



**HAL**  
open science

## Vers le contrôle géométrique de l'émission de microcavités laser à base de polymères

Nadia Djellali

► **To cite this version:**

Nadia Djellali. Vers le contrôle géométrique de l'émission de microcavités laser à base de polymères. Physique [physics]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2009. Français. NNT : . tel-00516337

**HAL Id: tel-00516337**

**<https://theses.hal.science/tel-00516337>**

Submitted on 9 Sep 2010

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

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



ENSC-2009 n° 199

**THESE DE DOCTORAT  
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Présentée par

Nadia DJELLALI

**Pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN**

Domaine :  
**SCIENCES PHYSIQUES**

**Sujet de la thèse :  
Vers le contrôle géométrique de l'émission de  
microcavités laser à base de polymères**

Thèse présentée et soutenue à Cachan le 04/12/2009 devant le jury composé de :

|                      |                                  |                     |
|----------------------|----------------------------------|---------------------|
| Bruno BÉCHE          | Professeur                       | Rapporteur          |
| Philip RUSSELL       | Professeur -Max Planck Institute | Rapporteur          |
| Frédérique DE FORNEL | Directeur de Recherche           | Examineur           |
| Daniel BOUCHE        | Directeur de Recherche           | Examineur           |
| Alexander NOSICH     | Professeur                       | Examineur           |
| Mélanie LEBENTAL     | Maître de conférence - ENSC      | Directrice de thèse |
| Joseph ZYSS          | Professeur - ENSC                | Directeur de thèse  |

**Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire  
(ENS CACHAN/CNRS/UMR 8537)  
61, avenue du Président Wilson, 94235 CACHAN CEDEX (France)**



## Remerciements

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe Microcavités du Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire (LPQM) à l'École Normale Supérieure de Cachan. Ce fut un privilège pour moi d'intégrer cette équipe.

Mes premiers remerciements sont adressés au professeur Joseph Zyss, directeur de l'institut d'Alembert, pour m'avoir offert la possibilité de faire ma thèse au sein du laboratoire LPQM, que lui-même a créé.

Initiatrice du projet de thèse, Mélanie Lebental l'a également dirigé avec dévouement. Son écoute et sa confiance ont été des éléments moteurs dans l'accomplissement de cette thèse. Merci pour ton soutien.

Je remercie vivement le professeur Isabelle Ledoux, directrice du LPQM, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, je tiens à souligner sa disponibilité pour toutes nos doléances.

J'adresse tous mes remerciements aux membres de mon jury de thèse. Un grand merci à Frédérique de Fornel, directrice de recherche CNRS à l'université de Bourgogne, pour avoir présidé le jury. Merci à Bruno Bêche, professeur de l'université de Rennes et Philip Russell, professeur à l'institut Max Planck pour avoir consacré du temps pour rapporter et évaluer mon travail et pour leurs judicieuses remarques et commentaires. Merci à Daniel Bouche, Directeur de Recherche CEA et à Alexander Nosich, professeur à l'Ukraine Institute, pour avoir accepté d'examiner mon travail. Je leur exprime toute ma gratitude.

Le point de vue toujours pertinent et les nombreuses idées du professeur Joseph Zyss ont grandement orienté mon travail. J'ai pu bénéficier de son expérience et de son savoir-faire. Qu'il trouve ici toute ma gratitude, l'expression de ma reconnaissance et de mon respect le plus profond.

J'adresse mes remerciements à mon co-directeur de thèse, Mélanie Lebental, Maître de conférence à l'ENS de Cachan, pour m'avoir encadré durant ces trois années de thèse. Je la remercie pour sa disponibilité, pour l'ensemble de ses conseils avisés. Je lui exprime toute ma reconnaissance et profond respect.

Toujours aussi disponibles, Joseph Lautru, ingénieur d'études et André Clouqueur, ingénieur électronicien, au LPQM, m'ont offert à de nombreuses reprises leur précieuse aide. Merci Joseph, merci André.

Je n'oublie pas de remercier Eugène Bogomolny, directeur de recherche CNRS au laboratoire Théorique et Modèles Statistiques (LPTMS) de l'université Paris 11 et son étudiant, Docteur Remy Dubertrand, pour notre fructueuse collaboration au cours de ces trois années. Leurs analyses théoriques m'ont été très enrichissantes.

Je remercie l'équipe d'Optique de Champ Proche de Madame Frédérique de Fornel, pour leur collaboration. Mon passage dans cette équipe a été marqué par un accueil très sympathique, et je remercie ici très particulièrement Damien, Benoît, Loïc, Laurent et toutes les personnes que j'y ai croisées.

Un grand merci à Chi Thanh Nguyen, Frédéric Grosshans, Jean-Sébastien Lauret et Isabelle Ledoux pour avoir répondu à tant de mes interrogations techniques ou scientifiques.

Merci à Dan Oran de l'institut Weizmann, à Christian Ulysse du laboratoire de photonique et de nanostructures, à Dan Owens et Bernard Kipellen de Georgia Institute of Technology pour leurs collaboration et leur implication très efficace dans le projet.

Pour le quotidien, je tiens à remercier l'ensemble des membres du laboratoire LPQM, stagiaires, thésards, post-Docs, personnel administratif et tous les autres, pour l'ambiance chaleureuse qui régnait dans les couloirs du LPQM.

Et surtout, merci à Iréna et Sergey, futurs brillants docteurs de l'équipe, pour leur coopération active et sympathie sans pareil.

Je tiens à remercier plus particulièrement, Martine Ben Amar, professeur de l'université Paris VI et Frédéric Du Burck, professeur de l'université Paris XIII

Je remercie également toute ma petite famille et particulièrement ma mère, ils sont toujours à mes cotés malgré l'éloignement géographique.

**MERCI ...**

## Table des matières :

|   |           |
|---|-----------|
| <b>CHAPITRE I : INTRODUCTION GENERALE.....</b>                                    | <b>1</b>  |
| <b>CHAPITRE II : QUELQUES BASES THEORIQUES.....</b>                               | <b>5</b>  |
| <b>II-1 GUIDE DIELECTRIQUE PLAN .....</b>   | <b>5</b>  |
| II-1.1 ASPECT GEOMETRIQUE.....  | 6         |
| II-1.2 ASPECT ONDULATOIRE.....  | 8         |
| <b>II-2 CAVITES DIELECTRIQUES .....</b>   | <b>11</b> |
| II-2.1 MODES DANS LES CAVITES DIELECTRIQUES.....                                  | 11        |
| II-2.2 CARACTERISTIQUES DES CAVITES .....   | 12        |
| <b>II-3 MICROCAVITE LASER .....</b>   | <b>14</b> |
| II-3.1 EFFET LASER .....  | 14        |
| II-3.2 PERTES DANS LA CAVITE LASER .....  | 15        |
| <b>II-4 FORMULE DE TRACE .....</b>  | <b>15</b> |
| <b>CHAPITRE III : TECHNIQUES EXPERIMENTALES (FABRICATION ET EXPERIMENTATION..</b> | <b>17</b> |
| <b>PARTIE A : TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE FABRICATION.....</b>                   | <b>17</b> |
| III-A.1 LES MATERIAUX.....  | 17        |
| III-A.2 CARACTERISATION DE LA COUCHE PMMA-DCM (5%).....                           | 18        |
| III-A.3 ETAPES DE FABRICATION DES MICROLASERS.....                                | 19        |
| III-A.4 CARACTERISATION STRUCTURELLES DES MICROLASERS.....                        | 23        |
| <b>PARTIE B : MOYENS EXPERIMENTAUX.....</b>                                       | <b>25</b> |
| III-B.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....   | 25        |
| III-B-2 : EXPERIMENTATION SUR UN MICROLASER EN FORME DE FP .....                  | 26        |
| <b>CHAPITRE IV : LES MICROLASERS A GEOMETRIE SIMPLES.....</b>                     | <b>36</b> |
| IV-1.1 LES MICRODISQUES.....  | 36        |
| IV-2 CAVITES EN FORME DE POLYGONES REGULIERS.....                                 | 39        |
| <b>CHAPITRE V : VERS LES MICROLASERS UNIDIRECTIONNELS .....</b>                   | <b>58</b> |
| <b>V-1 PAR RUPTURE DE SYMETRIE .....</b>  | <b>59</b> |
| V-1.1 LES MICRORECTANGLES .....   | 59        |
| V-1.2 MICROSPIRALES .....   | 62        |
| V-1.3 LES DISQUES TRONQUES.....   | 65        |
| <b>V-2 PAR PERTURBATION INTERNE.....</b>  | <b>68</b> |
| <b>V-3 PAR RUPTURE DE SYMETRIE ET PERTURBATION INTERNE.....</b>                   | <b>69</b> |
| V-3.1 MICROSTADES RAPPEL .....  | 70        |
| V-3.2 L'IDEE.....   | 71        |
| V-3.3 SIMULATION EN RAYONS.....   | 71        |
| V-3.4 RESULTATS DU TRACE DE RAYONS.....   | 73        |
| V-3.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX .....   | 74        |
| V-2.5 LE SPECTRE ET LE TROU .....   | 75        |
| <b>V-4 VERS LES MICROLASERS UNIDIRECTIONNELS .....</b>                            | <b>77</b> |
| V-4.1 STADES MULTITROUES .....  | 77        |
| V-4.2 EFFET DE LA POSITION DU TROU SUR LA DIRECTIONNALITE .....                   | 78        |
| V-4.3 CONTROLE DE LA DIRECTIONNALITE.....   | 79        |
| V-4.4 LE FACTEUR D'ATTENUATION EXPERIMENTAL:.....                                 | 82        |
| V-4.5 QUEL EST REELLEMENT LE ROLE DU TROU DANS LE STADE? .....                    | 82        |
| <b>CHAPITRE VI : LES MICROLASERS CARRÉS .....</b>                                 | <b>86</b> |
| <b>VI-1 LES ORBITES PERIODIQUES DANS UN MICROLASER CARRE.....</b>                 | <b>87</b> |

|   |            |
|---|------------|
| VI-1.1 CONSIDERATIONS THEORIQUES .....                                  | 87         |
| IV-1.2 MESURES EXPERIMENTALES .....                                     | 88         |
| VI-1.3 RAPPEL DE PROPRIETES DES MICROLASERS CARRES .....                | 89         |
| <b>VI-2 LES MICROLASER A COINS ARRONDIS : .....</b>                     | <b>90</b>  |
| VI-2.1 LA DIRECTION D'EMISSION ET L'ARRONDI .....                       | 91         |
| VI-2.2 ORBITES PERIODIQUES ET ARRONDI .....                             | 93         |
| VI-2.3 SIMULATIONS NUMERIQUES PAR LE MODELE EN RAYONS .....             | 95         |
| <b>VI-3 CARRE A COINS SPECIAUX.....</b>                                 | <b>96</b>  |
| <b>CHAPITRE VII : EFFET LASER ET MICRO-LASERS ORGANIQUES .....</b>      | <b>100</b> |
| <b>VII-1 EFFET LASER .....</b>  | <b>100</b> |
| VII-1.1 MICROLASERS ORGANIQUES.....                                     | 100        |
| VII-1.2 MESURE DU SEUIL LASER .....                                     | 101        |
| VII-1.3 LE SEUIL ET LA DUREE DE L'IMPULSION POMPE .....                 | 104        |
| <b>VII-2 POLARISATION DU LASER.....</b>                                 | <b>105</b> |
| <b>VII-3 LA PHOTO-DEGRADATION DES MICROLASERS .....</b>                 | <b>106</b> |
| VII-3.1 TEMPS DE VIE EN POMPAGE NANOSECONDE.....                        | 107        |
| VII-3.2 TEMPS DE VIE ET TAUX DE REPETITION .....                        | 108        |
| VII-3.3 TEMPS DE VIE ET DUREE D'IMPULSION .....                         | 108        |
| <b>VII-4 SPECTRE D'EMISSION DES MICROLASERS ORGANIQUES .....</b>        | <b>109</b> |
| VII-4.1 LE MODE DE RESONANCE ET LE TEMPS DE VIE .....                   | 110        |
| VII-4.2 LES ORBITES PERIODIQUE ET LE TEMPS DE VIE.....                  | 112        |
| VII-4.3 LE SPECTRE ET LA DUREE D'IMPULSION DE POMPE .....               | 113        |
| VII-4-4 LE SPECTRE ET L'ENERGIE DE LA POMPE .....                       | 114        |
| VII-5.1 LA COEXISTENCE D'ORBITES: .....                                 | 116        |
| VII-5.2 L'ORBITE PERIODIQUE ET LE SPECTRE.....                          | 117        |
| VII-5.3 L'ORBITE ET L'ENERGIE DE LA POMPE.....                          | 118        |
| VII-5.4 ASSEZ CURIEUX. ....   | 119        |
| <b>ANNEXE A : LES BOITES QUANTIQUES DANS UNE MATRICE POLYMERE. ....</b> | <b>126</b> |
| <b>ANNEXE B : IMAGERIE EN CHAMP PROCHE .....</b>                        | <b>130</b> |
| <b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>                                 | <b>134</b> |
| <b>RESUME : .....</b>   | <b>143</b> |
| <b>ABSTRACT: .....</b>  | <b>143</b> |

# Chapitre I : Introduction générale

Les puces optiques ou circuits optiques intégrés sont généralement dédiés à la manipulation du photon. Ce sont des agencements de guides d'onde et de structures diélectriques variées intégrés sur un substrat selon une technologie planaire.

Les circuits passifs permettent de confiner, guider, diffracter ou interférer des signaux lumineux. L'utilisation de matériaux actifs permet le contrôle des fonctions optiques ou de rendre ces fonctions sensibles à des paramètres physico-chimiques extérieurs. C'est dans cette optique que nous envisageons dans ce présent travail de préparer des microlasers fabriqués avec un colorant laser (le DCM) introduit dans une matrice polymère (le PMMA) pour des applications bien déterminées. Notre étude sera donc valable pour d'autres types de matériaux comme les sol-gel ou la gélatine à la place de la matrice polymère et à d'autres types d'émetteurs qui peuvent être un colorant organique, un centre coloré ou une boîte quantique [1-7].

Mon travail porte sur l'étude expérimentale de microlasers organiques de géométrie générique, réalisés au Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire (LPQM), sous la direction du Professeur Joseph Zyss et la codirection du Docteur Mélanie Lebental.

Mon sujet de thèse se place dans la continuité du travail de la précédente doctorante de notre équipe, Mélanie Lebental, qui a travaillé sur le sujet [8] du point de vue de la physique fondamentale. Elle s'est intéressée aux microrésonateurs en tant que systèmes modèles pour l'étude du chaos quantique. Elle a réalisé le projet au LPQM en collaboration avec le Laboratoire de Physique Théorique et Modèle Statistique (LPTMS). Ce projet est donc très riche en supports théoriques de calcul de résonances dans les différentes cavités diélectrique et orbites périodiques sous-jacentes. Lors de la réalisation de son projet, Mélanie s'était attaqué à des questions importantes, parmi lesquelles, la tolérance à la qualité de gravure des microlasers pour certaines géométries comportant des singularités, comme le sommet d'un polygone, le bec d'une spirale.... pour pouvoir lier les prédictions théoriques idéalisant la configuration aux résultats expérimentaux, plus proche de la réalité matérielle? Quel est la réponse en champ proche de ces microstructures ?..... De mon point de vu, ces questions méritent d'être également étudiées pour mieux valider la reproductibilité et le potentiel applicatif de ces technologies.



Mon travail se situe donc dans la poursuite de l'étude précédente, et de nouvelles collaborations ont été établies à cette fin. On peut citer la collaboration avec Christian Ulysse du Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), avec qui nous avons réalisé des cavités par la technique d'électrolithographie qui offre la résolution nanométrique requise. Une collaboration avec Madame Frédérique De Fornel (cf. annexe B) de l'Equipe Optique de Champ Proche de l'Université de Bourgogne, avait pour but de dresser la cartographie en champ proche du champ électromagnétique intracavité en explorant la surface de cette dernière. Plusieurs invitations ont été établies pour enrichir le projet. On peut citer deux stagiaires Dan Owen et Iryna Gozhyk qui ont travaillé sur des simulations en rayons, support important en vue de l'étude des directions d'émission des microlasers, et celle de Dan Oron de l'institut Weizman, qui nous a fourni des boîtes quantiques (cf. annexe A).

Ainsi le projet démarre pour compléter une étude théorique et s'est orienté petit à petit vers une étude expérimentale complète visant à identifier les propriétés des microlasers sous différents paramètres expérimentaux nouveaux pour les mettre à profit dans des applications particulières et optimiser celles-ci.

Au cours de ce travail, je me suis intéressée essentiellement à deux propriétés majeures des microlasers organiques en différentes géométries :

- i) **L'émission en champ lointain** : compte tenu de leurs structures planaires, les microlasers émettent dans le plan des cavités, et en fonction de leurs géométries la lumière est couplée à l'extérieur d'une manière très particulière. Nous avons étudié plusieurs microlasers et avons tiré des conclusions sur les types de couplage. Nous avons joué sur la forme des microlasers afin d'atteindre l'unidirectionnalité, et avons aussi proposé un schéma original pour y parvenir très efficacement.
- ii) **Les orbites périodiques** : cette mesure dont la thèse de Mélanie Lebental avait déjà souligné l'importance [8], est un point central de notre travail. Il s'agit d'une propriété intéressante pour l'étude des trajectoires classiques dans les systèmes dynamiques. L'examen des spectres en termes d'orbites périodiques est grandement simplifié grâce à la technique de la Transformée de Fourier. Celle-ci est très utilisée notamment dans les calculs FDTD, où l'image temporelle du mode est convertie en une image fréquentielle. Elle a été introduite dans notre cas par Mélanie [9] pour extraire d'une manière naturelle la longueur géométrique de l'orbite périodique. Sous pompage uniforme, même si la dynamique des rayons dans la cavité est chaotique, (ce

qui sous-entend qu'une infinité d'orbites périodique peut exister dans le système) et malgré son ouverture importante vers l'extérieur (faible indice de réfraction), la lumière dans la cavité finit par choisir son chemin et s'organiser sur une ou quelques orbites périodiques. Par ailleurs, le poids relatif des diverses orbites périodiques a été calculé théoriquement au moyen de la formule de trace expliquée dans le chapitre II et adaptée au cas diélectriques. Remy Dubertrand a travaillé sur cet aspect durant sa thèse au LPTMS [10] et a continué à collaborer avec nous pendant son post-doctorat au département de mathématiques appliquées de l'Université de Bristol.

Même si nous avons visé la compréhension des systèmes dynamiques ouverts sous différentes conditions expérimentales (résolution de gravure, énergie de la pompe...), nous avons orienté notre étude vers la préparation des microlasers pour les applications en microtechnologie. Les deux propriétés seront destinées : i) pour la réalisation des lasers unidirectionnel, ii) pour identifier les géométries dont le spectre ne présente pas de mélange d'orbites périodique (pureté spectral) et enfin i)-ii) pour comprendre le type de couplage externe, de nature évanescente ou réfractive.

La connaissance et la maîtrise des propriétés spectrales et spatiale de l'émission laser sous différents paramètres expérimentaux est nécessaire, d'une part pour choisir l'application à laquelle l'objet sera dédié et d'autre part pour viser à améliorer ses performances comme par exemple pour choisir les conditions et l'environnement sous lesquels il serait préférable de travailler.

La thèse de Sergey Lozenko entreprise l'année dernière vise à l'exploitation directe de ces microlasers afin de réaliser un microcapteur à haute sensibilité, sous environnement microfluidique pour des applications en chimie et biologie

Mon manuscrit comporte sept chapitres numérotés de I à VII. Le chapitre II présente un bref rappel des outils théoriques pour l'étude de la propagation des ondes dans des milieux confinant et résume quelques propriétés des microcavités.

Dans le chapitre III, une description des matériaux utilisés pour la réalisation des microlasers et les motivations qui nous ont amené à faire ce choix de matériaux sont présentées avec les différentes techniques de fabrication et de caractérisation mises en œuvre. Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude optique de ces microlasers est détaillé dans ce

chapitre et les différents types de mesures ont été exposés à partir d'un apprentissage sur la base d'une cavité simple, le résonateur Fabry Pérot.

Dans le chapitre IV, une étude expérimentale de quelques microlasers à forme générique simple est réalisée. A l'issue de cette étude, la cavité de forme carrée qui présente des propriétés très intéressantes est sélectionnée pour une étude plus approfondie dont les résultats sont répertoriés dans le chapitre VI.

Dans le chapitre V, nous nous sommes intéressés spécialement à une caractéristique bien particulière, qui est la direction d'émission laser, et nous nous sommes arrangés pour trouver un moyen de contrôler cette direction. Nous avons proposé une configuration qui permet d'assurer une émission rigoureusement unidirectionnelle, propriété très recherchée dans la pratique.

Au chapitre VII, nous résumons quelques propriétés particulières à nos microlasers organiques, que nous avons observées au passage et que nous avons jugées intéressantes.

Enfin dans l'annexe A nous présenterons les expériences préliminaires réalisées avec un nouveau émetteur (les nanoparticules de CdSe) dans une matrice polymère, et dans l'annexe B, les expériences d'imagerie optique en champ proche des microcavités laser.

# Chapitre II : Quelques bases théoriques

## Introduction

La lumière est souvent manipulée sous forme de faisceaux transmis entre différents éléments optiques (miroirs, lentilles, prismes...). Les faisceaux se propageant en espace libre peuvent diverger, diffracter et ainsi s'élargir. Même s'il est toujours possible de les refocaliser ou les rediriger avec des lentilles et miroirs, le dispositif devient assez encombrant et délicat pour de longs trajets ou pour des chemins compliqués. La technologie d'optique guidée vient suppléer à ce problème en offrant une technologie de transmission ou de transport de lumière et donc de l'information, à travers des conduits. Elle a été développée pour permettre la transmission de lumière dans de bonnes conditions sur de longues distances sans utiliser des composants relais à l'aire libre (lentille et miroirs...).

La réflexion totale est le phénomène clé utilisé pour le guidage de la lumière, largement exploité dans le cas de fibres optiques. Celles-ci sont devenues le principal support dans le transport d'information et remplacent les câbles coaxiaux électriques. Il serait alors intéressant de développer une infrastructure complètement optique. Dans ces conditions, le système intégré, dit tout-optique, sans recours à des connexions optique-électronique permettrait d'améliorer et de rendre plus rapides, dynamiques et économiques les applications dans le domaine du traitement de l'information.

Dans ce chapitre, une description théorique brève des guides d'ondes optiques sera donnée à partir de l'exemple simple du guide plan, son extension vers le confinement 3D (microcavité) sera discutée par la suite.

## II-1 Guide diélectrique plan

Le principe du guidage optique consiste à contraindre un champ électromagnétique à se propager dans des directions bien déterminées tout en le maintenant confiné dans un espace restreint par le moyen de réflexions totales sur les interfaces avec les milieux environnants. Un guide plan représente la structure la plus simple de guide d'onde optique. Constitué d'un film diélectrique de dimensions infinies suivant  $Ox$  et  $Oy$  d'indice  $n_2$  et d'épaisseur  $d$  suivant  $Oz$ , pris en sandwich entre deux couches de matériaux moins réfringents appelés substrat  $n_1$  et superstrat  $n_3$  (voir figure II.1a). Lorsque la couche interne ne réagit pas avec l'air (inerte

chimiquement), il n'est pas nécessaire de rajouter une couche supérieure et l'air joue le rôle du superstrat ( $n_3 = 1$ ). Ce sera la configuration utilisée dans nos expériences.

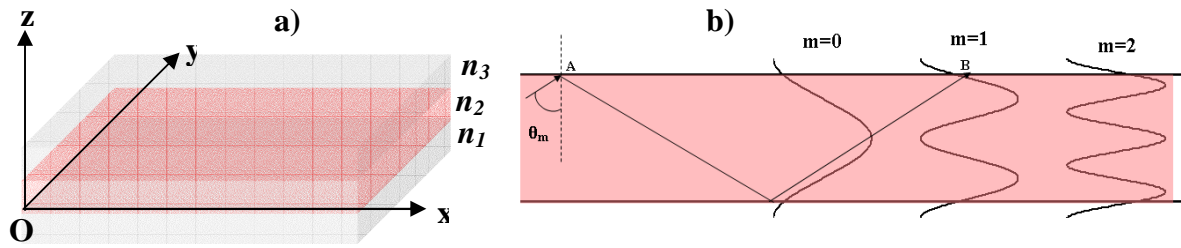


Figure II- 1 a) Géométrie d'un guide diélectrique à deux dimensions.  $n_2 > \sup(n_1, n_3)$ , b) profil de l'énergie des trois premiers modes d'un guide plan.

Résoudre le problème de propagation de la lumière dans un guide d'onde revient à évaluer les composantes des champs électriques et magnétiques dans les différentes couches ainsi que leurs constantes de propagation. On peut procéder par une approche géométrique ou ondulatoire, décrites ci-dessous.

### II-1.1 Aspect géométrique

L'optique géométrique permet de résoudre en première approximation le problème de la propagation de la lumière dans le guide. Elle permet d'appréhender le guidage optique en considérant l'image physique d'une onde se réfléchissant totalement aux interfaces et interagissant sous certaines conditions d'une manière **constructive**.

Dans le cas du guide illustré à la Figure II-1a, on suppose que la propagation de la lumière s'effectue dans le plan (x, y) suivant la direction des x par exemple. La condition de réflexion totale sur les interfaces diélectriques dépend des angles d'incidences  $\theta$  des rayons sur cette interface. La réflexion totale est accomplie pour tous les rayons arrivants sous une incidence  $\theta$  supérieure à l'angle critique  $\theta_c$  des dioptries (guide/substrat, guide/superstrat). Cette condition est dérivée des lois de réfraction-réflexion de Snell-Descartes et s'écrit :

$$\theta > \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_3, n_1}{n_2}\right) \quad (1.1)$$

Elle permet d'effectuer une première sélection des rayons candidats à la propagation dans le guide.

L'approche la plus simple est d'associer à chaque rayon lumineux une onde plane et le champ total sera la superposition de toutes ces ondes. Si l'on considère un faisceau

monochromatique d'onde plane de vecteur d'onde  $\vec{k}$  caractéristique de la propagation, orienté suivant la normale à la surface du plan d'onde, il est défini par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n_2 = k_0 \cdot n_2;$$

$\lambda$  et  $\lambda_0$  : longueurs d'onde respectivement dans le guide et dans le vide.

$k$  et  $k_0$  vecteurs d'onde respectivement dans le guide et dans le vide.

Comme un rayon lumineux, ces ondes se réfléchissent sur les interfaces de la couche guidante et chaque réflexion est accompagnée d'un déphasage  $\varphi_r$ , il s'agit du même déphasage si l'on considère que les deux milieux externes ont le même indice de réfraction c'est-à-dire dans le cas d'un guide symétrique. Le déphasage  $\varphi_r$  induit lors d'une réflexion dépend de l'angle d'incidence et de la polarisation de l'onde optique. Pour la polarisation transverse électrique TE (le champ électrique est polarisée dans le plan du guide), il est défini par :

$$\tan\left(\frac{\varphi_r}{2}\right) = \sqrt{\frac{\cos^2(\theta_c)}{\cos^2(\theta)} - 1}$$

Pour déterminer les modes de propagation, nous imposons les conditions d'interférence constructives sur des réflexions successives dans le guide, autrement dit, on impose aux points A et B (figure II-1b) d'être en phase [11], ce qui se traduit dans le cas de la polarisation TE par la condition :

$$2k_z d - 2\varphi_r = 2\pi m ; \quad (1.2)$$

$k_z$  est la composante suivant l'axe z du vecteur d'onde k;  $k_z = k \cos(\theta)$

L'équation (1.2) est la condition de guidage.

Ces deux conditions (1.1) et (1.2) impliquent l'existence d'une distribution angulaire discrète  $\theta_m$  des rayons candidats à la propagation. On les appelle les modes guidés. Ainsi on arrive à la condition de quantification de l'angle d'incidence et donc de la constante de propagation (projection du vecteur d'onde sur l'axe de propagation) pour lesquelles il y a guidage de la lumière :

$$\beta_m = \frac{\omega}{V_\varphi} = k_0 n_2 \sin \theta_m \quad (1.3)$$

$\theta_m$  et  $V_\varphi$  : Angle d'incidence et vitesse de phase du mode guidé m.

La distribution du champ électromagnétique et donc l'énergie véhiculée par les modes ne peuvent être obtenues par cette théorie. La description par l'optique géométrique n'est

rigoureuse que dans le cas où les dimensions caractéristiques du guide sont grandes devant la longueur d'onde.

Pour déterminer le profil des modes du guide, une approche formelle peut être poursuivie en développant les solutions des équations de Maxwell à l'intérieur et à l'extérieur du guide avec des conditions aux limites appropriées.

## **II-1.2 Aspect ondulatoire**

La définition mathématique d'un mode est le champ électromagnétique, solution des équations de propagation dérivées des équations de Maxwell et définies par

$$\Delta \bar{E} - \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.4)$$

$$\Delta \bar{B} - \frac{n_i^2}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{B}}{\partial t^2} = 0; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.5)$$

Le calcul du champ électromagnétique dans la configuration d'un guide d'onde plan revient alors à résoudre les équations d'onde (1.4) et (1.5) sous certaines conditions aux limites, à la fois à l'intérieur et à l'extérieur du guide.

On cherche les champs se propageant dans la direction  $x$  dans lequel la structure est invariante, sous la forme:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) &= \vec{E}(z, y) \exp i(\beta x - \omega t) + cc \\ \vec{B}(x, y, z, t) &= \vec{B}(z, y) \exp i(\beta x - \omega t) + cc \end{aligned} \quad (1.6)$$

avec  $\beta$  : la constante de propagation selon  $x$ .  $\vec{E}(z, y)$  et  $\vec{B}(z, y)$  sont les distributions transverse de champs qui se propage selon  $x$ , sans déformation en amplitude.

Les équations de Maxwell nous permettent d'explicitier chacune des composantes des champs

$\vec{E}$  et  $\vec{B}$ . L'invariance du système suivant  $y$  ( $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ ) introduite dans les équations de

Maxwell conduit à l'existence de deux types de polarisations TE (resp TM), pour transverse électrique (resp magnétique) où le champ électriques (magnétique) est porté par l'axe des  $y$ .

Nous intéressons aux solutions stationnaires (on omet la variable temps) et nous nous plaçons dans la configuration TE (pour le cas de polarisation TM le calcul est formellement le même).

L'équation d'onde s'écrit donc dans chaque milieu  $i$  sous sa forme scalaire (équation d'Helmholtz) suivante:

$$\Delta E_y(x, z) - n_i^2 k_0^2 E_y(x, z) = 0; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.7)$$

On s'intéresse aux solutions de (1.7) de forme:

$$E_y(x, z) = \varphi(z) e^{i\beta x} \quad (1.8)$$

$\beta$  est la constante de propagation (précédemment définie) et  $\varphi(z)$  une fonction à définir.

En injectant (1.8) dans (1.7) on obtient l'équation différentielle :

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} + \chi_i^2 \varphi(z) = 0; \quad \chi_i^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.9)$$

Sa solution générale va dépendre de la valeur de  $\beta$  en fonction  $\eta_i k_0$ . Suivant le signe de  $\chi_i^2$ , positif ou négatif, la solution est oscillante (sous forme d'exponentielle imaginaire) ou décroissante (sous forme d'exponentielle réelle).

Nous nous intéressons aux modes guidés pour lesquels  $\beta/k_0 \in [(\sup(n_1, n_3), n_2)]$ . Pour ce type de mode  $\chi_1$  et  $\chi_3$  sont imaginaires purs et le module de la fonction  $\varphi(z)$  décroît exponentiellement en dehors de la couche guidante (champ évanescent).

La prise en compte des relations de continuités du champ électrique et de sa dérivée, aux interfaces ( $z=0$  et  $z=d$ ), conduit à la relation de dispersion suivante :

$$d\sqrt{\eta_2^2 k_0^2 - \beta_m^2} = \arctan\left(\frac{\beta_m^2 - n_1^2 k_0^2}{n_2^2 k_0^2 - \beta_m^2}\right)^{1/2} + \arctan\left(\frac{\beta_m^2 - n_3^2 k_0^2}{n_2^2 k_0^2 - \beta_m^2}\right)^{1/2} + m\pi; \quad m = 0, 1, \dots, M; \quad (1.10)$$

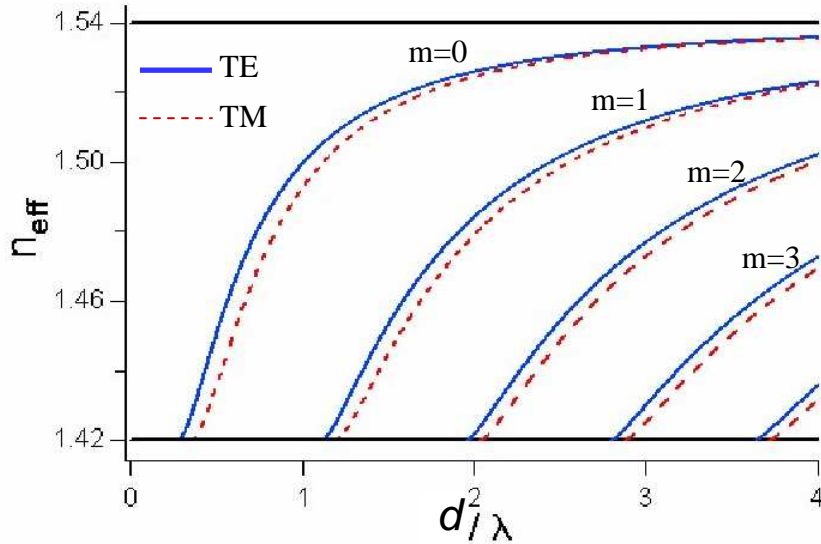
Pour le cas particulier des modes  $m$  du guide elle nous fournit une relation entre la constante de propagation du mode et les paramètres caractéristiques du guide ( $d$  et  $\eta_i$ ), relation appelée équation modale ou équation de dispersion. Elle nous apprend que pour un guide donné il n'existe qu'un nombre fini de modes  $m$  capables de s'y propager et qu'à chaque mode est associée une constante de propagation spécifique  $\beta_m$ . Cette relation peut être retrouvée à l'aide de (1.2) [12], ainsi la représentation de la propagation d'un mode  $m$  du guide par les rayons est elle cohérente.

On associe généralement à cette constante l'indice effectif défini comme  $n_{eff, m} = \beta_m / k_0$ .

Par résolution de l'équation de dispersion, la constante de propagation du mode est définie pour une structure optogéométrique donnée. Une fois l'indice effectif est calculé, l'expression, des champs électromagnétiques dans l'une ou l'autre des polarisations est déterminée et le profil, selon  $z$ , du champ associé aux modes est alors défini. A titre d'illustration, la forme de l'intensité des champs électriques associés aux trois premiers modes d'un guide plan est représentée dans la figure II-1b.



La figure II-2, représente l'indice effectif en fonction de  $d/\lambda$ , calculé avec les paramètres expérimentaux  $n_1 = 1.42$ ,  $n_2 = 1.54$ ,  $n_3 = 1$  en mode TE (formule (1.10)) et TM.



