier et de s'y tenir tout en sachant s'adapter rapidement à d'éventuels imprévus.

En ce qui concerne le travail en équipe, la réussite de celui-ci dépend d'une bonne communication. C'est ce que je me suis efforcé de faire en partageant le plus souvent possible

avec les différents membres, en sachant être à l'écoute des conditions de chaque partie et en exploitant les compétences de chacun. Il est capital aussi de pouvoir bien s'entendre avec les différentes équipes de recherche, les techniciens et agents administratifs et de maintenance. Ces échanges ont permis d'économiser en empruntant du matériel ou de partir sur e nouvelles pistes grâce à des discussions informelles bien souvent.

En ce qui concerne les deux autres projets, le travail méritait d'être en bonne coopération avec le reste de l'équipe organisatrice afin de savoir, par exemple dans le cas de l'AIP, quels étaient les thèmes des expositions ainsi que les lieux et dates. Pour pouvoir réaliser cet aspect communicatif de l'AIP, il était essentiel de s'imprégner de toutes ces informations afin d'avoir une communication efficace qui toucherait les gens.

3.4. Savoir-faire administratifs, organisationnels, linguistiques...

Une thèse s'accompagne d'un travail administratif certain et cela s'est encore vérifié dans la mienne. En effet, je m'occupais de la majeure partie des démarches d'achat de matériel ou de demande de déplacement. J'ai eu la possibilité d'organiser également plusieurs réunions et notamment concernant les rendez-vous avec les experts européens. Enfin je me suis occupé de contacter et de prévoir la date de soutenance avec les différents membres du jury.

Mais le savoir faire administratif et organisationnel s'est surtout développé avec les deux autres projets et notamment sur l'aspect Congrès. En effet, il a fallu organiser des périodes de préparation du Congrès (mallettes,...) mais aussi coordonner les équipes durant le Congrès et plus particulièrement lors de la Soirée de gala en veillant à ce que tout et tous soient prêts pour l'heure dite : traiteur, hôtesses d'accueil et agent de sécurité, musiciens... mais aussi en étant bien attentif lors du gala par lui-même en réglant les petits soucis, en étant à l'écoute du président.

Une thèse implique aussi un aspect linguistique. En effet, la rédaction des articles se faisant en anglais, il est indispensable de veiller à maîtriser cette langue au mieux. Mais le français est également indispensable afin d'avoir une expression claire et fluide lors de réunions ou de communications orales. Cela est tout aussi important pour enseigner aux étudiants.

3.5. <u>Qualités personnelles : créativité, innovation, capacité d'analyse et de synthèse,</u> <u>aptitudes à l'encadrement et à l'animation, rigueur, adaptabilité...</u> Après avoir débattu longuement de ces différents projets, il convient de s'interroger sur les qualités personnelles qui ont été mises en évidence durant ces quatre années, qualités parfois connues, parfois découvertes.

• Concret et rigoureux

Le choix de mon sujet de thèse et ma façon de l'aborder sont témoins de l'aspect concret de ma personnalité. En effet, mon objectif est toujours d'analyser rapidement et identifier un problème de manière concrète et logique, sans perdre de temps dans des aspects annexes sur le moment superflus. L'essentiel est d'aller droit au but en respectant les protocoles mis en place, protocoles qui doivent évidemment avoir fait leurs preuves. On doit toujours pouvoir ressortir le pourquoi et le comment de chaque action, tant dans les actions que dans les propos.

Dépassement des objectifs

Ce premier aspect nous amène à un deuxième qui me caractérise : la volonté de pousser l'objectif au plus haut, de dépasser les attentes. En effet, c'est de cette façon que durant ma thèse nous avons pu développer d'autres pistes en combinant des domaines disjoints. Cela est aussi évident dans les deux autres projets : réaliser une communication inespérée au début avec des campagnes d'affichages urbains grand format par exemple, réaliser un clip vidéo publicitaire ou un quizz interactif avec des animateurs virtuels (dont j'ai fait partie en tant qu'acteur) ou bien avoir une soirée de gala marquante avec des prestations haut de gamme en restant dans le budget, offrir de multiples cadeaux aux congressistes.

• Créativité et sensibilité artistique

Cet aspect s'est particulièrement manifesté dans le cadre du poste de chargé de communication de l'AIP. En effet j'ai pu développer une certaine créativité afin de créer de la publicité en majorité imprimée. Il a été important d'être bien au courant des modes et règles de communication et attentif aux styles actuels afin de développer la nôtre. J'ai été aussi utilisé afin de créer de nombreux logos et noms (équipes de recherches, projets européens, cycle d'expositions ou de spectacles) et design (différents congrès, nouvelle charte graphique de l'UFR, membre du comité de rédaction et charte graphique de

Cerlavenir, la newsletter du CERLA). Mon idée a été parfois d'associer à la physique à des choses humoristiques notamment en créant un partenariat avec la société « Parole de Ch'ti » et en créant avec leur dessinateur des dessins pour de la publicité grand format et pour le « fil rouge » d'une exposition (Reflets de la Physique en région).

• Ecoute et cohésion du groupe

Mon objectif a toujours été de travailler à la cohésion de l'équipe en favorisant un bon échange des idées et résultats. Et pour cela faire preuve d'écoute est primordial, tout en sachant exposer son point de vue et le défendre. Cela permet une bonne clarté des relations, ce qui favorise l'avancement du projet. Il faut parfois prendre néanmoins des décisions et ne pas se laisser freiner par des membres qui ne travaillent pas à la réussite du projet et de ce fait il m'est arrivé de dire les choses franchement et à défaut d'entente de couper certains liens de travail, tout en gardant de bonnes relations.

La cohésion implique aussi l'idée de souder et motiver une équipe autour du projet, ce que je me suis efforcé de faire en mettant en évidence nos capacités face à de la concurrence ou en persuadant que nous étions capables de faire certaines choses. Il en a été ainsi lors du Congrès afin de réaliser nos objectifs parfois inattendus ou en montrant que nous pouvions avoir une campagne de communication lors de l'AIP pouvant atteindre celui proposé par une agence de communication à faible coût.

• Management de l'Organisation

J'ai toujours cherché à gérer mon temps et à éviter d'en perdre en accordant des priorités à des actions urgentes. Par exemple, il convient parfois de fixer la priorité sur des expériences plutôt que des simulations quand on touche à quelque chose d'intéressant ou quand nous avons des échantillons prêts à être caractérisé. Il s'agit parfois de mettre en œuvre des méthodes nous facilitant le travail : lancement de calculs simultanés préparés la journée lancés pour la nuit ou pendant des caractérisations expérimentales. C'est une façon de travailler sur plusieurs choses en même temps en sachant combiner parfois expérience, calcul, interaction avec des commerciaux, enseignement et gestion des projets annexes (AIP et Congrès).

Cela a pu également être mis en évidence pour le congrès lors de la soirée de gala afin que tout soit opérationnel et que chacun soit affairé à sa tâche. Il s'agissait de gérer la visite touristique des 400 congressistes sur plusieurs sites tout en veillant à la préparation de la soirée en elle-même les heures qui ont précédé.

• Vulgarisation et pédagogie

Lors de mon enseignement je me suis fixé à transmettre les connaissances simplement de façon que chaque étudiant puisse avoir pleinement compris l'objet de la séance, en veillant par exemple à ce qu'ils puissent me énoncer oralement ce qu'ils avaient compris. De la même façon, que ce soit lors de ma tenue d'expériences lors des PhysiFolies (cycle d'expositions-découvertes de l'AIP) ou lors de mon enregistrement vidéo pour le Quizz interactif, j'ai cherché à être simple, compréhensible. J'ai intérêt particulier à vulgariser les aspects scientifiques pour qu'ils soient compréhensibles par tous. Cela est vrai aussi lorsqu'il s'agit d'expliquer en quoi consiste ma thèse.

Gestion et aspect commercial

J'ai pu durant ma thèse mais aussi pour les projets AIP et Congrès SFP interagir avec de nombreux commerciaux. Il m'a plu de chercher à négocier des prestations et des produits, à avoir des rendez-vous en tant que client ou « vendeur », à faire jouer la concurrence. Cela a produit de bons résultats car nous avons pu économiser des sommes conséquentes réutilisées pour dépasser nos objectifs initialement fixés.

3.6. Construction d'un réseau personnel

On ne peut pas sur 4 années quitter un tel projet sans s'être constitué un réseau personnel. En effet, ma thèse m'a permis de rencontrer de nombreuses personnes aux profils très différents : chercheurs, techniciens, administratifs, commerciaux que ce soit au niveau local ou bien lors de rencontres (congrès) et de partenariats. Toutes ces rencontres permettent de connaître les personnes vers qui on peut se tourner pour recevoir des informations et être au courant des éventuels postes à pourvoir par exemple. N'oublions pas que la politesse et la sympathie sont souvent gages de bon contact avec les gens, cette attitude joue toujours en notre faveur en cas de besoin d'informations ou de services.

Les deux autres projets (AIP et Congrès SFP) m'ont ouvert un autre monde moins scientifique. Ce monde repose beaucoup sur les relations clients - fournisseurs et permettent alors de constituer sa carte de visite par la suite. Les domaines rencontrés alors visent plutôt l'aspect commercial, le marketing et la communication.

Ce bilan des compétences peut s'exprimer en partie par la roue des compétences décrite cidessous :



Figure 8.7 : Rous des compétences appliquées à ma thèse

4. Résultats, impact de la thèse

Le travail réalisé au cours de la thèse a été reconnu grâce à la publication de plusieurs articles ou communications. On est encore loin de considérer que les résultats puissent être appliqués directement dans l'industrie mais ces travaux constituent une nouvelle étape dans l'optique guidée et les fonctions de filtrage.

D'un point de vue personnel, ces années en tant que doctorant m'ont permis d'approfondir dans notions apprises durant le cursus mais aussi de gérer un projet long avec ces multiples facettes. Elles m'ont permis d'aborder le monde du travail et de goûter d'une certaine façon à une gestion d'équipe, de moyens en apprenant à se fixer des objectifs à court, moyen et long terme.

Mais cette thèse m'a permis aussi de découvrir ou plutôt de confirmer mon goût pour la communication, la gestion de projet et les interactions avec l'entreprise. Ces années me conduisent de ce fait à mener une réflexion active sur mes futures pistes professionnelles.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était d'étudier et de caractériser des composants optiques submicroniques pour le filtrage et le démultiplexage en longueur d'onde. Elle avait pour base le travail effectué par Arnaud Beaurain dans sa thèse. Celui-ci a développé une structure guidante à fort rapport d'aspect en filière InP présentant un fort confinement de la lumière. En se basant sur son travail mais aussi sur les améliorations apportées à cette structure par Marie Lesecq, nous avons modélisé grâce à la méthode de différences finies le comportement de résonateurs circulaires de type anneau et disque. Nous avons ainsi montré qu'il était possible d'extraire certaines longueurs d'onde du signal se propageant dans le guide principal vers un guide secondaire, avec des contrastes pouvant atteindre 98%. En outre, nous avons mis en évidence que la présence ou non d'un gap entre les guides et le résonateur influait considérablement sur le facteur de qualité. De plus, une mauvaise gravure du gap provoque un couplage imparfait entre les guides et le résonateur et ainsi crée un élargissement des résonances accompagnée parfois d'un profil asymétrique. Une étude complémentaire sur la taille optimale du gap peut être envisagée, afin d'obtenir un couplage évanescent efficace.

Nous avons pu comparer également l'excitation des modes guidés de l'anneau et l'excitation des modes de galerie du disque. En effet, l'anneau se comporte comme une cavité Pérot-Fabry. Dans le cas du disque, plusieurs modes peuvent être excités et ceux-ci peuvent être comparés aux modes de l'anneau en établissant des diamètres effectifs de mode.

D'autre part, nous avons démontré l'accordabilité « tout-optique » des résonances du disque en l'irradiant avec un faisceau laser infrarouge à 980nm. A cette longueur d'onde, la couche guidante de quaternaire absorbe la lumière, alors que les autres couches d'InP sont transparentes. Nous avons ainsi une variation d'indice effectif de -6.10⁻³, et nous avons montré que ce résultat était dû à une injection de porteurs, et non à un effet thermique. Le temps de réponse peut être estimé alors à 100ps. Ce résultat ouvre la voie à de nombreuses applications futures dans le domaine du transport de l'information, qui demande des temps de réponse toujours plus courts. Des études sont en cours pour accorder électriquement les résonances d'une structure à disque, sur laquelle un dépôt d'électrode a été effectué.

Outre ces résonateurs circulaires, nous avons étudié un nouveau système de filtre de type stub. L'avantage majeur de ce type de structure est la compacité, puisque les dimensions des stubs dans notre cas avoisinent le micron. Pour obtenir des résonances profondes avec un facteur de qualité important, il est nécessaire de métalliser les parois du stub. Cette métallisation permet d'améliorer le confinement de la lumière dans le stub. De plus, une petite variation des dimensions du stub de 5 à 10% permet de décaler les résonnances sur quelques dizaines de nanomètres. Dans l'objectif de caractériser l'ensemble des résonances de stubs de différentes dimensions, nous avons entrepris le développement d'une source spectrale large, en réalisant un supercontinuum sur une gamme spectrale allant de 1000nm à 1700nm avec une densité spectrale de puissance d'environ 10mW/nm. Outre son utilisation dans la caractérisation de nos structures, cette source présente également un intérêt pour d'autres applications nécessitant une gamme spectrale étendue avec une densité spectrale de puissance importante.

Le deuxième aspect de cette thèse concerne l'étude de structures plasmoniques. Ces structures sont particulièrement intéressantes pour leurs dimensions en dessous de la limite de diffraction. Leur inconvénient majeur reste les pertes importantes, dues à l'utilisation de métal. Deux types de structures ont été présentés : une structure mixte diélectrique-métal et une structure entièrement métallique. La structure mixte repose sur l'utilisation d'un guide diélectrique submicronique sur lequel a été déposé un film métallique. Cette structure présente des zéros de transmission résultant de l'excitation du plasmon de surface à l'interface métal/air ou métal/silice. La deuxième structure métallique est un démultiplexeur aux dimensions nanométriques. Il est constitué de deux guides et deux amas. L'étude préliminaire que nous avons réalisée a montré la possibilité de transférer une longueur d'onde d'un guide à un autre. Cette étude reste à compléter afin de valider les hypothèses retenues et notamment d'étudier le couplage entre les fils métalliques et les amas.

Enfin, les travaux récents montrant la possibilité d'utiliser la résonance plasmonique de surface (SPR) pour détecter des espèces biologiques, ainsi que le rapprochement avec l'équipe de Microfluidique discrète de l'IEMN, nous ont amenés à étudier les possibilités de détection dans le cas d'une goutte en contact avec une interface d'ondes acoustiques de surface (SAW). Cette étude a montré qu'il était possible d'envisager un nouveau type de capteur combinant la méthode SPR et l'interfaçage SAW, permettant de suivre une cinétique de réaction en temps réel. L'interfaçage SAW permet en outre de déplacer les gouttes au sein du capteur mais aussi d'effectuer un micromélange, améliorant la cinétique des réactions considérées. Ce projet de recherche est actuellement en plein développement et en pleine évolution. La perspective la plus attrayante de cette étude concerne la validation de l'influence des ondes acoustiques sur l'amélioration de la cinétique de réaction anticorps/antigène. Nous avons également entamées des travaux en rapport avec le suivi en temps réel, par la méthode SPR, de la formation de polymères. Tous ces travaux se font en collaboration avec plusieurs équipes de recherche, intéressées par la détection non intrusive et le suivi en temps réel. La perspective globale de l'ensemble ce travail réside actuellement dans l'intégration de cette méthode SPR de détection d'espèces biologiques à l'aide de guides optiques.

Bibliographie personnelle



Publications dans des journaux scientifiques à comité de lecture

All-optical Tunability of InGaAsP-InP Microdisk Resonator by Infrared Light Irradiation
Maxime Beaugeois, Marie Lesecq, Sophie Maricot, Bernard Pinchemel, Mohammed Bouazaoui, Jean-Pierre Vilcot
Optics Letters, 32, 35-37 (2007)
mis en valeur par les éditeurs de Photonics Spectra dans :
Microdisk Resonance Is Tuned with Optical Signal - Photoinduced free carriers change refractive index on InP microdisk
M. Beaugeois, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot
Photonics Spectra (Février 2007)
Transmission filtering of a waveguide coupled to a stub micro-resonator
Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron

App. Phys. Lett. 89 101113 (2006)

Characterization of InP semiconductor waveguides coupled to disk microcavity optical resonators via optomicrowave technique

P. Miska, **M. Beaugeois**, C. Lethien, A. Beaurain, H-W. Li, JP Vilcot, M. Bouazaoui, J. Chazelas, D. Decoster, L. Dobrzynski. A. Akjouj. B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur Microwave Opt. Technol. Lett **45** 315-315 (2005)

Selective filtering of confined optical waves in a straight waveguide coupled to lateral stubs Y. Pennec, **M. Beaugeois**, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, J-P. Vilcot, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron Journal of Optics A: Pure and Applied Optics (2007) - A paraitre

Passive photonic components using InP optical wire technology M. Lesecq, S. Maricot, **M. Beaugeois**, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot IEE ProceedingsIET Optoelectronics (2007) - A paraitre

Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths A. Mussot, **M. Beaugeois**, M. Bouazaoui, T. Sylvestre Optics Express (2007) - A paraitre

Simple plasmon multiplexers

L. Dobrzynski, **M. Beaugeois**, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur, M. Bouazaoui J P. Vilcot, J P. Vigneron

Revista Mexicana de Fysica (2005) - A paraître

Experimental observation of resonant filtering in a two dimensional phononic crystal waveguide JO Vasseur, P. A Deymier, **M. Beaugeois**, Y. Pennec B. Djafari-Rouhani, D. Prevost Zeitschrift fur Kristallographie, **220**, 829-835 (2005)

Transmission of acoustic waves through waveguide structures in two-dimensional phononic crystals J. O. Vasseur, **M. Beaugeois**, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, P. A. Deymier Physica Status Solidi (C), **1**, 2720-2724 (2004)

Publications soumises

SPR biosensing coupled to a digital microfluidic microstreaming system E Galopin, **M. Beaugeois**, B Pinchemel, J-C Camart, M. Bouazaoui, V. Thomy soumis à Biosensors and Bioelectronics (2007)

Filtering of a large band wavelength signal by a microstub cavity grafted on a straight guide Y. Pennec, **M. Beaugeois**, B. Djafari-Rouhani, , A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, J.P. Vilcot soumis à Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications (2007)

Communications dans des conférences

Tailoring strong cw supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths

A. Mussot, **M. Beaugeois**, M. Bouazaoui, T. Sylvestre IPSSO Metz, 26-27 Mars 2007

SPR Biosensing coupled to a digital microfluidic surface acoustic wave system E Galopin, **M Beaugeois**, F Lapierre, M Bouazaoui, J-C Camart, V Thomy, B Pinchemel **MicroTAS 2007** Paris, 2007

Filtering of guided waves with a lateral cavity
Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, A. Noual, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron
Nanometa 2007
Tirol, Autriche, 8-11 janvier 2007

Filtering of a large band wavelength signal by a microstub cavity grafted on a straight guide
Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, R. Fikri
PECS VII : International Symposium on photonic and electromagnetric Crystal structure

Monterey, Californie(USA), 8-11 avril 2007

Simple plasmon multiplexers L. Dobrzynski, **M. Beaugeois**, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur, M. Bouazaoui J P. Vilcot, J P. Vigneron **Symposium on Photons and Phonons in Solids** Puebla, Mexico, 27-28 Janvier 2005

Tailoring strong CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths

A. Mussot, **M. Beaugeois**, M. Bouazaoui, T. Sylvestre **CLEO Europe 2007** Munich (Allemagne), 17-22 juin 2007 Biodétecteur à plasmon de surface couplé à une plateforme microfluidique d'onde acoustique de surface E Galopin, **M Beaugeois**, F Lapierre, B. Pinchemel, M Bouazaoui, V Thomy, J-C Camart, **Congrès général de la SFP 2007** Grenoble, 9-13 juillet 2007

Microfluidique en goutte et méthode SPR : applications à la biologie E. Galopin, **M. Beaugeois**, V. Thomy **Workshop Microoptique, Plasmonique et applications biologiques** Cerla, Lille, 10 mai 2007

Accordabilité tout -optique d'un microdisque InP-InGaAsP par irradiation laser infrarouge M. Beaugeois, M. Lesecq, B. Pinchemel, S. Maricot, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot Congrès général de la SFP 2007 Grenoble, 9-13 juillet 2007

Filtrage et Demultiplexage dans les structures Microguides InP-InGaAsP **M. Beaugeois**, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot **Journées nationales du Réseau Doctoral en Microéléctronique** Lille, 14-16 Mai 2007

Filtrage et Demultiplexage dans les structures Microguides InP-InGaAsP **M. Beaugeois**, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot **Telecom 2007 - JFMMA** Fes (maroc), 14-16 Mars 2007

Optical switch using InP wire technology M. Lesecq, **M. Beaugeois**, S. Maricot, J-P. Vilcot **ISIS - Iphobac - Mobile optical wireless conference week** Budapest, 14 - 18 mai 2007

Technologie microguide sur InP: application au filtrage optique M. Lesecq, S. Maricot, **M. Beaugeois** J. P. Vilcot **Workshop Microoptique, Plasmonique et applications biologiques** Cerla, Lille, 11 mai 2007

Commutateur optique en technologie Microguide sur InP M. Lesecq, S. Maricot, **M. Beaugeois**, C. Legrand, M. François, M. Muller, J. P. Vilcot **Telecom 2007 & JFMMA** Fes (Maroc), 14-16 Mars 2007

Optical switch using InP optical wire technology

M. Lesecq, **M. Beaugeois**, S. Maricot, C. Boyaval, C. Legrand, M. François, M. Muller, F. Mollot, M. Bouazaoui, J.P. Vilcot

SPIE Europe - Microtechnologies for the New Millenium 2007 Maspalomas, Gran Canaria, Spain, 2-4 mai 2007

Etude par FDTD du filtrage d'un signal large bande Y. Pennec, **M. Beaugeois**, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, J-P. Vilcot, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron **Workshop Microoptique, Plasmonique et applications biologiques** Cerla, Lille, 11 mai 2007 Accordabilité spectrale d'un microdisque InP - InGaAsP par irradiation laser infrarouge **M. Beaugeois**, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot **Journées nationales d'Optique Guidée 2006** Metz, 7-9 octobre 2006

Etude du filtre optique constitué d un guide d onde couplé à un stub Y. Pennec, **M. Beaugeois**, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, B. Ait Ouali, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J P. Vigneron, M. Bouazaoui **GDR Ondes**, 20-21 Mars 2006

Propriétés de filtrage d'un stub couplé à un microguide

Y. Pennec, M. Beaugeois, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, B. Ait Ouali, J. Vasseur, L. Dobrzynski, JP Vigneron

Journees Nano Micro Electronique et Optoelectronique INSA Lyon-Aussois, 4-7 Avril 2006

Modélisation d'un filtre optique compact formé d'un microguide couplé à un stub

Y. Pennec, **M. Beaugeois**, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, B. Ait Ouali, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Bouazaoui

Journées de la matière condensée 10 Toulouse, 28/8-1/9 2006

Disorder effects in simple plasmon nanomultiplexers

L. Dobrzynski, **M. Beaugeois**, A. Akjouj B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur M. Bouazaoui J P. Vilcot , J P. Vigneron

Interface Disorder in Nanosystems- Workshop Lorentz Center - Leiden Pays Bas, 20-24 Juin 2005

Effets du désordre dans un démultiplexeur nanométrique plasmonique

M. Beaugeois, L. Dobrzynski, A. Akjouj B. Djafari-Rouhani, J O. Vasseur M. Bouazaoui J P. Vilcot, J P. Vigneron

Congrès général de la SFP et de la BPS

Lille, 28/8-2/9 2005

Démultiplexeurs Nanométriques à Plasmons

L. Dobrzynski, **M. Beaugeois,** A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, M. Bouazaoui, JP Vilcot, H. Al-Wahsh, P. Zielinski, JP Vigneron

International Scientific Meeting of the Belgian Physical Society MONS-HAINAUT(Belgique), 25-26 Mai 2004

Démultiplexeur Nanométrique à Plasmons

M. Beaugeois, L. Dobrzynski, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, M. Bouazaoui, JP Vilcot, JP Vigneron

Reunion GdR GT2

Paris Orsay LAL, 1er Juillet 2004

Démultiplexeur nanométrique à plasmons

M. Beaugeois, L. Dobrzynski, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, M. Bouazaoui, JP Vilcot, JP Vigneron

Journées de la Matière condensée- Congres SFP

Nancy, 30 aout - 3 septembre 2004

Cristaux phononiques pour le guidage et le filtrage des ondes acoustiques J. O. Vasseur, **M. Beaugeois**, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani **Congrès Général de la SFP** Lyon, 7-10 juillet 2003

Démultiplexeurs Nanometriques à Plasmons

L. Dobrzynski, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J. Vasseur, **M. Beaugeois**, M. Bouazaoui, JP Vilcot, H. Al-Wahsh, P. Zielinski, JP Vigneron

Réunion générale du GDR "Ondes" Marseille, 8-10 Decembre 2003

241

All-optical tunability of InGaAsP/InP microdisk resonator by infrared light irradiation

M. Beaugeois, B. Pinchemel, and M. Bouazaoui

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes, et Molécules (PhLAM) UMR-CNRS 8523, Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

M. Lesecq, S. Maricot, and J. P. Vilcot

Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) UMR-CNRS 8520, Université des Sciences et Technologies de Lille, Avenue Poincaré, BP 60069, F59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

Received May 10, 2006; revised August 28, 2006; accepted October 3, 2006;

posted October 11, 2006 (Doc. ID 70783); published December 13, 2006

We report the optical characterization of an InP structure constituted by waveguides coupled to microcavity disk resonators. The lateral waveguide confinement is obtained by deep reactive ion etching through the guiding layer. We demonstrate the possibility of tuning optically the resonance wavelength into the illuminating disk resonator. We obtained a blueshift of 3 nm by laser irradiation at 980 nm corresponding to a photoinduced change in the effective refractive index of 6×10^{-3} . The InP structure behaves as a tunable optical demultiplexer. © 2006 Optical Society of America

OCIS codes: 230.1150, 230.5750, 230.7370, 130.5990.

Recently, there has been a great interest in microresonator devices because of the development of optical very large-scale integrated circuits and for future optical integrated devices. It is well known that the III-V semiconductor materials are convenient for designing optical devices owing to their high refractive index. Moreover, the progress in nanofabrication has given rise to the possibility of achieving submicrometer waveguides and micrometer-sized circular resonators. These structures are the basic elements constituting micrometer-sized photonic devices such as all-optical switches or multiplexersdemultiplexers.¹⁻⁶ Several studies were recently devoted to GaAs systems, and resonant effects using AlGaAs/GaAs rings and disks have been demonstrated.^{1,3,4} In contrast, the InP material line has been less explored, although it has been found to be suitable for use in the development of active devices operating at 1.55 μ m for optical telecommunication applications.

In this Letter we report the results obtained with InGaAsP/InP waveguide-coupled disk microcavity optical resonator structures. Due to the small dimension required of the waveguides as well as the coupling gap, typically $0.1 \mu m$, between the straight waveguide and the disk, the electron-beam lithography was employed to fabricate microresonators.

To our knowledge, the first tunable ring resonator was achieved on LiNbO₃ with Ti-diffused waveguides by Tietgen in 1984.⁷ Rafizadeh *et al.* demonstrated thermal tuning in GaAs/GaAlAs in 1997.⁸ Recently, Grover *et al.* reported what is believed to be the first electro-optically tuned III–V microresonator with a tunability of 0.8 nm by applying a reverse bias of 8 V.⁹ Almeda *et al.* presented, in 2004, the first alloptical control of light on a silicon chip and obtained a wavelength peak shift of 0.36 nm.¹⁰ Furthermore, all-optical control of InGaAsP/InP microring resonators using a pulsed laser has also previously been reported by Ibrahim *et al.*¹¹

In this work, we report for the first time, to the best of our knowledge, the all-optically tuned InP/InGaAsP microresonator by illuminating the resonant structure with a continuous wave infrared laser at 980 nm. This wavelength is located in the absorption band of the InGaAsP guiding layer. The structure investigated consists of a straight waveguide coupled to a disk with a 15 μ m diameter. In this single-mode waveguide and single-resonator device, we were able to tune the resonance by 3 nm, which we believe has never been reported before.