**Figure II- 2 Solutions des équations de dispersion pour un guide plan de  $n_1 = 1.45$ ,  $n_2 = 1.54$ ,  $n_3 = 1$  en fonction du paramètre  $d/\lambda$ . Si  $d/\lambda$  est de l'ordre de l'unité, une seule solution est possible et l'indice effectif est de l'ordre de 1,5.**

Pour un guide défini avec nos paramètres expérimentaux  $n_1 = 1.45$ ,  $n_2 = 1.54$ ,  $n_3 = 1$ ,  $d < 1 \mu m$ , dans lequel on veut propager un signal de longueur d'onde  $0.58 \mu m \leq \lambda \leq 0.65 \mu m$ , une seule solution est possible [9] donc le guide ne peut supporter qu'un seul mode transversale: le mode fondamental ( $m = 0$ ).

Dans un guide multimodes, plusieurs modes peuvent se propager simultanément ( $m \neq 0$ ).

Dans la pratique, on accorde peu d'importance aux guides planaires. Toutefois la connaissance de la distribution transversale du champ électromagnétique ainsi que celle de l'indice effectif sont largement utilisées pour le calcul des modes de cavités planaires et pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Rappelons donc que l'indice effectif rend compte du fait qu'une onde qui se propagerait dans le vide avec une constante de propagation  $k_0$  se propage en réalité dans une couche avec une constante  $\beta$ . L'indice effectif est alors défini de façon naturelle par  $n_{eff} = \beta_m / k_0$ .

## II-2 Cavités diélectriques

Ajoutons maintenant un confinement supplémentaire dans la direction latérale. Pour cela repartons du film planaire précédent sur lequel nous gravons des structures fermées dans le plan appelées les cavités. De cette façon, on construit des sortes de cages à lumière où la lumière piégée dans la structure se propage suivant des directions particulières et le champ intracavité se répartit sur les résonances dictées par la forme de la cavité. La description théorique de la propagation de la lumière dans ces structures peut être traitée par les deux approches géométrique et ondulatoire.

Les cavités étudiées dans ce travail de thèse sont des structures planaires de dimension transverse (suivant  $z$ ) de l'ordre de la longueur d'onde  $\lambda$  et de dimensions latérales (dans le plan  $(x,y)$ ) de l'ordre de  $100\lambda$ . La planéité et la dimension micrométrique sont des éléments nécessaires pour l'intégration de ces structures. Elles sont fabriquées à partir de polymères organiques (cf chapitre III), d'indice de réfraction  $n=1.54$  ce qui, dans notre cas, constitue un avantage et fait de nos cavités des systèmes ouverts permettant l'accès à ses propriétés par l'extérieur même en champ lointain. Compte tenu de la taille de nos cavités, elles forment des résonateurs monomodes transverses et multimodes longitudinaux.

### II-2.1 Modes dans les cavités diélectriques

Pour définir les modes guidés dans les microrésonateurs 3D, il faut résoudre les équations de propagation (1.4) et (1.5) à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité avec les conditions aux limites appropriées sur la frontière de la cavité et à l'infini. Compte tenu de la géométrie tridimensionnelle des cavités et du caractère vectoriel des équations, le problème devient très compliqué et en général insoluble analytiquement. Les seules formes dont la solution analytique est connue dans le cas d'un milieu homogène, non magnétique et isotrope, sont les formes sphériques ou en disque, grâce à leurs symétries sphérique et cylindrique [1, 13, 14]. Ces formes de cavité supportent des modes connus sous le nom de modes de galerie « murmurantes » ou WGM «Whispering Gallery Modes» qui se propagent le long du contour. Dans ce cas, la distribution du champ électromagnétique est essentiellement périphérique et l'énergie stockée est concentrée sur les bords internes de la cavité. Ces modes sont largement exploités, depuis leurs observations expérimentales par Mie en 1908, jusqu'à ce jour pour la réalisation de microlasers [1, 14-18].

Dans le cas de cavités à forme quelconque, il est nécessaire de faire des approximations et des simplifications. La première étant la réduction du problème 3D en un

problème 2D : c'est la méthode de l'indice effectif présenté au paragraphe II-2.2. Il s'agit de résoudre le problème de la propagation dans un guide plan infini d'épaisseur  $d$  puis d'injecter la solution via l'indice effectif dans les équations de Maxwell décrivant la propagation dans le plan de la cavité. La détermination de modes de cavité planaire revient ainsi à résoudre l'équation suivante avec des conditions de continuités sur les frontières de la cavité :

$$(\Delta + n_{int,ext}^2 k^2) \Psi_{int,ext}(x, y) = 0; \quad (1.11)$$

$n_{int} = n_{eff}$ ,  $n_{ext} = 1$  et  $\Psi$  : le champ électrique ou magnétique

Plusieurs méthodes numériques de résolution de cette équation sont possibles. On peut citer les méthodes FDTD (Finite-Difference Time-Domain) et BEM (Boundary Element Method - éléments finis de frontières) qui nécessitent la discrétisation du volume pour la première et de la frontière pour la deuxième. Ces méthodes exigent un très grand espace mémoire proportionnel au volume ou au périmètre. Des solutions analytiques approchées peuvent être proposées pour des géométries simples ou proches de structures intégrables, en s'appuyant sur des simplifications par symétrie du problème ou sur des approches perturbatives [10, 19].

Ce travail de thèse n'a pas pour objectif de simuler les modes de cavité. Il se veut une étude expérimentale visant à identifier et à analyser les paramètres optimums des cavités pour la réalisation de microlasers à propriétés bien déterminées. Toutefois, nous nous sommes appuyés sur des résultats de calculs numériques de résonances dans ces cavités diélectriques passives réalisés par R. Dubertrand [10] par la méthode des éléments de frontière.

## II-2.2 Caractéristiques des cavités

### II-2.2.1 Définition d'une résonance - approximation par rayons

En prêtant un caractère ondulatoire aux rayons entrant en jeu dans la construction des résonances de cavités, la lumière devra satisfaire la condition de retours en phase sur un trajet fermé  $L$  à l'intérieur de la cavité. Cette condition peut s'exprimer par :

$$r_1 r_2 \dots r_N e^{iLK_m n_{eff}(K)} = 1 \quad (1.12)$$

avec  $N$  le nombre de rebonds dans la cavité pour parcourir la trajectoire fermée  $L$  et  $r_1 r_2 \dots r_N$  les coefficients de Fresnel à chaque rebond. On appellera donc orbite périodique le trajet optique de la lumière  $Ln_{eff}$  qui satisfait(1.12). On dispose du moyen de la mesurer expérimentalement, ce point étant largement discuté dans la partie B du chapitre III. Pour le

moment, contentons nous de noter que cette condition de retours en phase, procure au spectre d'émission une structure multimodale  $K_m$ , dont l'intermode  $\delta K = K_{m+1} - K_m$  exprimé en longueur d'onde représente l'intervalle spectral libre (ISL).

### II-2.2.2 Facteurs de qualité

Ce paramètre très important pour la conception de dispositifs optiques est défini comme le rapport de l'énergie dissipée sur l'énergie emmagasinée dans la cavité :

$$\frac{1}{Q} = \frac{\text{énergie dissipée}}{\omega \times \text{énergie emmagasinée}}, \text{ exprimé aussi comme : } Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}} \text{ avec } \Delta\lambda_{1/2} : \text{ la largeur}$$

à mi-hauteur de la résonance et  $\lambda$  : la longueur d'onde.

Le facteur de qualité est aussi proportionnel au temps de vie des photons dans la cavité,  $Q = 2\pi\tau\nu_0$ ,  $\tau$  étant le temps de vie des photons dans la cavité.

### II-2.2.3 Finesse d'une cavité

$$\text{Elle est donnée par l'expression } F = \frac{ISL}{\Delta\lambda_{1/2}} ; \text{ ISL = Intervalle Spectral Libre, la}$$

finesse d'une cavité traduit le pouvoir de résolution d'un résonateur en longueur d'onde.

### II-2.2.4 Stabilité d'un résonateur

Un résonateur est dit géométriquement stable si tout rayon injecté au voisinage d'un certain axe optique reste à distance finie de l'axe après un nombre quelconque de tours dans le résonateur.

Si  $\tau = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$  est la matrice de transfert des rayons sur un tour complet dans la cavité.

L'équation aux valeurs propres  $\Lambda$  de cette matrice s'écrit compte tenu de  $\det(\tau) = 1$  comme suit:

$$\Lambda^2 - (A + D)\Lambda + 1 = 0 \quad (1.13)$$

Elle admet deux racines vérifiant toujours :

$$\Lambda_1 \Lambda_2 = 1 \quad (1.14)$$

Les cavités sont donc classées suivant les racines de l'équation (1.13):

- i)  $|A + D| > 2$ , les racines sont réelles et distinctes et la cavité est dite instable.
- ii)  $|A + D| < 2$ , les racines sont complexes conjuguées et la cavité est dite stable.

iii)  $|A + D| = 2$ , l'équation admet une racine double et la cavité est à la limite de stabilité.

La matrice de transfert sur un tour est le produit des différentes sous matrices associées respectivement à la propagation  $\Pi(l) = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$  et aux réflexions sur les bords de la cavité de

rayon de courbure  $\rho$ ,  $R(\chi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{\rho \cos(\chi)} & 1 \end{pmatrix}$ . Pour décrire le tour complet, la matrice de

transfert d'un rayons sur un trajet par exemple en orbite carrée dans un microdisque de rayon  $R$  s'exprime par le produit de quatre réflexions à incidence  $\chi = \frac{\pi}{4}$ , et quatre propagations sur

des longueur  $l = 2R \cos(\frac{\pi}{4})$  soit :

$$\tau = R(\frac{\pi}{4}) \Pi(2R \cos(\frac{\pi}{4})) R(\frac{\pi}{4}) \Pi(2R \cos(\frac{\pi}{4})) R(\frac{\pi}{4}) \Pi(2R \cos(\frac{\pi}{4})) R(\frac{\pi}{4}) \Pi(2R \cos(\frac{\pi}{4})) R(\frac{\pi}{4}) \Pi(2R \cos(\frac{\pi}{4})) .$$

Dans le cas de cavités diélectriques 2D, les rayons peuvent emprunter plusieurs chemins optiques et décrire plusieurs orbites périodiques, et dans ce cas, on ne parlera pas de la stabilité de la cavité mais plutôt de l'orbite périodique. Le paramètre que nous utiliserons pour discuter de la stabilité des orbites instables de longueur  $L$  sera le coefficient de Lyapunov  $\lambda$  défini comme:  $\Lambda = e^{\lambda L}$ ; avec  $\Lambda$  l'une des valeurs propres réelles qui est supérieure à l'unité (1.14).

**Remarque :** Dans le cas iii), le Lyapunov est nul. On dit alors que l'orbite périodique est à stabilité marginale.

## II-3 Microcavité laser

Jusqu'à présent nous avons parlé des microcavités en tant que résonateurs passifs. Dans ce présent travail, nous avons introduit un milieu actif réparti de manière homogène à l'intérieur de la cavité (cf chapitre III-A).

### II-3.1 Effet laser

Pour qu'un mode puisse laser, il doit *a priori* remplir les conditions suivantes :

- Il doit se trouver à l'intérieur de la bande de fluorescence du colorant, dans une région où le gain est suffisant pour compenser les diverses pertes, notamment celles par absorption.
- Il doit entrer en résonance avec les modes de la cavité (phénomène d'amplification).

Par fabrication, le colorant laser est uniformément distribué dans la matrice du polymère. Expérimentalement cette uniformité est assurée à mieux que l'échelle de la longueur d'onde  $\lambda$ . Il est possible de sélectionner quelques modes de résonance en les excitant de manière locale soit par un couplage évanescent [20-23], soit en focalisant le faisceau de pompe sur une région particulière [24, 25]. Nous avons choisi de maintenir un pompage optique uniforme afin que seule la forme de cavité puisse gouverner l'effet laser et décider sur quels modes la cavité va émettre. Aucune sélection préalable n'est effectuée.

### **II-3.2 Pertes dans la cavité laser**

L'émission laser dans le cas de cavités diélectriques est sujette à des pertes qui peuvent entraver complètement l'émission laser. On peut classer les pertes suivant :

- pertes par absorption du matériau avec lequel est fabriqué le laser.
- pertes par diffusion ou diffraction par les rugosités et les défauts de fabrication.
- pertes par fuite dans le substrat.

Il est probable qu'il existe également des interactions non-linéaires entre les différents modes lasers et que ce phénomène joue sur l'amplification des modes.

## **II-4 Formule de trace**

Les microcavités diélectriques sont des 'billards ouverts' où les ondes électromagnétiques peuvent être confinées par le moyen de réflexions totales internes aux interfaces diélectriques.

La propagation des ondes dans un billard peut se ramener, pour des faibles longueurs d'onde, à la propagation des rayons : c'est la limite classique. Ce passage à la limite se fait d'une façon continue, il existe donc un domaine de longueurs d'onde où cette approximation n'est plus tout à fait valable, mais les propriétés classiques du système continuent à jouer un rôle important. L'approche semiclassique consiste à utiliser les arguments classiques pour décrire un système quantique. La théorie des orbites périodiques, formulée pour la première fois en 1971 par M.C. Gutzwiller, relie de façon semi-classique la trace d'un opérateur de propagation quantique aux orbites périodiques classiques. Des preuves mathématiquement rigoureuses ont été données par la suite [26].

Cette formule a été adaptée à plusieurs situations [27, 28]. Dans le cas de nos cavités diélectriques, elle s'exprime par :

$$d(k) \equiv \sum_p c_p e^{ikL_p - i\mu_p} + cc \quad (1.15)$$

$d(k)$  : densité d'état.

$C_p$  : coefficient dépendant de la géométrie de l'orbite dans la cavité.

$L_p$  : longueur de l'orbite périodique 'p'.

$\mu_p$  : la phase accumulée le long de l'orbite.

Pour plus de détails, le lecteur peut consulter les références [8, 10]. Nous aurons l'occasion dans notre travail de comparer les orbites périodiques mesurées expérimentalement aux orbites prédites théoriquement à partir de la formule de trace. Le calcul de la densité d'état (1.15) pour différentes cavités est réalisée par Remy Dubertrand [10].

## Conclusion

L'utilisation des photons pour la technologie de l'information et pour l'optique intégrée demande la compréhension du phénomène de manipulation de la lumière à des échelles micrométriques et sub-longueur d'onde. Même si la théorie est presque arrivée à sa maturité, l'exploitation expérimentale n'en est qu'à ses débuts. Les chapitres suivants sont dédiés à la présentation de résultats expérimentaux obtenus sur les microlasers organiques de géométrie bien déterminée.

# Chapitre III : Techniques expérimentales (fabrication et expérimentation)

## Partie A : Techniques expérimentales de fabrication

Dans cette section, nous décrirons brièvement les différents matériaux utilisés dans le cadre de ce travail de thèse, ainsi que toutes les étapes de fabrication suivies pour la réalisation des microlasers.

### *III-A.1 Les matériaux*

Le laboratoire LPQM possède un riche passé dans la recherche sur les composés polymères pour la réalisation de composants optiques et de microlasers [8, 29]. Le choix de matériaux utilisés dans notre étude a été donc influencé par le savoir-faire et les connaissances acquises antérieurement. Les microlasers sont réalisés avec un polymère organique, le PMMA utilisé comme matrice hôte dopée par un colorant DCM, appelé ‘invité’. En général nous utilisons un dopage à 5 % en masse et la solution est préparée dans l’anisole avant d’être déposée par centrifugation (spin-coating) puis placée pendant 2 heures dans un four à 120°C.

#### **III-A1.1 Le PMMA**

Le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) est un thermoplastique qui présente des propriétés très intéressantes pour le confinement de la lumière. Sa résistance, son indice de réfraction de 1.49 à 600 nm, sa transparence meilleure que le verre et sa texture lisse (non diffusive) font de lui un très bon matériau pour l’optique. D’autre part, du fait de sa solubilité dans divers solvants, il est possible d’y introduire d’une manière très homogène des émetteurs moléculaires et d’assurer ainsi une bonne distribution de ceux-ci. Il a été suggéré d’utiliser le PMMA pour fabriquer des concentrateurs solaires à la place du silicium (très cher, lourd et non écologique) [30], mais il reste un inconvénient vis-à-vis de sa faible résistance thermique (il est inflammable). Pour notre cas, cela ne pose pas problème car le pompage reste défocalisé. Par souci de pureté, nous avons bien confirmé par mesure spectrophotométrique la transparence du PMMA utilisé dans ce travail (absorption inférieure à 1 % pour une couche d’épaisseur 1  $\mu\text{m}$  dans la gamme de longueurs d’ondes de travail.



### III-A.1.2 Le DCM

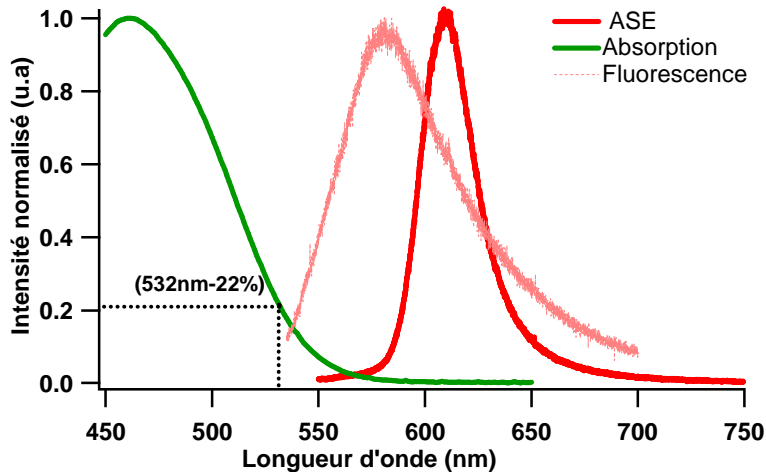
Le DCM ou encore le 4-dicyanométhylène-2-méthyl-6-p-diméthyl-amino-styryl-4H-pyrane, est un colorant laser synthétisé en 1974 par Webster et Coll, de comportement très dépendant du milieu environnant: en solution [31, 32] ou dans une matrice polymère (PMMA) [33, 34]. Le DCM est approprié à différents modes de pompage, en continu, lampe flash ou en impulsionnel. Ses performances très intéressantes font de lui un colorant largement utilisé: relativement bonne photostabilité (cf Chapitre VII), rendement quantique de fluorescence élevé (environ 0.76 dans le PMMA [33]), large déplacement de Stokes (+100nm) et large domaine d'accordabilité (600-700nm). Dans ce travail, le DCM est utilisé sous un pompage optique en régime impulsionnel (30 et 700 ps). Comme le colorant adopte des comportements très dépendants de son environnement, et du mode de pompage, il semble nécessaire de caractériser le couple (PMMA-DCM) dans nos conditions expérimentales.

### III-A.2 Caractérisation de la couche PMMA-DCM (5%)

La figure III-1, montre le spectre d'absorption, de fluorescence et d'émission spontanée amplifiée (ASE) mesurés sur une couche de PMMA-DCM d'épaisseur 0.6µm, déposée sur une lame de verre, dans des conditions exactement identiques à celles utilisées pour la fabrication<sup>1</sup> des microcavités lasers. Le spectre d'absorption est enregistré avec un spectrophotomètre Lambda 950 pour des longueurs d'ondes couvrant toute la gamme du visible. On peut noter sur le graphe (courbe verte de la figure III-1) que le taux d'absorption de la couche, mesuré à la longueur d'onde 532 nm (longueur d'onde du laser pompe) est de l'ordre de 20%. Quant aux spectres de fluorescence et d'ASE, ils sont enregistrés avec le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des microcavités laser (partie B de ce chapitre): le signal est enregistré sous pompage picoseconde à 532 nm d'une couche de PMMA-DCM directement déposée sur le verre ( $n = 1.5$ ) pour la fluorescence ou sur une couche de la SOG ( $n = 1.42$ ), pour l'ASE.

---

<sup>1</sup> La couche PMMA-DCM est aussi exposée à la gravure ionique (RIE), comme dans le cas des cavités.



**Figure III- 1 Spectres d'absorption de fluorescence et d'ASE d'une couche PMMA-DCM d'épaisseur 0.6µm, normalisés à l'unité.**

Dans le cadre de cette thèse, l'objectif principal n'est pas d'optimiser l'efficacité de la source laser. C'est pourquoi le rendement du DCM pompé à 50nm du maximum d'absorption (soit à 532nm) est largement suffisant pour mener notre étude.

Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été obtenus avec des micro-lasers fabriqués avec le PMMA-DCM (5 %) déposé sur substrats de silicium oxydé sur 2 µm, c'est-à-dire un système SiO<sub>2</sub>/Si commercial. Toutefois nous avons aussi effectué des tests avec d'autres matériaux comme la gélatine, le Nil Red, les Quantum Dots et la Rhodamine. Certains sont discutés dans l'Annexe A. Nous avons également travaillé sur des substrats de verre ou de verre métallisé avec de l'ITO. Dans ce cas, l'indice du verre (1.55) est légèrement supérieur à celui de la couche active (1.54) et pour obtenir le confinement, nous avons intercalé deux couches de 1 µm de SOG (Spin-On Glass (1.42)).

### **III-A.3 Etapes de fabrication des microlasers**

Après avoir défini les matériaux mis en jeu dans la fabrication des microlasers au paragraphe précédent, ici, nous décrivons la technique de fabrication étape par étape. La plupart des cavités sont réalisées par les moyens de la salle blanche de l'Institut d'Alembert grâce à l'aide de Joseph Lautru. La fabrication est relativement facile et prend généralement deux jours pour réaliser un échantillon contenant quelques dizaines de cavités de formes et de tailles variées.

### **III-A.3.1 Préparation de la solution PMMA-DCM**

Le colorant laser DCM est mélangé pendant plusieurs heures avec une solution de PMMA-A6 ( 6% PMMA dans l'anisole –Micro Chem). La concentration du DCM est de l'ordre de 5% en masse dans le PMMA, et est choisie de sorte à avoir suffisamment de gain pour obtenir l'effet laser, mais pas trop pour éviter le phénomène de quenching. Cette grandeur est optimisée expérimentalement<sup>1</sup>.

### **III-A.3.2 Dépôt de la couche de PMMA-DCM**

Sur un substrat de silicium oxydé (2  $\mu\text{m}$ ), on dépose un film mince de PMMA-DCM à partir de la solution dans l'anisole par centrifugation (spin-coating, dépôt par centrifugation à la tournette). Cette technique permet de jouer sur plusieurs paramètres pour assurer une couche de profil plat et d'épaisseur souhaitée. Tenant compte de la viscosité de la solution (6% en anisole), la vitesse de rotation et le temps de dépôt ont été aussi optimisés [8]. Les dépôts sont réalisés en étalant la solution sur le substrat pendant 23 s à l'air libre, dont 5 s avec une vitesse de 500 tour/min, et 18 s avec une vitesse plus forte de 1000 tours/min. Il se trouve que les couches réalisées sous un couvercle (GR7) présentent des aspérités et sont près de deux fois plus fines. En fait, étant donné que le solvant est très volatile (l'anisole), une fois enfermé avec l'échantillon lors du dépôt, il crée à l'intérieur de la cellule un fluide très turbulent, et les chocs de ce dernier avec l'échantillon en rotation, induisent des structures sur le film.

Une fois la couche déposée, l'échantillon est directement introduit dans une étuve à 120° pendant 2H. Il est ensuite laissé à refroidir à l'intérieur de l'étuve jusqu'à thermalisation totale pour ne pas lui faire subir de choc thermique.

### **III-A.3.3 La microstructuration**

Du fait des propriétés des polymères : imprimables, modelables, ..., plusieurs techniques sont possibles pour fabriquer des microstructures et même des nanostructures avec ces matériaux [35]. On peut citer plusieurs méthodes de lithographie, de gravure et de nanoimpression [36]. Toutes ces techniques ont atteint un stade de maturité permettant de résoudre convenablement des motifs arbitraires. Le paragraphe suivant porte sur les deux techniques que nous avons utilisées pour la fabrication des microlasers à base de PMMA-DCM.

---

<sup>1</sup> La concentration de 3% a été testée et s'est révélée insuffisante pour obtenir un effet laser raisonnable. Cette concentration dépend du type de polymère utilisé.

### III-A.3.3.1 Lithographie UV et gravure par plasma à dioxygène

Un film mince d'une résine photosensible est déposé sur la couche du polymère dopé. La photorésine utilisée dans notre cas est la S1805. Elle est déposée à une vitesse de rotation 1000tours/min, sans utiliser le GR7 (couvercle) pour éviter que le solvant ne dissolve la couche de PMMA-DCM, pendant 20s, puis cuite sur un plaque chauffante pendant 2mn à 95°. A travers un masque optique constitué de motifs en chrome insérés dans un substrat de quartz ou de verre (Soda lime borosilicate) fabriqué chez Photronics ou chez Optimask, on insole l'échantillon avec une lumière UV à la longueur d'onde 365 nm. Le temps de l'exposition aux UV dépend de l'épaisseur de la couche de photorésine. Il est en général de 6 s avec S1805 sous les conditions de dépôt ci-dessus. Le développement chimique par le développeur Microposit 351 pendant une minute, puis rinçage sous eau déminéralisée, permet de révéler les motifs sur la photorésine. Il reste ensuite à transférer les motifs imprimés dans la photorésine sur la couche de PMMA-DCM par gravure ionique.

La gravure ionique consiste à bombarder la surface de l'échantillon par les ions accélérés d'un plasma de sorte à ce que l'impact de ces derniers arrache les atomes de la surface de l'échantillon. Dans notre cas, le plasma est un plasma à oxygène créé par application d'un fort champ électrique radiofréquence sur un gaz d'oxygène. La puissance du champ radiofréquence ainsi que la pression dans la cellule déterminent la vitesse de gravure des matériaux. Pour garantir la meilleure qualité de gravure, ces paramètres ont été optimisés ainsi que l'épaisseur de la couche de la photorésine (masque)<sup>1</sup>.

Les différentes étapes de fabrication des microcavités sont schématisées dans la figure III-2 et des détails supplémentaires sur la technique de microlithographie sont donnés dans la référence [36].

---

<sup>1</sup> Le temps de gravure est déterminé en tenant compte des vitesses de gravure de la photorésine et du polymère qui sont bien différentes, nous avons mesuré en moyenne une vitesse de gravure de ...pour le PMMA-DCM, et de ...pour la photorésine.

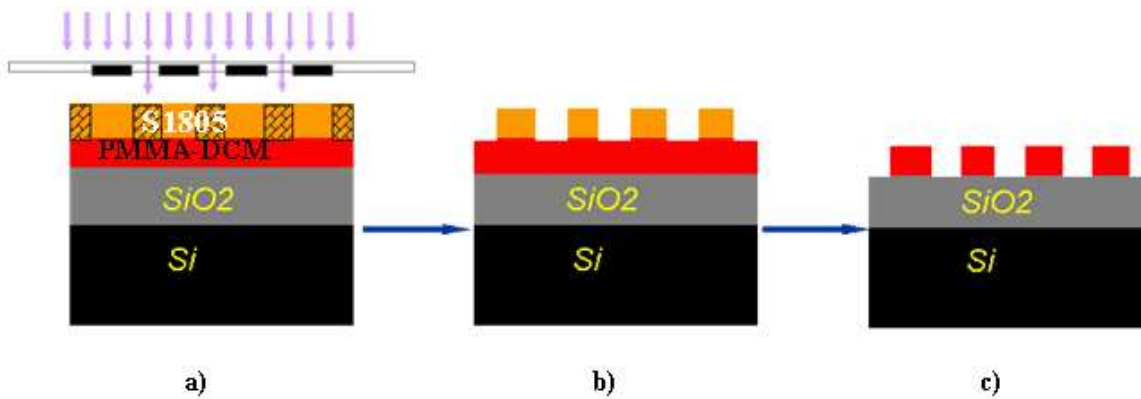


Figure III- 2 Les différentes étapes de fabrication de microlasers par la technique de photolithographie UV couplée à la gravure ionique, a) étape d'insolation de la résine (S1805), b) le développement qui révèle le motif en résine, et c) la gravure ionique qui permet de transférer le motif sur la couche de PMMA-DCM.

### III-A.3.3.3 La lithographie électronique

Egalement appelée lithographie par faisceau d'électrons (e-beam lithography), il s'agit d'une technique de lithographie sans masque optique, utilisant les propriétés de résine du PMMA. Les motifs sont directement dessinés à l'aide du faisceau d'électrons qui balaye le film de PMMA déposé sur le substrat. Le PMMA des zones exposées aux électrons est par la suite dissout dans un solvant adéquat (développeur MIBK Methyl IsoButyl Ketone). Suivant la taille de la zone à insoler et la précision requise (discrétisation), cette technique peut se révéler assez lente, mais elle permet d'améliorer nettement la limite de diffraction rencontrée dans le cas de lithographie optique et peut atteindre des résolutions de l'ordre de 10 nm (cf. photographie figure III-3c). Cet avantage fait de la lithographie électronique une solution de choix pour la fabrication de cavités où la qualité de gravure est cruciale (coin des carrés par exemple).

De manière générale, la précision à laquelle un guide doit être réalisé, est un facteur important tranchant sur le choix de la technique de fabrication. En effet, toutes les rugosités de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde guidée causent une diffraction de la lumière et conduisent donc à des pertes à la propagation. Par exemple, pour un guide d'indice 1.51 entouré d'un milieu d'indice 1.50, soit  $\Delta n = 10^{-2}$ , les imperfections de bord ne doivent pas excéder 50 nm pour que les pertes ne dépassent pas 1dB/cm [37].

Dans le cadre de cette thèse, nous avons fait appel à la lithographie électronique pour l'étude de quelques formes particulières de microlasers. Les microlasers fabriqués par ce

moyen sont réalisés par Christian Ulysse avec le masqueur électronique LEICA-EBPG 5000+ du Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN – projet Exogène). Nous avons constaté que le passage du faisceau électronique, même avec une dose optimisée, blanchit le colorant. L'effet reste raisonnablement faible. Mais il modifie tout de même l'indice de la couche qui devient alors plus faible que 1.54. Nous quantifions cette variation grâce aux spectres de résonateurs Fabry-Pérot placés aux côtés des cavités d'intérêt, en utilisant la méthode décrite plus loin.

### ***III-A.4 Caractérisation structurelles des microlasers***

Tout au long de la fabrication des microlasers, plusieurs moyens de caractérisation sont sollicités afin de s'assurer de la bonne épaisseur, de l'uniformité des couches, ...

#### **III-A.4.1 La mesure d'épaisseur**

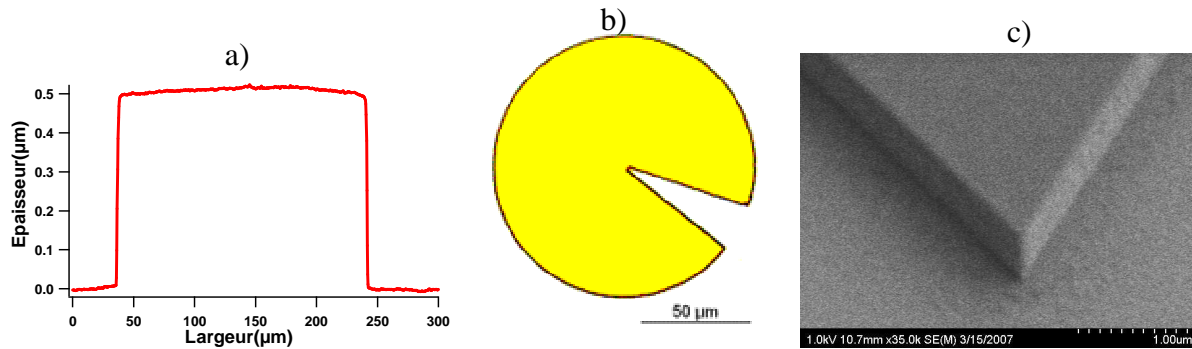
Comme il a été indiqué dans la partie théorique, nous nous intéressons aux microlasers d'épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière confinée (environ 0.6  $\mu\text{m}$ ). Ce point est très important et l'épaisseur du microlaser est donc suivie tout au long de ses étapes de fabrication, depuis le dépôt du film mince de PMMA-DCM. Les mesures sont effectuées avec un profilomètre DEKTAK3 situé en salle blanche. Il s'agit d'une mesure par contact direct d'une pointe sur la couche (ou la cavité) qui permet aussi d'évaluer la rugosité et l'uniformité de la couche. La résolution est de l'ordre de l'angström. Un exemple d'enregistrement est donné dans la figure III-3a.

#### **III-A.4.2 Microscopie optique**

La microscopie reste un moyen simple et pourtant bien utile pour juger de la qualité de la couche de PMMA-DCM et du profil des cavités. Avec un microscope Leica DMLB à poste en salle blanche, nous effectuons des observations répétées de la couche et des cavités avant et après la gravure. Ce microscope offre un agrandissement de X100 et une bonne mise au point qui permet également d'observer des détails des cavités lasers comme par exemple la qualité des coins ou l'homogénéité de la couche (absence d'agrégats, test important avec d'autres milieux actifs que les colorants lasers). Cette observation permet aussi de vérifier la bonne reproduction du masque (forme et taille des cavités). Un exemple de photographie d'une cavité est donné dans la figure III-3b. Toutes les photographies exposées ultérieurement dans cette thèse ont été enregistrées avec ce microscope.

### III-A.4.3 La microscopie électronique

Afin d'évaluer les défauts de fabrication aussi bien avec la technologie locale (lithographie UV + RIE) qu'avec celle du LPN (Lithographie électronique), nous avons utilisé un microscope électronique à balayage (MEB). Nous exposerons plus loin des images de cavités, et commenterons la différence. Certaines ont été réalisées par Christian Ulysse au LPN et d'autres à l'Institut d'Alembert avec le MEB de la plate-forme « caractérisation de matériaux ».



Pour commenter la figure III-a, on constate sur le graphe de gauche que les cavités mesurent environ 500 nm d'épaisseur et présentent un profil raisonnablement plat (le palier de la marche). A partir de l'image au microscope optique au milieu, on peut noter la vivacité de la couleur jaune (vraie couleur) qui est pour nous un signe de bonne répartition du DCM dans la matrice polymère. Si certaines cavités sont trop fines, elles apparaissent un peu ternes au microscope. De même, après une longue utilisation du microlaser, on peut évaluer à l'aide du microscope son état de blanchiment.

**Conclusion** : Dans cette partie du chapitre nous avons présenté les techniques expérimentales utilisées pour la fabrication des microlasers et pour leurs caractérisations structurales. Plusieurs précautions sont indispensables pour la réussite d'un bon microlaser, comme une bonne homogénéisation de la solution avant le dépôt, le nettoyage de la tournette, des boîtes de Pétri et du masque optiques, ...bref plusieurs réflexes sont nécessaires pour minimiser la contamination et les défauts durant la fabrication.

## Partie B : Moyens Expérimentaux

Dans cette partie, une description très brève du dispositif expérimental développé pour l'étude des microlasers introduit dans la partie A sera donnée, suivie d'un exemple d'illustration sur un microlaser en forme de cavité Fabry-Pérot, modèle simple de résonateur.