The resonant structure has been fabricated by using the InGaAsP/InP material line. The guiding layer structure consists of $0.3 \ \mu m$ thick InGaAsP¹² (cutoff wavelength $\lambda_c = 1.3 \ \mu m$) surrounded by two 1.2 μ m thick InP cladding layers. The very low size of the devices imposes the use of e-beam nanolithography. The process described in Ref. 13 reports the realization of nanometer pattern on GaAs using a negative tone e-beam resist, hydrogen sielsesquioxane (HSQ), as a dry-etching mask. In the case of submicrometer waveguides, which are deeply etched, a thicker resistant film had to be used; this technological process was thus optimized for a thickness of resist of 700 nm on InP. The structure was then etched, using the HSQ mask, down to 2.7 μ m depth by using a reactive ion etching system. The etch depth was chosen to minimize the loss from leakage to the substrate. The losses of such straight waveguides have been deduced from Fabry–Perot measurements and were found to be around 4 dB/mm.^{14,15} The propagation losses in the absence of any light excitation at 980 nm are due to the scattering by rough sidewalls and mode mismatch between the modes of the

0146-9592/07/010035-3/\$15.00

© 2006 Optical Society of America



Fig. 1. Sketch of the studied resonant structure, composed of a straight waveguide, a disk-shaped microresonator, and a curved waveguide (disk diameter, $15 \mu m$; waveguide width, $0.5 \mu m$).



Fig. 2. Scanning electron micrograph of the fabricated device. Insert, detail of the coupling gap between the straight waveguide and the disk is shown by a side view. The designed width of the coupling gap was $0.1 \ \mu m$.

straight and curved sections of the resonator. This resonant structure is composed of two 0.5 μ m wide waveguides coupled to a 15 μ m diameter disk (Fig. 1). The gap between the straight guide and the disk is about 100 nm. A scanning electron micrograph of a fabricated device before resist stripping is shown in Fig. 2. The detail of the gap between the straight waveguide and the disk is shown in the inset of Fig. 2. The input (x) and outputs (z and y) are tapered to facilitate the light launch and recovery. The cleaved facet of the taper is 2.5 μ m wide.

The injection is made with a tunable laser connected to a lensed fiber. The collecting fiber is connected to a multimeter. A computed interface drives the measurement chain. The polarization (TM or TE polarization) of the light launched in the resonant structure was chosen by a fiber polarization controller.

The excitation chain is composed of a laser diode tuned at 980 nm; the light is injected thanks to a lensed fiber and is located above the resonant structure (Fig. 3). A modulation device at 1 kHz is associated with this diode, to distinguish the contribution of the electronic effect from the temperature one. Indeed the light absorbed by the structure enables the injection of electronic carriers. This injection produces an optical index variation of the guiding layer (Q1.3), resulting in an effective optical index variation. Typically, $\Delta n/\Delta N \sim 1.7 \times 10^{-20}$ cm³, where Δn is the Q1.3 layer optical index and ΔN is the density of carriers.^{15,16}

Transmission measurements for a disk with a diameter of 15 μ m with a gap of 100 nm in both TM and TE polarizations were performed. As expected, we obtained resonances in the spectrum with a free spectral range of 14.8 nm. The finesse for a 15 μ m disk cavity for the TM and TE polarizations was found to be equal to 14.8 and 5.8, respectively. One notes that the TM polarization is more efficient than the TE one. This results from the highest confinement of the TM fundamental mode. We note that the structures have a high contrast, i.e., ratio, between the off-resonance and on-resonance transmitted powers of the device response: the highest value is estimated up to 98% in the TM polarization and up to 96% in the TE polarization, which is of particular interest for filters.

Figure 4 shows the wavelength blueshift of one resonance under laser irradiation. The tuning range obtained is 3 nm, or 375 GHz. For sake of clarity, only one resonance has been represented. The power of the light at 980 nm focused on the structure is about 70 mW. However, owing to the high refractive



Fig. 3. (Color online) Sketch of the resonance structure laser irradiation at 980 nm.



Fig. 4. Transmitted power at the output y (or through port), which shows the resonance wavelength of the structure for the TM polarization (we have the same phenomenon for the TE polarization for a neighbor wavelength) without (dotted curve) or with (solid curve) laser irradiation.

index of the InP material, significant reflection occurs at the air-InP interface, which represents 25% of the incident light. Taking into account the absorption coefficient at 980 nm, which is about 2.10^4 cm⁻¹ for the Q1.3 material, InP being transparent, the absorbed power in the guiding layer can be evaluated to roughly 20 mW. This value corresponds to the intensity of 0.1 mW per μm^2 . Moreover, the experimental setup used does not enable us to determine accurately the size of the illuminated area and therefore the absorbed power. As a consequence, it is also difficult to evaluate the wavelength shift as a function of the absorbed power. However, the observed wavelength shift allows us to measure the effective refractive index change (Δn) . In this case, the obtained Δn is equal to -6×10^{-3} , which corresponds to a density of 3.5×10^{17} carriers/cm³. Similar values were reported by Zegaoui *et al.*^{16,17} for an electric injection of carriers. This refractive index change could result from the thermal effect due to the variation of the temperature of the InP structure, as reported by Rafizadeh *et al.*,⁸ or from the injection of carriers.

Now, the thermal effect shifts the resonance in the red, which is not the case here.¹⁸ Furthermore, the temperature increase on the disk surface was estimated by a measure thanks to a Ni–Au thermocouple on Si. This thermocouple was positioned instead of the disk under the laser illumination. The increase of temperature was estimated to be 10 K. Using the thermal conductivity of Si and InP, the temperature increase on the disk surface was roughly evaluated to be around 3 K. Taking into account the ratio $\Delta n/\Delta T \sim 2 \times 10^{-4}$ K⁻¹, where Δn is the thermal shift of the refractive index and ΔT the temperature variation of the disk, we can estimate Δn to be about 6×10^{-4} .

Almeda *et al.* measured a time response of 100 ps, or a corresponding frequency of 10 GHz, in the case of a free-carrier injection by two-photon absorption.¹⁰ At this frequency, the thermal effect does not follow the modulation.⁹ Consequently, the wavelength shift is principally due to the injection of carriers.

In the case of the electric injection of carriers, there is an increase in the losses due to the metallic electrodes. For the laser irradiation process, the absence of these electrodes avoids this problem.

It has been previously demonstrated that it is possible to have resonance bandwidths as narrow as 0.25 nm in the same material system,⁶ so we believe that substantial improvements are still possible in the filter characteristics. The broad resonance (1 nm) observed is probably a consequence of the gap profile (Fig. 2), which does not correspond exactly to the gap design with a width of 100 nm on a depth of 2.7 μ m because of stronger coupling, resulting in a broader resonance. A study devoted to improving the coupling and to decreasing the diameter of the resonator is in progress.

We have shown that a compact and tunable microresonator notch filter can be obtained by illuminating a microdisk resonator with an infrared light at 980 nm. At this laser irradiation wavelength, where only the guiding layer absorbs, a resonance wavelength tunability of 3 nm (375 GHz) was achieved. This photoinduced wavelength shift corresponds to a photoinduced change in the effective refractive index of 6×10^{-3} . This selective and tunable transmission clearly demonstrates the possibility of using laser excitation to develop nanometric-sized photonic tunable filters or demultiplexers on InP.

The authors thank S. Bouchoule from Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN-Marcoussis) for her help in the realization of the devices, and Institut de Recherche sur les Composants logiciels et materials pour l'Information et la Communication Avancée (IRCICA), as well as Pole de Recherche en MIcro-Optique (PREMIO) Belgian-French Interreg III project for their support. M. Beaugeois's e-mail address is maxime.beaugeois@phlam.univ-lille1.fr.

References

- D. Rafizadeh, J.-P. Zang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S. T. Ho, and R. C. Ribeiro, Opt. Lett. 22, 1244 (1997).
- 2. J. V. Hryniewicz, P. P. Absile, B. E. Little, R. A. Wilson, and P. T. Ho, IEEE Photon. Technol. Lett. **12**, 320 (2000).
- 3. V. Van, P. P. Absil, J. V. Hryniewicz, and P. T. Ho, J. Lightwave Technol. 19, 1734 (2001).
- 4. D. Rafizadeh, J.-P. Zang, R. C. Tiberio, and S. T. Ho, J. Lightwave Technol. 16, 1308 (1998).
- 5. K. Djordjev, S. J. Choi, S. J. Choi, and P. D. Dapkus, IEEE Photon. Technol. Lett. 14, 828 (2002).
- R. Grover, P. P. Absil, V. Van, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, O. King, L. C. Calhoun, F. G. Johnson, and P.-T. Ho, Opt. Lett. 26, 506 (2001).
 K.-H. Tietgen, "Tunable integrated optical ring
- K.-H. Tietgen, "Tunable integrated optical ring resonator," presented at Topical Meeting on Integrated Guided Wave Optics, Kissimee, Fla., 1984.
- 8. D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S. T. Ho, and R. C. Tiberio, in *Proceedings of the IEEE Lasers Electro-Optics Society (LEOS'97) Tenth Annual Meeting* (IEEE, 1997), pp. 162–163.
- R. Grover, T. A. Ibrahim, S. Kanakaraju, L. Lucas, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, IEEE Photon. Technol. Lett. 16, 467 (2004).
- V. R. Almeda, C. A. Arrios, R. R. Panepucci, and M. Lipson, Nature 431, 1081 (2004).
- T. A. Ibrahim, R. Grover, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, in *Integrated Photonics Research*, Vol. 91 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2003), paper ITuE4.
- A. Beaurain, S. Dupont, H.-W. Li, J.-P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, and D. Decoster, Microwave Opt. Technol. Lett. 40, 216 (2004).
- D. Lauvernier, J.-P. Vilcot, M. François, and D. Decoster, Microelectron. Eng. 75, 117 (2004).
- 14. A. Beaurain, "Study of passive functions based on photonic nanostructures," Ph.D. dissertation (2003).
- S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.-P. Vilcot, H.-W. Li, M. Constant, D. Decoster, and J. Chazelas, Electron. Lett. 40, 865 (2003).
- M. Zegaoui, J. Harari, J. P. Vilcot, F. Mollot, D. Decoster, H. W. Li, and J. Chazelas, Electron. Lett. 40, 1019 (2004).
- M. Zegaoui, D. Decoster, J. Harari, J. P. Vilcot, F. Mollot, V. Magnin, J. Chazelas, Electron. Lett. 41, 613–614 (2005).
- M. V. Kotlyar, L. O'Faolain, A. B. Krysa, and T. F. Krauss, IEEE Photon. Technol. Lett. 17, 837 (2005).

Photonics Research

they observed laser threshold at 3 mW of pump power, which they believe is the lowest value reported for a Q-switched fiber laser.

Besides the crbium laser line at 1553 nm, the laser generated multiple lines around 1670 nm, separated from the laser line by ~120 nm, which corresponds to the first Stokes shift in glass (Figure 3). The scientists believe that the stimulated Raman gain occurs not in the fiber itself, but in the tiny microsphere where the power density is significantly higher.

Higher repetition frequencies than the ~1 kHz rate observed in these experiments are required for many applications. The scientists believe that the rate of their laser could be increased to tens of kilohertz by optimizing the microsphere's piezoelectric mounting structure. The inherently lightweight nature of the tiny sphere makes it well suited for high-frequency mechanical vibration and, potentially, for integration into microelectromechanical systems.

Optics Letters, Dec. 15, 2006, pp. 3568-3570.

Microdisk Resonance Tuned with Optical Signal

Photoinduced free carriers change refractive index on InP microdisk.

A ll-optical switches — those in which one group of photons alters the flow of other photons — are an essential component of many next-generation systems, from optical computers to transparent optical networks.

Recently, researchers at Université des Sciences et Technologies de Lille in Villeneuve d'Ascq, France, demonstrated what they believe is the first all-optical switch based on an InP/InGaAsP microdisk resonator. The device could serve not only as an optical switch, but also as a tunable optical multiplexer/demultiplexer or as a tunable filter.

The switch comprised a microdisk resonator and two adjacent waveguides separated from the disk by an ~100-nm gap (Figure 1). The waveguide structure was essentially a sandwich with a 300-nm-thick layer of InGaAsP between two 1.2µm-thick layers of InP cladding. The researchers fabricated the raised structure in Figure 1 in the InGaAsP layer using electron-beam photolithography and inductively cou-



Figure 1. The 15-µm-diameter microdisk couples resonant wavelengths (i.e., waves that fit exactly an integral number of times around the disk's circumference) from the straight waveguide on the left to the z-output waveguide on the right. (All other wavelengths emerge from the y output.) Free carriers are photoinduced in the disk when it is illuminated with 980-nm light from a diode laser. The free carriers change the disk's refractive index and, hence, its resonant wavelengths, so a different set of wavelengths is coupled from the straight waveguide to the z output. Reprinted with permission of Optics Letters.

pled plasma etching. The waveguides were 0.5 μ m wide, tapered to 2.5 μ m at the ends to facilitate matching with external optics, and the microdisk was 15 μ m in diameter.

Before experimenting with the switching capability of their device, the investigators characterized its passive optical properties. The microdisk's measured free spectral range, 14.8 nm, was consistent with the calculated value based on its circumference and effective refractive index. Its finesse was 14.8 and 5.8 for the TM and TE polarizations, respectively, indicating a significantly better confinement for the TM polarization.

When they illuminated the microdisk with 70 mW at 980 nm from a diode laser, the transmission peak that emerged from the y-output port blueshifted by -3 nm. or 375 GHz (Figure 2). Primarily as a result of the high Fresnel reflection at the air-InP interface, only about 20 of the incident 70 mW was absorbed in the disk. But because the experimental arrangement prevented them from accurately measuring the dimensions of the illuminated area, the researchers did not attempt to calculate the wavelength shift as a function of absorbed power.

They did, however, calculate that a refractive-index change of -6×10^{-3} . induced by the free carriers, would cause the observed 3-nm wavelength shift. That result led them to calculate the density of free carriers induced by the 980-nm light to be 3.5×10^{17} cm⁻³.

The researchers considered the possibility that a temperature



Figure 2. When the researchers illuminated the microdisk with 70 mW from the diode laser, the transmission peak emerging from the y-output port was blueshifted by ~3 nm, or ~375 GHz. These data are for the TM polarization, although similar results were obtained for the TE polarization.

change induced by the 980-nm light might be responsible for the index change, rather than photoinduced free carriers. However, they noted that previous investigators had found that thermally induced refractiveindex change is positive with temperature, while the effect they observed had the opposite sign. Moreover, when they modulated the 980nm light at 1 kHz, a rate too fast for thermal fluctuations to follow, the optical signal exhibited identical modulation.

Optics Letters, Jan. 1, 2007, pp, 35-37.

Nonlinear Susceptibility in Glass Points to Integrated Devices

A morphous glasses can exhibit second-order susceptibilities if the material's inversion symmetry is broken by treatments such as poling or electron-beam irradiation. Recent experiments have shown that chalcohalide glasses, in particular, may have sufficient second-order non-linearity to eliminate the need for expensive nonlinear crystals, and to integrate frequency conversion and electro-optic modulation directly into optical fibers and planar waveguides.

The experiments, reported by scientists at East China University of Science and Technology in Shanghai and at Kyoto University in Japan, were the first to create a clear second-harmonic wave in chalcohalide glasses containing large amounts of alkali ions. The scientists polled the -millimeter-thick samples by clamping them between electrodes and applying voltages of several hundred volts per millimeter.

Optics Letters, Dec. 1, 2006, pp. 3492-3494.

BH

FEBRUARY 2007

- J.A. Curtis and S.J. Fiedziuszko, Miniature dual mode microstrip filters, IEEE MTT-S Design, Boston, MA, (1991).
- L.H. Hsieh and K. Chang, Dual-mode quasi-elliptic-function bandpass filters using ring resonator with enhanced coupling tuning stubs, IEEE Trans Microwave Theory Tech 50 (2002), 1345–1345.
- J.S. Hong, M.J. Lancaster, D. Jedamzik, and R.B. Greed, On the development of superconducting nicrostrip filters for nobile communications applications, IEEE Trans Microwave Theory Tech 47 (1999), 1656–1663.
- L.H. Hsieh and K. Chang, Compact, low-insertion-loss, sharp-rejection, and wide-bend microstrip bandpass filters, IEEE Trans Microwave Theory Tech 51 (2003).
- D.M. Pozar, Microwave engineering, 3rd ed., Wiley, Hoboken, NJ, 2005.

© 2005 Wiley Periodicals, Inc.

CHARACTERIZATION OF InP SEMICONDUCTOR WAVEGUIDES COUPLED TO DISK MICROCAVITY OPTICAL RESONATORS VIA OPTO-MICROWAVE TECHNIQUE

P. Miska,¹ M. Beaugeois,² C. Lethien,¹ A. Beaurain,¹ H.-W. Li,¹ J.-P. Vilcot,¹ D. Decoster,¹ J. Chazelas,^{1, 3} M. Bouazaoui,² L. Dobrzynski,⁴ A. Akjouj,⁴ B. Djafari-Rouhani,⁴ and J.-O. Vasseur⁴

 1 Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN)

UMR-CNRS 8520, Université des Sciences et Technologies de Lille Avenue Poincaré BP 69 F

59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

² Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes, et Molécules (PhLAM) UMR-CNRS 8523 Université des Sciences et Technologies de Lille Cité Scientifique, F-59655

Villeneuve d'Ascq Cedex, France

³ Thales Airbone Systems

- 2, Avenue Gay Lussac
- F-78851 Elancourt, France
- ⁴ Laboratoire de Dynamique et Structures des Matériaux Moléculaires

(LDSMM)

ÙMR-CNRS, 8024 Université des Sciences et Technologies de Lille Cité Scientifique, F-59655

Villeneuve d'Ascq Cedex, France

Received 8 November 2004

ABSTRACT: We report on the opto-microwave characterization of InP waveguide-coupled to microcavity disk resonators. The lateral waveguide confinement is obtained by deep inductively-coupled plasma reactive-ion etching (ICP-RIE) through the guiding layer. We demonstrate the propagation of microwaves on an optical carrier in this resonant structure, which behaves as an opto-microwave filter or demultiplexer. © 2005 Wiley Periodicals, Inc. Microwave Opt Technol Lett 45: 315–317, 2005: Published online in Wiley InterScience (www.interscience. wiley.com). DOI 10.1002/mop.20808

Key words: microwaves; resonators; waveguides; InP material

1. INTRODUCTION

Progresses in nanofabrication has given rise to the possibility of achieving submicron high-index-contrast waveguides and micrometer-sized circular resonators. The use of such low-loss strongconfinement waveguides may enable the achievement of ultracompact highly integrated circuits. These structures could be the main elements constituting micrometer-sized photonic devices, such as all-optical switches or multiplexers-demultiplexers [1–5].



Figure 1 Sketch of the resonant structure studied, composed of a right waveguide, a disk-shaped microresonator, and a curved waveguide (disk diameter is 10 μ m and waveguide width is 0.6 μ m)

Several studies were recently devoted to GaAs systems, and resonant effects using AlGaAs/GaAs rings and disks have been demonstrated [1, 3, 4, 6]. On the contrary, the InP material line, although suitable for use in the development of devices operating at 1.55 μ m for optical-telecommunication applications, has been less explored. Moreover, the main studies made in the InP line deals with photonic bandgap structures [7]. In comparison with submicron waveguides on GaAs or silicon on insulator (SOI) material lines, InP submicron waveguides provide the possibility of carrying out a monolithic integration of both passive and active components working at 1.55 μ m, such as lasers, photodetectors, and optical switches. In this paper, we report on the results obtained with InGaAsP/InP waveguide-coupled disk microcavity optical-resonator structures analyzed via opto-microwave experiments.

2. RESONANT STRUCTURE CONFIGURATION

The epitaxial structure of the device has been reported elsewhere [8]. It is made of a 0.2- μ m-thick InGaAsP quaternary-alloy core layer (with a cutoff wavelength of 1.15 μ m) grown on an InP substrate, and followed by a 1.5- μ m-thick InP upper layer. The thickness of this layer has been chosen to properly confine the optical mode far from the upper-air InP interface.

A Si₃N₄ layer is deposited via plasma-enhanced chemicalvapour deposition. The pattern is then transferred through an electron beam resist SAL 601 via CF₄/CHF₃ reactive ion etching (RIE). The resonant structure is then etched, using the nitride mask, down to 3.2- μ m depth using an inductively coupled plasmareactive ion-etching system (ICP-RIE 180 from Oxford Instruments). The width of the waveguide is approximately equal to 0.6 μ m. The losses of such straight waveguides have been deduces from Fabry–Perot measurements to be around 4 dB/mm [9].

The shape of the present resonant structure is similar to that studied by Rafizadeh et al. [1]. Two GaInAsP/InP submicron waveguides are coupled to a disk with a diameter of 10 μ m (Fig. 1). The output (Z and Y output) and input (X input) waveguides are tapered in order to facilitate the light launching and collecting back. The cleaved facet of the taper is equal to 2 μ m.



Figure 2 Electrical-output power measured (a) at the output of the main guide and (b) at the output of the secondary guide

3. EXPERIMENTAL SETUP

The analyzed resonant structure is deposited on a two-stage/twoaxis mount system and excited using the end-firing technique. Launching and collecting fibres are mounted on three-stage piezocontrolled micro-positionners. A lensed fiber is used to launch the light into the waveguide and a cleaved fiber is used to retrieve the waveguide output light. The light source is a tunable laser (Nettest Osics) modulated with a synthetizer (Wiltron 68147A) at 1 GHz. The signal at the device output is amplified using an erbium-doped fiber amplifier (Highwave EDFA), detected by a photodiode (FU-JITSU FID3Z1LX), and analyzed using an electrical spectrum analyzer (TEKTRONIX 494AP). A fiber polarization controller enables us to keep a vertical polarization of the light launched in the resonant structure.

4. RESULTS AND DISCUSSION

The microwave power corresponding to the Y and Z outputs are reported in Figure 2. Parasitic reflections due to the cleaved facets at the X, Y, and Z outputs yield Fabry–Perot resonances, depending on the length of the main and secondary waveguides. For example, the Fabry–Perot fringe period of about 0.5 nm, visible in Figure 2(a), corresponds to the main guide length of approximately 0.7 mm. For the main guide-output signal [Fig. 2(a)], we observe that the amplitude of the Fabry–Perot fringes varies with a modulation period of about 10 nm. The signal corresponding to the output of the secondary waveguide, measured using manual wavelength sweeping, is reported in Figure 2(b). It reveals two peaks at 1543 and 1555 nm. The wavelengths of these maxima correspond to those of the minima measured at the Y output.

These results can be interpreted in terms of an energy transfer between the main and secondary waveguides through the circular microcavity. The main-guide minima and the secondary-guide maxima are attributed to the cavity modes of the micro-disk. Thus, the possibility to characterize the nano-photonic structures using a modulated optical signal is demonstrated. At the same time, the possibility to transfer a microwave signal on an optical carrier through such a resonant structure coupled to high-index-contrast micro-guides is evident. We thus obtain a photonic filter or multiplexer/demultiplexer. This kind of nanophotonic device could be a key element of dense photonic circuits for opto-microwave applications.

If we consider the micro-disk as a standard Fabry–Perot cavity, we can use the following simple formula to determine the freespectral-range value of the resonator:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2n_0 L}$$

where λ is the wavelength, n_0 the effective index and L the cavity length (equal to $2\pi R$ for the circular resonator). It yields a $\Delta \lambda$ value of 12 nm. The difference between this theoretical value and our experimental value (approximately 10 nm) may be due to the etching process. Indeed, in our case, the gaps between the waveguides and the disk microcavity may not have been correctly etched. This point has a strong influence on the coupling between the two waveguides and the microcavity, yielding a change of the free-spectral-range value. The theoretical/experimental discrepancy may also be attributed to the disk-shaped microcavity, which may allow the presence of optical modes that are different from the standard circular gallery modes.

5. CONCLUSION

We have demonstrated the possibility to characterize nanophotonic devices achieved on InP substrate by using a microwave signal on an optical carrier. The resonant structure constitutes two submicron waveguides (called the main guide and the secondary guide) coupled to a disk-shaped microresonator. The device has been achieved by using deep ICP-RIE etching and analyzed using a 1-GHz modulated optical signal. The response of the sample shows a modulated signal at the output of the main guide and transmission peaks at the output of the secondary guide. This selective transmission demonstrates the possibility of developing nanometric-sized photonic filters or demultiplexers on InP for microwave applications.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank C. Legrand from IEMN and L. Deng from Oxford Instruments for the realization of the devices, C. Coisnon and F. Mollot for the epitaxial growth, and IRCICA, as well as the "PREMIO" Belgian-French Interreg III project for their support.

REFERENCES

- D. Rafizadeh, J.-P. Zang, S.C. Hagness, A. Taflove, K.A. Stair, S.T. Ho, and R.C. Ribeiro, Waveguide-coupled AlGaAs/GaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 21.6-nm free-spectral range, Optics Lett 22 (1997), 1244–1246.
- J.V. Hryniewicz, P.P. Absile, B.E. Little, R.A. Wilson, and P.T. Ho, High-order filter response in coupled microring resonators, IEEE Photon Technol Lett 12 (2000), 320–322.
- V. Van, P.P. Absil, J.V. Hryniewicz, and P.T. Ho, Propagation loss in single mode GaAsAlGaAs microring resonators: measurements and model 19 (2001), 1734–1739.
- D. Rafizadeh, J.-P. Zang, R.C. Tiberio, and S.T. Ho, Propagation loss measurements in semiconductor microcavity ring and disk resonators, J Lightwave Technol 16 (1998), 1308–1313.
- K. Djordjev, S.J. Choi, S.J. Choi, and P.D. Dapkus, Microdisk tunable resonant filters and switches, IEEE Photon Technol Lett 14 (2002), 828-830.
- R. Groover, P.P. Absil, V. Van, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, O. King, L.C. Calhoun, F.G. Johnson, and P.-T. Ho, Vertically coupled GaInAs-InP microring resonators, Optics Lett 26 (2001), 506–508.
- 7. R. Kaiser and H. Heinrich, Optoelectronic/photonic integrated circuits

on InP between technological feasibility and commercial success, IE-ICE Trans Electron E 85-C (2002).

- A. Beaurain, S. Dupont, H.-W. Li, J.-P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, and D. Decoster, Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides, Microwave Opt Technol Lett 40 (2004), 216–218.
- S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.-P. Vilcot, H.-W. Li, M. Constant, D. Decoster, and J. Chazelas, Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching, Electron Lett 40 (2003), 865–866.

© 2005 Wiley Periodicals, Inc.

IMPLICIT NONSTAGGERED FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN METHOD

Shumin Wang,¹ Robert Lee,² and Fernando L. Teixeira² ¹ Kelly Scientific Inc.

10 Center Drive, 10/B1D719, Bethesda, MD 20892

² ElectroScience Laboratory and Department of Electrical Engineering The Ohio State University

1320 Kinnear Road

Columbus, OH 43212

Received November 1, 2004

ABSTRACT: A new, unconditionally stable, implicit nonstaggered finite-difference time-domain (INS-FDTD) method is introduced. This method is more efficient than the (unconditionally stable) finite-element time-domain (FETD) method with brick elements because the number of nonzero elements in the system matrix is reduced. A numerical-dispersion analysis is provided as well. © 2005 Wiley Periodicals, Inc. Microwave Opt Technol Lett 45: 317–319, 2005; Published online in Wiley InterScience (www.interscience.wiley.com). DOI 10.1002/mop. 20809

Key words: implicit methods; nonstaggered FDTD; numerical dispersion

1. INTRODUCTION

The maximum time step in the traditional (Yee scheme) finitedifference time-domain (FDTD) scheme depends on the grid spacing. This becomes a major limitation when fine gridding becomes necessary. One approach to overcome this limitation is to employ unconditionally stable methods, such as the alternating direct implicit (ADI) FDTD method [1].

In this paper, we propose a new unconditionally stable method called the implicit nonstaggered FDTD (INS-FDTD) method. In this approach, the finite-difference method is applied to the 2^{nd} -order wave equation on a Cartesian grid composed of bricks with the unknowns being either the electric field or the magnetic field located at the brick edges. A semi-discrete equation similar to the vector-based finite-element time-domain (FETD) method [2] is then obtained, and unconditional stability can be achieved through the use of the generalized- Θ time-domain update [2]. The resulting (sparse) matrix equation is solved at every time step, just as in the case of the FETD method. However, the number of nonzeros in each row of the matrix is significantly smaller than in FETD with hexahedral elements (approximately 13 versus 33).

2. FORMULATION

The nonstaggered FDTD method [4] starts from the wave equation for the electric field:

This work was partially supported by the AFOSR and by the NSF under grant ECS-0347502.