### III-B.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des microlasers organiques est schématisé dans la figure III-4. L'échantillon est placé sur une platine de rotation. Avec un microscope optique, on visualise les cavités ce qui permet de sélectionner celle à étudier. Le pompage optique de la cavité choisie est effectué par-dessus. Comme laser de pompe, nous avons utilisé deux modèles différents de laser Nd :YAG doublé (532 nm). L'un émet des impulsions de 30 ps et n'est pas très stable. L'autre reste très stable avec des impulsions d'environ 700 ps. En général nous travaillons avec un taux de répétition de 10 Hz. Le chapitre VII présente une discussion sur l'influence du taux de répétition et de la durée de l'impulsion de pompe. Avec un système optique (polariseur et lame demi-onde), on contrôle l'énergie de la pompe. Les cavités sont pompées d'une manière uniforme en défocalisant la pompe à plus du double de la taille du microlaser. Le pompage uniforme, dans notre cas, a pour intérêt de laisser le système évoluer naturellement sans contraintes externe et ainsi de déceler ses propriétés intrinsèques telles les modes propres favorisés par le système et le type de la dynamique (chaotique ou régulière) des rayons.

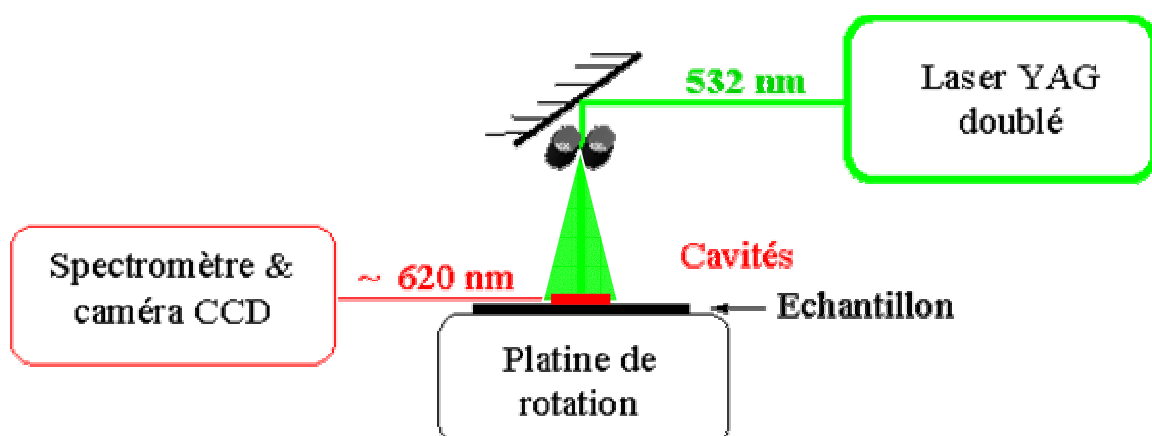


Figure III- 4 Schéma du dispositif expérimental.

Vue la structure planaire des microlasers (cf partie A); les dimensions latérales des cavités sont 100X plus grandes que les dimensions transversales, l'amplification est donc plus



importante dans le plan des cavités par conséquent l'effet laser est détecté dans le plan de ces structures planaires. Cette configuration est appelée émission par la tranche.

Une lentille de collimation de taille 25 mm placée à environ 15 cm du microlaser collecte le signal émis et le focalise sur une fibre optique connectée à une camera refroidie et un spectromètre **SpectraPro-2500i**. Avec ce dispositif nous réalisons plusieurs types d'expériences. En plus de celles décrites dans le paragraphe suivant, on peut citer l'étude de l'ASE et de la fluorescence (figure III-1).

### **III-B-2 : Expérimentation sur un microlaser en forme de FP**

L'étude d'une cavité diélectrique de type Fabry-Pérot est donnée dans ce paragraphe en guise d'illustration et de validation de notre étude sur les microlasers organiques.

Il s'agit sans doute de la cavité la plus simple, largement utilisées dans la pratique aussi bien pour le développement des laser tout types (solide ou liquide) ou en passif pour réaliser des filtres interférentiels [38]. La plupart des lasers en cavité<sup>1</sup> contiennent une cavité de type Fabry-Pérot constituée de deux miroirs semi-réfléchissants, de sorte qu'une partie de la lumière est réinjectée à l'intérieur de la cavité pour retraverser le milieu actif et ainsi satisfaire la condition d'amplification nécessaire pour l'effet laser. Elles sont aussi utilisées en passif, montées à l'extérieur d'un laser pour l'accorder sur l'un des modes de résonances de la cavité Fabry-Pérot.

Les cavités diélectriques en forme de Fabry-Pérot (FP) que nous avons fabriquées avec les techniques et les matériaux exposés dans la partie A de ce chapitre, sont des rubans diélectriques assez longs pour éviter le retour de la lumière sur les deux extrémités du ruban et de largeur 'a' de l'ordre de 100 à 200 $\mu$ m. La figure III-5 montre une image microscope optique de l'un des microlasers FP que nous avons fabriqué.



**Figure III- 5 Image microscope optique d'un microlaser FP fabriqué à base du polymère PMMA dopé avec colorant laser DCM.**

---

<sup>1</sup>Il existe bien des lasers sans cavité, on peut citer les lasers aléatoires.

Avec notre dispositif expérimental, nous pouvons étudier plusieurs propriétés des microlasers, que nous mettrons en évidence sur cet exemple de cavité FP particulièrement simple et illustratif.

### III-B.2.1 Mesure du seuil laser

La toute première mesure que nous réalisons avec ce dispositif expérimental c'est la détermination du seuil laser. Il s'agit donc de définir le point laser, qui correspond à l'énergie minimale de la pompe permettant de déclencher l'effet laser. Cette valeur est importante pour pouvoir travailler avec la cavité sous pompage juste au dessus du seuil laser.

L'énergie du laser pompe est contrôlée grâce à une lame demi-onde et un polariseur. Avec une lame séparatrice, une partie du faisceau pompe est prélevée et est envoyé sur un mesureur de puissance adapté aux lasers impulsionnels (tête thermique), pour assurer le suivi de l'énergie de la pompe le long des expériences. Les courbes de seuils sont réalisées en rapportant l'intensité émise par un microlaser dans une direction d'émission, en fonction de l'énergie de la pompe.

L'énergie de la pompe donc est lue sur le mesureur qui moyenne sur 10HZ et affiche l'énergie moyenne par impulsion, tandis que l'intensité émise est estimée en intégrant ou en relevant la valeur maximale du spectre d'émission enregistrée. L'unité de l'énergie émise n'affecte pas la position du seuil laser. On reviendra sur le seuil laser dans le chapitre VII, pour le moment, on se contente d'un exemple réalisé sur un microlaser en forme de FP (Figure III-6).

Etant donné que les cavités FP sont des rubans assez longs, la cavité est pompée avec un spot laser de diamètre de l'ordre du double de la largeur de la cavité, ce qui est largement suffisant pour assurer un pompage uniforme (schéma de l'encart de la figure III-6).

On peut voir sur la courbe que le seuil est bien défini, ce qui est aussi clair sur les spectres enregistrés juste au dessous et juste au dessus du seuil laser. Pour ce microlaser, le seuil est de l'ordre de  $2 \mu\text{J}^1$

---

<sup>1</sup> Je préfère exprimer le seuil en terme d'énergie moyenne par impulsion ( $\mu\text{J}$ ) lue directement sur l'appareil de mesure en prélevant une partie du signal pompe, plutôt qu'en fluence, qui tient compte de la taille du spot laser qui dans notre cas est mesuré très approximativement à travers le microscope optique.

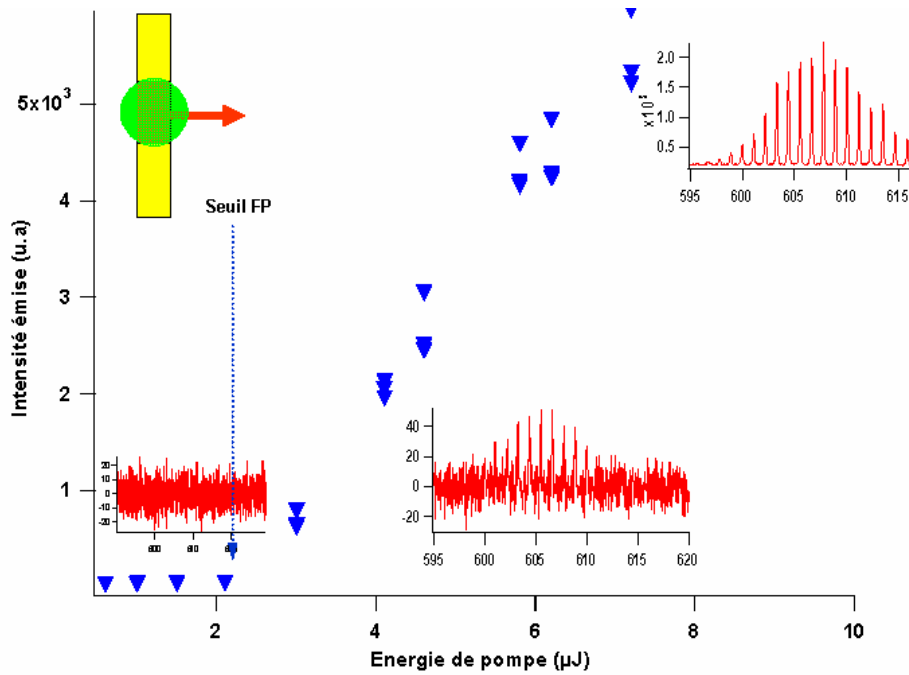


Figure III- 6 Courbe d'énergie émise en fonction de l'énergie de la pompe enregistrée sur un microlaser FP de 120 μm dans la direction indiquée en encart et sous pompage d'une zone circulaire de la cavité, les trois spectres sont enregistrés juste au dessous, juste au dessus et loin du seuil laser.

### III-B.2.2 Enregistrement des directions d'émission

L'une des propriétés très importantes auxquelles on s'intéresse dans le cadre de ce travail de thèse est l'émission en champs lointain des microlasers, cette propriété est assez intéressante au point de vue des applications mais aussi pour la compréhension des type de couplages externes de la lumière piégée dans nos microstructure (couplage évanescent ou couplage réfractif). Avec le dispositif expérimental on peut suivre l'émission laser en tournant la cavité par rapport au système de détection tout en restant dans l'axe et en enregistrant les spectres d'émission pour chaque pas de rotation.

La figure III-7 montre un diagramme angulaire d'émission enregistré sur notre exemple de microlaser FP. L'émission est très directionnelle et orientée perpendiculairement aux faces du microlaser.

La résolution angulaire dépend de l'emplacement de la lentille de collimation par rapport à la cavité. Pour la majorité des expériences, la lentille de collimation de taille standard (diamètre  $d=2.4\text{cm}$ ) est placée à une distance  $L=15\text{cm}$  de la cavité. L'intégration angulaire est donc réalisée sur un cône d'angle au sommet  $\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{d}{2L}\right) \approx 4.5^\circ$ .

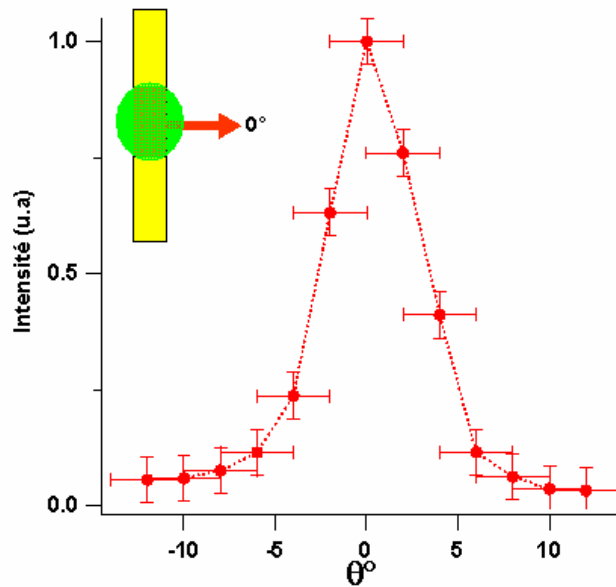


Figure III- 7 Le diagramme angulaire d'émission en champs lointain d'un microlaser FP.

L'émission d'un microlaser FP est attendue dans cette direction perpendiculaire aux faces de la cavité qui agissent comme deux miroirs réfléchissants du fait du contraste d'indice de réfraction entre les deux milieux (diélectrique/air), ce que la mesure expérimentale confirme et précise.

La situation est plus riche et difficile à interpréter pour d'autres géométries des microlasers que nous aurons l'occasion d'étudier plus loin.

### III-B.2.3 Enregistrement des spectres

Le système de détection est constitué d'une camera CCD (1340pixels) et d'un spectromètre de résolution 0.1nm activant dans la gamme 500-749 nm, pilotés par un ordinateur. L'enregistrement des spectres d'émissions des microlasers est dans la plupart des cas effectué sur un temps d'intégration de 3 s soit sous 30 impulsions pompe (10 Hz). Cette valeur est choisie de sorte à enregistrer suffisamment de signal. Les spectres enregistrés avec des temps d'intégrations de 0.5 s ou 10 s, portent la même information sur la cavité à des différences près en intensité. Pour ces temps d'intégration, une cavité pompée juste au dessus du seuil laser peut présenter plusieurs modes, ce qui signifie, que contrairement aux cavités genre FP (diodes laser par exemple), les microcavité, peuvent favoriser plusieurs modes laser simultanément, ce qui peut s'expliquer par la variation de facteur de qualité [39].

La figure III-8 présente un exemple de spectre d'émission d'un microlaser FP de largeur 120  $\mu\text{m}$ , enregistré sous pompage optique uniforme.

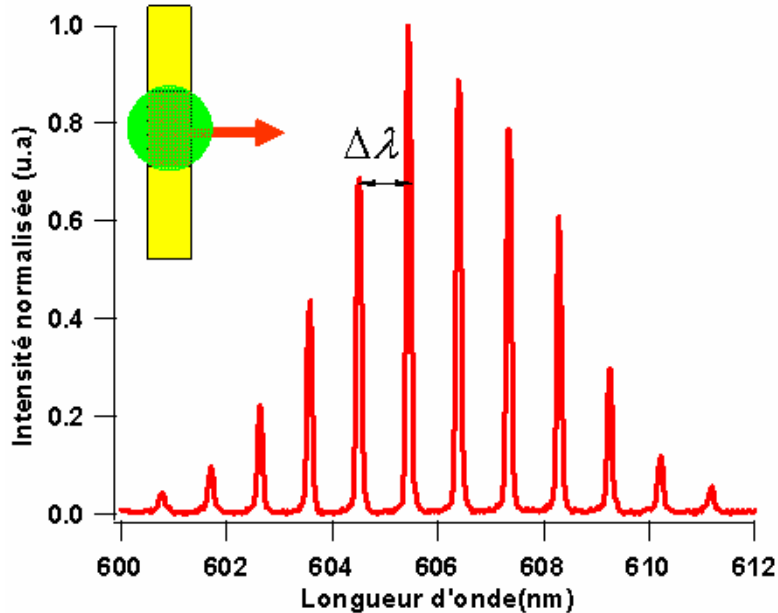


Figure III- 8 Spectre expérimental d'émission d'un microlaser organique en forme de FP de largeur 120  $\mu\text{m}$ , enregistré dans la direction de maximum d'émission.

### III-B.2.3.1 Mesure de l'indice global des cavités

Si l'on revient sur notre exemple illustratif, dans le microlaser FP les résonances sont bien connues et obéissent à la condition de quantification le long de l'unique orbite périodique possible dans la cavité  $L$  ( $L=2a$ ;  $a$  est la largeur de la cavité FP) exprimée comme :

$$r^2 e^{ikn_{eff}(k)L} = 1 \quad (1.16)$$

$n_{eff}$  : Indice effectif du milieu défini dans le paragraphe II-2.2.

$r$  : Coefficient de Fresnel aux bords de la cavité.

Les solutions réelles de (1.16) représentent les positions des résonances  $k_m$  qui vérifient la condition de retours en phase de la lumière sur le trajet aller-retour dans la cavité ; soit :

$$K_m n_{eff}(k)L = 2\pi m; m \in \mathbb{N} \quad (1.17)$$

Ainsi le spectre d'émission est constitué de pics sur chaque position  $k_m$  dont l'écart entre deux pics voisins  $k_m$  et  $k_{m+1}$  (intermodes):  $\delta k = k_{m+1} - k_m$  est lié à l'indice de réfraction du milieu par la relation:

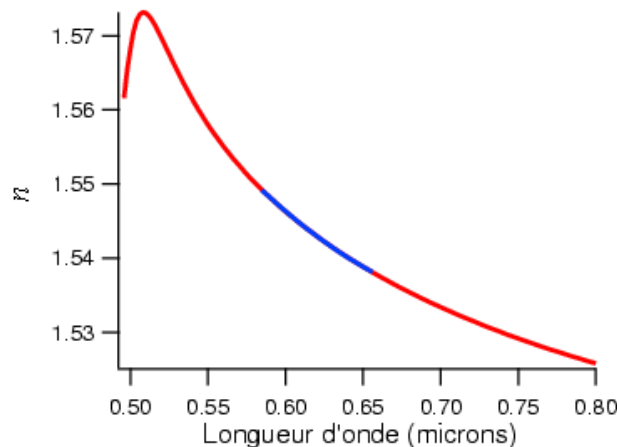
$$\delta k_m \left[ n_{eff}(k_m) + k_m \frac{\partial n_{eff}(k_m)}{\partial k} \right] L = 2\pi \quad (1.18)$$

On pose :  $\bar{n} = \left[ n_{eff}(k_m) + k_m \frac{\partial n_{eff}(k_m)}{\partial k} \right]$  l'indice global, contenant un terme qui correspond à la vitesse de phase ( $n_{eff}(k_m)$ ) calculé dans le paragraphe II-2.2, et un autre qui correspond à la vitesse de groupe ( $k_m \frac{\partial n_{eff}(k_m)}{\partial k}$ ).

La relation (1.18) devient donc :

$$\delta k_m \bar{n} L = 2\pi \quad (1.19)$$

L'indice effectif calculé pour nos structures planaires (paragraphe II-2.2) est de l'ordre de  $n_{eff} = 1.5$  dans la plage de longueur d'onde d'émission laser et avec les épaisseurs de cavité d'ordre  $d=0.6 \mu m$ . Le terme de vitesse de groupe, lui, regroupe les deux dispersions et de l'indice effectif évalué à (4%) et de l'indice de réfraction mesuré avec l'ellipsométrie sur une couche de PMMA-DCM (figure III-9), dont la dispersion est de l'ordre de 7% (partie bleu de la figure III-9).



**Figure III- 9 L'indice de réfraction de la couche PMMA-DCM mesuré par ellipsométrie, la partie bleue indique la dispersion d'indice dans la plage de longueurs d'ondes de travail.**

Ainsi  $\bar{n}$  est évaluée à 1.64 sans paramètres ajustables. Le terme de vitesse de groupe a été introduit par M. Lebental et contribue de 10% à la définition de l'indice global, ce qui est très significatif [9].

$\bar{n}$  dépend légèrement de la polarisation et de l'épaisseur de la couche active, mais cette dernière mesurée avec un profilomètre est fixée autour de 0.58-0.78  $\mu\text{m}^1$ .

Au moyen de la cavité FP, on peut confirmer la valeur de l'indice  $\bar{n}$  estimée à 1.64 sur plusieurs cavités. La relation (1.19) peut être exprimée en terme de longueur d'onde  $\lambda$  ( $k = 2\pi / \lambda$ ) comme :

$$\bar{n}L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.20)$$

Où  $\Delta\lambda$  est l'intervalle spectral libre ISL indiqué sur le spectre de la figure III-8.

A partir de cette relation,  $\Delta\lambda$  est mesuré expérimentalement au moyen du spectre d'émission des microlasers FP.  $L=2a$ , est l'unique orbite géométrique possible dans ce cas de FP dont la largeur est connue indépendamment, ce qui nous permet de vérifier  $\bar{n}$  selon la relation(1.20).

Par exemple à partir du spectre d'émission d'un microlaser FP de largeur  $a=120 \mu\text{m}$  (Figure III-8), on peut mesurer la valeur de l'intervalle spectral libre  $\Delta\lambda = 0.92\text{nm}$ . De (1.20) on tire

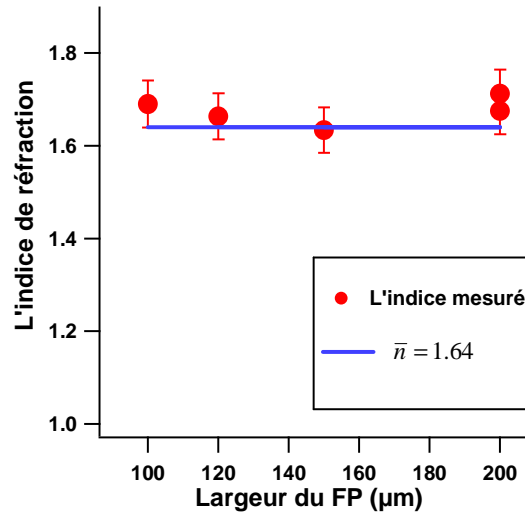
$$\bar{n} = \frac{\lambda^2}{2a\Delta\lambda} = \frac{606^2}{2 \times 120 \times 10^3 \times 0.92} = 1.66 .$$

La réalisation de cette mesure d'indice au moyen des spectres (ISL) a été effectuée sur une série de cavités FP de différentes largeurs  $a$ .

La figure III-10, rapporte l'indice de réfraction mesuré expérimentalement au moyen des spectres en fonction de la largeur ' $a$ ' de la cavité FP testé et la droite suit la valeur de l'indice global mesuré d'une manière indépendante de l'expérience  $\bar{n} = 1.64$ .

---

<sup>1</sup> Lors de la fabrication des microlasers, si l'épaisseur des cavités dépasse une certaine épaisseur (0.8 $\mu\text{m}$ ), on expose à nouveau l'échantillon à la gravure ionique, jusqu'à obtention de l'épaisseur souhaitée.



**Figure III- 10** Indice mesuré à partir des spectres d'émission des microlasers FP en fonction de la largeur des cavités (points rouges) comparé à la droite  $\bar{n} = 1.64$  (courbe bleu) qui représente l'indice estimé indépendamment de l'expérience.

Les points expérimentaux réalisés sur plusieurs cavités FP sont en très bon accord avec l'indice estimé à partir de l'indice effectif et la dispersion des indices (droite  $\bar{n} = 1.64$ ). D'une part, nous avons confirmé cette valeur d'indice global et d'autre part nous avons utilisé une méthode de mesure de l'indice de réfraction à partir des spectres expérimentaux.

### III-B.2.3.2 Mesure de la longueur des orbites périodiques

L'indice peut varier légèrement en fonction de la forme de la cavité, de sa taille,... et aussi au sein de la même cavité, en fonction de l'orbite périodique<sup>1</sup>. Dans ce qui suit, ces fluctuations seront négligées ce qui est justifié au vu de la relation entre  $\Delta n$  et  $\Delta L$ . En effet une incertitude de 0.01 sur la définition de l'indice, induit une erreur de l'ordre de 0.6% sur la définition de la longueur de l'orbite périodique  $L$  pour les dimensions typiques de nos microcavités (100-200 μm). Un indice ( $\bar{n} = 1.64$ ) sera donc admis pour toute la suite de ce travail.

On s'intéressera désormais à l'intervalle spectral libre ISL ( $\Delta\lambda$ ) mesuré à partir des spectres pour déterminer la longueur de l'orbite périodique  $L$  selon la relation(1.20). Pour remonter à cette mesure à partir des spectres nous avons emprunté la méthode de la Transformée de Fourier expliquée ci-dessous. Cette technique est pratique et efficace[9, 40].

<sup>1</sup>L'indice de réfraction peut varier localement par suite d'une légère fluctuation de la distribution du colorant à l'intérieur de la cavité mais aussi en fonction des chemins optiques emprunté. Cette variation peut être détectable.



### ***Traitement des spectres en termes d'orbites périodiques***

L'utilisation du terme 'orbite périodique' trouve son origine dans la correspondance classique de la fonction d'onde quantique. La dynamique des rayons se caractérise par l'existence de trajectoires fermées parcourues de façon périodique (interférence constructive sur un trajet fermé de la lumière). L'émission laser des microcavités est effectuée sur des modes de cavités, à la manière d'une cavité laser FP, la longueur de l'orbite périodique pouvant être déduite des spectres d'émission selon la formule (1.20), ce moyen de mesure ayant prouvé sa pertinence dans les mesures de conformité de fibre optiques à des distance assez longues avec une précision satisfaisante [41].

L'exemple typique d'un spectre d'un microrésonateur est donné dans la figure III-11, la périodicité des pics constituant le spectre dans l'espace réciproque ( $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ), est une manifestation des résonances sur une orbite périodique unique (ou majoritaire) et se traduit par une périodicité dans l'espace directe (longueur). Le passage à l'espace direct se fait au moyen de la Transformée de Fourier (TF) du spectre expérimental enregistré  $I = G(k)$ .<sup>1</sup> Le spectre de la TF est alors constitué de pics centrés sur  $\bar{n}L$  et ses multiples. Il suffit par la suite de lire directement sur le spectre de la TF la position du premier pic ou des premiers pics pour remonter à la longueur optique de l'orbite périodique.

### ***Exemple***

La figure III-11a, b, montre le spectre d'émission d'un microlaser FP de 120 $\mu\text{m}$  et sa transformée de Fourier correspondante.

A partir du spectre de la Transformé de Fourier, on peut lire la position du premier pic à

$$L = 395\mu\text{m} = 2a\bar{n} \Rightarrow 2a = \frac{395}{1.64} = 240.85\mu\text{m}, \text{ qui reproduit bien l'orbite FP, dans une cavité de}$$

120  $\mu\text{m}$  de large.

Ce moyen simple et puissant de traitement de données expérimentales en termes d'orbites périodiques a été adopté par M. Lebental [8, 9] et sera utilisé tout au long de ce travail de thèse.

---

<sup>1</sup> Même si le spectre expérimental est enregistré en fonction de la longueur d'onde, on converti les données en vecteur d'onde puis on applique la Transformée de Fourier:  $I = F(\lambda) = F\left(\frac{2\pi}{k}\right) = G(k)$

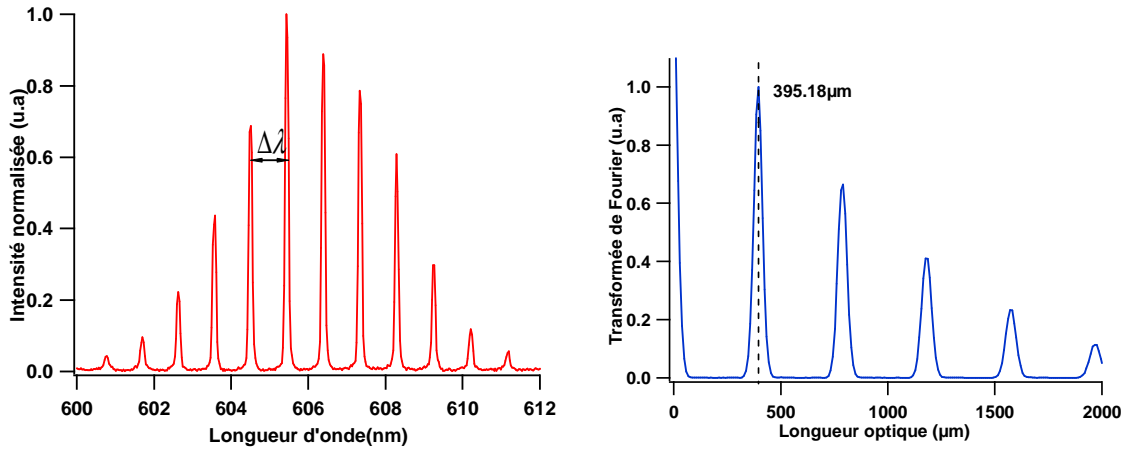


Figure III- 11 Spectre d'un microlaser FP et sa Transformée de Fourier.

### Conclusion

Tout le long de cette partie, nous avons exposé sur l'exemple le plus simple (FP), les différents types de mesures auxquelles on a accès grâce à un dispositif expérimental relativement simple.

Pour conclure, le microlaser FP nous a fourni une bonne base de mesure de l'indice de réfraction (effectif) et un bon calibre pour l'étude des orbites périodiques dans les microrésonateurs de forme quelconque.

## Chapitre IV : Les microlasers à géométrie simples

Après avoir exposé les moyens expérimentaux de détermination et caractérisation de l'orbite périodique dans la cavité diélectrique et des spectres d'émission ainsi que les diagrammes angulaire d'émission en champs lointains, illustrés sur l'exemple d'un microlaser FP, nous présenterons dans ce chapitre quelques résultats expérimentaux sur des cavités de géométries plus spécifiques.

Il convient de rappeler que la forme des cavités constitue un paramètre gouvernant la répartition du champ électromagnétique intracavité et son couplage externe. Du fait du faible indice de réfraction du matériau (système ouvert), nous tirons avantage du libre accès en champ lointain à quelques propriétés de ces systèmes pour les mettre à profit dans diverses applications.

Plusieurs cavités de géométries différentes (régulière ou non) ont été étudiées dans le cadre de ce travail de thèse en vue de discerner quelques propriétés intéressantes des microlasers organiques, de façon à privilégier un spectre « propre », sans mélange d'orbites périodiques, qui sera destiné à des applications de microdétection et de filtrage, la haute directivité privilégiant la réalisation de lasers très directionnel, ou bien, à un niveau plus fondamental pour mieux comprendre la distribution du champs à l'intérieur de la cavité (chaos ondulatoire).

On retiendra pour la suite, que les cavités sont assimilées ici à des micro-objets 2D, d'épaisseur  $0.6 \mu\text{m}$  et de largeur  $100\text{-}200 \mu\text{m}$ , fabriquées à partir d'un polymère dopé par un colorant laser (PMMA-DCM), dont la bande d'absorption est centré dans le vert et la bande d'émission dans le rouge. Ces microlasers sont pompés avec un laser impulsionnel à une longueur d'onde  $532 \text{ nm}$  avec un taux de répétition  $10 \text{ Hz}$  (sauf exception). Leur émission est détectée sur la tranche et on admet que l'indice de réfraction de ces structures est comme déjà justifié  $1.64$ .

### ***IV-1.1 Les microdisques***

L'idée d'utiliser la géométrie microdisque comme une alternative aux cavités FP dans des dispositifs à résonateurs a été introduite par McCall [42] en 1992. L'avantage de cette géométrie est de supporter des modes de galerie (WGM - Whispering Gallery Modes) dont les équivalents en termes d'optique géométrique sont des rayons se propageant à proximité de la frontière et rebondissant à l'interface par réflexion totale. Les pertes sont alors de nature

évanescence et peuvent donc être rendues arbitrairement faibles lorsque les rayons se rapprochent de la frontière. Ainsi le facteur de qualité peut-il devenir arbitrairement grand, au moins d'un point de vue théorique, lorsque  $kR$  augmente. A notre connaissance, le facteur de qualité le plus élevé observé expérimentalement est de l'ordre de  $10^8$  [43, 44]. En effet il reste toujours des pertes par le substrat et par diffraction sur les rugosités de surface.

Depuis, plusieurs dispositifs ont été développés à partir de ces structures à symétrie circulaire (ou plus exactement cylindrique), exploitant les modes de galerie pour réaliser des lasers compacts [1, 17, 45], ou en combinant plusieurs microdisques ou microanneaux à des guides d'ondes pour des applications type filtrage [23, 46-49], pour réaliser des effets non linéaires [17, 45, 50], et ils ont même été proposés pour une future réalisation de portes logiques « or », « and » et « nor » [20]. Une synthèse des différentes applications et théories sur les cavités optiques en général et circulaires en particulier est donnée dans les références [43, 51, 52].

Ces travaux exploitent préférentiellement les modes de galerie en les excitant de manière sélective, soit par voie évanescente par proximité avec un autre guide, soit en pompant juste sur une fine épaisseur latérale au voisinage du bord de la cavité. Ici nous proposons quelques résultats en pompage uniforme sur toute la surface pour mettre en évidence les similitudes et différences par rapport aux autres cavités.

La figure IV-1a,b), montre une image en microscope optique d'un microlaser en forme de disque et son diagramme d'émission enregistré en champ lointain. Figure IV-1c) et d), un spectre enregistré avec un laser en forme de disque de rayon  $80 \mu\text{m}$  et sa TF qui indique que la longueur de l'orbite périodique mesurée (position du pic de la TF, cf chapitre IIIB) correspond à un carré inscrit dans le disque (encart de la figure)

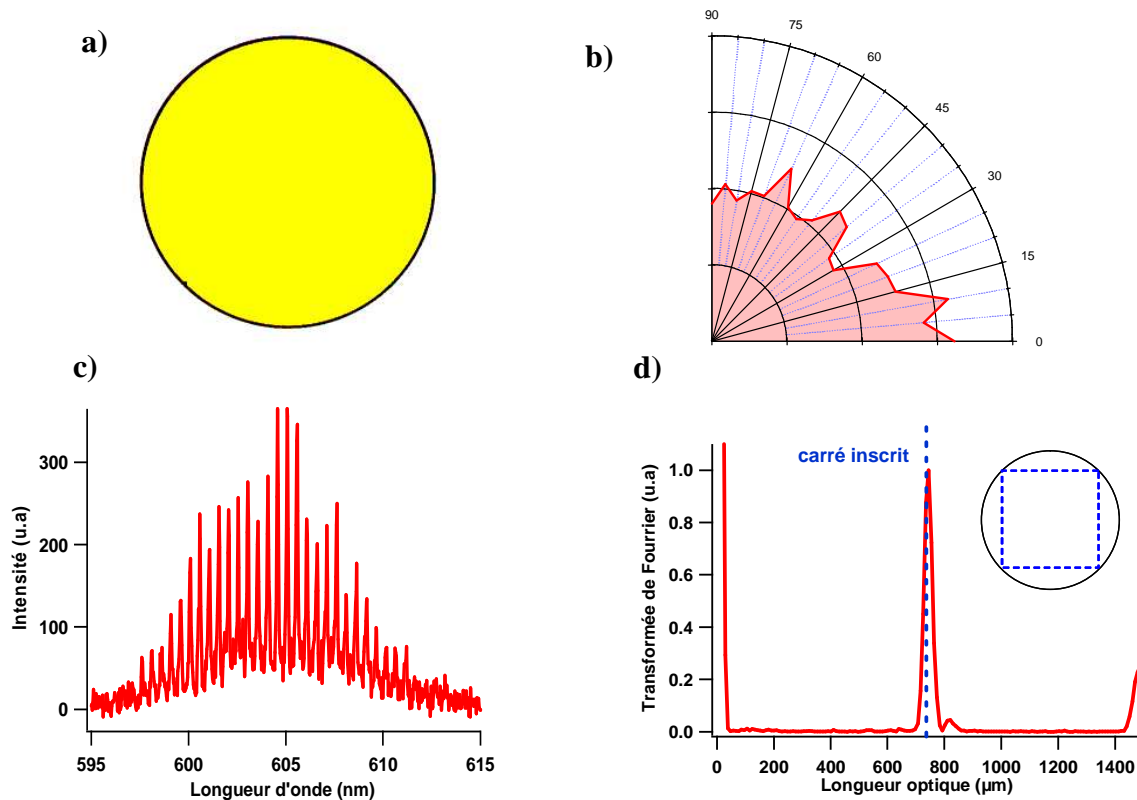


Figure IV- 1 a) Image microscope optique d'un microlaser en forme de disque de rayon  $50\mu\text{m}$ , b) son émission en champ lointain, c) un spectre d'un microdisque de rayon  $80\mu\text{m}$  et d) la TF correspondante.

D'après la formule de trace adaptée au disque diélectrique [8, 10, 53] on s'attend à voir des orbites périodiques en forme de polygones inscrits à partir du carré<sup>1</sup> (carré, pentagone, hexagone,...mais avec une prédominance de l'orbite carrée inscrit. Ceci est en accord avec nos résultats expérimentaux. Etant donné le faible indice de réfraction de la structure, l'orbite mesurée est le carré inscrit; première orbite confinée par les réflexion totale internes (RTI) car elle est réalisée avec quatre rebonds sur les bords du disque sous incidence de  $45^\circ$  supérieur à l'angle critique du dioptre cavité diélectrique/air  $\theta_c = 40.49^\circ$ , les autres orbite sont plus confinées, et leur couplage avec l'extérieur est moins efficace.

Il faut noter que le disque diélectrique est une des rares formes intégrables. Nous connaissons donc son spectre et ses résonances de manière analytique [13]. La contrepartie, c'est qu'il suffit d'une petite perturbation à la frontière (rugosité par exemple) pour que le système ne soit plus intégrable et que ses propriétés changent de manière drastique. De plus, dans notre configuration, nous observons la lumière qui sort de la cavité. Comme le facteur de

<sup>1</sup> Le carré inscrit dans le disque fabriqué à partir de notre diélectrique ( $n=1.5$ ) est la première orbite à être confinée par réflexion totale interne ( $\theta_i > \theta_c$ ).

qualité peut être très élevé, l'émission collectée reste faible. Comme microlaser, le disque n'est donc pas une forme à privilégier.

De manière générale, la faiblesse principale de cette géométrie c'est son émission isotrope liée à sa symétrie rotationnelle. (cf. figure IV-1b), alors que pour les applications, il est en général plus important d'avoir une émission bien directionnelle. Dans la suite de ce chapitre, on réduit la symétrie rotationnelle  $2\pi/n$  d'ordre infini ( $n$  infini pour le disque) à un ordre fini (polygones réguliers) et on suit l'évolution des modes de résonances et leurs propriétés d'émission en fonction de  $n$  (en particulier pour  $n=3, 4, 5, 6, 8$ ).

## ***IV-2 Cavités en forme de polygones réguliers***

Ces cavités présentent une certaine symétrie axiale qui entre dans la catégorie du groupe de symétrie  $C_{nv}$ , le système étant alors invariant sous des rotations d'un angle  $2\pi/n$ . Cette symétrie influence d'une manière forte et explicite les propriétés spatiale et spectrale de l'émission laser.

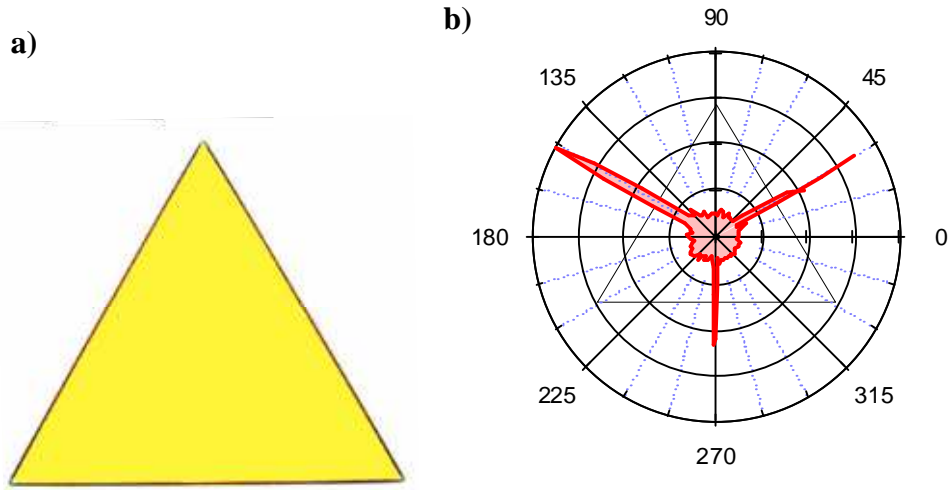
Dans tout ce qui suit, les microlasers sont étudiés sous les mêmes conditions expérimentales (pompe, températures, temps d'intégration,...).

### **IV-2.1 Le microlaser triangulaire**

C'est la structure 2D compacte formée par un nombre de cotés minimum ( $n=3$ ). Il serait intéressant de comparer le comportement de triangles quelconques (aigus et obtus), mais on se limite dans cette thèse aux formes régulières au sens géométrique, de classe de symétrie  $C_{3v}$  ou invariant par la rotation de  $2\pi/3$ . Une étude plus générale est en cours.

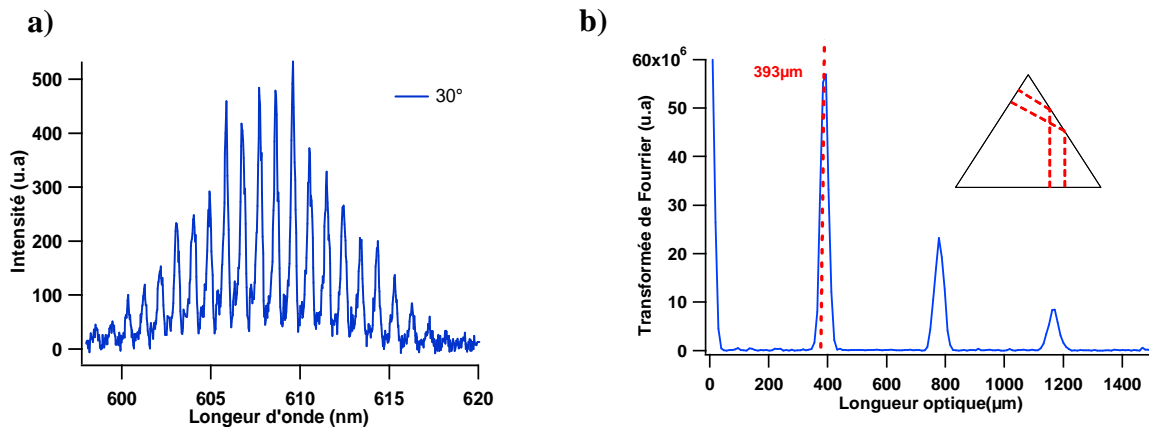
Les microrésonateurs en forme de triangle équilatéral ont fait l'objet de publications aussi bien théoriques qu'expérimentales[54, 55]. Nous y reviendrons dans la suite.

Ces microlasers sont fabriqués par les deux technologies exposées dans le chapitre III. Nous avons tout d'abord constaté que ces cavités émettent perpendiculairement à leurs faces. La figure IV-2b montre le diagramme d'émission expérimental d'un microlaser triangulaire de côté  $120\ \mu\text{m}$ , superposé au schéma d'un triangle pour montrer l'orientation de l'émission par rapport à la cavité. Cette émission est très directionnelle et présente trois lobes orientés de  $120^\circ$  les uns des autres.



**Figure IV- 2 a) Image en microscope optique d'un microlaser en forme de triangle équilatéral b) Son diagramme angulaire d'émission enregistré en champ lointain. Le fond au centre correspond au bruit environnant. Le schéma de la cavité est superposé pour indiquer l'orientation.**

Pour comprendre cette directionnalité de l'émission, nous avons enregistré les spectres d'émission sur ces directions de maximum d'émission et les avons traités en termes d'orbites périodiques selon la procédure expliquée au chapitre III B. La figure IV-6 présente le spectre d'un microlaser triangulaire de côté  $140 \mu\text{m}$  et sa transformée de Fourier.

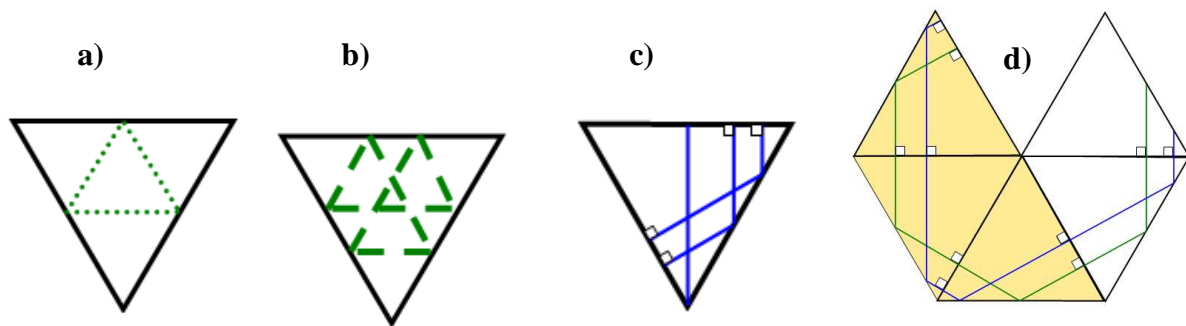


**Figure IV- 3 a) Spectre d'émission laser d'un microlaser en forme de triangle équilatéral de  $140 \mu\text{m}$  de côté et b) sa transformée de Fourier. La verticale indique la position de l'orbite théorique schématisée dans l'encart.**

Le spectre est très régulier et ressemble à celui d'un résonateur FP au sens de l'absence de mélange d'orbites (pureté spectrale). L'orbite périodique mesurée à partir du spectre est de longueur optique  $395 \mu\text{m}$  environ comme on peut le lire sur la figure IV-4b.

Quelques orbites périodiques possibles [56] dans un triangle régulier de coté  $a$  sont schématisées dans la figure IV-4a, b,c). On peut citer le triangle inscrit de longueur  $\frac{3}{2}a$  (figure IV-4a), le double triangle inscrit (figure IV-4b) de longueur  $3a$  et l'orbite que j'appellerai quasi-FP de longueur  $\sqrt{3}a$  (figure IV-2c). Ces trois orbites ont des caractéristiques différentes. Par exemple l'orbite en triangle inscrit n'est pas complètement confinée compte tenu de son incidence de  $30^\circ$  sur les interfaces de la cavité avec l'air, inférieure à l'angle critique du dioptre. Il en va de même pour l'orbite en double triangle inscrit. Si l'effet laser était réalisé sur l'une ou l'autre de ces orbites, les lois de la réfraction conduiraient à une émission dirigée à environ  $50^\circ$  par rapport à la base du triangle (diagramme de la figure IV-2b). Donc grâce au seul diagramme angulaire d'émission, on peut exclure la possibilité de résonances sur les orbites en simple et double triangle inscrit.

L'analyse du spectre en termes d'orbites périodiques montre que l'effet laser est obtenu suivant l'orbite quasi-FP. En effet l'orbite mesurée est de  $395 \mu\text{m}$  et l'orbite calculée est de  $\bar{n}\sqrt{3}a = 393\mu\text{m}$ . De plus, l'émission en champ lointain confirme le résultat car cette orbite reste confinée par réflexion totale sur un des côtés et arrive en incidence normale sur les deux autres. Il est donc attendu que l'émission soit normale aux faces de la cavité.



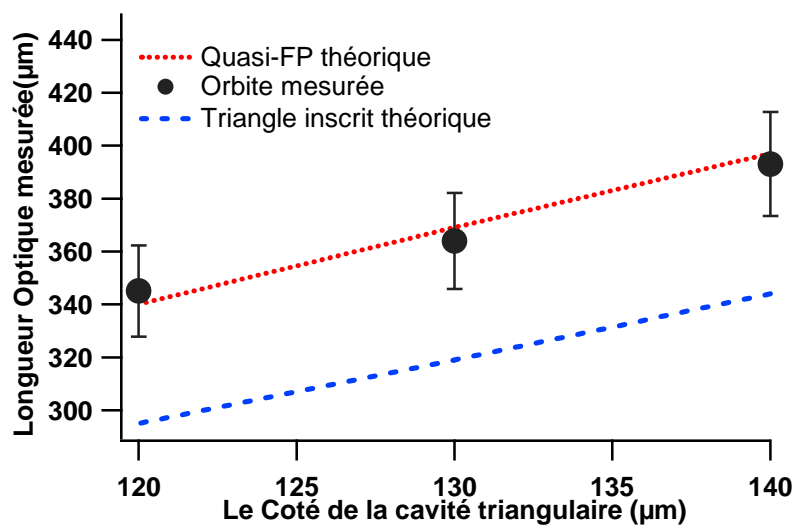
**Figure IV- 4 a) Orbite triangulaire simple, b) orbite triangulaire dédoublée, c) orbite quasi-FP dans un triangle équilatéral. d) Orbite hexagonale dans un hexagone régulier construite à partir de l'orbite quasi-FP du triangle équilatéral fondamental.**

La littérature indique que, dans des configurations expérimentales particulières (basse température, condition de pompage, ...), on observe l'orbite en double triangle inscrit [57, 58] et sous d'autres conditions l'orbite quasi-FP [55]. Ces résultats sont appuyés par des calculs de type superscar [55], des simulations FDTD ou une analyse par théorie des groupes [59].



La particularité de l'orbite quasi-FP que nous observons, c'est qu'elle est complètement confinée par réflexion totale interne sur un seul côté du triangle et ne l'est pas sur les deux autres. Si l'on connecte plusieurs triangles équilatéraux entre eux, cette orbite correspond à l'orbite en forme d'hexagone inscrit (schéma de la figure IV-4d) dans un hexagone régulier (6 triangles). Dans ce cas, elle reste complètement confinée. Les résultats sur l'hexagone seront présentés dans le paragraphe IV2.5. Il serait aussi intéressant de réaliser la mesure sur des cavités en forme de losange soit double triangle équilatéral (partie non colorée de la figure IV-4d) et surtout en forme de trapèze, soit un empilement de trois triangles (partie colorée de la figure IV-4d). Cette dernière pourrait se révéler particulièrement intéressante au cas où l'orbite serait toujours construite à partir du quasi-FP du triangle simple, car dans ce cas, l'émission serait unidirectionnelle et dirigée selon la direction perpendiculaire à la base du trapèze.

Nous avons réalisé la mesure de l'orbite sur plusieurs microlasers en forme de triangles équilatéraux de différentes tailles. Sur la figure IV-5 on constate que l'orbite périodique mesurée correspond bien à la longueur optique de l'orbite quasi-FP pour toutes ces cavités.



**Figure IV- 5** Longueur optique de l'orbite périodique en fonction de la taille de la cavité triangulaire. Le trait en pointillés correspond à la longueur du quasi-FP théorique et le trait en tirets à celle de l'orbite en triangle inscrit. Les cercles représentent les données expérimentales.

Dans [55], un microlaser triangulaire de côté 66μm en structure VCSEL (cavité verticale à émission par la surface) a été étudié. Il a été observé par imagerie de la surface que le mode quasi-FP apparaît à des températures bien précises (275°K) et un changement de mode vers le mode triangulaire est observé en refroidissant davantage, tout en passant par une

situation de mélange de modes à caractère quasi-chaotique. L'existence de ces derniers malgré la régularité de la forme de la cavité est attribuée aux imperfections de fabrication, comme la rugosité ou la gravure des coins. Dans notre situation, les expériences sont effectuées à température ambiante avec un matériau très différent. Expérimentalement les modes supportés par l'orbite quasi-FP sont, sans ambiguïté les plus favorisés dans notre situation. Du fait du faible indice, l'orbite en triangle inscrit n'est pas confinée et n'apparaît pas expérimentalement. Mais si on pousse le pompage très au-dessus du seuil, la possibilité qu'elle apparaisse n'est pas exclue.

Pour conclure, les microlasers organiques en forme de triangles équilatéraux sont tri-directionnels et présentent des spectres purs, leur conférant la possibilité d'utilisation dans les applications de filtrage par exemple.

## **IV-2.2 Le microlaser carré**

Dans cette partie consacrée aux carrés, nous présenterons les principaux résultats expérimentaux et leur interprétation. Cette cavité sera le sujet du chapitre VI, où son étude serait menée en fonction de plusieurs paramètres extérieurs.

La cavité carrée, représente, la géométrie polygonale la plus simple qui peut supporter des modes confinées construit à partir des orbites simples [60] compte tenu de l'indice de réfraction du polymère. Contrairement au microlaser triangulaire étudié dans le paragraphe précédent, l'orbite en carré inscrit qu'on appellera par la suite l'orbite en diamant, est une orbite complètement confinée par réflexions totales sur les faces de la cavité.

La figure VI-6, présente une photographie en microscope optique d'un microlaser carré, et un schéma de l'orbite diamant. On peut noter que la longueur de l'orbite en pointilles et en traits plein de la figure IV-6b est la même, et que les angles d'incidences sur les faces de la cavité restent égaux à  $45^\circ$ , c'est pourquoi, on dit que cette orbite en diamant est 'en famille' et remplit tout l'espace (pas de caustique).



Figure IV- 6 a) Image microscope optique d'un microlaser carré, et b) représentation schématique de l'orbite en diamant.

### a)Le seuil laser

Pour mettre en évidence l'effet laser des microlasers de forme carrée, une courbe de seuil a été enregistrée sur un microlaser carré de côté  $a = 100 \mu\text{m}$  et un microlaser type FP de même taille, sous pompage uniforme couvrant la totalité de la surface de la cavité (Figure VI-7).

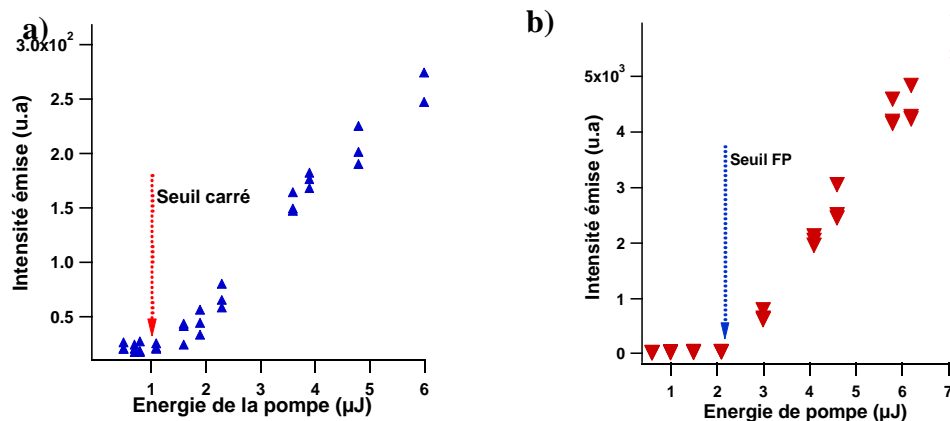


Figure IV- 7 La courbe de seuil d'émission laser d'un microlaser a) carré de côté  $100 \mu\text{m}$  b)FP de largeur  $100 \mu\text{m}$ , réalisées avec le dispositif expérimental sous pompage optique avec un laser YAG doublé en mode impulsionnel.

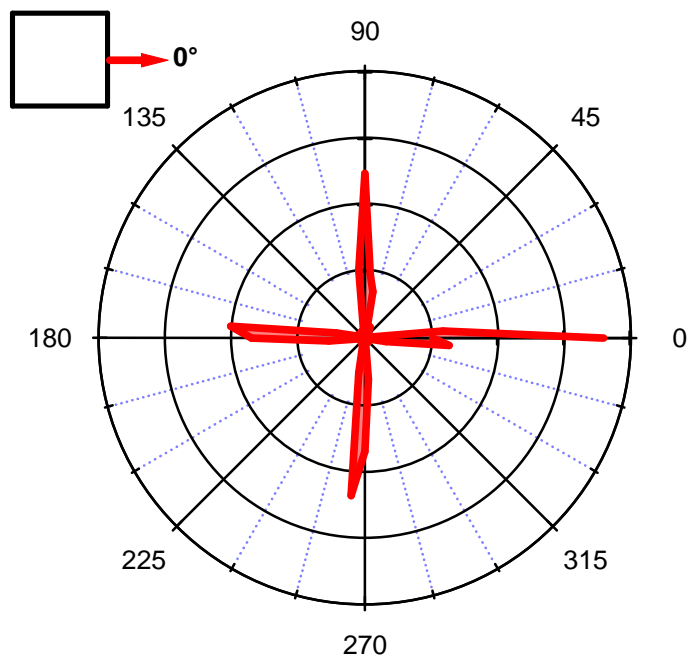
La courbe Figure IV-7a, révèle bien l'existence d'un seuil laser (ici de l'ordre de  $1 \mu\text{J}$ ) pour un microlaser de forme carrée. Pour pointer l'intérêt pratique de tels résonateurs, pour la réalisation de microlaser à bas seuil, une simple comparaison, de seuil enregistré sous les mêmes conditions expérimentales sur un ruban (FP) de même taille que le carré, montre que le seuil d'un microlaser carré est réduit d'au moins un facteur deux.

Les valeurs de seuils mesurées par cette technique ne représentent pas le seuil réel des lasers: pour une mesure plus rigoureuse, il serait nécessaire d'adapter le spot du laser de pompe à la forme de la cavité avec (diaphragme), prendre en considération les pertes de la pompe par diffusion sur les bords de la cavité et tenir compte de la polarisation. Mais cette comparaison reste valable et représentative dans la mesure où on a veillé à réaliser l'expérience dans des conditions semblables, avec le microlaser carré et FP de même taille. Cette propriété d'abaissement de seuil sera discutée plus loin dans le paragraphe IV-2.2c.

## **b) Les directions d'émissions**

Un dispositif typique d'optique intégré, contient un résonateur (généralement un disque ou un anneau) [47, 61, 62] assurant une fonction bien précise (filtrage, multiplexage/démultiplexage...) associé à un ou plusieurs guides d'ondes permettant de véhiculer l'énergie stockée, depuis ou vers le résonateur. Un tel couplage appelé couplage évanescent [63], nécessite d'approcher un guide du résonateur à une distance optimisée. Toutefois, les résonateurs à symétrie circulaire souffrent d'une longueur d'interaction guide/résonateur très courte. Sur ce point, les résonateurs carrés offrent quant à eux la possibilité de couplage sur toute la longueur du côté de la cavité, ce qui fait d'eux de très bons candidats pour les télécommunications optiques.

Une étude en champ lointain a été effectuée sur des microlasers carrés sous pompage optique impulsionnel. La figure VI-8, représente un diagramme angulaire d'émission d'un microlaser carré, pompé juste au dessus du seuil. On note la directionnalité spatiale de l'émission, dirigée le long des (ou perpendiculairement aux) quatre faces du carré.



**Figure IV- 8 Diagramme angulaire d'émission d'un microlaser carré enregistré en champs lointain. le 0° est indiqué en encart.**

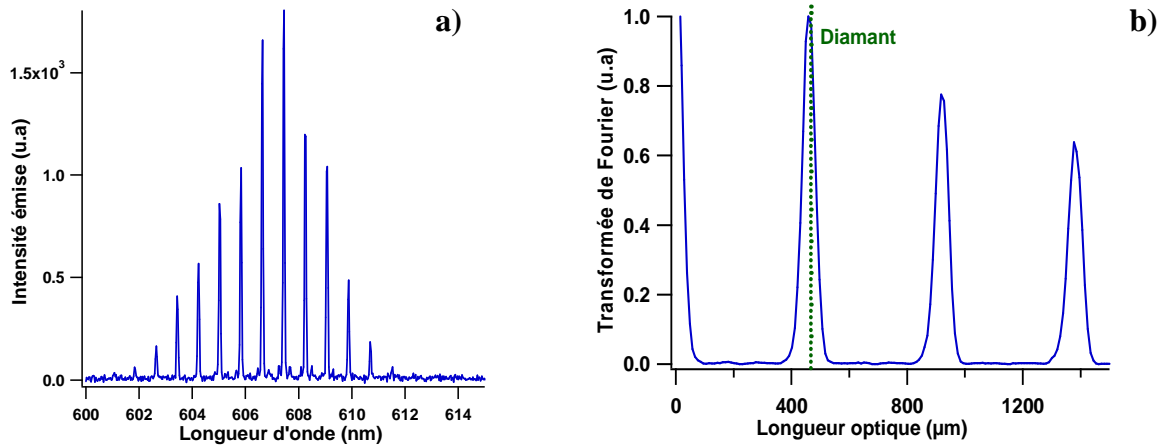
L'émission en champ lointain, porte bien l'empreinte de la symétrie de la cavité ( $C_{4v}$ ) et les lobes d'émission sont très fins ( $<10^\circ$ ). Cette haute directionnalité constitue un premier atout de la structure carré pour la réalisation des lasers compacts.

Face à nos résultats expérimentaux, une analyse théorique basée sur des simulations numériques types FDTD (finite-difference time-domain) faite sur les microrésonateurs carrés, de taille de l'ordre de la longueur d'onde [63] prédit l'absence d'émission suivant la diagonale. Nos résultats expérimentaux sont en accord avec ces calculs.

### **c) Les résonances dans un microlaser carré**

Pour comprendre le résultat précédent, l'émission laser peut être expliquée par les résonances de la cavité carrée enregistrée expérimentalement, autrement dit les orbites périodiques. Suivant la méthode décrite dans le chapitre III B, les spectres d'émission peuvent être traités en termes d'orbites périodiques par la transformation de Fourier.

Le spectre d'émission du microlaser enregistré sur un microlaser carré de taille  $100 \mu\text{m}$ , et sa transformée de Fourier sont présentés dans la figure IV-9.



**Figure IV- 9 Spectre d'émission d'un microlaser de taille 100 µm enregistré dans la direction de maximum d'émission et sa transformé de Fourier indiquant une longueur optique de l'ordre de 459 µm, la verticale indique la position de l'orbite théorique attendue pour le diamant.**

Le spectre d'un microlaser carré est clairement pur, il est constitué de pics régulièrement espacés. La TF, indique que la longueur optique correspond à l'orbite en diamant. Pour cette cavité (coté  $a=100\ \mu\text{m}$ ) le diamant théorique est de longueur  $\bar{\eta}.2\sqrt{2}a = 463\mu\text{m}$  et le pic de la TF est positionné à  $459\mu\text{m}$ . La mesure de l'orbite périodique est donc corroborée avec une précision de 99%.

Dans le paragraphe précédent, nous avons constaté la réduction du seuil laser d'un microlaser carré comparé à celui d'un microlaser en forme de FP de même taille, ce qui peut être justifié par des résonances différentes. Dans le cas du FP, les rayons lumineux font des aller-retour entre les deux faces de la cavité FP et selon une incidence normale bien inférieure à l'angle critique du dioptre polymère/air qui est de  $40.49^\circ$ . Par contre dans le carré, les rayons suivent une trajectoire en forme de diamant, sous incidence de  $45^\circ$  supérieure à l'angle critique, et restent donc complètement confinés, par réflexion totale interne sur les bords de la cavité. L'énergie nécessaire pour déclencher l'effet laser est ainsi diminuée d'où la dépendance observée du seuil laser vis-à-vis de la forme de la cavité.

Nous avons réalisé des microrésonateurs carrés de différentes tailles comprises entre  $50$  et  $200\mu\text{m}$ , et avons suivi leurs émissions spatiales et spectrales.

Il en résulte que la direction d'émission d'un microlaser carré est indépendante de la taille de la cavité et reste toujours orientée comme sur la Figure IV-8. Nous avons également analysé les spectres de ces microlasers en termes d'orbites périodiques et il se trouve que l'orbite diamant est robuste et reste la seule favorisé par la structure malgré le changement de la taille de la cavité (figure IV-10).

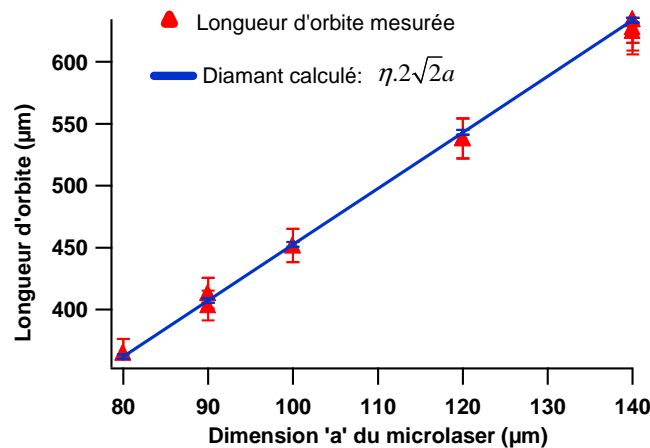


Figure IV- 10 La longueur de l'orbite périodique mesurée en fonction de la taille du microlaser carré de coté 'a' entre 80 et 140 μm et l'interpolation par la longueur du diamant correspondante ( $\eta.2\sqrt{2}a$ ).

Ce résultat est en accord avec les prédictions théorique par la formule de trace qui sera appliquée et discutée au chapitre VI [8, 9].

Comme l'orbite est complètement confinée par réflexion totale interne à l'intérieur de la cavité, comment est-il possible de détecter ces rayons en champ lointain ? Sur une base intuitive, on serait tenté de dire que le couplage externe se fait par les coins de la cavité, seule source de fuite dans cette structure. L'onde évanescente créée sur les bords de la cavité, qui se propage le long de ces derniers, serait frustrée à la rencontre du coin et devient donc propagative. Cette hypothèse rejoint l'explication de l'émission laser dans des polygones donné dans [24, 64]. Mais seule une mesure rigoureuse en champs proche pourra trancher sur cette question (cf. annexe B).

En fait expérimentalement, il arrive que l'on mesure sur quelques échantillons des spectres qui présentent une réduction d'un pic sur deux, ce qui se traduit par la demi-orbite périodique. La figure IV-11, présente un exemple de tels spectres enregistré sur le carré et le spectre en transformée de Fourier correspondant.

Le carré nous a permis de conclure qu'il s'agit de la demi-orbite, car cette dernière ne coïncide pas avec une autre orbite périodique plus courte. Sur le spectre de la TF, on peut voir que la position théorique d'une orbite FP dans un carré de coté  $a$  ( $\bar{n}2a$ ) est différente de la position du demi-diamant ( $\bar{n}\sqrt{2}a$ ) où apparaît un premier pic.

Ce phénomène de demi-orbite est assez robuste, car une fois apparu il est reproductible. Il a ainsi été enregistré sur d'autres formes de cavités, mais pas d'une manière systématique. Ce point est discuté plus loin dans le chapitre VII.

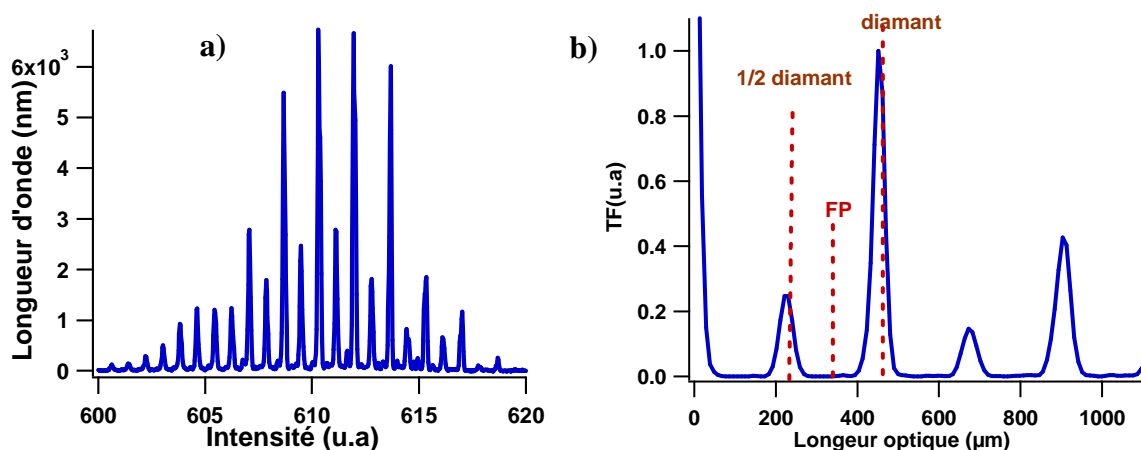


Figure IV- 11Un spectre d'un microlaser carré de coté 100  $\mu\text{m}$  enregistré dans la direction de maximum d'émission (cas où est enregistré l'annulation d'un pic sur deux), b) la TF correspondante. Les verticales indiquent les positions des longueurs d'orbites périodiques (diamant, FP, et le demi-diamant) attendues théoriquement, l'encart schématise l'orbite.

En résumé, le microlaser carré, présente des propriétés très intéressantes, stable, reproductibles, et nécessite donc une étude plus approfondie afin d'adapter cette structure en vue d'applications dans différents milieux et avec différents matériaux, soit par exemple les polymères fonctionnalisés 'guest-host'. On examinera dans le chapitre VII l'évolution des propriétés de cette cavité en fonction de plusieurs paramètres.

Du point de vue théorique, le calcul de la fonction d'onde à partir de la résolution directe de l'équation d'Helmholtz scalaire, ou par le modèle super scar appliqués sur une microcavité diélectrique carré, reproduit bien le spectre expérimental. La cartographie du champ dressée avec ces deux méthodes de calcul montre une distribution de l'intensité (carré de la fonction d'onde) à l'intérieur de la cavité le long de l'orbite en diamant [8, 9].

### IV-2.3 Le microlaser pentagonal

Nous nous sommes également intéressés aux cavités en forme de pentagones réguliers. Les résultats obtenus sont résumés dans la figure IV-12.

Un des avantages majeurs des résonateurs polygonaux à nombre impair de côtés, c'est l'absence de côtés parallèles qui peuvent favoriser les résonances type FP, ainsi conduire à une compétition entre orbites.

Contrairement au cas du microlaser en forme de triangle équilatéral (3 cotés), qui émet suivant les directions des trois médianes de la cavité (cf paragraphe IV-2.1), le diagramme angulaire d'émission d'un microlaser pentagonal régulier présente dix lobes d'émission



(figure IV-12b), soit le double du nombre de côtés de la cavité. Pour comprendre ce résultat, l'analyse spectrale est nécessaire. Le spectre d'une cavité de taille 90  $\mu\text{m}$  et sa transformée de Fourier sont présentés dans les figures IV-9c) et d). L'orbite mesurée à partir du spectre semble correspondre à première vue à l'orbite en forme de pentagone inscrit (position du premier pic du spectre de la TF). Mais on note aussi que l'harmonique de la TF est plus important que le premier pic, ce qui revient à dire que l'orbite en double pentagone inscrit est dominante dans cette structure. Cette orbite a le même angle d'incidence que le simple pentagone inscrit, par conséquent, elles ont les mêmes pertes. Mais contrairement au simple pentagone inscrit, l'orbite en double pentagone est 'en famille' et balaye toute la surface intérieure du pentagone sans caustique. Son coefficient de pondération dans la formule de trace est plus important et elle a donc plus de chance d'apparaître.

L'apparition du pic en position de l'orbite pentagone simple peut donc être attribuée au phénomène de la demi-orbite noté précédemment sur le carré (paragraphe IV-2.2c), sauf qu'ici la demi-orbite coïncide avec une vraie orbite.