Figure 1 INS-FDTD spatial stencil

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{\varepsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0.$$
 (1)

The resulting stencil couples one edge to 12 other edges, as shown in Figure 1. To apply the generalized- Θ update, it is advantageous to formulate the matrix equation in a manner similar to the approach used for FETD. The semi-discrete equation associated with a single brick is given as follows:

$$[T]^{e} \frac{d^{2}\{\vec{E}\}}{dt^{2}} + [S]^{e}\{\vec{E}\} = 0, \qquad (2)$$

where the "mass" matrix $[T]^e$ is a diagonal matrix with diagonal terms $l_x^e l_y^e l_z^e/4$, and the "stiffness" matrix $[S]^e$ is given by

$$[S]^{e} = \begin{bmatrix} S_{11}]^{e} & -\frac{l_{z}^{e}}{6}[K_{3}] & -\frac{l_{y}^{e}}{6}[K_{3}]^{T} \\ -\frac{l_{z}^{e}}{6}[K_{3}]^{T} & [S_{22}]^{e} & -\frac{l_{x}^{e}}{6}[K_{3}] \\ -\frac{l_{y}^{e}}{6}[K_{3}] & -\frac{l_{x}^{e}}{6}[K_{3}]^{T} & [S_{33}]^{e} \end{bmatrix}$$
(3)

with

$$[S_{11}]^e = \frac{l_x^e l_z^e}{6l_y^e} [K_1] + \frac{l_x^e l_y^e}{6l_z^e} [K_2], \tag{4}$$

$$[S_{22}]^{e} = \frac{l_{xy}^{e}}{6l_{z}^{e}}[K_{1}] + \frac{l_{y}^{e}l_{z}^{e}}{6l_{x}^{e}}[K_{2}],$$
(5)

$$[S_{33}]^e = \frac{l_y^e l_e^e}{6l_x^e} [K_1] + \frac{l_x^e l_e^e}{6l_y^e} [K_2], \tag{6}$$

where the variables l_x^e , l_y^e , and l_z^e are the edge lengths of each brick along the \hat{x} , \hat{y} , and \hat{z} directions respectively, and

$$[K_1] = \begin{bmatrix} 3 & -3 & 0 & 0 \\ -3 & 3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3 & -3 \\ 0 & 0 & -3 & 3 \end{bmatrix},$$
 (7)

Transmission filtering of a waveguide coupled to a stub microresonator

Y. Pennec,^{a)} B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, and J. P. Vilcot *IEMN-UMR CNRS 8520, Université de Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France*

M. Beaugeois and M. Bouazaoui

PhLAM-UMR CNRS 8523, Université de Lille 1, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

R. Fikri and J. P. Vigneron

LPS, Facultés Universitaires Notre Dame de la Paix, B-5000 Namur, Belgium

(Received 26 May 2006; accepted 5 August 2006; published online 7 September 2006)

Using a finite difference time domain method, the authors study the electromagnetic transmission coefficient of a microwaveguide coupled to a lateral stub. It is shown that if the stub is covered with a thin metallic layer, the transmission spectrum contains several very narrow and deep depressions despite the small size of the resonator. The frequencies of the zeros of transmission are studied as a function of the geometrical parameters of the stub. The quality factor of the dips is increased when the waveguide is separated from the stub by a small air gap. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2345251]

Microresonator devices have recently received a great deal of attention because of their potential applications in highly integrated optical circuits.¹⁻³ For signal processing applications, resonators have proven to be one of the most versatile means of obtaining desirable filtering transfer functions. In several previous works, the resonator is typically constituted by a microring closely coupled to two laterally parallel bus waveguides. A wide range of functionality has been investigated, both theoretically and experimentally, using microring resonator-based devices, for future optical communications including channel add/drop filters and demultiplexers⁴⁻⁶ or "on-off" switches.⁷ The current challenge is to produce microring resonators which offer very good properties such as narrow bandwidth filtering and high-quality factors. With strong lateral confinement, the disk or the ring can have a diameter of 10 μ m with negligible bending loss.⁴

The aim of this letter is to discuss, using a twodimensional finite difference time domain (FDTD) method, the efficiency of a resonator device constituted by a straight waveguide coupled to a rectangular cavity disposed on each side of the guide, forming a cross [Fig. 1(a)]. Such a cavity is called a stub. Owing to their very small size, microstubs could serve in future complex and highly integrated structures. More precisely, our purpose is to realize the filtering of some specific wavelength from a large broad band input signal. The geometry of the device is displayed in Fig. 1(a), where d_1 and d_2 are the width and the length of the stub respectively. The embedding medium is air. The waveguide and the stub are made of the same material, with an index of refraction n=3, near the index of semiconductor materials such as InP.⁸ On the other hand, the choice of such material ensures a large contrast in the optical properties of the waveguide and the surrounding medium. The incident wave, created at the left of the figure, is adapted to the waveguide through a taper situated at the entrance. We choose to study the transverse magnetic polarization with the electric field E belonging to the (x, y) plane and the magnetic field **H** being along z. All the transmission spectra are normalized with respect to the one corresponding to a perfect (without stub) waveguide. The transmission is reported in decibel as a function of the dimensionless frequency $\Omega = \omega a/(2\pi c) = a/\lambda$, where λ is the wavelength of light in vacuum. Figure 1(b) displays the theoretical transmission for a stub grafted on the waveguide with the following parameters: $d_1=a$ and $d_2 = 1.7a$. The results are given for Ω in the range 0.2–0.5. This means that for a typical width $a=0.5 \ \mu$ m of the waveguide, the wavelength ranges from 1 to 2.5 μ m. We use two different types of boundary conditions at the limits of the stub. In the first case the uncovered stub is in contact with air, while in the second case the stub is covered with a perfectly me-



FIG. 1. (Color online) (a) Schematic view of a stub coupled to a bus waveguide. (b) Transmission spectra of the waveguide coupled to a stub. The solid and dashed lines correspond to a stub covered and uncovered with a perfectly metallic thin film, respectively.

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed; electronic mail: yan.pennec@univ-lille1.fr

101113-2

Pennec et al.



FIG. 2. Transmission spectra of the waveguide coupled to a stub covered with a perfectly thin metallic layer: $(d_1, d_2) = (a, 1.7a)$ (dashed line) and $(d_1, d_2) = (a, 1.9a)$ (solid line).

tallic thin layer that prevents the radiation from escaping outside the boundaries of the stub. In the first case, the transmission spectrum presented as the dashed line in Fig. 1(b) is depressed by an attenuation factor of less than 10 dB at the frequencies $\Omega = 0.243$, $\Omega = 0.318$, and $\Omega = 0.417$. In the second case, presented as a full line in Fig. 1(b), there is an increase in the number of extinction peaks in the same frequency range. More importantly, the dips become much narrower with values of attenuation much greater than in the first case. The attenuation is now above 20 dB for several dips and even reaches 57 dB at $\Omega = 0.317$. The presence of the metal has reinforced the interaction between the waveguide and the resonance modes of the stub, leading to a filtering of many narrow frequencies in the transmission spectrum. We have obtained qualitatively similar results on a three-dimensional FDTD model which is underway. In Fig. 2, we show how the dips in the transmission spectrum evolve as a function of the length d_2 of the stub. As a general trend, the frequencies of these modes decrease by increasing either d_1 or d_2 . This can be seen in Fig. 2 where the transmission spectra are given for two different lengths $d_2 = 1.7a$ and d_2 =1.9*a* for a constant value of d_1 . However, one can notice that the evolution of the frequency and more especially of the attenuation factor may be different from dip to dip when we change the geometrical parameters of the stub. The above trends can actually be understood in the frame of a simple analytical model considering the electromagnetic modes of a finite rectangular cavity [Fig. 3(a)]. The interest of this comparison is to make possible the prediction, at least qualitatively, of the number and frequencies of the dips in the transmission spectrum without having to recourse to the numerical calculation. Let us first recall the result of a simple analytical model⁹ in which we have calculated the transmission coefficient of a waveguide with a grafted sidebranch by neglecting the transverse dimensions of any wire, which means all the wires are assumed to be infinitely thin. This calculation shows that the zeros of transmission occurs at the resonance frequencies of the grafted stub, namely, ω $=m\pi c/nd_2'$, where c is the light velocity, n the index of refraction, m a positive integer, and d'_2 the length of the stub. Now, we replace the wire shaped stub by a rectangular cavity with dimensions d'_1 (for the width) and d'_2 (for the length),

Appl. Phys. Lett. 89, 101113 (2006)



FIG. 3. (Color online) (a) Schematic representation of an infinite line coupled to a rectangular cavity. [(b) and (c)] Dimensionless frequencies Ω of the dips in the transmission coefficients vs (b) the width d_1 of the stub for $d_2=1.7a$ and (c) the length d_2 of the stub for $d_1=a$. (m_1,m_2) represents the order of the mode inside the cavity.

less eigenfrequencies Ω_g of the cavity are given by

$$\Omega_g = \frac{1}{2n} \sqrt{m_1^2 \left(\frac{a}{d_1'}\right)^2 + m_2^2 \left(\frac{a}{d_2'}\right)^2},\tag{1}$$

where m_1 and m_2 are two positive integers. Such results have already been discussed in the same way in photonic crystal structures.¹⁰

In Figs. 3(b) and 3(c) we compare the frequencies of the zeros of transmission obtained from the numerical calculations (see Fig. 2) with the eigenfrequencies of the rectangular



FIG. 4. (Color online) Map of the magnetic field for different monochromatic incident radiations at the frequencies of the zeros of transmission. The geometrical parameters of the stub are $d_1=a$ and $d_2=1.7a$. The map is obtained by averaging the field over one period of oscillation. The red (blue) color corresponds to the highest (lowest) values of the magnetic field given in arbitrary units. Based on the number of oscillations in the magnetic field inside the stub, an order (m_1, m_2) can be attributed to each mode in relation with the analytical model of Fig. 3(a)

embedded in a perfect metal [see Fig. 3(a)]. The dimensionbownloaded 04 Jul 2007 to 134.206.55.125. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp


FIG. 5. (a) Schematic view of a stub covered with a perfectly metallic thin layer, coupled to a bus waveguide via a narrow air gap of thickness g. (b) Transmission spectrum of the waveguide for an air gap of thickness g=0 (dotted lines), g=0.1a (dashed lines), or g=0.2a (full lines). (c) Quality factor Q of the dip vs the thickness of the air gap.

cavity [Eq. (1)] as a function of the length and the width of the stub. In order to obtain a satisfactory fit between the numerical and analytical results, we have chosen $d'_1=d_1$ and $d'_2=d_2+0.2a$. Indeed, it is worth noting that, in comparison with the actual structure, the length of the stub in the analytical model remains somewhat undefined and can be chosen between $d'_2=d_2$ and $d'_2=d_2+0.5a$. Figures 3(b) and 3(c) show that, with our choice of $d'_2=d_2+0.2a$, the numerical results are well reproduced as the fundamental or higherorder modes of the dielectric cavity embedded in a perfect metal.

To give a deeper insight about the above comparison, we present in Fig. 4 the map of the magnetic field obtained from the FDTD calculation for several monochromatic incident waves corresponding to the frequencies of the zeros of transmission. In this calculation, the geometrical parameters are $d_1 = a$ and $d_2 = 1.7a$. The number of oscillations in the map of the magnetic field inside the stub enables us to attribute an order (m_1, m_2) to each mode, in relation to the analytical result of Eq. (1) and Fig. 3. It is also worth noting that, for the selected frequencies, the incident field in the waveguide interacts with the stub and then is totally reflected back, the outgoing wave becoming vanishingly small. Usually, in many filtering devices, light traveling in a waveguide interacts with an adjacent microring or disk by evanescent coupling through a small air gap. As in microring resonators, we examine here the case where the stub is separated from the straight waveguide by such an air gap of thickness g (Fig. 5). The thickness of the gap has been modified from 5% to 25% of the width a of the waveguide. Figure 5(b) presents the transmission spectra for three values of g equal to 0, 0.1a, and 0.2a. The depression in the transmission coefficient decreases when g increases, which can be explained by a smaller coupling between the waveguide and the resonator. However, the dips become narrower and, then, their quality factor Q (defined as the ratio between the frequency and the full width at half maximum at minima) increases. The increase of the quality factor with g is displayed in Fig. 5(c).

In conclusion, we have demonstrated the efficiency of a resonator device constituted by a straight waveguide coupled to a stub covered with a metal. The insertion of the stub gives rise to a filtering of many narrow frequencies in the transmission spectrum of the waveguide. Using a simple analytical model of a rectangular cavity, all the filtered frequencies have been identified in terms of the fundamental and higher-order modes of the stub. Those frequencies can then be chosen by adjusting the length and/or the width of the stub. Finally, the quality factor can be improved by the insertion of a small air gap between the stub and the waveguide. However, the attainable Q factor can be modified due to the loss in the metal or the penetration of the wave into the metal over the skin depth. Calculations are underway to take these effects into account.

This work was supported by Le Fond Européen de Développement Régional (FEDER) INTERREG III France-Wallonie-Flandre (PREMIO) and Le Conseil Régional Nord-Pas de Calais.

- ¹R. Grover, T. A. Ibrahim, T. N. Ding, Y. Leng, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, K. Amarnath, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, IEEE Photonics Technol. Lett. **15** (2003).
- ²R. Quidant, J.-C. Weeber, A. Dereux, G. Leveque, J. Weiner, and C. Girard, Phys. Rev. B 69, 081402(R) (2004).
- ³T. J. Johnson, M. Borselli, and O. Painter, Opt. Express 14, 817 (2006).
 ⁴D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, and S. T. Ho, Opt. Lett. 22, 1244 (1997).
- ⁵B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, and W. Green, IEEE Photonics Technol. Lett. **10**, 549 (1998).
- ⁶R. Grover, P. P. Absil, V. Van, J. V. Hryniewicz, B. E. Little, O. King, L.
- C. Calhoun, F. C. Johnson, and P.-T. Ho, Opt. Lett. 26, 506 (2001).
- ⁷B. E. Little, H. A. Haus, J. S. Foresi, L. C. Kimerling, E. P. Ippen, and D. J. Ripin, IEEE Photonics Technol. Lett. **10**, 816 (1998).
- ⁸A. Beaurain, S. Dupont, H.-W. Li, J.-P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, and D. Decoster, Microwave Opt. Technol. Lett. **40**, 216218 (2004).
- ⁹J. O. Vasseur, A. Akjouj, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, and E. H. El Boudouti, Surf. Sci. Rep. **54**, 1 (2004).
- ¹⁰J. Danglot, J. Carbonell, M. Fernandez, O. Vanbésien, and D. Lippens, Appl. Phys. Lett. **73**, 2712 (1998).