Je rappelle que ce phénomène de demi-orbite n'est pas systématique mais est reproductible sur une même cavité. Sur la série de cavités étudiée dans [9], ce phénomène n'a pas été enregistré et il semble que l'orbite en double pentagone (schéma de l'encart de la figure IV-12d) est l'orbite dominante dans une cavité pentagonale.

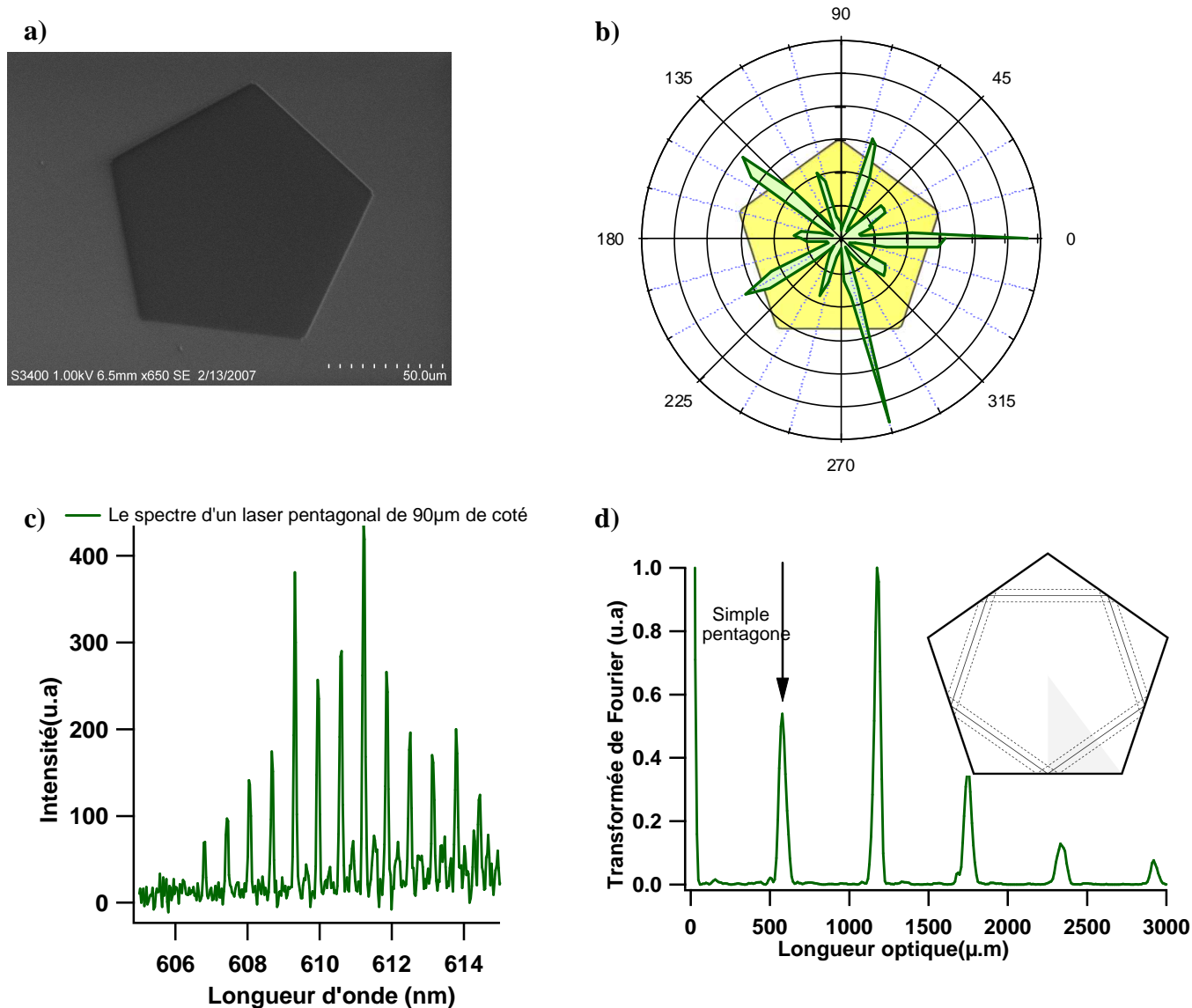
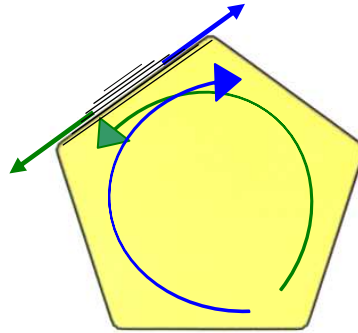


Figure IV- 12 a) Image MEB d'un microlaser pentagonal, b) Emission en champ lointain superposée à une photographie d'une cavité indiquant l'orientation de l'origine  $0^\circ$ , c) le spectre d'émission d'une cavité pentagonale de  $90 \mu\text{m}$  de côté et d) sa transformée de Fourier avec en encart le schéma de l'orbite en double pentagone inscrit. La flèche indique la position du simple pentagone.

Dans la référence [9] sont présentés également les résultats de calculs théoriques qui soutiennent cette conclusion. Il est montré que l'orbite en double pentagone inscrit devrait dominer le spectre.

Quoi qu'il en soit, l'orbite est complètement confinée par des réflexions totales internes et son couplage externe n'est donc pas réalisé de manière réfractive. A la manière du microlaser carré, il peut être expliqué par la diffraction sur les coins [19, 51]. L'analyse du diagramme d'émission qui présente dix lobes (Figure IV12-b) est cohérente avec cette hypothèse où le couplage externe est effectué le long des côtés du pentagone (parallèlement à

ceux-ci<sup>1</sup>). On peut constater aussi que sur les dix lobes d'émission, un sur deux est nettement plus faible. Il est donc vraisemblable que cinq lobes soient issus de la lumière circulant dans le sens trigonométrique (CCW) et les cinq autres du sens inverse (CW). C'est à notre connaissance la première observation expérimentale d'un effet de ce genre sur une cavité polygonale. A l'heure actuelle, nous ne savons pas quels sont les paramètres influant sur le choix du sens de rotation majoritaire. Dans [65] où un effet similaire a été observé avec un disque couplé à un guide, l'intensité de pompe joue le rôle de paramètre de contrôle.



**Figure IV- 13 Représentation schématique de l'émission d'un microlaser pentagonal.**

En somme, les propriétés spectrales et spatiales sont très reproductibles et aucune compétition d'orbites n'est notée mise à part le jeu de symétrie entre orbites en double et simple (ou demi-double) pentagone.

#### **IV-2.4 Le microlaser hexagonal**

Nous avons également étudié des microlasers en forme d'hexagone régulier. Cette forme possède plusieurs types d'orbites périodiques dont certaines parmi les plus courtes sont rapportées dans le tableau IV-1. Les résultats expérimentaux sont regroupés dans ce même tableau. Du fait de l'existence de plusieurs orbites, la cavité est susceptible de laser sur une ou plusieurs orbites à la fois. Il semble que les pertes soient à l'origine de leurs sélection. Les premières orbites (tableau IV-1a,b,et c) ne sont pas confinées dans notre cas ( $n=1.54$ ) et elles apparaissent sous de conditions expérimentales un peu particulières, dépendant de la qualité de gravure de la cavité, de sa taille et de l'intensité du pompage.

Les orbites périodiques mesurées dans des cavités de taille assez grande ( $+100 \mu\text{m}$ ) sont les orbites à émission réfractive comme le FP et le triangle inscrit (tableau IV-1g). En effet, comme la cavité est assez grande, ces orbites sont longues. Ainsi l'amplification optique le long de ces trajets compense les pertes pour permettre l'effet laser sur ces orbites. D'ailleurs à

<sup>1</sup> Car au cas contraire (perpendiculairement aux faces), on n'observerait que cinq lobes d'émission

une certaine intensité de pompage, les orbites FP apparaissent même si la cavité est petite (tableau IV-1h). Nous y reviendrons au chapitre VII.

L'émission en champ lointain des microlasers hexagonaux dépend des résonances de la cavité. Il n'y a pas de problème d'interprétation pour les modes FP qui sont attendus dans les trois directions perpendiculaires aux six faces du résonateur (tableau IV-1d). Quant au triangle inscrit, il sort par réfraction avec un angle de  $50^\circ$  par rapport à la perpendiculaire aux faces (tableau IV-1e), soit donc au voisinage proche de l'axe des coins. Enfin l'hexagone inscrit, qui lui est complètement confiné par réflexion totale, est couplé à l'extérieur via la diffraction sur les coins du résonateur (tableau IV-1f) à la manière du pentagone décrit dans le paragraphe précédent ce qui confirme la suggestion d'une 'diffraction parallèle'.

Cette géométrie nous a également permis de mettre en évidence la coexistence de résonances sur deux orbites périodiques différentes. Du fait de la géométrie de la cavité, le FP et l'orbite en triangle inscrit ne sont pas couplés à l'extérieur sous le même angle, ainsi nous avons observé les deux types d'orbite dans une même cavité sous le même pompage. De même, nous avons aussi observé la coexistence de l'orbite FP et l'orbite en hexagone inscrit.

Dans [66], l'orbite FP apparaît dans une structure hexagonale. Les auteurs ont constaté un seuil laser assez élevé ce qui rejoint notre résultat sur le FP qui apparaît sous pompage fort et pour de grandes cavités de façon à favoriser le gain par rapport aux pertes (tableau IV-1h). Par ailleurs, les simulations numériques représentant le champ électromagnétique à l'intérieur des cavités hexagonales [19, 67] montrent une structure semblable aux modes de galerie qui peut s'expliquer par un modèle superscar construit sur l'orbite en polygone inscrit (chapitre 6 de [51]). Les spectres numériques confirment la dominance d'une orbite périodique en forme d'hexagone inscrit [67], ce qui est cohérent avec nos mesures sous pompage faible.

Les microcavités en forme hexagonales sont aussi très utilisées dans la communauté des cristaux photoniques [68-70] où la distribution de champ électromagnétique a été calculée et mesurée en champ proche et est caractérisée par une intensité plus importante le long des bords de la cavité.

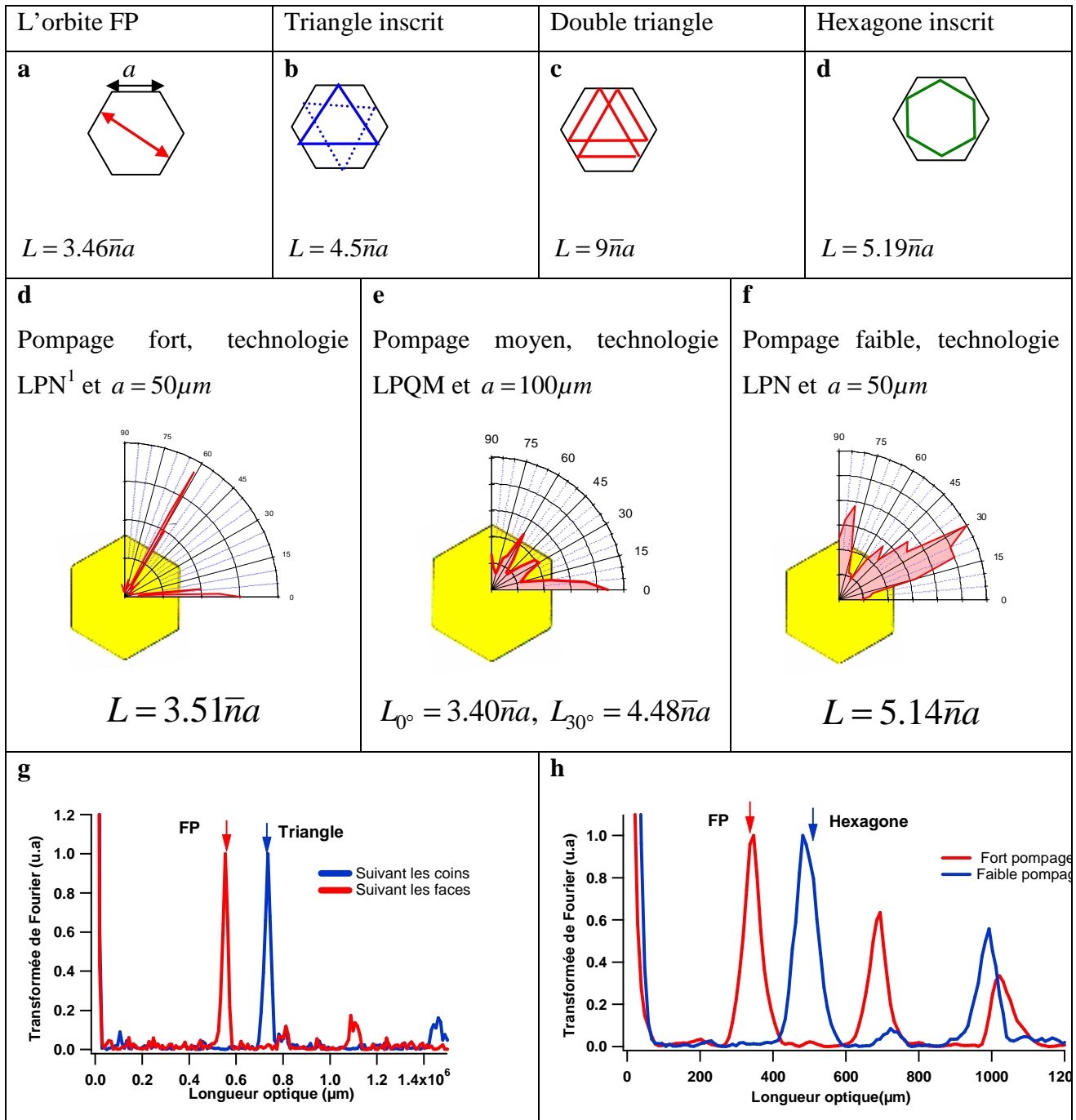


Tableau IV- 1 Récapitulatif des résultats sur les cavités lasers organiques en forme d'hexagones réguliers.

Les flèches sur les graphiques g et h indiquent la position de la longueur théorique attendue pour les orbites schématisées en a, b et d.

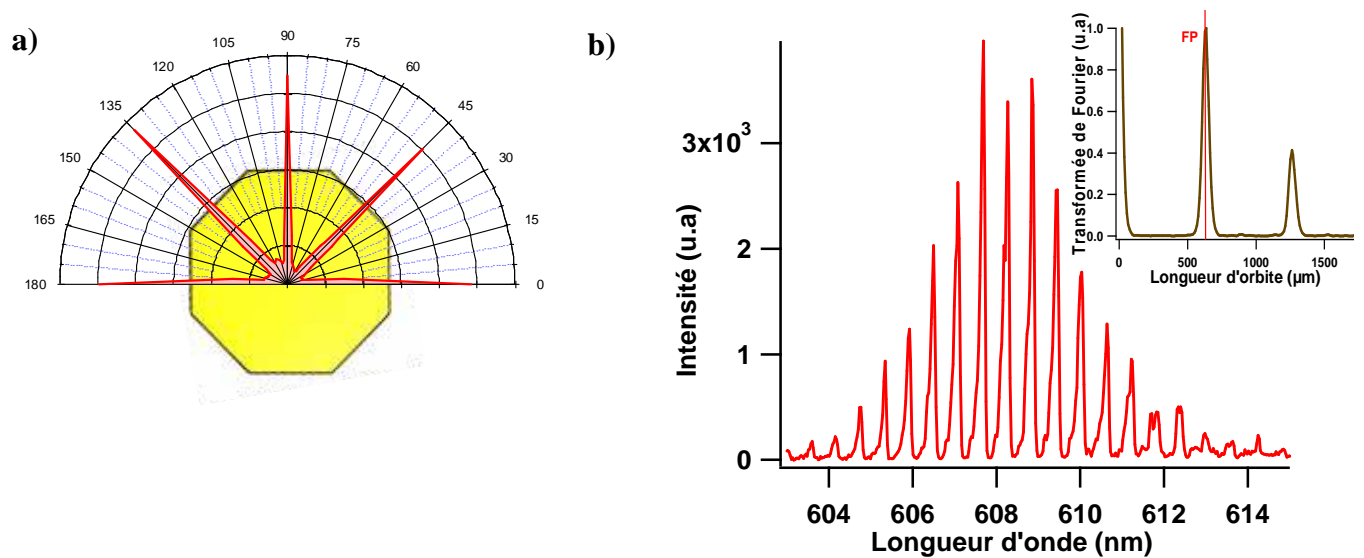
## IV-2.5 Le microlaser octogonal

Cette forme de cavité possède aussi un nombre pair de côtés. Elle peut donc donner lieu à quatre FP formés par les huit côtés parallèles deux à deux. Par ailleurs il existe deux types

<sup>1</sup> La technologie LPN pour désigner la technique de l'électrolithographie et la technologie LPQM pour la photolithographie UV suivie de gravure ionique à plasma à oxygène.

d'orbites périodiques simples confinées par réflexion totale : le carré inscrit et l'octogone inscrit. Expérimentalement ces deux orbites se manifestent suivant les paramètres extérieurs. Les résonances qui ont lieu sur les orbites octogonales (modes de galerie), ont été exploitées dans la réalisation d'un filtre d'addition et de soustraction [71].

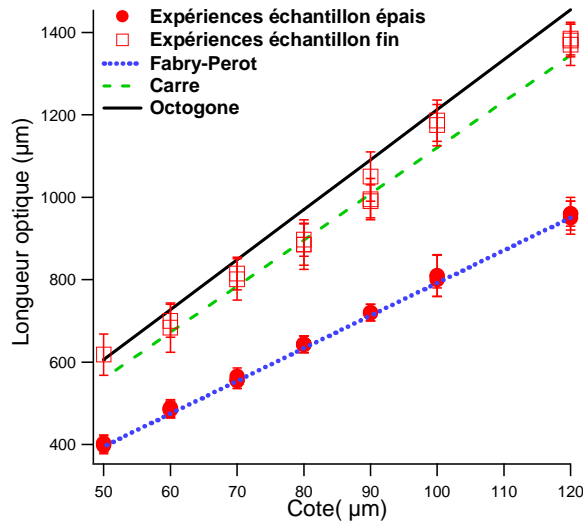
Dans nos conditions habituelles de pompage et pour de grosses cavités, en général nous voyons apparaître seulement des résonances FP. La figure IV-14 montre un exemple de diagramme de rayonnement et de spectre. Dans le cas d'un échantillon plus fin<sup>1</sup>, nous avons montré que les orbites dominantes étaient plutôt le carré et l'octogone inscrit.



**Figure IV- 14 a) Diagramme d'émission angulaire d'un microlaser octogonal superposé à la photographie d'une cavité pour indiquer l'orientation. b) un exemple de spectre d'émission d'un microlaser octogonal de côté 80 µm et sa transformée de Fourier (en encart) montrant la présence d'une orbite FP (mesure expérimentale 635 µm pour 633µm en théorie).**

De manière générale et comme le montre la figure IV-15, les orbites mesurées expérimentalement sur les petites cavités sont le carré et l'octogone inscrits, et le FP sur les cavités plus grandes. Et en fonction de l'épaisseur de la cavité, on voit sur le graphe que les orbites périodiques mesurée su des cavités de même tailles, mais épaisseur différentes ne correspondent pas à la même famille d'orbites : les mesures réalisées avec les échantillons fins, révèlent que l'orbite est alors un carré inscrit tandis que celles mesurées avec un échantillon épais, correspondent à l'orbite FP.

<sup>1</sup> La qualité de gravure semble jouer aussi, cf. chapitre VI.



**Figure IV- 15** Longueur d’orbites périodiques mesurées sur des microlasers octogonaux, une série faite avec un échantillon fin et une autre avec un échantillon épais, en fonction de la longueur du côté de la cavité. Les droites représentent les orbites FP; Carrée, et Octogones inscrit.

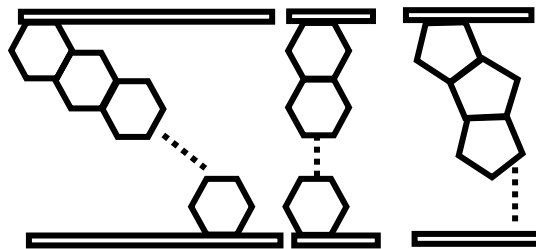
### Conclusion :

Les configurations de composants type ‘guide-résonateur-guide’ ont fait l’objet de nombreuses études et ont trouvé plusieurs applications en optique intégrée, notamment comme filtres d’addition et de soustraction (add/drop filters) [22, 23, 47, 61, 62, 72, 73]. Les résonateurs polygonaux peuvent offrir la possibilité de couplage avec les guides sur une longueur assez grande (sur tout le côté), contrairement aux microanneaux. Il a d’ailleurs déjà été proposé de remplacer l’anneaux par un carré [74]. On peut imaginer d’utiliser les polygones à nombre de cotés impair en cascade ou ceux à nombre paire en empilement en série (figure IV-16). L’empilement d’anneaux est encombrant et surtout critique quant au couplage anneau-anneau (cf. eg. chapitre 7 de [43]). Il est probable que ce ne soit pas le cas avec des résonateurs polygonaux.

Mise à part cette possibilité de bon couplage avec des guides, point important dans les futures applications pour l’optique intégrée, les microlasers polygonaux présentent aussi des propriétés intéressantes. On peut citer la directivité d’émission pour la réalisation de lasers multidirectionnels compacts, ou la possibilité de supporter des modes à hauts facteurs de qualité (modes dont les orbites sous-jacentes satisfont la condition de réflexion totale interne). Ces derniers vivent souvent près des bords. Ils pourront donc être excités par voie évanescente d’une façon sélective et ainsi améliorer leur pureté spectrale, caractéristique importante dans les application en microcapteurs et filtrages [75].

Après avoir examiné les différents polygones, nous pouvons conclure que le nombre de côtés est bien un paramètre important régissant les propriétés de ces microlasers et qu'il faut donc en tenir compte pour la réalisation d'un micro-objet destiné à une application spécifique.

Dans cette partie, nous avons montré que les rayons qui remplissent la condition de résonance sur des orbites périodiques confinées par réflexion totale sont émis parallèlement aux côtés. Il est donc très probable qu'ils soient couplés à l'extérieur via la diffraction sur les coins, ce qui rejoint les propositions des références [19, 67].



**Figure IV- 16** Différentes configuration de couplage de microrésonateurs polygonaux, comme alternative à des microanneaux qui souffrent de faible distance de couplage.



## Chapitre V : Vers les microlasers unidirectionnels

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les propriétés spectrales et spatiales de l'émission des microlasers à forme régulière (polygones réguliers et disque) et mis en évidence la signature de cette régularité sur les propriétés de l'émission laser et des orbites périodiques dans les cavités. Ce chapitre est consacré à la recherche d'une géométrie de cavité optimale qui permette d'améliorer et/ou de contrôler la directionnalité de l'émission des microlasers organiques.

En général la conception des lasers vise à améliorer les propriétés du résonateur de sorte à augmenter la réflectivité des miroirs de la cavité et ainsi réduire le seuil laser. Les microlasers en disque exploitent la propriété de réflexion totale interne (RTI) pour approcher une réflectivité, en incidence rasante proche de un. Les microlasers en forme de disque ou de sphère constituent ainsi une classe de résonateurs à symétrie circulaire qui lasent sur les modes de galeries du champ électromagnétique. Pour ces modes, la lumière circule le long du contour et se réfléchit sur les bords sous des angles d'incidences plus grands que l'angle critique, ainsi les pertes sont générées par effet tunnel optique ou par diffusion sur les rugosités de la cavité et sont faibles. Ce principe a permis, entre autres, la réalisation de laser compacts [76-78].

Cependant un inconvénient majeur de ces microstructures est leur émission isotrope et le couplage externe sur toute la circonférence de la cavité, résultant de leur symétrie rotationnelle. Plusieurs configurations nouvelles ont été proposées pour résoudre ce problème, comme par exemple une déformation de la frontière pour induire une dynamique chaotique des rayons qui améliore d'une façon considérable l'émission de ces microlasers et leur directionnalité [79]. Des études théoriques ont fourni un aperçu de ces microrésonateurs asymétrique (ARCs<sup>1</sup>) [80, 81] et en général la dynamique des rayons dans ces résonateurs déformés peut être complètement ou partiellement chaotique. Parmi les résonateurs déformés étudiés théoriquement et testés expérimentalement, on peut citer les cavités en forme de quadripôle [81-88] où il a été observé une augmentation de l'émission de plus de trois ordres de grandeurs associé à une haute directionnalité [84, 87]. Ces effets sont attribués à l'apparition de nouveaux modes [89]. Les images expérimentales de ces cavités sous faible pompage ont montré une certaine concentration du champ dans les zones à forte courbure de la frontière [90]. La directionnalité d'émission dans le cas de matériaux à faible indice de

---

<sup>1</sup> ARC pour Asymmetric Resonant Cavity

réfraction [85] est expliquée comme suit : la déformation du contour du disque induit des fluctuations sur l'angle d'incidence des rayons dans le mode de galerie, et les rayons auparavant piégés par les RTI finissent par s'échapper du quadripôle par réfraction[79].

D'autres voies de recherche ont opté pour un autre moyen d'obtention d'une directionnalité d'émission pour les résonateurs circulaires sans modifier la géométrie de la cavité. Ils choisissent alors de conserver la géométrie circulaire au vu de l'importance des modes de galerie et de leurs facteurs de qualité élevés et ils introduisent à l'intérieur de la cavité un diffuseur ponctuel [91, 92], circulaire [93] ou linéaire [94] proche du bord de façon à perturber le mode et rendre ainsi son couplage externe anisotrope. Suivant leurs positions, l'introduction de défauts à l'intérieur de la cavité peut affecter les résonances [95] et la dynamique des rayons [96].

Nous allons reprendre brièvement dans ce chapitre, en premier lieu, la technique de rupture de symétrie (voire déformation) et nous tenterons par la suite d'opter pour une autre technique hybride qui combine déformation et introduction d'un diffuseur. Ainsi tirerons-nous avantage de l'un comme de l'autre approche afin de réaliser la directionnalité souhaitée pour répondre à un besoin technologique en termes de composants à émission directionnelle et contrôlable.

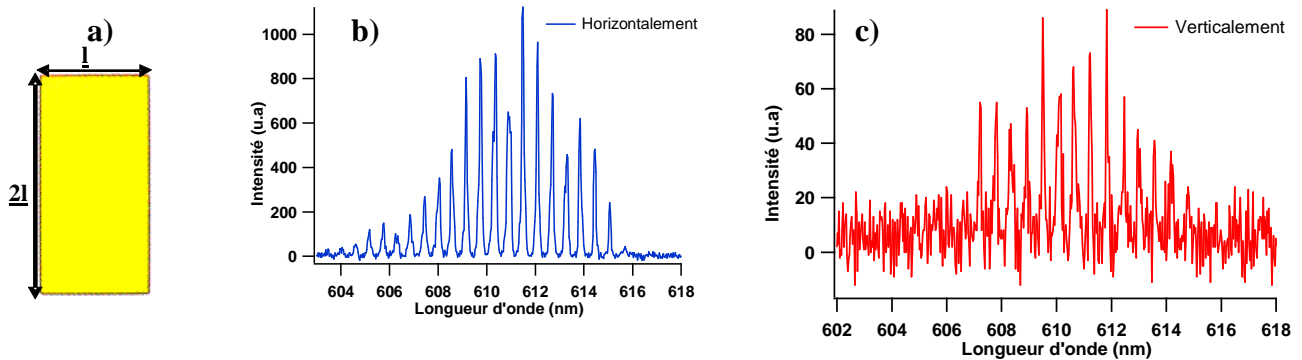
## **V-1 Par Rupture de symétrie**

### ***V-1.1 Les microrectangles***

Connaissant les caractéristiques des microrésonateurs carrés (voir chapitre IV), nous avons pensé à réduire la symétrie de  $C_{4v}$  à  $C_{2v}$ . Intuitivement, on peut s'attendre à ce que l'émission à quatre lobes du carré se réduise à deux lobes principaux lors de l'étirement du carré. Mais il ne faut pas perdre de vue la modification induite sur les modes de résonance et les orbites mises en jeu par l'effet laser dans les deux cas. Le type d'orbite est en effet un paramètre décisif contrôlant le type de couplage externe (réfractif ou évanescent) et donc les directions d'émissions.

La figure V-1 présente une photographie d'un microlaser rectangulaire dont la longueur ( $L$ ) est égale au double de la largeur ( $l$ ) soit  $\frac{l}{L} = 0.5$ , et les deux spectres enregistrés

dans la direction horizontale (suivant le grand axe) et verticale (suivant le petit axe).



**Figure V- 1 a) Photographie d'un microlaser rectangulaire, b) Spectre enregistré dans la direction du petit axe de la cavité (verticalement) c) Spectre enregistré dans la direction du grand axe de la cavité (horizontalement).**

Il faut noter que l'intensité émise suivant le petit axe est dix fois plus importante que celle émise suivant le grand axe du rectangle, alors que l'intervalle spectral libre mesuré est le même. La première conclusion à dégager à partir des spectres est donc l'unicité de l'orbite périodique, confirmée par le traitement en transformée de Fourier (leurs premiers pics sont exactement superposés voir figure V-2a).

La longueur optique mesurée comparée aux dimensions de la cavité rectangulaire révèle la présence d'une orbite en 'huit' schématisée dans l'encart de la figure V-2a. Nous avons analysé les spectres d'émission de microlaser rectangulaire de plusieurs tailles avec le même rapport de 2 entre la longueur et la largeur et avons rapporté la longueur optique mesurée en fonction de la longueur du rectangle (Figure V-2b). On peut noter que la mesure est bien confondue avec la longueur du ' huit' théorique.

Rappelons que l'orbite périodique dans un carré de côté  $l$  est de longueur  $\bar{n}2\sqrt{2}l$  ce que l'on a appelé le diamant. Cette orbite est en famille et de stabilité marginale. Les microlasers de forme rectangulaire étudiés ici peuvent être représentés par deux carrés accolés côte à côte. Ainsi l'orbite mesurée dans un carré serait un double diamant pour le rectangle double-carré ou l'orbite en 'huit' représentée dans l'encart de la figure V-2a.

Cette orbite est exactement celle prédite théoriquement avec sur des cavité rectangulaire, dont

le rapport largeur/ longueur est  $\frac{l}{L} = 0.4954$  [97].

Quant à la direction d'émission, on constate que l'émission d'un microlaser rectangulaire présente deux lobes orientés suivant le petit axe de la cavité (figure V-2c).

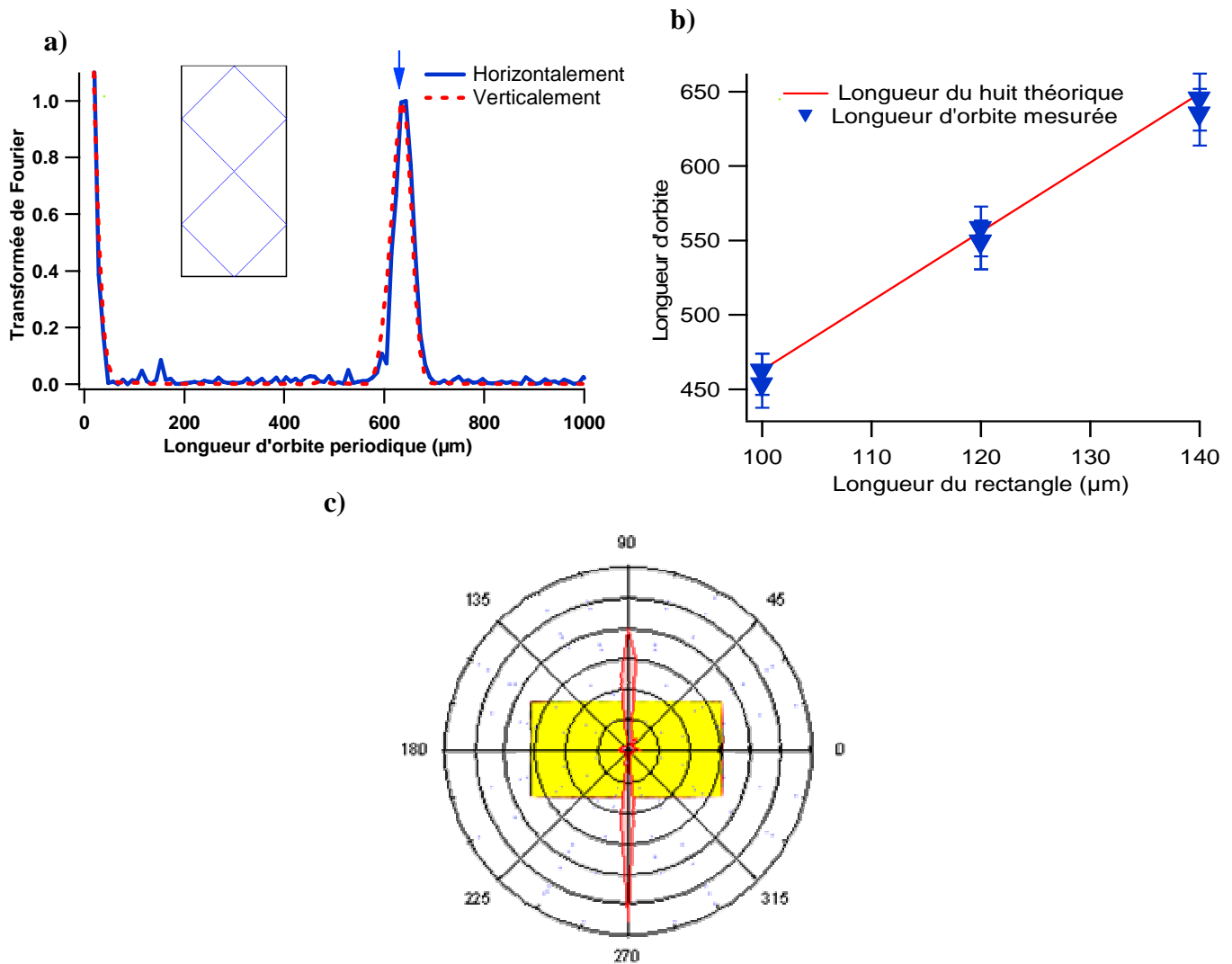


Figure V- 2 a) Transformée de Fourier des spectres enregistrés selon les deux axes du rectangle, la flèche indique la position de la longueur de l'orbite schématisée en encart, b) Longueur optique mesurée en fonction de la longueur ( $2l$ ) du rectangle (triangles bleus) et longueur théorique de l'orbite en huit (encart de a) correspondante soit  $\bar{n}4\sqrt{2}l$  avec  $\bar{n} = 1.64$ , c) Diagramme angulaire d'émission.

### Remarques

Nous avons testé d'autres microlasers rectangulaires de rapport  $\frac{l}{L} = 0.66$  et  $0.71$ . Les spectres enregistrés révèlent la dominance de l'orbite en forme de losange (schéma de la figure V-3) en accord avec les résultats théorique (analytiques et numériques) développés dans [97, 98]. Dans le cas de nos cavités à faible indice, cette orbite n'est pas complètement confinée par les RTI sur toutes les faces du rectangle. Elle ne l'est que lors des réflexions sur les grands côtés de la cavité et a donc des pertes importantes par réfraction sur les deux autres côtés de la cavité. Expérimentalement, cette orbite n'est pas robuste. Elle se révèle très

sensible aux conditions de pompage et à la qualité de gravure de la cavité. Elle est vite remplacée par l'orbite FP établie entre les deux petits côtés du rectangle. Par contre, l'orbite en 'huit' du rectangle  $l/L=0.5$  est très peu sensible.

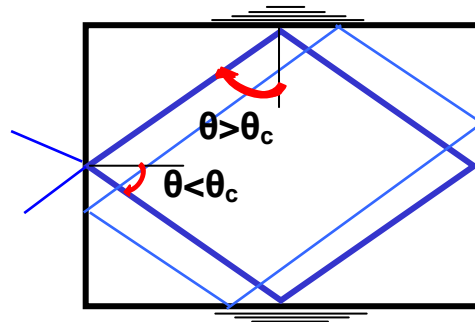


Figure V- 3 Schéma de l'orbite 'losange' inscrite dans un rectangle quelconque.

Pour conclure sur cette partie expérimentale, l'allongement d'un facteur deux par rapport au résonateur carré réduit son émission à deux lobes tout en gardant des modes de résonance très robustes. Toutefois la question reste ouverte sur l'origine du couplage externe et des directions d'émission (figure V-2c). On peut comprendre par des considérations de symétrie que l'émission soit plus importante sur deux des lobes. Il n'est pas non plus étonnant qu'ils soient orientés parallèlement aux faces de la cavité. En effet l'orbite est complètement confinée et on peut attendre un mécanisme de diffraction sur les coins semblable au cas du résonateur carré (cf chapitre IV). Mais pourquoi une telle extinction de deux des quatre lobes et pourquoi suivant le grand (et non le petit) axe du rectangle ?

### V-1.2 Microspirale

Les microspirales forment un autre type de cavités déformées que nous avons étudié (figure V4-a). Les microspirales sont réalisées à partir d'un rayon de départ  $R_0$  qui augmente en fonction de la rotation angulaire  $\varphi$  suivant la formule:  $R = R_0 (1 + e \frac{\varphi}{2\pi})$  ;  $e$  le paramètre de déformation de la spirale. A l'angle  $\varphi=2\pi$ , on ferme la cavité par un 'bec' radial de longueur  $eR_0$  en reliant les points de départ  $\varphi = 0$  et d'arrivée  $\varphi = 2\pi$ . Cette géométrie a été proposée à la suite des quadripôles afin d'améliorer la directionnalité d'émission tout en lasant sur les modes de galerie [99]. L'originalité de cette forme, c'est qu'elle induit une chiralité qui affecte considérablement les résonances de cavité. Les rayons qui se propagent dans le sens trigonométrique (CCW) et dans le sens inverse (CW) ne sont pas couplés à l'extérieur de la même façon. On s'attend à ce que les premiers rencontrent le bec de la spirale

et sortent par réfraction.

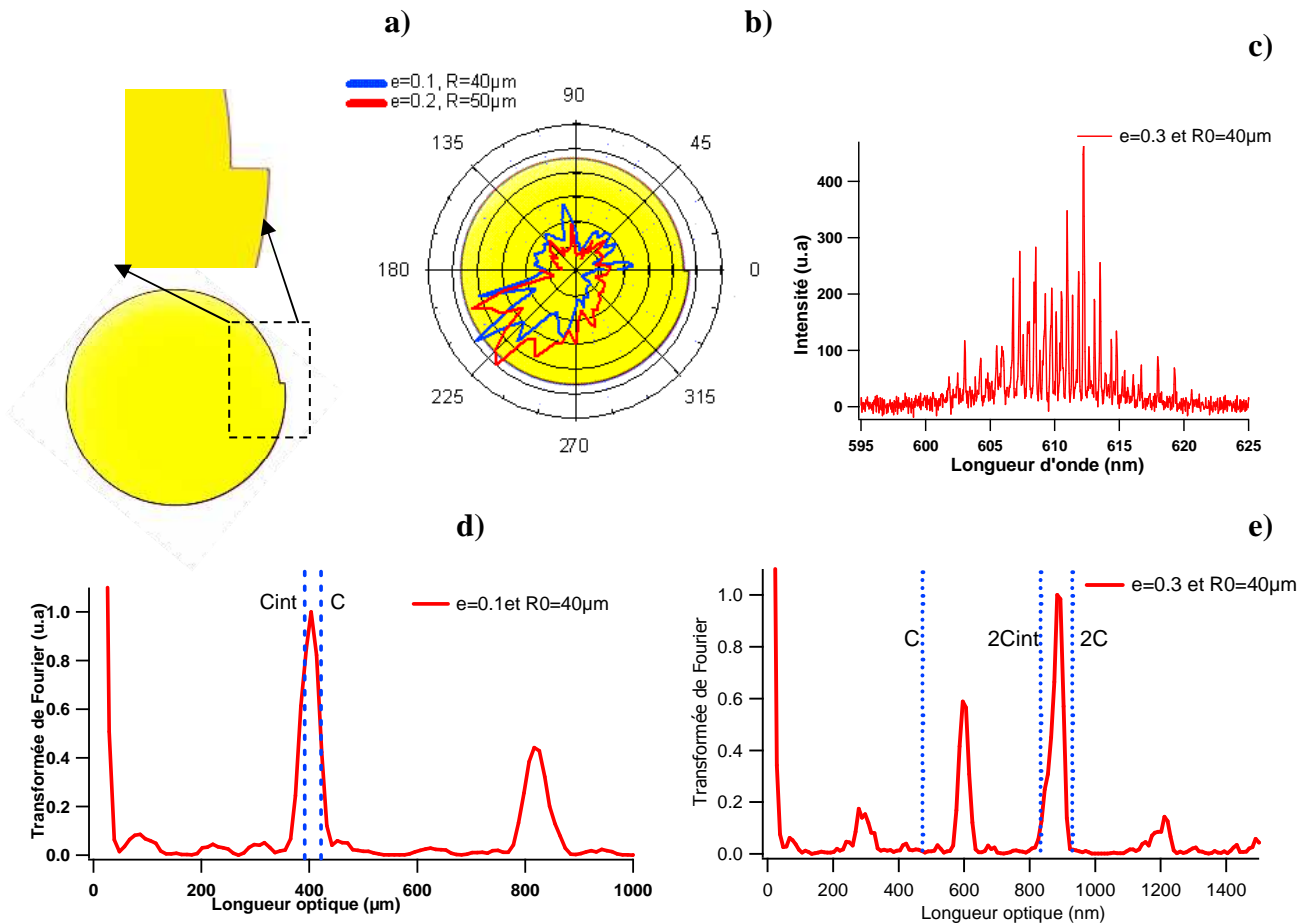
Un calcul numérique basé sur la méthode des éléments de frontière (cf chapitre II) développé dans [100] montre une prédominance d'une composante du mode circulant dans un sens au détriment de celle circulant dans l'autre sens. La confirmation de ces résultats n'est toutefois pas assurée. Une étude expérimentale a été réalisée en séparant ces deux modes par excitation sélective des uns (CW) ou des autres (CCW) par voie évanescente ou par couplage directe à partir du bec [101]. Il a alors été mesuré un facteur de qualité similaire pour ces deux type de modes (pas de prédominance). Une controverse s'en est suivie par le biais de commentaires dans des revues « Optical Society of America » [102, 103].

Expérimentalement il a été montré que cette forme émet de manière directionnelle aussi bien sous pompage optique [25, 29, 99, 104] qu'électrique [105] mais sous des conditions de pompage sélectif où seuls les modes de galerie (proches du bords) sont excités. Ces résultats sont justifiés par un modèle théorique [106] où il est de plus prédit une certaine modulation de l'émission en fonction du paramètre de déformation  $e$ .

Sous le pompage sélectif, les microspiraales réalisées à base de polymères organiques ont été étudiées au sein même de notre équipe par l'ancien doctorant, T. Ben-Messaoud [25, 29]. Dans ce travail, nous maintenons un pompage uniforme à l'échelle de la cavité afin de pouvoir comparer les résultats aux autres formes de cavités et avoir ainsi accès à des caractéristiques intrinsèques de ce type de résonateurs.

Les cavités que nous avons fabriquées ont pour rayon de départ  $R_0 = 30 - 120 \mu m$  et des paramètres de déformation  $e = 0.05 - 0.4$ , soit donc pour une cavité de rayon  $R_0 = 40 \mu m$  un bec de longueur comprise entre  $2 \mu m$  et  $16 \mu m$ . Compte tenu de ces faibles dimensions et de l'importance pressentie de la diffraction sur le bec, nous avons opté pour la technologie LPN, soit l'électrolithographie, qui permet d'atteindre une résolution suffisante pour la réalisation de microspiraales à faible paramètre de déformation (zoom sur le bec de la spirale en figure V-4a).

L'émission en champ lointain enregistrée sur deux microlasers en forme de spirale avec deux déformations différentes  $e = 0.1$  et  $e = 0.2$  est représentée sur la figure V4-b.



**Figure V- 4 a) Image microscope optique d'un microlaser en forme d'une spirale, avec un zoom sur le bec b) le diagramme d'émission en champs lointain de deux microlasers spiraux à paramètre  $e=0.1$  et  $e=0.2$  ; c) un exemple de spectre expérimental de tel microlaser et d) et e) la Transformé de Fourier de deux spectres expérimentaux différents, les verticales indiquent les positions attendues pour les orbites  $C_{int}$  : pour la circonférence interne de la spirale et  $C$  : la circonférence.**

L'émission des microlasers en forme de spirale est donc bien directionnelle même sous pompage uniforme, et cette directionnalité est peu sensible au paramètre de déformation (figure V4-b) contrairement à [104] où il a été trouvé sous pompage sélectif que l'émission peut changer d'orientation d'une manière significative en fonction de ce paramètre. En revanche leurs spectres sont très semblables aux nôtres (figure V4-c) et présentent un certain mélange d'orbites.

L'émission est orientée à presque  $180^\circ$  de ce qui a été trouvé dans [99, 105] sous pompage sélectif ce qui peut s'expliquer par la taille des cavités. En effet dans ces deux références le rapport déformation/rayon-de-départ est de dix ordres de grandeur plus faible que celui des cavités que nous avons examinées. L'émission vers l'arrière du bec de la spirale que nous avons observée peut être attribuée à la diffusion par le bec plutôt qu'à travers le bec.

Nous avons analysé les spectres enregistrés en termes d'orbites périodiques et nous ne

pouvons dresser une conclusion pour toutes les cavités. Le spectre peut contenir des résonances sur des orbites de longueurs proches du périmètre interne de la cavité ou largement plus longues (voire le double). Dans la figure V4-c, l'orbite périodique observée pour une microspirale de déformation  $e = 0.1$  a une longueur comprise entre la circonférence interne ( $C_{int}$ ) et la vraie circonférence ( $C$ ) de la cavité en accord avec l'analyse spectrale de [105]. Alors que pour une déformation encore plus importante  $e = 0.3$ , on voit apparaître d'autres orbites plus longues (figure V4-e).

Il est probable que la dépendance des propriétés spectrales vis-à-vis du paramètre de déformation [107] influence la directionnalité de l'émission [104]. Par conséquent il existe peut-être une valeur optimale pour laquelle le spectre sera plus propre. Dans nos conditions expérimentales, il semble que nous puissions être sensibles à des variations de déformation très faibles ( $\Delta e = 0.01$ ).

## **Conclusion**

Le bec de la microspirale a été exploité pour faciliter le couplage guide-spirale, spiral-spirale... utile dans les applications de filtrage [20, 21, 108] et l'émission unidirectionnelle pour laquelle cette forme avait été proposée a été vérifiée. Mais, que ce soit sous pompage uniforme ou sélectif, cette émission présente une divergence angulaire de plus de  $60^\circ$  confirmée par toutes les références précédemment citées. De plus, les spectres et leurs compositions en termes d'orbites périodiques ne semblent pas très robustes ce qui peut s'expliquer par l'absence d'orbites simples dans cette géométrie. Nous tenterons dans ce qui suit de rechercher un moyen pour atteindre une unidirectionnalité très fine et mieux établie.

### **V-1.3 Les disques tronqués**

Une expérience modèle, de l'étude du chaos ondulatoire a été réalisée à base de fibre optique dont la section est en forme de disque tronqué [109]. La dynamique des rayons dans une telle structure est chaotique. Nous avons réalisé des microlasers en forme de disque de rayon  $R$ , coupés légèrement sur une distance  $d = 0.9R, 0.95R, 0.98R$  et  $0R$  pour le demi-disque (schéma de la figure V-5).



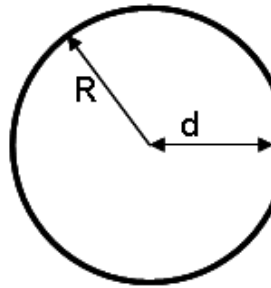


Figure V- 5 a) Schéma d'un disque tronqué.

Comme la coupure est très petite ( $0.98R$  par exemple) nous avons eu recours à nouveau à la fabrication par la technologie LPN.

La figure V-6, présente les diagrammes angulaires d'émission en champs lointain enregistrés sur un micro laser en forme de disque coupé à la distance  $d=0.9R$ .

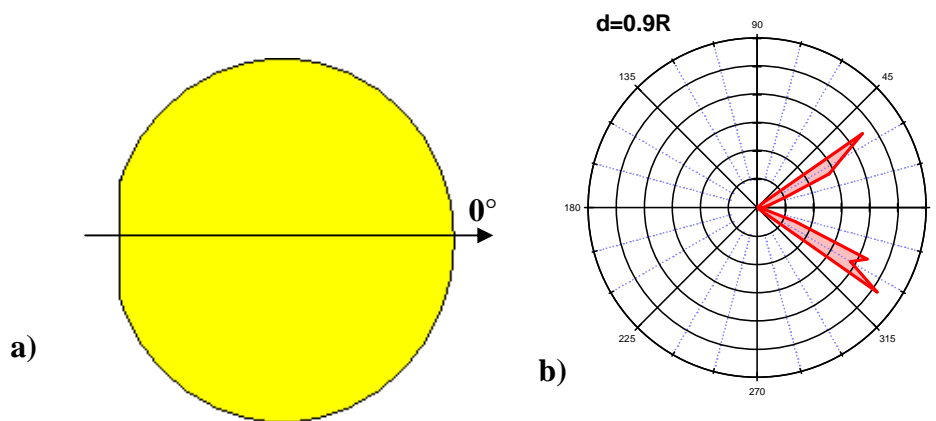


Figure V- 6 a) Image microscope optique d'un microlaser en forme de disque coupé ( $d=0.95R$ ), b) diagrammes d'émission des microlaser en forme de disque coupé à  $d=0.9R$ .

La légère coupure du disque améliore considérablement la directionnalité d'émission comparée à celle d'un disque complet dont l'émission est isotrope (figure IV-1b). L'émission est orientée selon l'axe opposé à la troncature (figure V-6b) et distribuée sur deux lobes symétriques par rapport à la médiatrice de la troncature. Les lobes sont d'autant plus ouverts que le paramètre 'd' est plus petit. Cette réduction de symétrie du disque coupé par rapport au disque complet est accompagnée d'une forte directionnalité de l'émission laser.

Nous avons examiné l'évolution de l'orbite périodique en fonction de l'importance croissante de la coupure. Tant que l'orbite diamant peut vivre dans la cavité, c'est elle seule qui est alors observée.

La figure V-7 rapporte la longueur optique mesurée sur une série de cavités laser en forme de disque tronquée, en fonction du rayon R.

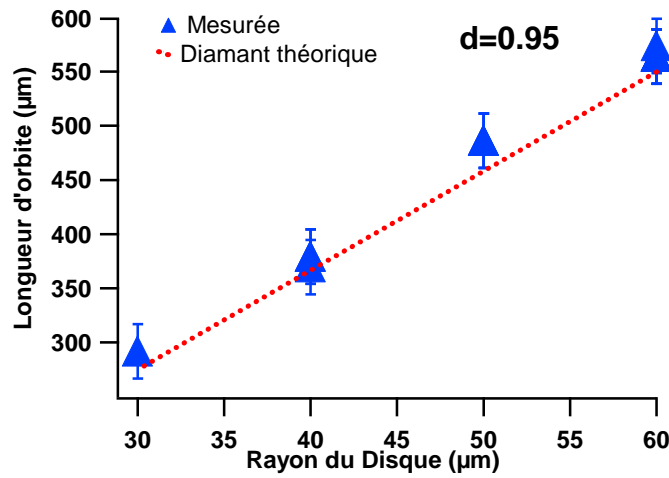


Figure V- 7 Longueur de l'orbite périodique mesurée expérimentalement dans un microlaser en forme de disque tronqué, avec  $d=0.95$ , en fonction du rayon de la cavité.

Le résultat de mesures réalisés sur les autres séries de microlasers avec le paramètre 'd' confirme, la prédominance de l'orbite en diamant.

Rappelons que vue l'indice de réfraction de nos structures ( $n = 1.5$ ) l'orbite en diamant (carré inscrit) est l'orbite la plus courte, confinée, et est donc la plus probable. L'analyse théorique à l'aide de la formule de trace adaptée prévoit la prédominance de cette orbite [8, 10, 53] enregistrée dans le disque complet (figure IV-1d), cette orbite peut tourner librement dans le disque complet (figure V-8a), à cause de la symétrie rotationnelle de la cavité mais dans le cas du disque tronquée, elle se retrouve localisée dans l'espace ce qui donne lieu à une émission anisotrope (trait plein de la figure V-8b).

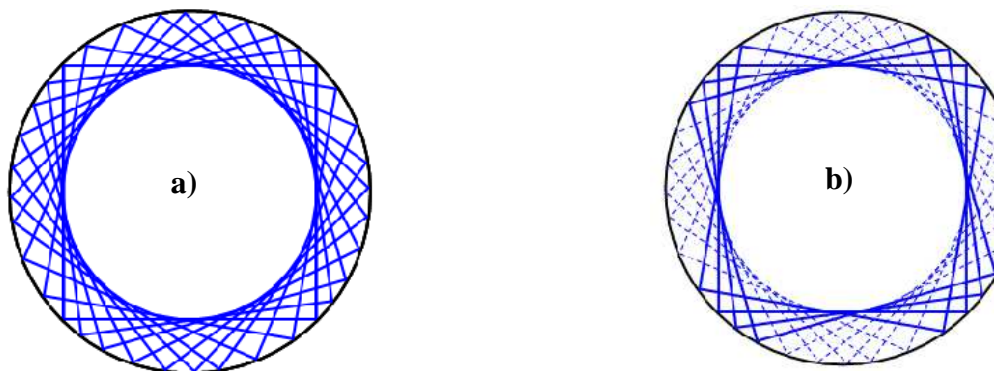


Figure V- 8 Schéma de l'orbite diamant dans a) un disque complet et b) un disque tronqué.

Pour les faibles coupures,  $d \approx R$ , un développement perturbatif a été mené à bien [8, 13] connaissant les résonances dans le microdisque (système non perturbé) qui constitue l'un des rares systèmes intégrables et dont les solutions des équations d'Helmholtz sont calculables analytiquement. Nos résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les diagrammes d'émission simulée numériquement par cette méthode de développement perturbatif.

Nous avons testé des demi-disques et des cavités proches de demi-disque ( $0 \leq d \leq 0.5$ ), les cavités étaient réalisées avec la technique LPQM, les résultats sont préliminaires, car à ce stade, nous avons constaté une dégradation du masque utilisé pour la photolithographie. Nous avons fait fabriquer un nouveau masque, il serait intéressant de réexaminer la situation pour suivre l'évolution de l'émission en fonction du paramètre 'd'.

La coupure de disque représente un moyen très efficace pour atteindre une haute directionnalité. Une coupure de moins de 1% a ainsi permis le passage d'une émission isotrope à une émission très directionnelle. Dans ces gammes de coupure (1-5%), les spectres sont très clairs et présentent une émission réalisée sur les orbites en diamant. Dans [110] les modes de galerie sont observés expérimentalement sur des disques et des disques sectionnés (moitié et le quart de disque). Nous avons également enregistré la robustesse de l'orbite à la coupure du microdisque.

## V-2 par perturbation interne

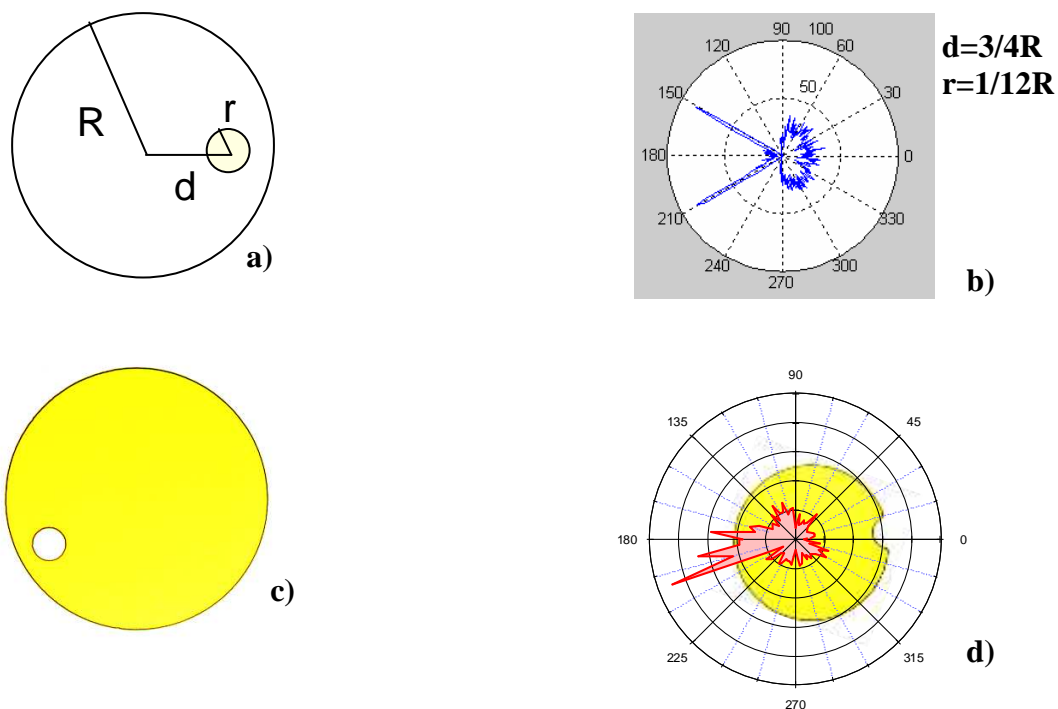
L'idée est d'introduire à l'intérieur du disque, connue pour les modes hauts facteur de qualité, des lacunes à bas indices [43, 78]. En fait il s'agit de revenir à cette géométrie, mais cette fois, au lieu de déformer la cavité, pour rompre la symétrie rotationnelle, on perturbe le mode de l'intérieur de façon à le coupler à l'extérieur d'une manière anisotrope.

Plusieurs suggestions ont été faites : mettre un diffuseur ponctuel proche du bord, ou un diffuseur linéaire, d'une certaine orientation [91, 94, 95], ou encore introduire un trou à une position adéquate à l'intérieur du disque. Des calculs théoriques réalisés avec la méthodes d'éléments de bord [111] prévoient une émission favorisée à proximité du trou.

Nous avons développé un modèle de simulation en rayon, discuté dans le paragraphe V-3.3 et avons simulé, l'émission d'un microlaser en forme de disque contenant un trou. Ceci nous amène à prévoir une émission sur deux lobes du côté opposé du trou introduit dans la cavité en fonction de la position et de la taille du trou (figure V-9a,b).

Nous avons réalisé une série de cavités selon ce design (figure V-9c) et avons tenté de réaliser des mesures de directionnalité en fonction de ces paramètres (taille et position du trou). La figure V-9d, présente un diagramme d'émission d'un microlaser en forme de disque de taille  $R=80\mu\text{m}$  avec un trou circulaire de rayon  $r=10\mu\text{m}$  placé sur le bord de la cavité. Les premiers résultats enregistrés sur cette structure sont prometteurs: on voit sur la figure V-9b une émission dirigée à l'opposé du trou, mais cette fois contrairement à la coupure introduite dans le paragraphe précédent, l'émission est un seul lobe large.

Certes la direction d'émission est améliorée par rapport au disque complet, sauf que, nous avons constaté que le masque utilisée pour la photolithographie s'est dégradé à force d'utilisation<sup>1</sup>, ce qui ne nous permet pas de conclure sur cette partie, bien que l'action du trou sur la directionnalité soit manifeste.



**Figure V- 9 a) Modèle de microdisque troué, b) diagramme angulaire d'émission simulé avec le modèle en rayons, c) image microscope optique d'un microlaser de cette forme (a), et d) l'émission en champs lointain d'un microlaser en forme de disque troué juste dur le bord de la cavité ( $R=80\mu\text{m}$ ,  $r=10\mu\text{m}$ ).**

### V-3 Par rupture de symétrie et perturbation interne

Dans cette partie, nous allons proposer un schéma pour atteindre l'unidirectionnalité

<sup>1</sup> En fait c'est un seul masque sur lequel sont dessinées toutes les cavités étudiées, ainsi il est sujet à la contamination à chaque utilisation (solvant de la photorésine par exemple, le positionnement à chaque fois sur le support....

d'émission avec une distribution angulaire très étroite.

Pour cela nous démarrons à partir d'une géométrie qui présente une très haute directionnalité distribuée sur de multilobes très fins, et nous souhaiterions trouver un moyen de couper l'émission sur quelques lobes pour n'en laisser qu'un seul sans altérer ni l'orientation ni la finesse du lobe. Nous n'avons pas à chercher très loin cette structure car, au sein de notre équipe, des microcavités qui présentent ces caractéristiques ont été étudiées, à savoir les microstades [8, 112, 113].

### V-3.1 Microstades rappel

Un résonateur en forme de microstade réalisé à partir de deux demi-cercles de rayon  $R$  accolés par deux segments de droite de longueur  $2L$ , est schématisé à la figure V-10, nous appellerons  $e = L/R$  la paramètre de déformation du stade<sup>1</sup>.

Par l'introduction de ces deux segments de droites, la symétrie rotationnelle est rompue et la cavité devient complètement chaotique. Ce type de billard est connu en dynamique non linéaire sous le nom de billard de Bunimovich, du nom d'un mathématicien spécialiste des systèmes dynamiques. Elle constitue un modèle classique du chaos quantique [114].

Les microcavités laser de cette forme ont été réalisées avec différents matériaux : semi-conducteur ou polymères et présentent une haute directionnalité d'émission qui a été expliquée théoriquement dans [79].

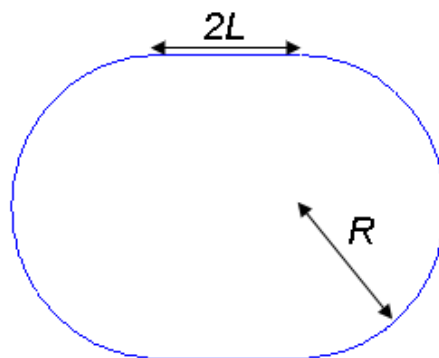


Figure V- 10 Schéma d'un microstade.

Cette géométrie présente aussi des propriétés laser très intéressantes, comme un bas seuil[112] modulable en fonction du paramètre  $e = \frac{L}{R}$  [115] et une directionnalité très satisfaisante[112, 113] distribuée sur quatre lobes très fin.

<sup>1</sup> Nous maintiendrons cette appellation 'paramètre de déformation' pour lier la stade au disque. Le paramètre peut être plus important et le lien cesse de faire sens.

### V-3.2 L'idée

L'idée est d'introduire à l'intérieur de la cavité déjà très directionnelle une perturbation appropriée à une position optimale de façon à bloquer l'émission sur certains lobes du microstade.

Cette technique de perturbation à l'intérieur a été utilisée dans [91, 92, 94, 111] dans le but de créer une anisotropie sur le mode de galerie. Notre premier choix s'est orienté vers la création d'un trou circulaire à l'intérieur de la cavité. D'une part, c'est la forme la plus facilement réalisable avec la gravure<sup>1</sup>, et d'autre part nous n'avons pas à introduire un corps étranger à l'intérieur de la cavité, ce qui nécessiterait une étude d'adaptation, de compatibilité, d'adhésion et de positionnement, ce dernier point étant particulièrement critique.

Le choix de la position et la taille du trou ont bénéficié du savoir faire de l'équipe sur les microlasers organiques :

D'un côté, nous souhaitons éviter les résonances de type FP qui peuvent avoir lieu entre les deux faces plates du microstade, donc nous avons opté pour un trou de diamètre égal à la longueur de ces parties et situé entre les deux méplats. De l'autre, nous voulons rompre l'une des symétries axiale du microstade dans le but de réduire son émission<sup>2</sup> le trou est donc décalé par rapport au centre du stade. Cette cavité est schématisée à la figure V-11a.

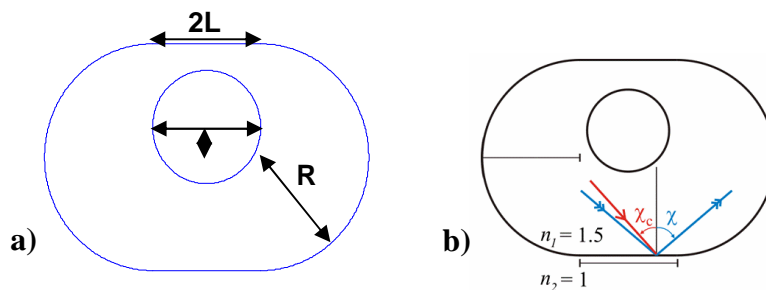


Figure V- 11 Représentation schématique d'un stade à trou.

### V-3.3 Simulation en rayons

Avant de nous attaquer à l'expérience, le modèle en rayon s'étant révélé très pratique pour la simulation de la directionnalité d'émission des microrésonateurs à dynamique chaotique [113, 116-118], nous l'avons mis à profit pour développer un code de calcul Monte Carlo dans le but de tester la faisabilité de l'idée précédente.

<sup>1</sup> Nous avons noté que les formes circulaires (qui ne présentent pas de singularité) ne nécessitent pas la gravure électronique.

<sup>2</sup> A la manière du rectangle comparé au carré précédemment étudié.

Au tout début de l'étude de ces microstructures en forme de stade toué, Dan Owen, doctorant au *Georgia Institute of Technology*, a passé six semaines avec nous pour travailler sur le sujet. Il a développé un programme Matlab, pour simuler la directionnalité d'émission de ces microcavités.

Ses premiers résultats nous ont servi au début de l'étude<sup>1</sup>, puis Iryna Gozhyk une stagiaire M2, venue d'Ukraine [119] a pris la relève de la simulation par un 'modèle de rayons'. Iryna Gozhyk a passé six mois avec nous. Elle a développé le code que nous avons utilisé tout le long de l'étude de ces cavités.

Le programme est basé sur la dynamique classique des rayons, dans l'approximation géométrique justifiée par la taille de la cavité comparée à la longueur d'onde de la lumière.

Les rayons sont assimilés à des particules se déplaçant librement dans un billard optique et qui rebondissent sur les bords de la cavité et à la rencontre de l'obstacle (trou), selon la loi de réfraction de Snell-Descartes. Ainsi, on tient compte de la nature diélectrique du milieu. L'indice est  $n_1 = 1.5$ , à l'intérieur de la cavité et  $n_2 = 1$ , dans le trou ainsi qu'à l'extérieur de la cavité (Figure V- 11b).

Pour calculer le diagramme angulaire d'émission d'un tel résonateur, on génère un certain nombre de rayons de départ de l'ordre de  $10^{10}$  conditions initiales, uniformément distribués à l'intérieur de la cavité (à l'exception du trou), dotés d'une intensité de départ ( $I$  normalisée) qui décroît à chaque rebond sur le bord de la cavité ou sur le trou, d'un facteur de Fresnel, qui dépend de l'incidence  $\chi$  (Figure V- 11b) de la polarisation considérée (TE, ou TM):

$$R_{TM} = \left[ \frac{n_1 \cos \chi - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \chi\right)^2}}{n_1 \cos \chi + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \chi\right)^2}} \right]^2 \quad R_{TE} = \left[ \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \chi\right)^2} - n_2 \cos \chi}{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \chi\right)^2} + n_2 \cos \chi} \right]^2 \quad (1.21)$$

Le code peu aussi tenir compte du gain linéaire des rayons le long de leur trajet dans la cavité. Compte tenu de la dynamique chaotique de la cavité, tous les rayons confinés par les réflexions totales internes sur les parois de la cavité ( $\chi > \chi_c$ , voir figure V-11b) finissent par s'échapper de la cavité après avoir parcourue un certain trajet dans la cavité. On impose une longueur de trajet minimale (longueur de coupure), seuls les rayons ayant parcouru au moins cette distance (de l'ordre de quelques périmètres du stade) étant finalement pris en compte

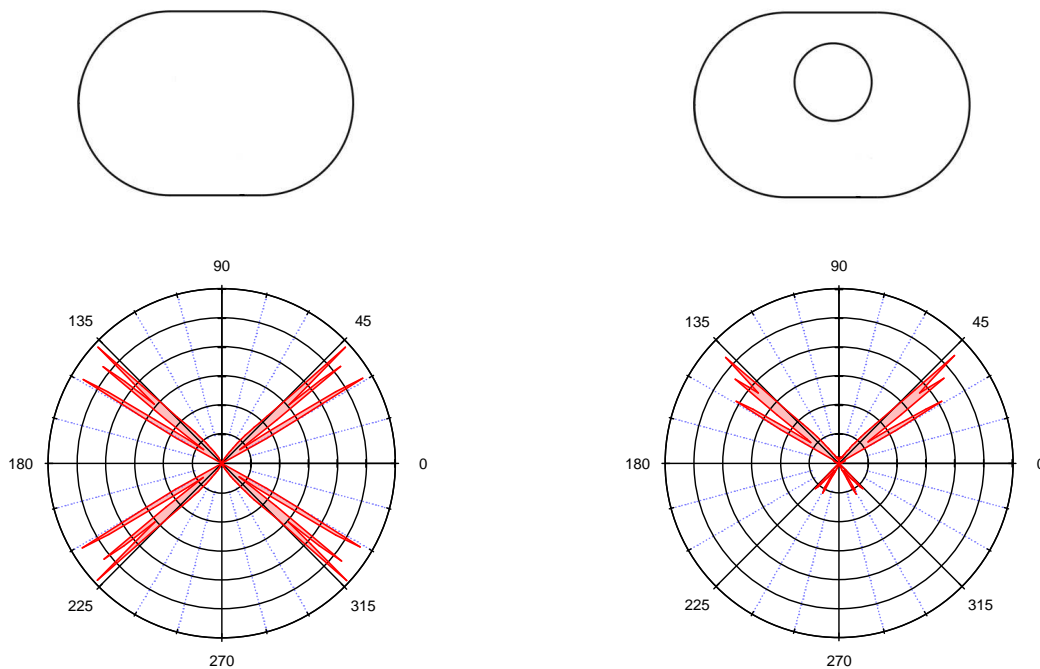
<sup>1</sup> Mais le stage était court pour traiter plus en détails l'émission des microstades troués.

dans le bilan final.