Downloaded 04 Jul 2007 to 134.206.55.125. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

Transmission of acoustic waves through waveguide structures in two-dimensional phononic crystals

J. O. Vasseur^{*1}, M. Beaugeois², B. Djafari-Rouhani¹, Y. Pennec^{1,3}, and P. A. Deymier⁴

¹ LDSMM, UMR CNRS 8024, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

² PhLAM, UMR CNRS 8523, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

³LSPES, UMR CNRS 8008, Université de Lille I, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

⁴ DMSE, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

Received 16 July 2004, revised 9 August 2004, accepted 6 September 2004 Published online 17 November 2004

PACS 43.20.+g, 43.40.+s, 46.40.Cd, 63.20.-e

Transmission of acoustic waves through waveguide structures in a two-dimensional phononic crystal made of PVC cylinders arranged on a square array in air is studied. We investigate particularly the transmission through a perfect rectilinear waveguide and waveguides coupled with a side branch resonator. A rectilinear wave guide obtained by removing one row of cylinders in the perfect phononic crystal can support one or several modes falling in the complete band gap of the phononic crystal. The effect of a side branch resonator is to induce zeros of transmission in the spectrum of the perfect guide that appear as narrow dips with frequencies depending upon the shape of the resonator. Most of these theoretical predictions obtained by using the plane wave expansion (PWE) and the finite difference time domain (FDTD) methods are compared to experimental measurements made in the audible frequency range.

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction

Phononic crystals (PC's) are inhomogeneous materials made of two- or three-dimensional periodic arrangements of inclusions embedded in a matrix [1, 2]. PC's possess complete band gaps in their acoustic transmission spectrum (i.e. gaps independent of the direction of propagation of an incident wave). The removal of inclusions along some pathway in the PC produces acoustic waveguides [3, 4]. Acoustic waves that would not propagate otherwise in a PC can be guided with minimal loss along such waveguides. Furthermore, the passing band of a guide can be altered by attaching resonators to its side. For instance, recent theoretical studies have shown that side branch resonators obtained by removing additional inclusions in a direction perpendicular to a linear waveguide in a two-dimensional PC, induce zeros of transmission in the spectrum of the unperturbed guide [4]. In support of these studies, we prove experimentally, in this paper, the existence of such zeros of transmission associated with the presence of resonators in the vicinity of a waveguide. The experimental results are supplemented by numerical calculations of dispersion curves and transmission coefficients based on the plane wave expansion (PWE) [1] and the finite difference time domain (FDTD) methods [5, 6]. We present the structures and the experimental setup in section 2. Section 3 contains the results which consist essentially of measured and calculated transmission spectra for a linear waveguide in a 2D PC and a waveguide with a side branch resonator of variable length. Conclusions are drawn in section 4.

* Corresponding author: e-mail: jerome.vasseur@univ-lille1.fr, Phone: +33 3 20 33 6492, Fax: +33 3 20 43 4084

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

2 System and experimental setup

The basic experimental system is a two-dimensional solid/fluid PC composed of 18x18 Polyvinyl Chloride (PVC) cylinders in air. The cylinders, of radius r = 1.29 cm, are one meter long, parallel to the Z direction of the (O, X, Y, Z) Cartesian coordinates system (see inset in Fig. 1) and are arranged on a square array with lattice parameter a = 2.7 cm. We have chosen a PVC/air PC with lattice parameter in the centimeter range to achieve acoustic band gaps in the audible range of frequency [1]. Acoustic waveguides and resonators are easily created in this structure by removing cylinders. More specifically, we have constructed, a linear waveguide (Fig. 1(a)) and two resonators of different lengths coupled to a linear guide (Figs. 1(b) and 1(c)). We measured the transmission across the PC along the guides with a speaker connected to a function generator and a microphone whose frequency response lies in the range [40 Hz–12 kHz]. The transmitted signal recorded by the microphone is detected with a tracking generator coupled to a spectrum analyzer. The speaker and microphone are placed against the walls of the structures in the same plane perpendicular to the cylinders. For each system, two measurements are conducted with and without the structure. The difference between these frequential signals is calculated to substract any background effect. We have verified theoretically and experimentally that the PC presents stop bands extending from 2.8 to 10 kHz along the TX direction of the square irreducible Brillouin zone (i.e. waves propagating along the Y direction) and from 4 to 10 kHz along the TM direction (waves propagating along the diagonal of the square array). These stop bands overlap between 4 and 10 kHz. This frequency domain corresponds to the complete forbidden band of the structure.



Fig. 1 Cross sections of the phononic crystals with (a) the perfect linear waveguide, (b) a stub of length equal to one period attached vertically to the waveguide, (c) a stub two periods long. The arrow indicates the direction of propagation of the incident longitudinal wave.

3 Results

3.1 Linear waveguide

Figure 2(a) presents the band structure of the 2D PC with a linear waveguide. These dispersion curves were obtained numerically using the PWE method with a supercell of 7 periods and by imposing the condition of elastic rigidity to the solid inclusions. The supercell contains 7 unit cells, one of which is filled with air only. The supercell is also repeated periodically in the X direction leading to a stack of waveguides separated by 7 periods in this direction. This separation is sufficient to avoid coupling between neighbouring guides. We assumed the solid as perfectly rigid in order to resolve the difficulties encountered when the PWE method is used for calculating the band structure of PC's made of solid scatterers surrounded by a fluid matrix. On the practical side, we replace the solid by a fluid with equivalent longitudinal speed of sound and density [7, 8]. In comparison to air, this solid is nearly rigid. The dispersion curves numbered 6, 7, 8 and 9 are related to localized modes in the straight waveguide and fall in the stop band of the perfect PC. The measured and calculated (using the FDTD method) transmission spectra of the linear waveguide are presented in Figs. 2(b) and 2(c), respectively. Experimentally, the waveguide permits transmission of waves that otherwise would be forbidden in the perfect PC. There are two waveguide passing bands with frequency intervals [2.4, 5.6] kHz and [6.8, 8.5] kHz. Transmission of waves with frequency in these intervals takes place along the waveguide without any loss. Stop bands still exist for frequencies between 5.6 and 6.8 kHz and 8.5 and 10 kHz. The experimental spectrum is confirmed by the FDTD calculation. Indeed Fig. 2 (c) shows two passing bands from 0 to 5.5 kHz and



Fig. 2 (a) PWE band structures of a PVC/air phononic crystal containing a straight waveguide along the Y direction (see Fig. 1(a)). Experimental (b) and theoretical (c) transmission spectra along the linear waveguide. The bands numbered 6, 7, 8 and 9 in Fig. 2(a) are associated with waveguides modes. Bands 7 and 9 are "*deaf bands*" and do not contribute to the transmission. The maps represent the pressure fields inside the PVC/air phononic crystal. The grey scale indicates the relative amplitude of the pressure field. Modes are shown at point X for bands 6 and 7.

6.8 to 8.5 kHz, separated by a region with low transmission that extends from 5.5 to 6.8 kHz. The gap of the perfect PC persists for frequencies in the range [8.5, 9.6] kHz. A comparison between the transmission spectra and the band structure indicates that the dispersion curves labelled 7 and 9 in Fig. 2(a) do not contribute to the transmission. This singular effect may be explained by the symmetry of these modes which can be observed from the pressure field inside the structure [9]. The right panel of Fig. (2) illustrates the pressure field pattern corresponding to the 6th and 7th bands at the X point of the irreducible Brillouin zone. It is important to note that the 6th mode has a symmetry readily excitable by an incident wave of longitudinal polarization such as a sonic wave. In contrast, the 7th mode is anti-symmetric with respect to the symmetric plane of the waveguide. Consequently, this antisymmetric mode cannot be excited by a longitudinal incident wave and will not contribute to the transmission. Similar calculations proved that the 8th (resp. 9th) band corresponds to a symmetric (resp. antisymmetric) mode. Such antisymmetric modes, named "*deaf bands*", were reported previously for perfect PC's [9]. Let us stress that the deaf modes reported in this paper are not modes of the perfect crystal but waveguide modes. One may also observe that the acoustic pressure field extends significantly beyond the bounds of the waveguide, showing that the waveguide modes are not strictly confined inside the waveguide.

3.2 Linear waveguide with side branch resonator

The effect of a side branch resonator on the transmission spectrum of the waveguide is illustrated in Fig. 3. The removal of a single cylinder adjacent to the waveguide produces a resonator of nominal length a. The calculated transmission spectrum in Fig. 3(a) retains the general characteristics of the linear waveguide (dotted line) with two additional features. Narrow dips appear in the calculated transmission spectrum at two frequencies, namely 4.7 and 7.5 kHz. These reductions in transmission are similar in nature to those observed in a recent theoretical study of waveguides with side branch resonators in water/air PC's [4]. The transmission in the waveguide is significantly altered due to interference phenomena between the acoustic modes of the guide and those of the resonator. The characteristics of the experimental spectrum of the guide with resonator of length a are best seen by calculating the difference between the transmission along the guide with resonator and that of the perfect linear guide as reported in the insets of Fig. 3(b). A small depression in transmission occurs in the first passing band of the linear guide at 4.85 kHz. This agrees quite well with the theoretically predicted dip at 4.7 kHz (see Fig. 3(a)). In the range [7, 8.5] kHz, the experimental transmission spectrum exhibits two depressions around 7.5

kHz and 8.2 kHz. The first depression is in accordance with the one observed in the theoretical transmission, but the feature at 8.2 kHz has no analog in Fig. 3(a). Nevertheless, one notes that this feature appears in the very near vicinity of the edge of the second waveguide passing band and this renders its analysis very difficult. Lengthening the resonator increases the number of resonant modes and therefore the number of narrow dips in the transmission spectrum of the guide with resonator. For instance, in the case of Fig. 3(c) where the resonator is twice as long as in Fig. 3(a), the theoretical transmission spectrum exhibits four narrow dips in transmission at 3.95, 7.3, 9.7 and 9.8 kHz. The experimental spectrum of the guide with a resonator of length 2a possesses a significant reduction in transmission at 4.1kHz in very good agreement with the first calculated dip (see Fig. 3(c)). Two additional and well-defined depressions in transmission are observed in the second passing band of the guide at the frequencies 7.4 and 8.2 kHz. As in the previous case, the first of these two features is in good agreement with the theoretical predictions but the second one, which appears in the near vicinity of the stop band has no equivalent in Fig. 3(c). Because the second stop band in the experimental spectrum (see Fig. 3(d)) is wider than the theoretically predicted transmission band gap, the dips calculated around 9 kHz cannot be observed experimentally. A comparison between Figs. 3(b) and 3(d) reveals that the influence of the resonator on the waveguide transmission is much more pronounced with a longer resonator. For instance, the first depression in transmission which occurs around 4.5 kHz in these two figures is much more important with a resonator of nominal length 2a than a. As noted before, the waveguide modes extend significantly beyond the physical bounds of the guide. The interference between these modes and those of a short resonator are therefore anticipated to be weak.



Fig. 3 Theoretical ((a),(c)) and experimental ((b),(d)) transmission spectra along the linear waveguide with a side branch of nominal length *a* ((a) and (b)) and along the linear waveguide with a side branch of nominal length 2*a* ((c) and (d)). The insets in (b) and (d) represent the difference between the transmission in the guide with resonator and the transmission in the linear waveguide in the range of frequency associated with the passing bands of the linear guide. The dashed line in (a) and (c) represents the computed transmission along the linear waveguide of Fig. 2(c).

4 Conclusion

We have demonstrated the possibility of resonant filtering in a linear PC waveguide with one single side branch resonator. Frequency filtering takes place by reduction of the transmission at specific frequencies within the passing band of the waveguide. These frequencies depend on the length of the resonator. The experimental results obtained with a basic experimental setup are in fair agreement with theoretical calculations based on the FDTD method, especially at the lowest frequencies studied. The structures pre-

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

sented in this paper may serve as element in the design of devices for the treatment of acoustic signals such as filtering or demultiplexing.

References

- J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushwaha, and P. Halevi, J. Phys. : Condens. Matter 6, 8759 (1993).
- [2] Z. Liu, C. T. Chan, Ping Sheng, A. L. Goertzen, and J. H. Page, Phys. Rev. B 62, 2446 (2000).
- [3] M. Kafesaki, M. M. Sigalas, and N. Garcia, Phys. Rev. Lett. 85, 4044 (2000).
- [4] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, P. A. Deymier, Ph. Lambin, and L. Dobrzynski, Phys. Rev. B 65, 174308 (2002).
- [5] M. M. Sigalas and N. Garcia, J. Appl. Phys. 87, 3122 (2000).
- [6] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Chenni, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and D. Prevost, Phys. Rev. Lett. 86, 3012 (2001).
- [7] M. M. Sigalas and E. N. Economou, Europhys. Lett. 36, 241 (1996).
- [8] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, A. Khelif, Ph. Lambin, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, N. Fettouhi and J. Zemmouri, Phys. Rev. E 65, 056608 (2002).
- [9] J. V. Sanchez-Perez, D. Caballero, R. Martinez-Sala, C. Rubio, J. Sanchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares, and F. Galves, Phys. Rev. Lett. 80, 5325 (1998).

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

Bibliographie alphabétique

"Les promesses de la plasmonique", Pour la Science, 355 (Mai 2007)

www.telcite.fr/nwdm.htm

A

<u>Absil01</u>: P.P. Absil, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, F.G. Johnson, K.J. Ritter, P.T. Ho, "Vertically coupled microring resonators using polymer wafer bonding", IEEE Photon. Technol. Lett., 13, 3043 (2001)

<u>Almeda04</u>: V. R. Almeda, C. A. Arrios, R. R. Panepucci, M. Lipson, "All-optical control of light on a silicon chip", Nature, 431, 1081-1084 (28 October 2004).

<u>Arias03</u>: R. Arias and D.L. Mills, "Collective modes of interacting dielectric spheres", Phys. Rev. B 68, 245420 (2003).

<u>Aslangul</u>: C. Aslangul, "*Méthodes mathématiques pour les physiciens*", Cours, Université Pierre et Marie Curie (www.edu.upmc.fr/physique/aslangul_04001/).

<u>Avdokhin03</u>: A.V. Avdokhin, S.V. Popov, J.R. Taylor, "Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers", Opt. Lett., 28, 1353-1355 (2003)

B

<u>Bardin01</u>: F. Bardin, "Capteur à fibre optique à gradient d'indice inversé basé sur la résonance plasmon de surface : applications à la détection d'espèces chimiques", Thèse, Université de Jean Monet de Saint Etienne, 10 Décembre 2001

Barnes03: W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, "Surface plasmon subwavelength optics", Nature, 424, 824 (2003)

Beaugeois07: M. Beaugeois, M. Lesecq, S. Maricot, B. Pinchemel, M. Bouazaoui, J.-P. Vilcot, "All-optical Tunability of InGaAsP-InP Microdisk Resonator by Infrared Light Irradiation", Opt. Lett., 32, 35-37 (2007)

Beaurain03: A. Beaurain, Thèse, *"Etude de fonctions passives à base de nanostructures photoniques"*, 4 Decembre 2003.