C'est cette condition qui fait la différence entre les rayons qui sortent directement par réfraction (non retenus) et les rayons laser, qui eux sont issus des résonances sur des orbites périodiques autrement dit ayant effectué plusieurs tours dans la cavité.

### V-3.4 Résultats du tracé de rayons

Nous avons fixé le paramètre de la cavité à  $e = 0.5$ <sup>1</sup> et avons simulé l'émission sur deux microstades de même paramètre  $e$  avec et sans trou, pour les deux polarisations s, p. Le tracé correspondant est donné dans la figure V-12-bas.



**Figure V- 12 Les diagrammes angulaires d'émission simulés avec le modèle en rayons des cavités en forme de stade, et de stade troué, dans l'orientation indiquée par le schéma au dessus de chaque diagramme.**

Le modèle en rayon prédit une réduction très significative de la directionnalité d'émission d'un microstade, de quatre lobes (Figure V-12 gauche) à seulement deux lobes (Figure V-12 droite), par le simple fait d'introduire à l'intérieur de la cavité un trou.

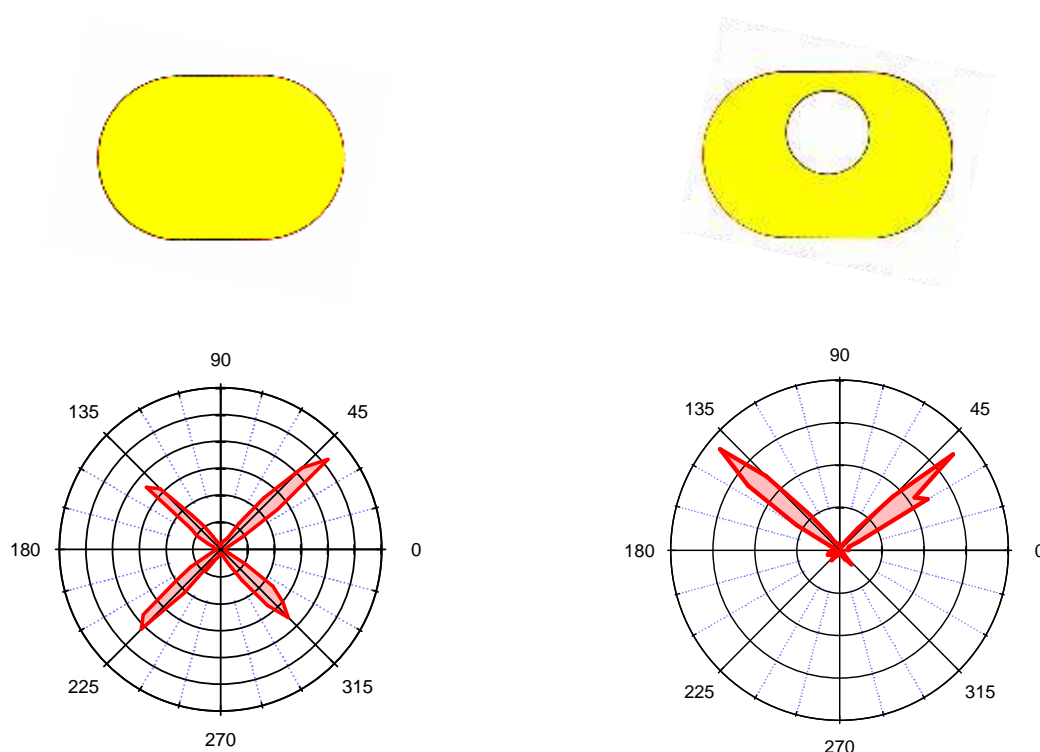
Les deux lobes restants, sont ceux du côté du trou (lobes haut) et aucune modification quant à leur orientation par rapport au stade sans trou n'est notée (toujours autour de 40°).

<sup>1</sup> Il est aussi valable pour d'autres paramètres de stade sans restriction.



### V-3.5 Résultats expérimentaux

Les résultats du tracé en rayon est sans ambiguïté et mérite donc d'être testé par l'expérience. Nous avons donc fabriqué des cavités laser avec les paramètres testés par le modèle. La figure V13-haut montre la photographie de ces cavités et nous avons enregistré leur émission en champ lointain (Figure V-13 bas).



**Figure V- 13 Photographie microscope optique de cavités laser en forme de stade avec et sans trou (haut), et les diagrammes d'émission correspondants enregistrés en champs lointain (bas).**

Ces résultats sont en très bon accord avec les simulations en rayons. Cette technique d'introduction d'un trou, facile à réaliser expérimentalement en évitant juste une zone circulaire dans la cavité laser lors de la gravure, est très efficace quant à l'extinction de deux lobes d'émission d'un stade. Le trou agit donc comme un obturateur pour deux des lobes, sans affecter<sup>1</sup> les autres.

### Conclusion

En restant dans l'approximation géométrique (rayons), le fait que ce sont les deux lobes supérieurs (du côté du trou), qui demeurent, laisse penser que l'émission d'un microlaser en forme de stade suit le schéma suivant :

---

<sup>1</sup> Il s'agit de l'orientation qui reste inchangée avec l'introduction du trou.

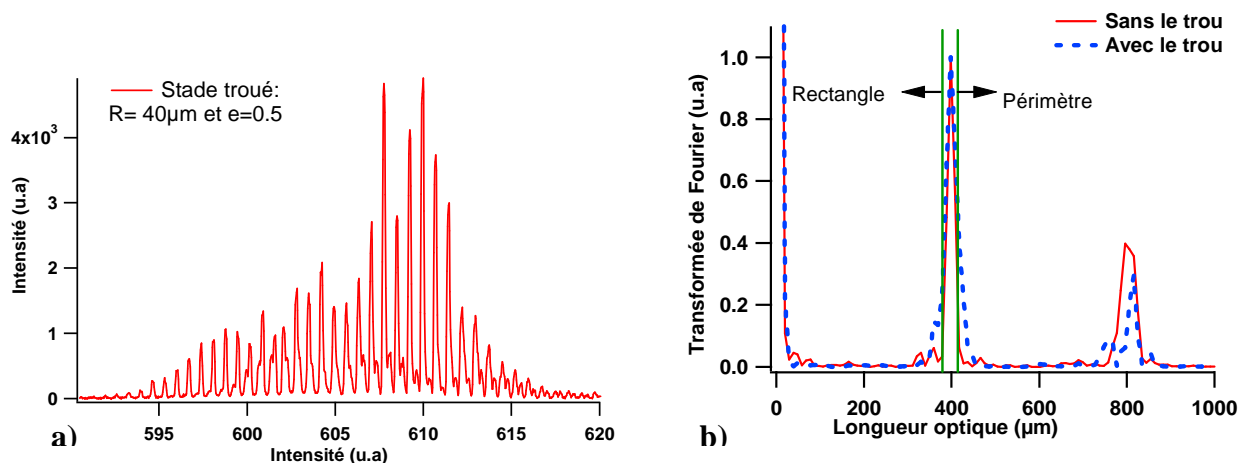
- i) les deux lobes de droites proviennent des rayons réfléchis sur la partie circulaire gauche du stade et inversement.
- ii) le lobe haut-droit (resp haut-gauche) provient de la réflexion sur la partie circulaire gauche basse (resp droite basse).

Cette remarque est cohérente avec les images en champ proche prises dans [120] sur un microlaser en forme de stade qui montrent une surtension du champ sur les deux parties circulaires du microlaser en forme de stade. Le trou est donc placé sur le chemin des rayons de façon à les renvoyer dans la cavité, ou à les diffuser<sup>1</sup>.

Un modèle, nommé ‘modèle de lentille’ a été proposé par M. Lebental [113] afin d’expliquer la directionnalité d’émission dans les microstades en attribuant l’émission dans ces résonateurs aux deux parties circulaires de la cavité qui agissent comme des lentilles. Les résultats expérimentaux sur le microstade troué sont en très bon accord avec le modèle.

### V-2.5 Le spectre et le trou

En vu de comprendre et d’examiner l’effet de l’introduction du trou à l’intérieur de la cavité laser, nous avons comparé les deux spectres enregistrés sur le microlaser en forme de stade avec et sans trou que nous avons traités en termes d’orbites périodique. Le résultat est donné dans la figure V-14.



**Figure V- 14 a) Spectre d’émission d’un microlaser en forme de stade troué enregistré dans la direction de maximum d’émission et b) le Transformé de Fourier des spectres d’un stade à trou (tirets) et sans trou (plein) de même taille R=30μm et e=0.5.**

<sup>1</sup> Nous avons constaté au départ que l’émission du microstade troué est plus importante de celle du stade complet et nous avons donc pensé que l’action du trou était de renvoyer la lumière dans la cavité, mais en fait il se pourrait que une partie qui l’est pour ressortir après sur les deux lobes restant et une autre partie est diffusée, nous allons revoir un peu plus loin cette question.

A première vue, on peut conclure que l'orbite est exactement la même et d'une longueur autour de  $390 \mu\text{m}$  (les pics bien superposés de la TF en figure V-14b), pour les deux microstades, ce qui est cohérent avec l'observation antérieure que la directionnalité d'émission n'a marqué aucun changement sur la direction des deux lobes d'émission du microlaser en stade troué par rapport à leurs équivalents dans le stade plein.

Mais il est à noter, que la géométrie du stade complètement chaotique implique qu'il ne comporte aucune orbite périodique stable mais une infinité d'orbites périodiques instables. L'orbite mesurée à partir des spectres d'émission des microlasers en forme de stade complet ou troué de rayon  $R = 30 \mu\text{m}$  et de rapport  $e = 0.5$ , est de l'ordre de  $390 \mu\text{m}$  (figure V-14b) soit  $13 \times R$ . Autour de cette longueur, existe un groupe d'orbites périodique instables de longueurs voisines ce qui limite leur identification. A titre d'exemple, les trajectoires fermées en forme de polygones à  $N$  cotés, inscrit dans le stade entre les deux parties circulaires de la cavité avec  $N \geq 4$ , valeur qui correspond à l'orbite la plus courte (rectangle) confinée par RTI. Ce type d'orbites (polygones) sont de longueur comprise entre la longueur du rectangle inscrit dans le stade et le périmètre de ce dernier. Sur la figure V-14b, cet intervalle est indiqué par les deux verticales vertes.

Un exemple de ce type d'orbites est illustré sur le tableau V-1. On peut citer l'hexagone, l'octogone, le rectangle et la série infinie de polygones de longueur de plus en plus proche du périmètre; hectogone (100 cotés) de longueur  $\bar{n}.L = 13.582R$  et chiliogone (1000 cotés) de longueur  $\bar{n}.L = 13.584R$  ...que nous nous pouvons distinguer expérimentalement. C'est peut être là que réside la force des laser à cavité chaotique (laser à bas seuil [121]), même si ils préfèrent laser sur les orbites confinées les plus courtes (dans ce cas le rectangle), où la lumière a plus de chance d'effectuer plusieurs allers retours dans le milieu actif (cavité), mais il y a aussi une infinité d'orbites voisines qui consolideront l'effet laser.

Pour le stade troué, même si le trou intercepte la famille<sup>1</sup> d'orbites actives (sur lesquelles est effectué l'effet laser), une autre famille d'orbites très voisine peut alors venir prendre le relais. On peut conclure que l'effet laser est soutenu par une forte densité d'orbites périodiques proches du périmètre, ce qui est en accord avec les simulations numériques développées dans [39, 117].

Toutes les mesure que nous avons réalisées sur les microstades, troués ou non, de différentes tailles, sont reproductibles de cavité à cavité.

---

<sup>1</sup> Le terme 'famille' que j'ai utilisé ici est pour designer une densité d'orbites périodiques de longueur très très proche les unes des autres, mais pas forcément de même géométrie.

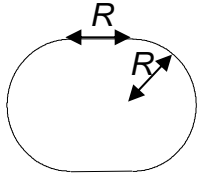
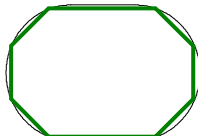

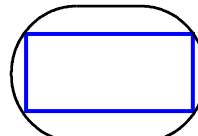
|  |   |   |  |   |
|--|---|---|--|---|
| Type d'orbite périodique confinée dans le stade.   |  |  |  |  |
|  | Périmètre   | Octogone  | Hexagone   | Rectangle   |
| La longueur optique $\bar{n}.L$ ; $\bar{n} = 1.64$ | $13.584R$   | $13.321R$   | $13.12R$   | $12.56R$  |

Tableau V- 1 Quelques orbites périodiques simples dans un stade de rayon  $R$  et de rapport  $e = 0.5$ .

## V-4 vers les microlasers unidirectionnels

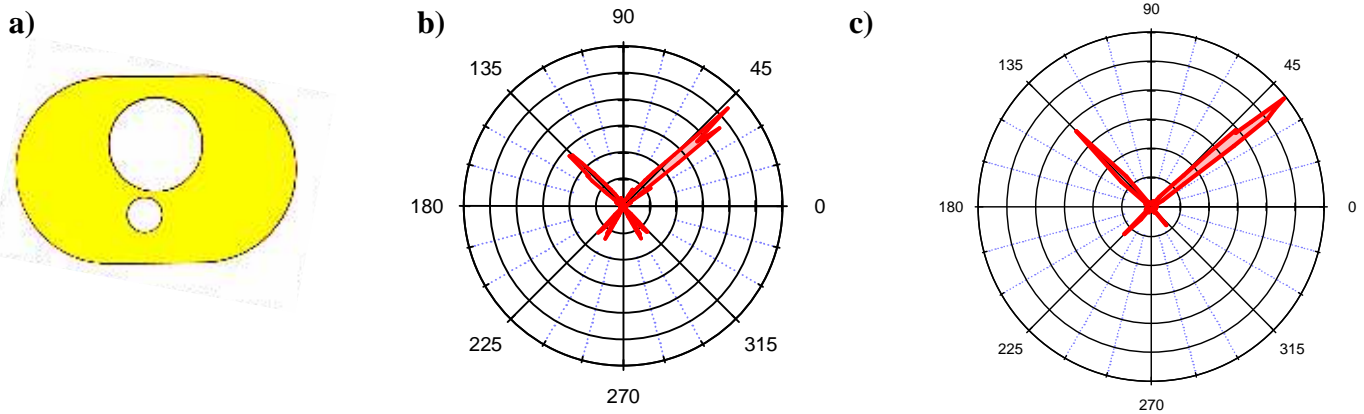
### V-4.1 Stades multitrous

Après avoir vérifié le succès de la technique hybride, combinant déformation de la cavité circulaire en un stade et introduction d'une perturbation à l'intérieur de la cavité, nous allons exploiter cette technique pour la réalisation des microlasers unidirectionnels.

Nous avons pensé au départ atteindre l'unidirectionnalité en rajoutant un autre trou dans le schéma précédent à une position adéquate mais la taille efficace du trou supplémentaire pose problème du fait que le premier trou occupe déjà beaucoup d'espace. En fait, nous avons réalisé des expériences sur une série de cavités contenant un gros trou dans la configuration précédente avec un petit trou supplémentaire légèrement déplacé par rapport au petit axe du stade (la photographie microscope en figure V-15a) et avons noté une réduction d'un lobe supplémentaire à presque 30% en accord avec la prédiction du modèle de rayon. Le résultat est présenté dans la figure V-15.

Le gros trou occupe trop d'espace pour laisser la place à un trou supplémentaire de taille optimum pour permettre de réduire à plus que 30% l'émission sur une des deux émissions restantes du stade à gros trou unique.

Nous avons aussi réalisé des expériences sur un microlaser en forme de stade avec un petit trou tout seul. Nous n'avons pas noté de modification significative de l'émission du stade à un petit trou par rapport à un stade entier. La taille du trou doit donc être optimisée.



**Figure V- 15 a) Photographie microscope optique d'un microlaser en forme de stade à deux trous, b) le diagramme d'émission simulé avec le modèle de rayons et c) l'émission en champs lointain enregistrée expérimentalement.**

### **V-4.2 Effet de la position du trou sur la directionnalité**

Nous avons cherché à optimiser la taille, la forme et la position du trou de façon à éteindre un seul lobe d'émission du microlaser en forme de stade sans toucher aux trois autres. Avec ces paramètres optimaux nous aurons la possibilité de stopper une à une les émissions du microlaser en forme de stade dans des directions désirées, par simple rajout d'un ou de deux trous dans les positions équivalentes à la position du premier trou. Le but est de réaliser un contrôle complet de la direction d'émission du microlaser en forme de stade, qui émet au départ sur quatre lobes.

Cette optimisation<sup>1</sup> est rendue possible grâce au code de calcul précédemment développé.

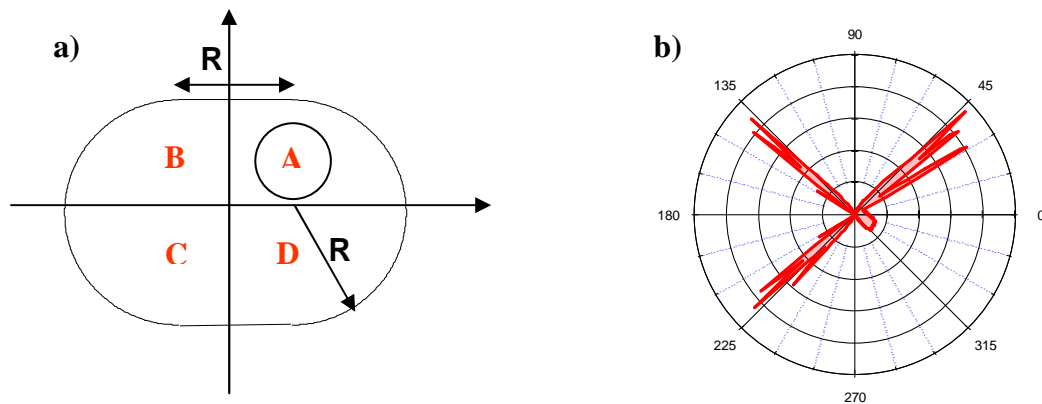
Nous avons donc utilisé ce code basé sur les simulations en rayon pour optimiser la position, la forme et la taille du trou qui permettrait d'arrêter l'émission sur un seul des quatre lobes d'émission d'un microlaser en forme de stade.

Pour les paramètres géométriques des cavités en forme de stade que nous avons étudié précédemment ( $e = 0.5$ ,  $R = 20 - 60\mu m$ ) il se trouve qu'un unique trou circulaire de  $r = R/3$  placé dans la position A (figure V-16a) de coordonnées ( $A_x = R/2$ ,  $A_y = 2R/5$ ) réduirait de 95% le lobe d'émission situé de l'autre coté du trou par rapport au grand axe du stade et du même coté du trou par rapport au petit axe (figure V-16b).

Si on repère les quatre lobes d'émission d'un microlaser en forme de stade (figure V-13 gauches) par leur directions polaire, dans l'orientation horizontale de la cavité, soit NO (nord-ouest) pour le lobe haut gauche du stade par exemple, alors les simulation prédisent qu'un tel

<sup>1</sup> Plusieurs position dans le stade, formes de trou (triangles isocèles à base variable, cercles) et tailles ont été testé avec le code

trou placé en A (figure V-16a) annulerait le lobe SE (figure V-16b), et par symétrie axiale du stade, si le trou est placé en B, il annulerait le lobe SW, ainsi de suite..



**Figure V- 16 Schéma d'un stade avec un trou de taille et de position optimales pour agir à annuler une des quatre émissions d'un stade, b) diagramme simulé par le modèle en rayon avec une cavité de tels paramètres géométriques.**

### **V-4.3 Contrôle de la directionnalité**

On peut inférer de la partie précédente qu'un deuxième trou supplémentaire dans l'une des trois positions équivalentes à A dans le stade (B, C ou D), a le potentiel de supprimer un second lobe selon sa position. Un troisième trou dans la cavité, nous permettrait de faire d'un microlaser en forme de stade initialement quadri-directionnel, un microlaser uni directionnel, ce qui est notre but dans cette partie.

Cette logique, à partir du premier calcul (un seul trou) suivie pour l'ajout des autres trous a été confirmée par le calcul des diagrammes d'émission d'un stade à deux et à trois trous.

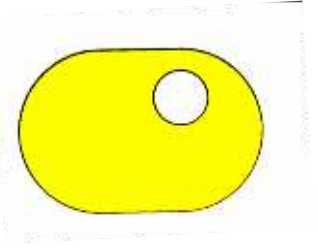
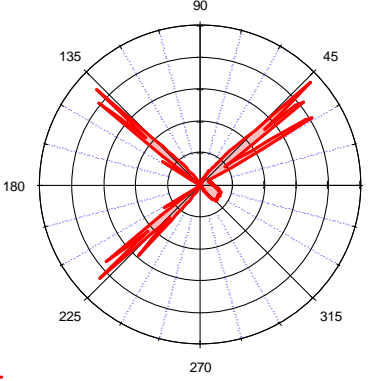
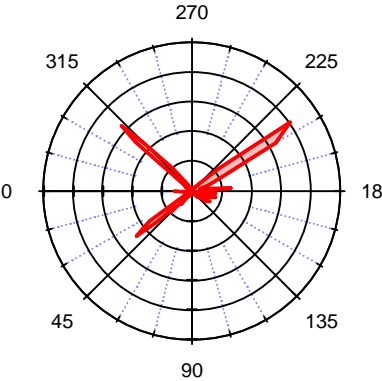
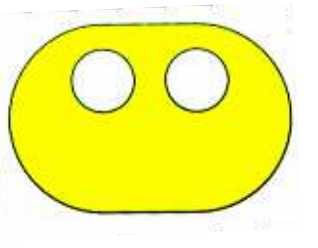
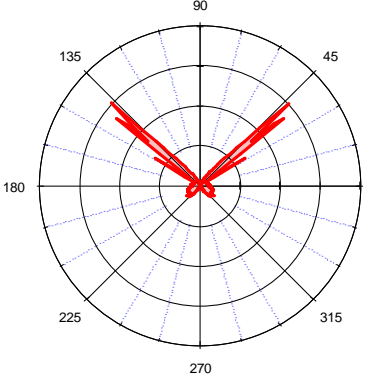
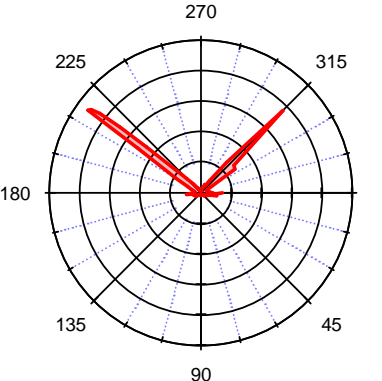
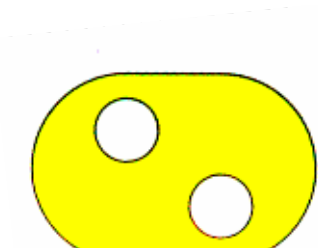
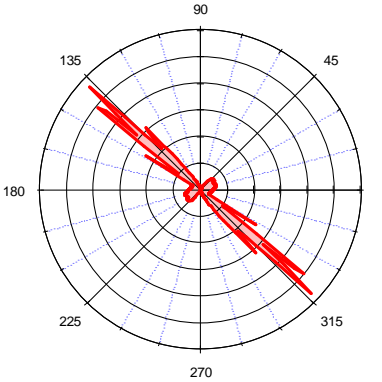
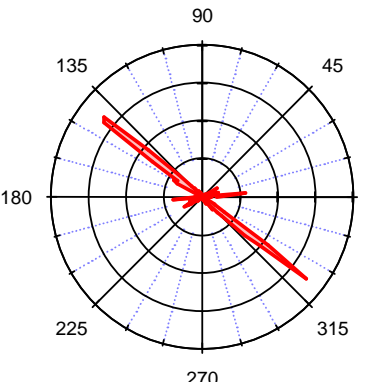
Ainsi en se fiant aux prédictions du modèle de simulation jusque là très fiable, nous avons fabriqué des microlasers avec les paramètres testés numériquement à savoir la taille du trou, sa forme et sa position dans le stade. Les résultats des simulations et de mesures sont rassemblés dans le tableau V-2. Dans la première colonne figurent les images microscope optique des microlasers en forme de stade troué, fabriqués avec la technologie LPN<sup>1</sup>. Le diagramme angulaire calculé, pour chaque cavité est présenté dans la deuxième colonne à côté de cette dernière pour cette même orientation du stade<sup>2</sup>. L'émission de chaque microlaser, enregistrée en champ lointain est présentée dans la troisième colonne du tableau sur la même

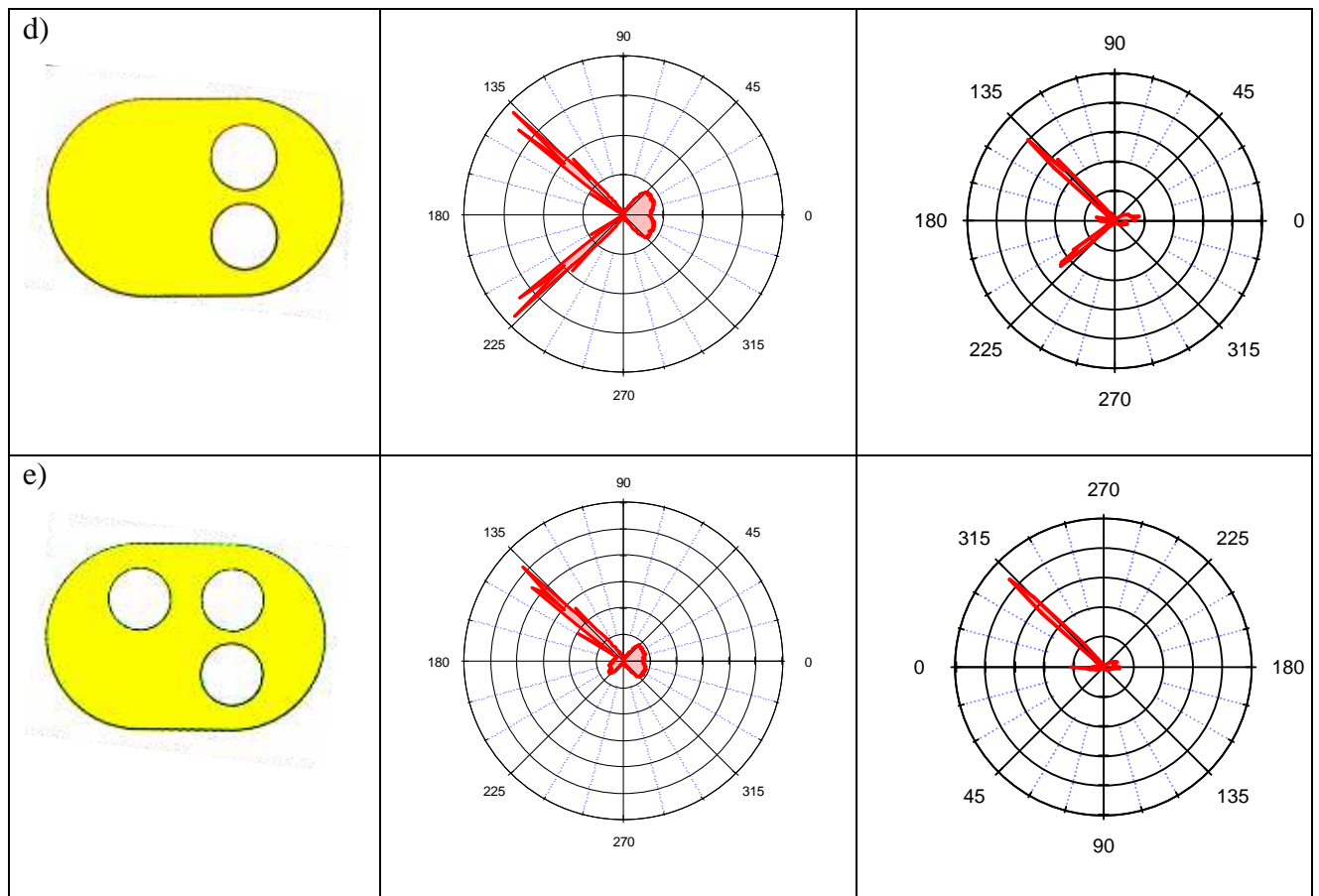
<sup>1</sup> Technologie LPN pour désigner la lithographie électronique qui n'est pas nécessaire pour ce type de cavité.

<sup>2</sup> Chaque cavité est placée dans l'orientation à ce que ses diagrammes d'émission mesurés et simulés seront directement superposables sur la cavité.

ligne.

Toutes les mesures sont en accord avec les prédictions du modèle en rayon et l'extinction moyenne des lobes d'émission du microstade mesurée est supérieure à 90%.

| Photographie microscope   | Prédictions du modèle en rayons   | Mesures en champ lointain   |
|---|---|---|
| <p>a)</p>    |    |    |
| <p>b)</p>   |   |   |
| <p>c)</p>  |  |  |



**Tableau V- 2 Récapitulatif des résultats sur les stades multitrous présentés en colonne 1, du tableau par leurs images microscope optique. En colonne 2, le diagramme d'émission simulé avec le modèle en rayon, et en colonne 3, l'émission en champ lointain enregistrée expérimentalement avec le microlaser présenté à la même ligne.**

Ainsi la technique de contrôle de la direction d'émission d'un microlaser en forme de stade est très efficace et l'unidirectionnalité d'émission est réalisée avec succès.

L'idée de démarrer à partir d'un microlaser qui possède déjà la haute directionnalité auquel on rajoute un moyen de bloquer l'émission sur quelques lobes est originale (à notre connaissance) et peut s'étendre à d'autres cavités.

Par exemple connaissant le type de couplage externe dans les cavités types polygonales<sup>1</sup>, on peut penser à métalliser certains coins d'une part pour bloquer l'émission par diffraction sur ces mêmes coins et d'autre part pour envisager un éventuel pompage électrique.

<sup>1</sup> D'après les résultats de notre étude (cf chapitre IV), l'émission des microlasers polygonaux est réalisée par la diffraction sur les coins de la cavité.



#### V-4.4 Le facteur d'atténuation expérimental:

Selon les applications envisagées pour les microlasers en forme de stade il est important de quantifier le facteur d'extinction selon différentes directions en introduisant le trou dans la cavité.

La figure V-17 montre la superposition de deux spectres d'un microlaser en forme de stade troué dans la configuration indiquée sur l'encart de la même figure, enregistrés dans la direction d'émission et d'extinction du microlaser.

Le rapport d'intensité entre les deux directions su stade est l'ordre de 9.50, soit une réduction de l'ordre de 90%, en accord avec les résultats de simulations en rayon, et ce résultat est reproductible pour toutes la configuration de stade troué à un, deux, et trois trous.

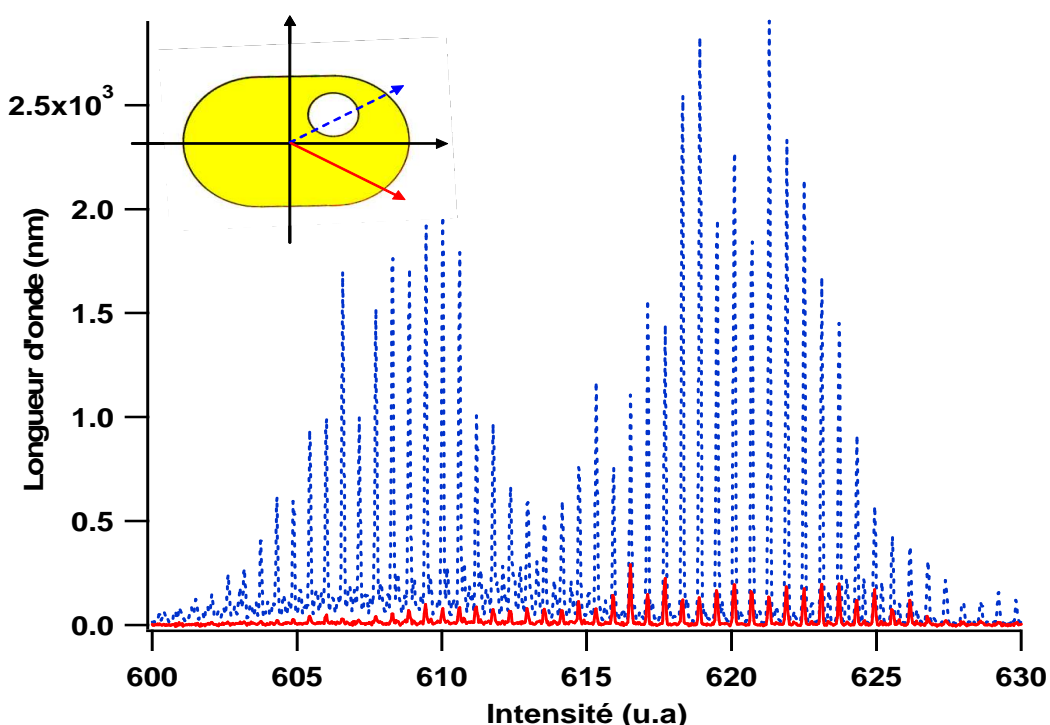


Figure V- 17 Deux spectres d'émission d'un microlaser en forme de stade troué enregistré dans les deux directions d'émission (trait pointillé) et d'extinction (trait plein)

#### V-4.5 Quel est réellement le rôle du trou dans le stade?

Nous nous sommes posé une autre question à l'issue de ces résultats sur les stades troués: est-ce que tous les rayons qui interceptent le trou sont totalement perdus, renvoyés par réflexion dans la cavité ou traversent le trou pour se recoupler à nouveaux dans la cavité ?

En fait dans les références [92, 94, 111] le défaut (trou, diffuseur ...) agit comme une source couplant la lumière des modes de galerie vers l'extérieur.

Nous avons tenté dans notre configuration (gros trou comparé à ceux de [92, 94, 111]) de

répondre à cette question, en nous appuyant sur le code développé pour simuler les diagramme d'émission de ces microstructures, en tenant compte des trois suggestions précédentes, soit :

Modèle A: tous les rayons réfractés sur le trou sont considérés comme perdus

Modèle B: les rayons réfractés sur le trou sont comptés dans le bilan total

Modèle C: les rayons réfractés sur le bord du trou se propagent à l'intérieur jusqu'à une nouvelle réfraction qui leurs permet de se propager à nouveau dans le stade ainsi contribuer à l'émission totale.

D'après les calculs, la différence entre ces trois situations se traduit de façon significative sur le diagramme d'émission d'un long stade troué ( $e = 1.5$ ).

Les résultats de calcul avec les trois modèles (A, B et C) sur une telle cavité sont rapportés sur la figure V-18 a,b, et c).

Le fait de compter les rayons issus du trou élargit considérablement les lobes d'émission du microlaser sans porter de modifications significatives sur la direction principale de l'émission (le grand lobe).

Nous avons fabriqué des cavités laser en forme de stade (figure V-17d) avec les paramètres testés numériquement ( $e = 0.5$ ,  $R = 30 - 50\mu m$  et  $r = 0.6R$ ). Le résultat de mesures expérimental est rapporté sur la figure V-18e).