Beaurain04: A. Beaurain, S. Dupont, H. W. Li, J. P. Vilcot, C. Legrand, J. Harari, M. Constant, D. Decoster, "Characterization and fabrication of InGaAsP/InP deep-etched micro-waveguides", Microwave and opt. Tech. Lett., 40, 216 (2004)

Bendoula05: R. Bendoula, "Biocapteur optique : Sonde fibrée à cavité Fabry-Pérot intrinsèque et à couplage evanescent", Thèse, Université de Franche Comté, 17 novembre 2005

Berenger94: J.-P. Bérenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves ", Journal of computations Physics, 114, 185-200, 1994.

<u>Berini01</u>: P. Berini, "Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of asymmetric structures", Phys. Rev. B., 63, 125417 (2001)

Bogaerts04: W. Bogaerts, "Nanophotonic waveguides and photonic crystals in Silicon-On-Insulator", Thèse, Université de Gand, INTEC (2004)

Bozhevolnyi05: S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, T. W. Ebbesen, "Channel Plasmon-Polariton Guiding by Subwavelength Metal Grooves", Phys. Rev. Lett., 95, 046802 (2005)

Bozhevolnyi06: S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen, "Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators", Nature, 440, 508 (2006)

Brongersma00: M. L. Brongersma, J.W. Hartman, and H.A. Atwater, "Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit", Phys. Rev. B 62, R16356 (2000).

С

<u>Charbonneau00</u>: R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo, E. Lisicka-Shrzek, "Experimental observation of plasmon–polariton waves supported by a thin metal film of finite width", Opt. Lett., 25, 844 (2000)

<u>Chong03</u>: H. Chong, S. Kim, A.C. Bryce, J.H. Marsh, R.M. De La Rue, "Photonic wire Bragg grating", SIOE, Cardiff (2003)

<u>Christiaens05</u>: I. Christiaens, G. Roelkens, K. De Mesel, D. Van Thourhout, R. Baets, "Thinfilm devices fabricated with benzocyclobutene adhesive wafer bonding", IEEE J. Light. Technol., 23, 517 (2005)

<u>Chu99</u>: S.T. Chu, B.E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S.Sato, Y. Kokubun, "An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid", IEEE Photonics Tech. Lett., 11, 691-693 (1999).

<u>Chung90</u>: Y. Chung, N. Dagli, "An assessment of finite difference BPM", IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, 1335-1339 (1990).

Courjon01: D. Courjon and C. Bainier, *Le champ proche optique*, Springer, Paris (2001)

D

Dai03: D. Dai, W. Mei, S. He, "Using a tapered MMI to flatten the passband of an AWG", Optics Comm., 219, 233-239 (2003).

Dalacu00: D. Dalacu, L. Martinua, "Temperature dependence of the surface plasmon resonance of Au/SiO2 nanocomposite films", App. Phys. Lett., 77, 4283-4285 (2000)

Davids05: P. S. Davids, B. A. Block, K. C. Cadien, "Surface plasmon polarization filtering in a single mode dielectric waveguide", Opt. Exp., 13, 7063 (2005) Deri91: R.J.Deri, E.Kapon, "Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides", IEEE

Dobrzynski04: L. Dobrzynski, A. Akjouj ,B. Djafari-Rouhani , J.O. Vasseur, M. Bouazaoui, J.P. Vilcot, "Simple nanometric plasmon multiplexer", Phys. Rev. E 69, 035601 (2004).

<u>Dudley06</u>: J. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber", Rev. Mod. Phys., 78, 1135 (2006).

Dumon04: P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D.Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, "Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography", IEEE Photon. Technol. Lett., 16, 1328 (2004)

Dupont03: S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.-P. Vilcot, H.-W. Li, M. Constant, D. Decoster, and J. Chazelas, "Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching", Electron. Lett. 40, 865–866 (2003).

Dupont04: S. Dupont, A. Beaurain, P. Miska, M. Zegaoui, J.P. Vilcot, H.W. Li, M. Constant, D. Decoster, J. Chazelas, "Low-loss InGaAsP/InP submicron optical waveguides fabricated by ICP etching", Electron. Lett., 40, 865 (2004)

E

<u>Economou83</u>: E. N. Economou, "Green's functions in quantum physics", volume 7 of Springer Series in Solid–State Science, Springer, Berlin, second edition (1983).

Ekgasit05: S. Ekgasit, C. Thammacharoen, F. Yu, W. Knoll, "Influence of the metal film thickness on the sensitivity of surface plasmon resonance biosensors", Appl. Spectrosc., 59, 661-7 (2005)

\mathbf{F}

<u>Ferrini02</u>: R. Ferrini, B. Lomberdet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Lagouézigou, S. Hubert, S. Sainson, J.P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommerau, G.H. Duan, "Optical characterization of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching", Electron. Lett., 38, 962 (2002)

Feuchter94: T. Feuchter, C. Thirstrup, "High precision planar waveguide propagation loss measurement technique using a Fabry Perot Cavity", IEEE Photonics Technology Letters, 6, 1244-1247 (1994).

<u>Frutos99</u>: A. G. Frutos, S. C. Weibel, Robert M. Corn, "Near-Infrared Surface Plasmon Resonance Measurements of Ultrathin Films. 2. Fourier Transform SPR Spectroscopy", Anal. Chem., 71, 3935-3940 (1999)

G

<u>Galopin06</u>: E. Galopin, A. Renaudin, V. Thomy, J.C. Camart, P. Tabourier, C. Druon, "Enhanced protein capture by ultrafast saw droplet µmixing", MicroTAS'06 (2006)

Galopin07: E. Galopin, M. Beaugeois, F. Lapierre, M. Bouazaoui, J.C. Camart, V. Thomy, B. Pinchemel, "Enhanced protein capture by ultrafast saw droplet µmixing", MicroTAS'07 (2007)

Galopin07: E. Galopin, M. Beaugeois, B. Pinchemel, J.C. Camart, M. Bouazaoui, V. Thomy, SPR biosensing coupled to a digital microfluidic microstreaming system, soumis à Biosensors and Bioelectronics.

<u>Garcia06</u>: F. J. Garcia-Vidal, "Light at the end of the channel", Nature, 440, 431 (2006) Gedney96: S.D. Gedney, "An anisotropic Perfectly Matched Layer Absorbing Medium for the truncation of FDTD Lattices", IEEE transactions on Antennas and Propagation, 44, 12 (1996).

<u>Grover01</u>: R. Grover, P.P. Absil, V. Van, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, O. King, L.C. Calhoun, F.G. Johnson, P.T. Ho, "Vertically coupled GaInAsP-InP microring resonators", Opt. Lett., 26, 506 (2001)

Grover04: R. Grover, T. A. Ibrahim, S. Kanakaraju, L. Lucas, L. C. Calhoun, and P.-T. Ho, *"A Tunable GaInAsP–InP Optical Microring Notch Filter"*, IEEE Photon. Technol. Lett., 16, 467-469 (2004).

Η

Hagness96: S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FD-TD computational electromagnetics simulations of microring and microdisk lasers", Opt. Soc. Amer. Annu. Meet., Rochester, NY, papier ThZ4(1996).

<u>Hagness97</u>: S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FDTD Microcavity Simulations: Design and Experimental Realization of Waveguide-Coupled Single-Mode Ring and Whispering-Gallery-Mode Disk Resonators", IEEE J. Light. Tech., 15, 2154-2165 (1997)

Hao06: F. Hao, P. Nordlander, "Plasmonic coupling between a metallic nanosphere and a thin metallic wire", Appl. Phys. Rev., 89, 103101 (2006)

<u>Harris95</u>: R.D. Harris, J.S. Wilkinson, "Waveguide surface plasmon resonance sensors", Sensors and Actuators B, 29, 261-267 (1995)

Hassani06: A. Hassani, M. Skorobogatiy, "Design of the Microstructured Optical Fiberbased Surface Plasmon Resonance sensors with enhanced microfluidics", Opt. Expr., 14, 11616 (2006)

Homola06: J. Homola, "Surface plasmon resonance based sensors", Springer (2006)

Homola99: J. Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors: a review", Sensors and Actuators B, 54, 3–15 (1999)

I

Ibrahim03: T. A. Ibrahim, R. Grover, L.-C. Kuo, S. Kanakaraju, L. C. Calhoun, P.-T. Ho, *"All-optical switching using a critically coupled InP micro-racetrack resonator"*, Integrated Photonics Research, 2003, paper ITuE4.

J

Joannopolous95: J.D. Joannopolous, "Photonic crystals: molding the flow of light", Princeton University Press (1995) Journal of quantum electronics, 27 (1991).

K

Kotlyar04: M. V. Kotlyar, T. Karle, M.D. Sttle, L. O'Faolain, T.F. Krauss, "Low-loss photonic crystal defect waveguides in InP", Appl. Phys. Lett., 84, 3588 (2004).

<u>Kotlyar05</u>: M. V. Kotlyar, L. O'Faolain, A. B. Krysa, and T.F. Krauss, "*Electrically tunable multiquantum-well InGaAsP-InGaAsP microphotonic filter*", IEEE Photon. Technol. Lett., 17, 837-839 (2005).

<u>Krauss97</u>: T.F Krauss, B. Vogerle, C.R. Stanley, R.M. De La Rue, "Waveguide microcavity based on photonic microstructures", IEEE Photon. Technol. Lett., 9, 176 (1997)

<u>Krenn99</u>: J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard, "Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Nanoparticles", Phys. Rev. Lett. 82, 2590 (1999).

<u>Krenn99</u>: J. R. Krenn, J. C. Weeber, A. Dereux, E. Bourillot, J. P. Goudonnet, B. Schider, A. Leitner, F. R. Aussenegg, C. Girard, "Direct observation of localized surface plasmon coupling", Phys. Rev. B 60, 5029 (1999).

L

Lamprecht01: B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salerno, N. Felidj, A. Leitner, F. R. Aussenegg, "Surface plasmon propagation in microscale metal stripes", Appl. Phys. Lett., 79, 51 (2001)

<u>Lauvernier04</u>: D. Lauvernier, J-P Vilcot, M. François, D. Decoster, "Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material", Microelectronic Engineering 75, 117-182 (2004).

Lauvernier05 : D. Lauvernier, "Nanofils optiques à base de GaAs insérés dans une matrice polymère", Thèse, 9 septembre 2005, Université des Sciences et Technologies de Lille

Lauvernier07: D. Lauvernier, S. Garidel, M. Zegaoui, J. P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, D. Decoster, "Optical devices for ultra-compact photonic integrated circuits based on III-V/polymer nanowires", Optics Express, 15, 5333-5341 (2007)

Lee00: K K.Lee, D R. Lim, H-C Luan, A Agarwal, J Foresi, L C. Kimerling, "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model", App. Phys. Lett., 77, 1617-1619 (2000).

Lesecg07: M. Lesecq, S. Maricot, M. Beaugeois, M. Bouazaoui, J. P. Vilcot, "Passive photonic components using InP optical wire technology" accepté à IEE ProceedingsIET Optoelectronics (2007).

<u>Liedberg95</u>: B. Liedberg, C. Nylander, I. Lundstrom, "Biosensing with surface plasmon resonance: how it all started", Biosens. Bioelectron., 10, 1-4 (1995)

<u>Lim99:</u> K.Y. Lim, D.J. Ripin, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, E. P. Ippen, M. Mondol, H.I. Smith, P.R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, "*Photonic band-gap waveguide microcavities: monorails and air bridges*", J. Vac. Sci. Technol., B17, 1171 (1999)

Little97: B.E. Little, S.T. Chu, H.A. Haus, J. Foresi, J.-P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters", J. Lightwave Tech., 15, 998-1005 (1997).

Little99: B.E. Little, S.T. Chu, W. Pan, D. Ripin, T. Kaneko, Y. Kokubun, E. Ippen, *"Vertically coupled glass microring resonator channel dropping filters"*, IEEE Photonics Tech Lett, 11, 215-217 (1999).

Liu05: X. Liu, D. Song, Q. Zhang, Y. Tian, L. Ding, H. Zhang, "Wavelength-modulation surface plasmon resonance sensor", Trends in Analytical Chemistry, 24, 887-893(2005)

Μ

<u>Ma01</u>: Y. Ma, S.H. Chang, S.S. Chang and S.T. Ho, "Improved optical filter responses in cascaded InGaAsP/InP microdisk resonators", Electronics Lett., 37 (2001)

<u>Ma99</u>: Y. Ma, S.J. Park, L. Wang, S.T. Ho, "Low-loss and strongly confined InGaAsP/InP optical waveguide fabricated by benzocyclobutene wafer bonding", IEEE LEOS Annual Meeting, vol.2, p.754, San Francisco (1999)

<u>Maier02</u>: S.A. Maier, M.L. Brongersma, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Observation of nearfield coupling in metal nanoparticle chains using far-field polarization spectroscopy", Phys. Rev. B 65, 193408 (2002).

<u>Maier02</u>: S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Observation of coupled plasmon-polariton modes in Au nanoparticle chain waveguides of different lengths: Estimation of waveguide loss", Appl. Phys. Lett. 81, 1714 (2002).

<u>Maier03</u>: S. A. Maier, "Guiding of electromagnetic energy in subwavelength periodic metal structures", Thèse, 24 Janvier 2003, California Institute of Technology, Pasadena

<u>Maier03</u>: S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, A. A.G. Equicha, "Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides", Nature Materials, 2, 229-233 (2003)

<u>Maier03</u>: S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater, "Optical pulse propagation in metal nanoparticle chain waveguides", Phys. Rev. B 67, 205402 (2003).

<u>Maier05</u>: S. A. Maier, H. A. Atwater, "Plasmonics: localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures", J. of Appl. Phys., 98, 011101 (2005)

<u>Maier06</u>: S. A. Maier, "Gain-assisted propagation of electromagnetic energy in subwavelength surface plasmon polariton gap waveguides", Opt. Comm., 258, 295-299 (2006)

Maier07: S. A. Maier, "Plasmonics: fundamentals and applications", Springer Verlag (2007)

<u>Manera06</u>: M.G. Manera, G. Leoc, M.L. Curri, R. Comparelli, R. Rella, A. Agostiano, L. Vasanelli, "Determination of optical parameters of colloidal TiO2 nanocrystals-based thin films by using surface plasmon resonance measurements for sensing applications", Sensors and Actuators B-Chemical, 115, 365-373 (2006)

<u>Marcatili69</u>: E. A. J. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides", Bell Syst. Tech. J., 48, 2103–2132 (1969). Materials Science and Engineering, C7, 3-10 (1999)

<u>Miao05</u>: B. Miao, P. Yao, J. Murakowski, D. W. Prather, "Fabrication of silicon microring resonators with narrow coupling gaps", Journal of Microlithography, Microfabrication, and Microsystems, 4,023013(2005)

<u>Millot99</u>: M.C. Millot, F. Martin, C. Mangin, Y. Lévy, B. Sébille, "Use of polymethacryloyl chloride to immobilize proteins onto gold surfaces. Detection by surface plasmon resonance",

<u>Mitsushio06</u>: M. Mitsushio, K. Miyashita, M. Higo, "Sensor properties and surface characterization of the metal-deposited SPR optical fiber sensors with Au, Ag, Cu, and Al", Sensors and Actuators A, 125, 296–303(2006)

<u>Mulot03</u>: M. Mulot, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, A. Talneau, "Low-loss InP-based photonic crystal waveguides etched with Ar/Cl2 chemically assisted ion beam etching", J. Vac. Sci. Technol., B21, 2, 900 (2003)

<u>Mussot07</u>: A. Mussot, M. Beaugeois, M. Bouazoui, T. Sylvestre, "Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths", accepté à Optics Express (2007)

Ν

<u>Nelson99</u>: B. P. Nelson, A. G. Frutos, J. M. Brockman, R. M. Corn, "Near-Infrared Surface Plasmon Resonance Measurements of Ultrathin Films. 1. Angle Shift and SPR Imaging Experiments", Anal. Chem., 71, 3928-3934 (1999)

0

<u>Oda94</u>: K. Oda, S. Suzuki, H. Takahashi, H. Toba, "An optical FDM distribution experiment using a high finesse waveguide-type double ring resonator", IEEE Photon. Technol. Lett., 6, 1031–1034 (1994).

<u>Orta95</u>: R. Orta, P. Savi, R. Tascone, D. Trinchero, "Synthesis of multiplering-resonator filters for optical systems", IEEE Photon. Technol. Lett., 7, 1447–1449 (1995).

<u>Özdemir03</u>: S. K. Özdemir, G. Turhan-Sayan, "Temperature Effects on Surface Plasmon Resonance: Design Considerations for an Optical Temperature Sensor", J. of Light. Tech., 21, 805-815 (2003)

<u>Ozmav06</u>: E. Ozmay, "Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions", Science, 311, 189-193 (2006)

P

<u>Pennec06</u>: Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. Vasseur, L. Dobrzynski, J. P. Vilcot, M. Bouazaoui, R. Fikri, J. P. Vigneron, "*Transmission filtering of a waveguide coupled to a stub micro-resonator*", App. Phys. Lett., 89, 101113 (2006)

<u>Pennec07</u>: Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, J.P. Vilcot, *"Filtering of a large band wavelength signal by a microstub cavity grafted on a straight guide"*, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications (2007) – à paraître.

<u>Pennec07</u>: Y. Pennec, M. Beaugeois, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, J-P. Vilcot, M. Bouazaoui, J. P. Vigneron, "Selective filtering of confined optical waves in a straight waveguide coupled to lateral stubs", accepté à Journal of Optics A : Pure and Applied Optics (2007).

<u>Peyrade02</u>: D. Peyrade, Y. Chen, A. Talneau, M. Patrini, M. Galli, F. Marabelli, M. Agio, L.C. Andreani, E. Silberstein, P. Lalanne, *"Fabrication and optical measurements of silicon on insulator photonic nanostructures"*, Microelectron. Eng., 61/62, 529 (2002)

Q

<u>Ouidant04</u>: R. Quidant, G. Leveque, J.C. Weeber, A. Dereux, "Frustrated energy transport through micro-waveguides decorated by gold nanoparticle chains", Europhys. Lett., 66, 785-791 (2004)

<u>Ouinten98</u>: M. Quinten, A. Leitner, J.R. Krenn, F.R. Aussenegg, "Electromagnetic energytransport via linear chains of silver nanoparticles", Opt. Lett. 23, 1331 (1998).

R

Raether88: H. Raether, Springer editor, 111, New-York, (1988)

<u>*Rafizadeh96*</u>: D. Rafizadeh, J. P. Zhang, L. Wang, S. C. Hagness, A. Taflove, S. T. Ho, R. C. Tiberio, "Semiconductor microcavity resonator multiplexer/demultiplexer", Opt. Soc. Amer. Annu. Meet., Rochester, NY, papier ThP4 (1996).

<u>Rafizadeh97</u>: D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S. T. Ho, R. C. Tiberio, "Waveguide-coupled AlGaAsyGaAs microcavity ring and disk resonators with high finesse and 21.6-nm free spectral range", Opt. Lett., 22, 1244-1246 (1997)

<u>*Rafizadeh97*</u>: D. Rafizadeh, J. P. Zhang, S. C. Hagness, A. Taflove, K. A. Stair, S.T. Ho, and R. C. Tiberio, "*Temperature tuning of microcavity ring and disk resonators at 1.5 \mum*", Proc. IEEE Lasers Electro-Optics Soc. 10th Ann. Meeting, San Francisco, CA, (1997).

<u>**Renaudin06</u>**: A. Renaudin, P. Tabourier, V. Zhang, J.C. Camart, C. Druon, "SAW nanopump for handling droplets in view of biological applications", Sensors and Actuators B., 113,389-397 (2006)</u>

S

<u>Sakai01</u>: A. Sakai, G. Hara, T. Baba, "Propagation characteristics of ultrahigh-D optical waveguide on silicon-on-insulator substrate", Jpn. J. Appl. Phys., 40, part.2, n°4B, L383 (2001)

<u>Sakamoto99</u>: S.R. Sakamoto, A. Jackson, N. Dagli, "Substrate removed GaAs-AlGaAs electrooptic modulators", IEEE Photon. Technol. Lett., 11, 1244 (1999).

<u>Sasayama95</u>: K. Sasayama, F. Früh, T. Kominato, K. Habara, "Photonic frequency-divisionmultiplexing highway switch using integrated-optic multiple ring resonators", IEICE Trans. Commun., E78-B, 674–678 (1995).

<u>Schwelb03</u>: O. Schwelb, Istvan Frigyes, "A design for a high finesse parallel-coupled microring resonator filter", Microwave and Opt. Tech. Lett., 38, 125 (2003)

<u>Sharma06</u>: A. K Sharma, B. D. Gupta, "Fibre-optic sensor based on surface plasmon resonance with Ag–Au alloy nanoparticle films", Nanotechnology, 17, 124–131(2006)

<u>Sheridan06</u>: A.K. Sheridan, P. Ngamukot, P.N. Bartlett, J.S. Wilkinson, "Waveguide surface plasmon resonance sensing: Electrochemical desorption of alkane thiol monolayers", Sensors and Actuators B, 117, 253–260 (2006)

<u>Slavõaka01</u>: R. Slavõaka, J.Homolaa, J.C Ïtyrokyaa, E. Bryndab, "Novel spectral fiber optic sensor based on surface plasmon resonance", Sensors and Actuators B, 74, 106-111 (2001)

<u>Stamm98</u>: Ch. Stamm, R. Dangel, W. Lukosz, "Biosensing with the integrated-optical difference interferometer: dual-wavelength operation", Optics Com., 153, 347–359 (1998)

<u>Sylvestre06</u>: T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, S. Cohen, "Supercontinuum generation using continuous-wave multi-wavelength pumping and dispersion management", Opt. Lett., 31, 2036-3038 (2006) **Szunerits06:** S. Szunerits, R. Boukherroub, "Preparation and Characterization of Thin Films of SiOx on Gold Substrates for Surface Plasmon Resonance Studies", Langmuir, 22, 1660-1663 (2006)

Т

<u>**Taflove95**</u>: A. Taflove, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", Artech House INC, Norwood(1995).

<u>Tietgen84</u>: K.-H. Tietgen, "Tunable integrated optical ring resonator", Topical Meeting Integrated Guided Wave Optics, Kissimee, FL, (1984).

<u>Tishinin99</u>: D.V. Tishinin, P.D. Dapkus, A.E. Bond, I. Kim, C.K. Lin, J. O'Brien, "Vertical resonant couplers with precise coupling efficiency control fabricated by wafer bonding", IEEE Photonics Tech. Lett., 11, 1003-1005 (1999).

Travers05: J.C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J.R. Taylor, H. Sabert, B. Mangan, *"Extended continuous-wave supercontinuum generation in a low-water-loss holey fiber"*, Opt. Lett. 30, 1938 (2005)

<u>Travers05</u>: J.C. Travers, S. V. Popov, J.R. Taylor, H. Sabert, B. Mangan, "Extended bandwidth CW-pumped infra-red generation in a low-water-loss PCF", CLEO, Baltimore, MD USA, CF04 (2005)

<u>Travers06</u>: J.C. Travers, B.A. Cumberland, S.V. Popov, J.R. Taylor, N. K. Traynor, A. Monteville, "Pump format influence on noise characteristics ans spectral extent of CW continuum generation in new low-water-loss holey fibers", CLEO, Los Angeles, CA USA, CMGG5 (2006)

<u>Tsuchizawa02</u>: T. Tsuchizawa, T. Watanabe, E. Tamechika, T. Shoji, K. Yamada, J. Takahashi, S.Uchiyama, S. Itabashi, H. Morita, *"Fabrication and evaluation of submicron-square Si wire waveguides with spot size converters"*, LEOS Annual Meeting, 287, Glasgow (2002).

<u>Tsuchizawa05</u>: T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, H. Morita, "*Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology*", IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., 11, 232 (2005)

V

Van01: V. Van, Philippe P. Absil, J.V. Hryniewcz, P.-T. Ho, "Propagation loss in singlemode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model", J. Lightwave Tech., 19, 1734-1739 (2001).

<u>Vandenbem06</u>: C. Vandenbem, "Contribution à l'étude de la réflectance et du confinement des modes dans les systèmes optiques stratifies", Thèse, Université Notre Dame de la Paix, Namur (2006).

Vanholsbeeck05: F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, S. Cohen, "The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation", Opt. Exp., 13, 6615-6625 (2005)

<u>Villeneuve95</u>: P.R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, K.Y. Lim, G.S. Petrich, L.A. Kolodziejski, R. Reif, "Air-bridge microcavities", Appl. Phys. Lett., 67, 167 (1995) Walker85: R.G Walker, "Simple and accurate loss measurements technique for semiconductor optical waveguides", Electronic Lett., 21, 581-583 (1985).

W

Weeber01: J.C. Weeber, J.R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute, J.P. Goudonnet, *"Near-field observation of surface plasmon polariton propagation on thin metal stripes"*, Phys. Rev. B 64, 045411 (2001).

Weiershausen96: W. Weiershausen, R. Zengerle, "Photonic highway switches based on ring resonators used as frequency-selective switches", Appl. Opt., 35, 5967–5978(1996).

Wixforth04: A. Wixforth, C. Strobl, Ch. Gauer, A. Toegl, J. Scriba, Z. Guttenberg, "Acoustic manipulation of small droplets", Anal. Bioanal. Chem., 379, 982 (2004)

Y

<u>Yablonovitch87</u>: E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronic", Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987)

Ζ

Zacher02: T. Zacher, "Utilisation of Evanescent Fields for the Characterisation of Thin Biosensing Layer Systems", Thèse, Technische Universität München, 17 Juin 2002

Zegaoui04: M. Zegaoui, J. Harari, J.P. Vilcot, F. Mollot, D. Decoster, H.W. Li, and J. Chazelas, "Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements", Electron. Lett., **40**,1019-1020 (2004).

Zegaoui05: M. Zegaoui, D. Decoster, J. Harari, J.P. Vilcot, F. Mollot, V. Magnin, J. Chazelas, "Comparison between carried-induced optical index, loss variations and carrier lifetime in GalnAsP/InP heterostructures for 1.55µm DOS application", Electron. Lett., **41**, 613-614,(2005).

MODELISATION ET CARACTERISATION DE COMPOSANTS OPTIQUES SUBMICRONIQUES POUR LE DEMULTIPLEXAGE EN LONGUEUR D'ONDE

APPLICATION DE LA RESONANCE DE PLASMON DE SURFACE A LA DETECTION D'ESPECES BIOLOGIQUES EN GOUTTE

Face à l'augmentation du volume de données transportées, le multiplexage en longueur d'onde est devenu une technique incontournable pour augmenter le débit dans les fibres optiques. De ce fait, des composants optiques assurant le démultiplexage sont indispensables. Dans ce contexte, nous étudions ici des structures résonantes permettant de réaliser cette fonction. Nous étudions notamment des structures de type anneau et disque et nous démontrons la possibilité de réaliser une accordabilité tout-optique des résonances du disque. De plus, nous présentons une nouvelle structure filtrante compacte appelée stub. Le deuxième axe de ce travail concerne l'étude de structures nanométriques, basées sur l'excitation du plasmon de surface. Enfin, face à l'intérêt manifesté par les biologistes pour le plasmon de surface, nous avons développé un système de détection non intrusif d'espèces biologiques en goutte, utilisant la résonance du plasmon de surface, couplé à un système d'ondes acoustiques de surface. L'objectif de cette étude est de suivre en temps réel les cinétiques de réactions biologiques lorsque le micromélange est activé par les ondes acoustiques de surface.

Mots clé : Micro-optique, Microguides, InP, InGaAsP, Anneau, Disque, Accordabilité, Stub, Plasmon, Détection biologique, Ondes acoustiques de surface, Modélisation, Nanotechnologie.

MODELING AND CHARACTERIZATION OF SUBMICRONIC OPTICAL COMPONENTS FOR THE WAVELENGTH DEMULTIPLEXING

APPLICATION OF THE SURFACE PLASMON RESONANCE TO THE DETECTION OF BIOLOGICAL SPECIES IN DROPLET

Owing to the increase of the transmitted data in the telecom field, the Wavelength Demultiplexing has become an essential technique, to increase the flow in the optical fiber. As a result, photonic components for the demultiplexing are essential. In this context, we study here resonant structures, which provide this function. We study in particular structures such as ring and disk and we demonstrate the all-optical tunability of the resonances of the disk. Furthermore, we present a new compact filtering structure, called stub.

The second axis of this work concern the study of nanometric structures, based on the excitation of the surface plasmon resonance. Finally, due of the interest of the biologists for the surface plasmon, we develop a non-intrusive detection system of biological species in droplet, using the resonance of the surface plasmon, coupled to a system of surface acoustic waves. The aim of this study is to follow in real time the kinetics of biological reactions when the micro-mixing is achieved by surface acoustic waves.

Keywords: Micro-optic, Microwires, InP, InGaAsP, Microring, Microdisk, Tunability, Stub, Plasmon, Biological detection, Surface acoustic waves, Numerical simulations, Nanotechnology.