Il nous semble que le résultat expérimental est beaucoup plus compatible avec les hypothèses et prédictions du modèle A, ce qui peut se comprendre étant donné l'épaisseur du trou (de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde) et surtout son diamètre très large ( $d = 2r = 1.2R$ ) peu apte à permettre aux rayons pour être réinjectés de le traverser pour se réintroduire de nouveau dans la cavité. Une petite inclinaison du rayon aura pour effet de le projeter vers l'extérieur (schéma de la figure V19). Comme le trou est circulaire, cette diffusion est isotrope, si elle est compté dans le bilan cela ne changera pas la propriété d'émission du microlaser en forme de stade.

Cela consolide l'idée que le stade garde son identité en terme de direction d'émission, la présence du trou annihilant une de ses quatre émissions sans modification conséquente sur les lobes restants.

Ce résultat confirme l'hypothèse que le trou n'a pas d'effet sur les modes de résonances que nous avons induite de la comparaison des deux spectres (Figure V-14b).

Pour le résultat de calcul avec le model C (figure V-18c), une émission supplémentaire apparaît le long du grand axe. Puisque le trou est situé au centre de la cavité, celui-là est considéré par le modèle, comme si la cavité est pompée localement au centre.

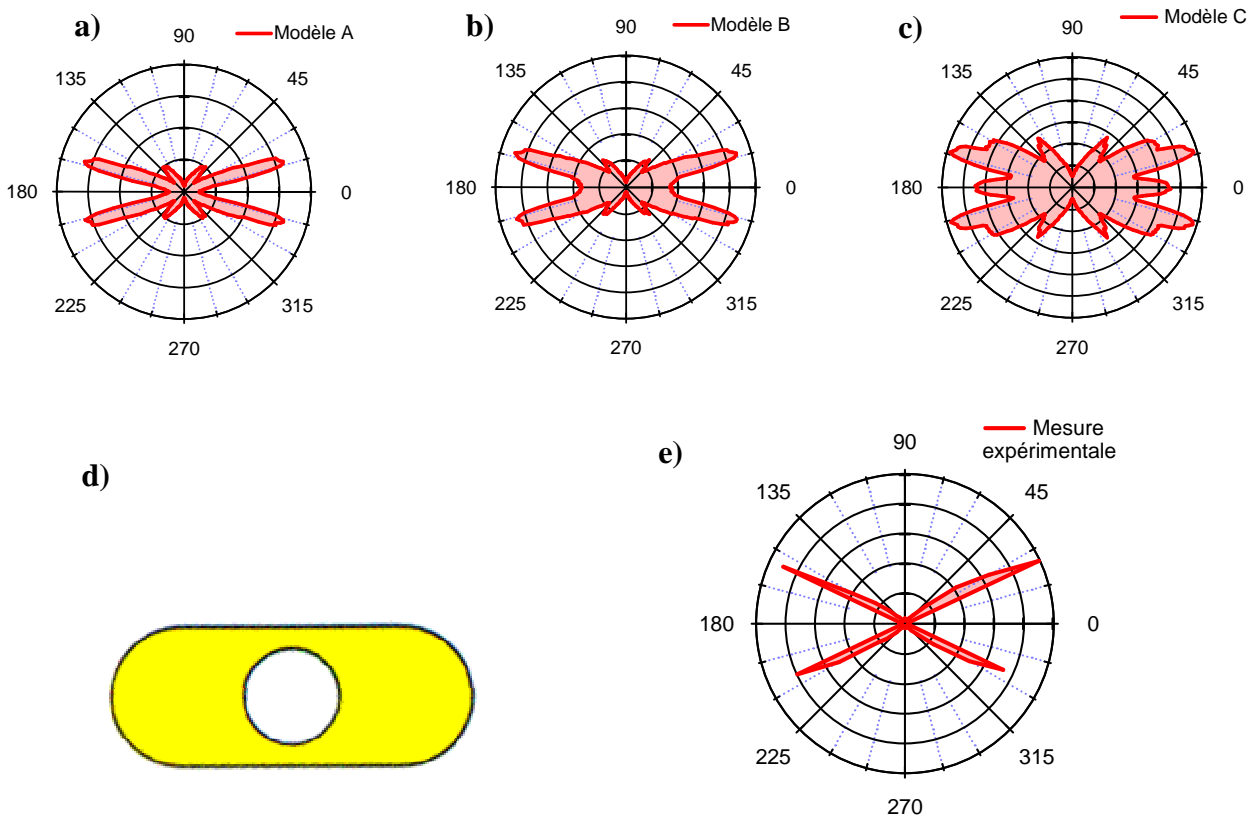


Figure V- 18 a b, c) Le diagramme d'émission calculé numériquement en tenant compte des modèles A, B et C, respectivement sur un microstade long ( $e = 1.5$ ) troué au centre, d) Image microscope optique d'un microlaser en forme de stade long ( $e = 1.5$ ), de rayon  $R = 30\mu m$  avec un gros trou de rayon  $r = 0.6R$  au centre. e) le diagramme d'émission enregistré expérimentalement sur cette cavité

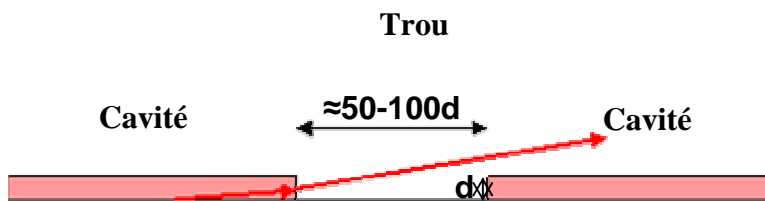


Figure V- 19 Représentation schématique de la cavité, vue par la tranche, le schéma n'est pas à l'échelle.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons traité l'évolution de l'émission des microlasers organiques à cavité asymétrique. Dans la première partie, l'effet de la déformation de la géométrie est examiné avec nos conditions expérimentales. On constate une amélioration de

la directionnalité d'émission, mais d'une manière insuffisante (large lobe pour la spirale par exemple et bi-lobes pour le disque coupé).

Puis nous avons testé l'effet de l'introduction d'un défaut à l'intérieur de la cavité. Une telle démarche est très délicate. La simple introduction d'une lacune dans un microdisque proche du bord de la cavité se traduit par une émission anisotrope distribuée sur un large lobe. Ces résultats sont préliminaires.

Enfin nous avons combiné les deux techniques, ce qui nous a permis d'assurer avec succès l'unidirectionnalité sans divergence spatiale.

L'aide de la modélisation en rayon nous a été très utile et a confirmé son pouvoir potentiel sur l'émission dans les microstructures diélectrique.

Ainsi, nous avons conçu et démontré un moyen de réaliser des microlasers à émission contrôlable aboutissant à l'unidirectionnalité de l'émission de cavités chaotiques.

# Chapitre VI : Les microlasers carrés

## Introduction

Les microrésonateurs optiques carrés ont fait l'objet de plusieurs études théoriques et expérimentales au vu de leur intérêt pratique. Ils étaient utilisés conventionnellement comme des résonateurs FP et depuis la mise en évidence de l'existence de modes à haut facteur de qualité semblables aux modes de galerie [122], plusieurs études se sont concentrées sur cette structure tentant de calculer les profils de modes en utilisant différentes méthodes (FDTD, équations intégrales de bord, la théorie des groupes) [54, 83, 123] ou simplement pour se lancer dans leur exploitation expérimentale [24, 124]. Un autre avantage à leur accorder, du moins théoriquement, est la double longueur de l'ISL comparé à celle prédite dans le cas des microlasers à symétrie circulaire de même taille [54, 123, 125, 126]. Ce point vient alléger dans une certaine mesure les exigences en taille de cavité nécessaire pour la réalisation des microlasers monomodes. Avec le doublement de l'ISL, la taille critique qui était de l'ordre du volume modale peut se voir doublée au bénéfice de la fiabilité technologique.

Sans oublier que les microlasers carrés intéressent aussi les physiciens des systèmes dynamiques quantique et classique qui en trouvent un terrain de validation de plusieurs modèles de calculs, au vu de l'intégrabilité de la structure (à titre d'exemple le modèle superscar [9]).

Ce chapitre est dédié aux microlasers carrés fabriqués à base de polymères organiques dopés en colorant laser (PMMA-DCM). Nous proposons d'explorer toutes les caractéristiques de ce type de résonateurs sous des conditions expérimentales différentes.

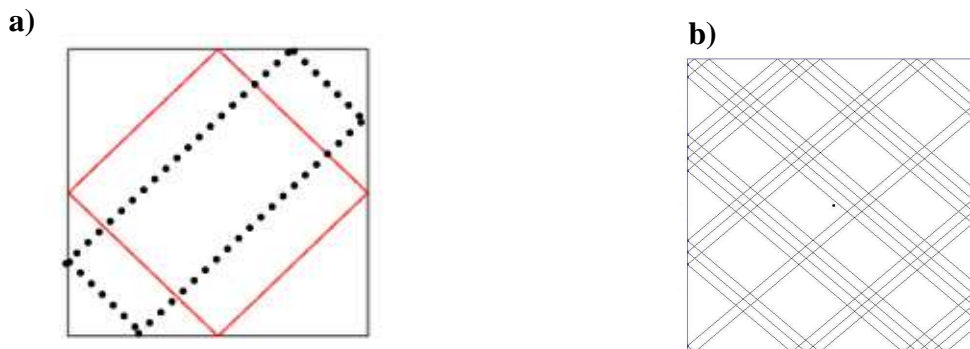
Les cavités testées dans ce travail sont de taille de l'ordre de 50-200  $\mu\text{m}$ . il est à rappeler que l'épaisseur des cavités (comme toutes les cavités d'ailleurs étudiées) est de 0.5-0.8  $\mu\text{m}$ , soit de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière qui se propage à l'intérieur de ces cavités (620 nm). Cela permet donc la sélection d'un seul mode transverse, et vu les dimensions caractéristiques des cavités (50-200  $\mu\text{m}$ ) très grandes devant la longueur d'onde, un traitement du problème de propagation de la lumière, dans l'approximation géométrique est justifié.

## VI-1 Les orbites périodiques dans un microlaser carré

### VI-1.1 Considérations théoriques

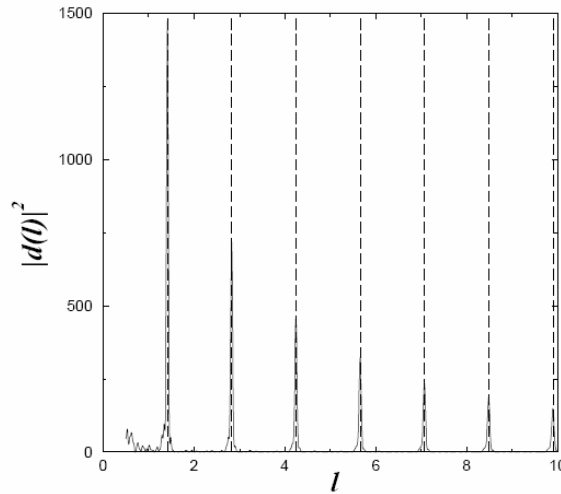
Si l'on considère une boule qui se déplace librement dans un billard carré et qui rebondit élastiquement sur les bords de la cavité, elle peut décrire des trajectoires bien précises en fonction de sa vitesse initiale. Si elle vient rebondir sur le bord de la cavité avec une incidence  $\pi/2n$ ;  $n > 1$ , elle rebondira sur les autres bord de la cavité en alternance sous incidences complémentaires, soit  $\frac{n-1}{n} \frac{\pi}{2}$ , et  $\frac{\pi}{2n}$ . Ainsi dans un billard carré de côté  $a$ , si l'angle d'incidence est égal à  $45^\circ$  ( $n=2$ ), il sera conservé pour tous les rebonds et l'orbite formée est fermée et sera parcourue périodiquement par la boule. C'est l'orbite diamant que nous avons mentionné dans le chapitre IV, de longueur  $2\sqrt{2}a$  illustrée à la Figure IV-1a. Cette orbite est l'orbite fermée la plus courte, visitant les quatre faces du carré. Si l'on s'écarte de cette incidence ( $n \neq 2$ ) l'orbite devient longue et peut être ouverte, comme par exemple à la Figure IV-1b.

L'orbite diamant est une orbite stable (son coefficient de Lyapunov est nul). Pour  $n=1$ , la particule effectue des allers retours en rebondissant uniquement entre deux faces parallèles du carré (bouncing ball), cette orbite est nommée Fabry-Pérot (FP).



**Figure VI- 1 Exemple d'orbites périodiques dans un billard en forme d'un carré a) l'orbite diamant et b) orbite légèrement écartée du diamant.**

L'application de la formule des trace introduite dans le chapitre II sur un billard diélectrique carré a été réalisée par Rémy Dubertrand [10]. Le tracé de la densité d'orbites périodiques dans un billard diélectrique carré d'indice  $n = 1.54$  est donné à la figure VI-2 et montre que l'orbite périodique dominante est l'orbite en diamant (le premier pic du spectre).

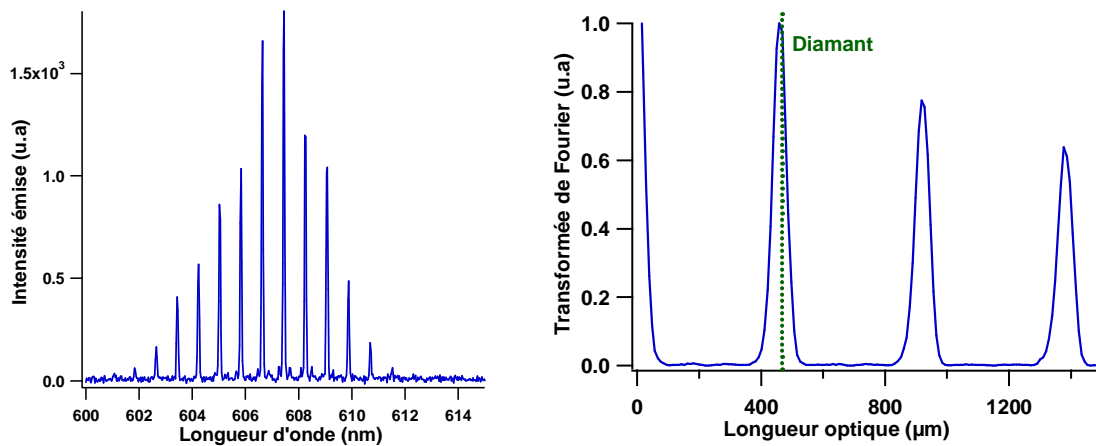


**Figure VI- 2 Densité d’orbites périodiques dans un billard carré calculé à partir de la formule des traces adaptées aux cas diélectriques.**

Avec nos moyens expérimentaux, comme il a été démontré sur un microlaser FP dans la partie B du chapitre III, nous avons la possibilité de mesurer les longueurs d’orbites périodiques qui ne sont autres que les trajets optiques de la lumière dans la cavité donnant lieu à des interférences constructives (cf : chapitre III-B).

### **IV-1.2 Mesures expérimentales**

Expérimentalement, le spectre d’émission d’un microlaser nous renseigne sur l’orbite périodique, bien que déjà étudié dans la première partie du chapitre IV, je pense utile de rappeler ici le spectre expérimental d’émission d’un microlaser en forme d’un carré et sa transformée de Fourier (figure VI-3).



**Figure VI-3 Spectre d’émission d’un microlaser de taille 100 μm enregistré dans la direction de maximum d’émission et sa transformé de Fourier indiquant une longueur optique de l’ordre de 459 μm.**

Sur le spectre on peut voir que le pic de la TF enregistré sur un microlaser carré de côté  $a = 100\mu\text{m}$  est positionné à la longueur  $L = 459\mu\text{m}$ , ainsi la longueur du diamant théorique étant  $L = \bar{n} \cdot 2\sqrt{2}a = 463$ ;  $\bar{n} = 1.64$ , la mesure lui correspond à moins de 2% d'erreur.

La mesure a été réalisée sur plusieurs échantillons, avec des cavités fabriquées par les deux technologies LPN et LPQM, et on observe toujours l'orbite en diamant à une exception près: celle d'un échantillon où l'orbite FP est apparue pour un fort pompage du laser (cf chapitre VII).

### ***VI-1.3 rappel de propriétés des microlasers carrés***

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler quelques propriétés d'émission des microlasers en forme de carré, déjà étudié dans le chapitre IV. Des propriétés dont nous aurons besoin dans la suite de ce chapitre.

- i) le microlaser carré présente une émission très directionnelle distribuée sur 4 lobes orientés le long <sup>1</sup>des faces de la cavité.
- ii) l'effet laser est réalisé sur l'orbite périodique en diamant ; orbite complètement confinée et donc l'émission est supposée être dominée par la diffraction sur les coins de la cavité.
- iii) Les spectres d'émission d'un microlaser en forme de carré, présentent une pureté spectrale très claire. Une fois l'effet laser déclenché, aucun fond d'ASE n'est détecté, ni aucun mélange d'orbite.

Toutes ces caractéristiques sont assez robustes quant au changement de paramètres expérimentaux, à savoir la durée d'impulsion du laser pompe, la technique de fabrication (LPQM ou LPN), les tailles des cavités couvrant la gamme que nous avons testé. Il a été toujours mis en évidence que l'orbite périodique est le diamant et le laser est orienté dans la même direction vis-à-vis des lobes d'émission.

Les propriétés de l'émission en fonction du pompage sont rapportées dans le chapitre VII. La variation de l'orbite périodique en fonction de la taille de la cavité a été présentée dans la partie sur le carré du chapitre IV.

---

<sup>1</sup> Je préfère dire 'le long des faces' plutôt que 'perpendiculairement aux faces' de la cavité, étant donné que les résonances sur l'orbite complètement confinée (diamant), sont couplées à l'extérieurs par la diffraction sur les coins.

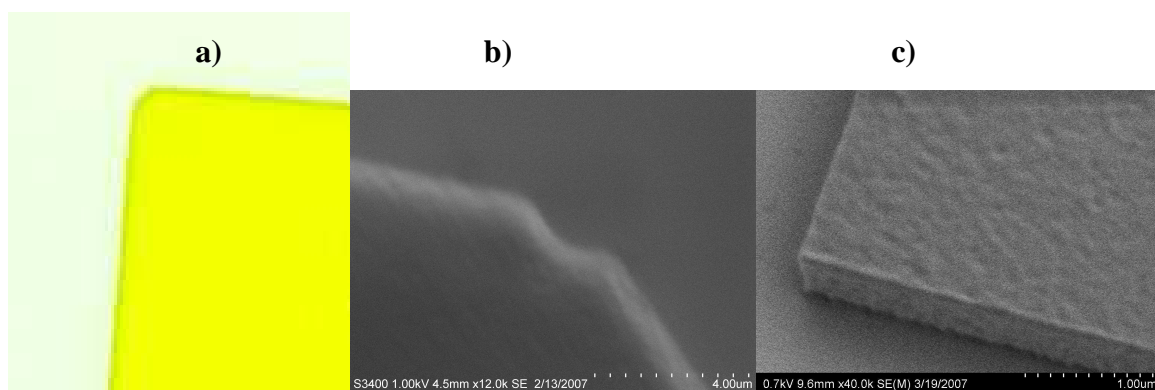


Toutes ces propriétés (i, ii et iii), font des microlasers carrés, du moins de notre point de vu, une forme de FP spécifique, un vrai étalon au sens du concept de résonateur. C'est pourquoi, nous souhaitons approfondir l'étude sur ce type de microlaser et suivre l'évolution des propriétés jusque là très robustes et reproductibles.

## VI-2 Les microlasers carrés à coins arrondis :

Nous avons remarqué sous microscope optique, que les coins de microlasers polygonaux présentent une légère déformation (figure VI-4a). Nous nous sommes alors interrogés sur la question de l'effet de telles imperfections sur les propriétés d'émission des microlasers.

A cette fin, nous avons fait appel à la lithographie électronique. Le recours à cette technique est rendu possible grâce à la flexibilité des polymères. La figure VI-4b-c, montre des images par microscope électronique à balayage de deux microlasers organiques, fabriqués respectivement avec la technologie locale (photolithographie-RIE) et la technologie LPN (lithographie électronique). La différence est frappante, avec la lithographie électronique, les cavités sont définies à mieux que quelques dizaines de nanomètres.

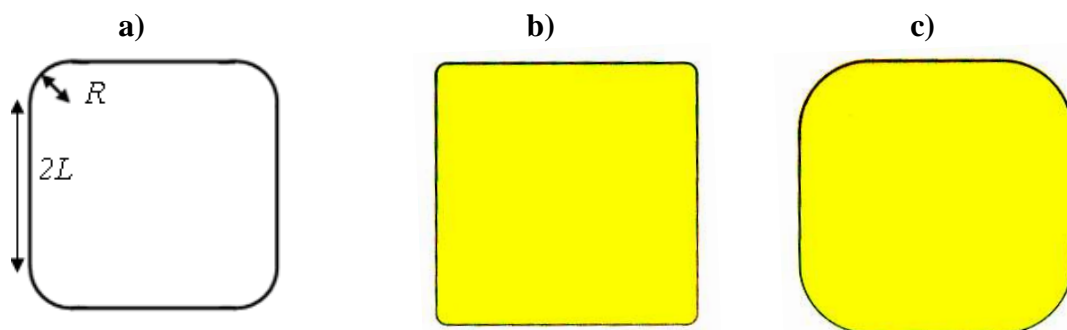


**Figure VI- 4 a) Image par microscope optique d'un coin d'un microlaser carré réalisé par la technologie LPQM, b) et c) image par microscope électronique à balayage d'un coin d'un microlaser : a) pentagonal, réalisé avec la technologie LPQM, et c) carré, réalisé avec la technologie LPN.**

Avant de déformer volontairement les cavités pour quantifier l'effet de ces dernières sur les propriétés optiques du microlaser, nous avons comparé les cavités fabriquées avec ces deux technologies et avons constaté une nette amélioration de l'émission laser. En fait avec la technologie LPN, les cavités de taille de 40  $\mu\text{m}$  lasent de façon satisfaisante tandis que celles fabriquées localement ne lasent pas à cause des pertes importantes dues aux diffusions et/ou diffractions sur les bords et coins de la cavité.

Ceci ne remet pas en cause la robustesse des propriétés précédemment citées, car une fois la microcavité lase, elle présente bien toutes ces propriétés identifiables par son diagramme d'émission, et ses beaux spectres (i-iii).

Afin de mieux comprendre le phénomène du couplage externe, supposé se produire grâce aux coins de la cavité (ii), nous souhaitons évaluer l'effet de ces coins. Pour cela nous avons fabriqué par la lithographie électronique<sup>1</sup>, des microlasers carrés à coins arrondis selon un profil tangentiel à la manière de raccordement des demi-cercles au rectangle central dans les stades. Les structures sont donc formées par quatre quarts de cercles de rayon  $R$  liées les uns aux autres par des segments de droites de longueur  $2L$  (voir l'illustration de la figure VI-5a)



**Figure VI- 5 Schéma d'un carré arrondi aux coins, et photographie par microscope optique de deux microlasers en forme de carré arrondi aux coins avec:  $L/R=11$  et  $L/R=0.9$ .**

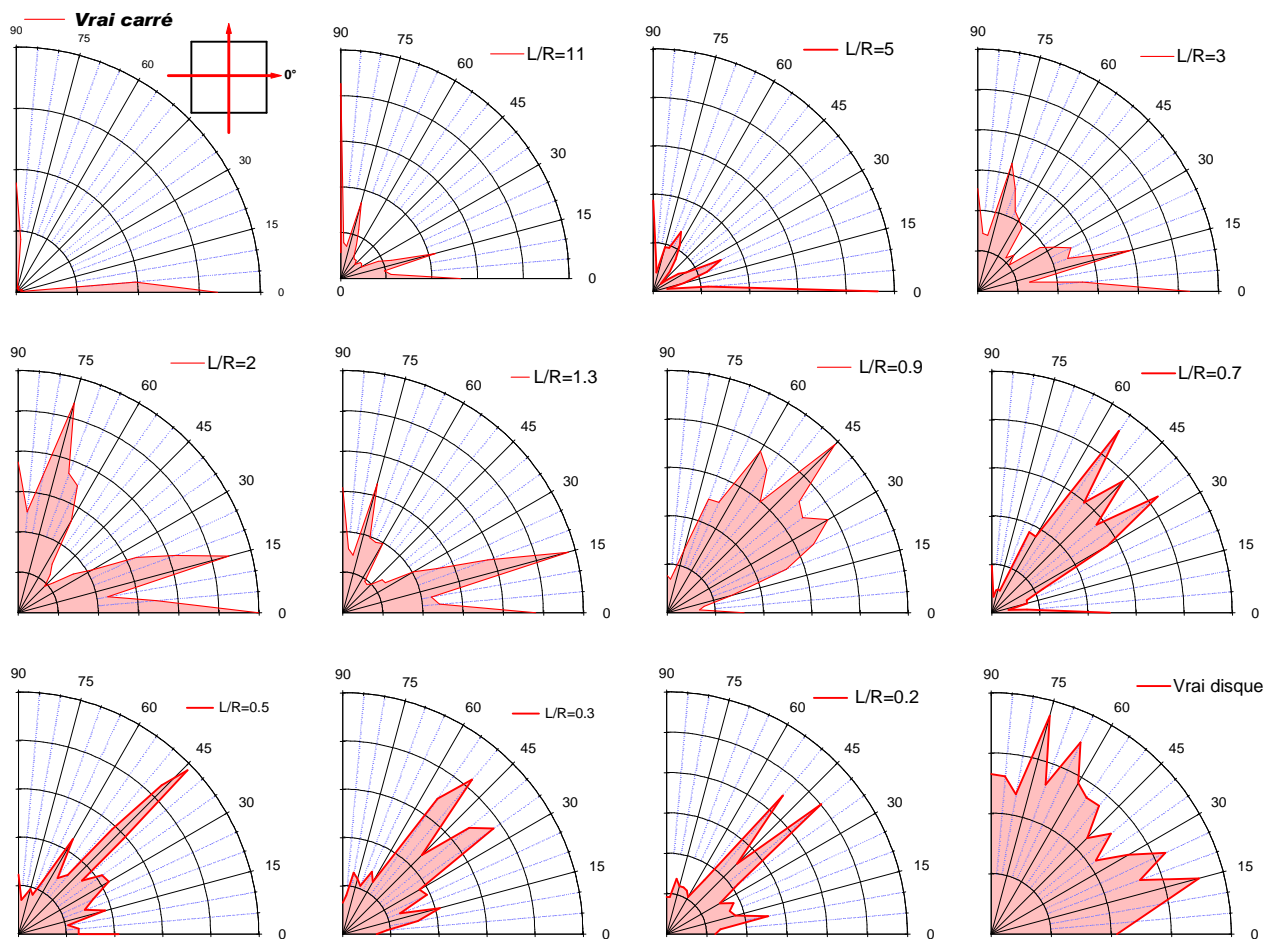
Les expériences menées sur ces microlasers, ont été faites sur des carrés de même surface ( $14400 \mu\text{m}^2$ ) de façon à conserver le gain, même raccordement tangentiel de la partie ronde du carré à la partie plate avec des rapports  $L/R$  variant depuis un vrai carré ( $L/R$  infini) au disque ( $L/R=0$ ) en passant par les rapports de l'ordre de 11, 4.9, 2.9, 2, 1.3, 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, et 0.1. Les cavités sont pompées optiquement avec un laser Nd:Yag doublé en régime impulsionnel (durée d'impulsion  $30\text{ps}$  et taux de répétition  $10\text{Hz}$ ). Les résultats sont regroupés dans les sous sections suivantes.

### **VI-2.1 La direction d'émission et l'arrondi**

L'émission en champ lointain enregistrée sur les microlasers à coins arrondis est récapitulée à la figure VI-6 en fonction de la valeur de l'arrondi  $L/R$ . Les expériences sont

<sup>1</sup> Nous avons opté pour la technologie LPN, d'une part pour pouvoir réaliser des cavités à très faible et très haut rapport  $L/R$  (ce que l'on appelle les presque carré et presque disque), et en plus pour écarter la possibilité d'attribuer les effets des coins aux imperfections de fabrication.

réalisées sur plusieurs cavités et sur des demi-tours ( $180^\circ$ ), les résultats présentés sur des quarts de tours suffisent pour présenter l'information étant donné la symétrie de la structure.



**Figure VI- 6 Evolution des diagrammes d'émission des microlasers laser en forme carré arrondi aux coins, en fonction du rapport L/R depuis le carré jusqu'au disque. L'origine des angles est indiquée dans l'encart du diagramme du carré.**

On peut voir sur ces graphes qu'en plus de l'émission à  $0^\circ$  du vrai carré, les microlasers carrés à coins arrondis présentent une émission supplémentaire symétrique autour de  $0^\circ$  (direction principale de l'émission d'un vrai carré). Cette émission supplémentaire est présente pour toutes des cavités de rapports  $L/R > 1$  et apparaît très rapidement sur les carré légèrement arrondis soit pour  $L/R = 11$  (quasi carré). Elle continue de croître à mesure que  $L/R$  diminue, jusqu'à être du même ordre que l'émission principale du carré autours de  $L/R = 2$ . En diminuant ce rapport jusqu'à l'unité, cette émission supplémentaire dépasse celle à  $0^\circ$ .

Quand  $L/R$  devient inférieur à l'unité (quasi disque), l'émission change complètement de direction qui cette fois, est orientée autour de la diagonale du carré jusqu'à ce seuil  $L/R=1$ , aucune émission n'avait été enregistrée dans cette direction diagonale.

A l'issue de cette étude expérimentale, on a démontré que le coin joue un rôle considérable dans l'orientation de l'émission des microlasers. Le fait d'arrondir le coin d'un microlaser carré à un certain rapport  $L/R > 1$ , nous avons noté que les deux lobes supplémentaires sont apparus pour toutes les cavités d'une façon très reproductible, puis une transition vers une émission suivant la diagonale intervient pour des rapports  $L/R < 1$  (quasi disque).

Par contre l'émission du vrai carré (ou l'émission dans la direction  $0^\circ$ ) reste présente le long de l'arrondissement des coins jusqu'à la valeur de l'arrondi critique soit  $L/R=1$ .

La question qu'on se pose à présent est celle du lien entre les coins et les directions d'émission.

Pour tenter de répondre à cette question, une analyse des spectres en terme d'orbites périodiques est réalisée en vue de voir, en premier lieu, si l'émission détectée sur l'une ou l'autre direction est issue du même type de résonances et si les arrondis font apparaître de nouvelles orbites.

## **VI-2.2 Orbites périodiques et arrondi**

Différents types d'imperfections de la forme du résonateur carré (coins arrondis, coins coupé, bord à rugosités modulées...) ont été étudiés théoriquement en utilisant différentes méthodes, pour des cavités de taille de quelques microns [54, 125], les auteurs ne s'entendent pas tous sur le taux d'amélioration du facteur de qualité mais ils ont unanimement noté une considérable amélioration en déformant le coin et ont enregistré la localisation des modes de résonances aux bord de la cavité, ce qu'ils appellent les presque modes de galerie (Whispering Gallery like mode). Pour ce qui est de nos cavités, de taille 100 fois plus grande, nous avons analysé la situation expérimentalement. Un résumé de l'évolution de l'orbite en fonction l'arrondi ( $L/R$ ) est donné à la figure VI-7.

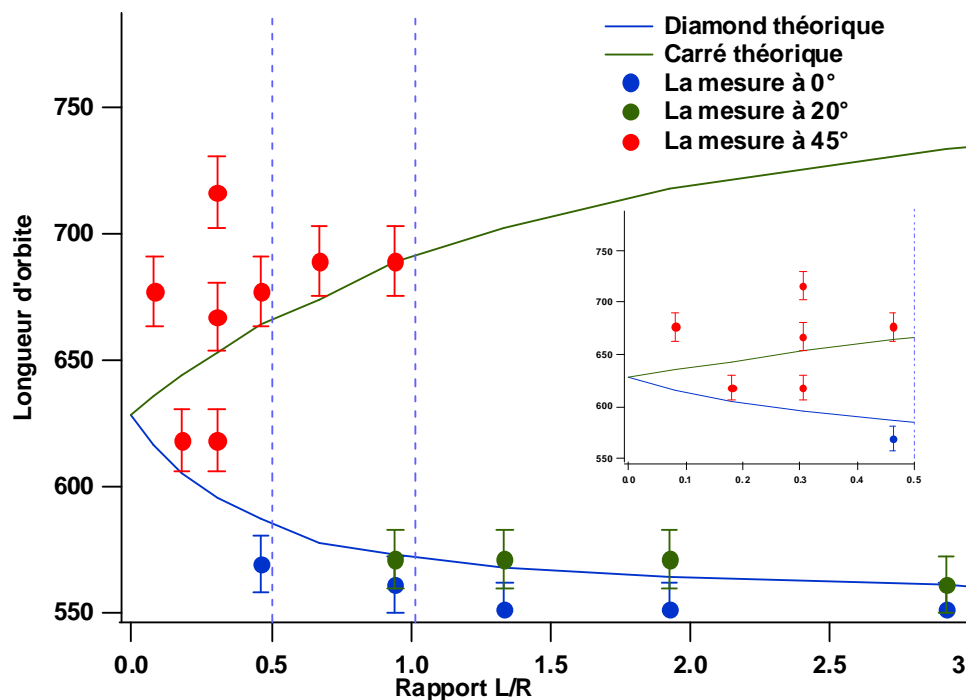
On peut repartir ces résultats en trois régions :

- a)  $L/R > 1$ , où les orbites mesurées aussi bien dans la direction principale, que dans la direction de l'émission supplémentaire, correspondent à l'orbite diamant (point bleus et verts).
- b)  $0.5 < L/R < 1$ ; où l'on note l'apparition d'une orbite plus longue que le diamant, et qui peut correspondre à une orbite carrée, inscrite à partir des coins ronds de la cavité

(points rouges et cette orbite coexiste avec les deux autres déjà présentes et émet dans la direction de la diagonale de la cavité.

- c)  $0 < L/R < 0.5$ : dans cette région les orbites diamant et carrées sont de longueur assez proches et il est donc difficile de les distinguer (l'encart de la figure).

Ces mesures des orbites périodiques montrent la robustesse de l'orbite diamant dans les microrésonateurs carrés, ce qui permet une tolérance de plus de 50% à l'arrondi du coin. Ce résultat peut être exploité dans la fabrication des microdétecteurs de forme carré même avec les matériaux 'gonflables'. La résistance du diamant à la déformation de la cavité est susceptible de permettre de calibrer l'information.



**Figure VI- 7 Les orbites périodiques mesurées dans les différentes directions de maximum d'émission laser enregistrées sur des microlasers de forme à coins arrondis en fonction de L/R.**

Au départ, nous avons conjecturé que:

- 1) l'émission dans la direction 0° serait celle qui garde l'identité du carré, issue des résonances sur l'orbite en diamant (trait bleu de la figure VI-8).
- 2) la double émission supplémentaire enregistré pour  $L/R > 1$  serait due à un autre type de résonance (vert dans le schéma de la figure VI-8)

- 3) enfin l'émission suivant la diagonale enregistrée pour les arrondi  $L/R < 1$  est fondée sur les résonances le long de l'orbite carrée inscrite dans les arrondis (rouge dans figure VI-8).

L'analyse spectrale, exclue 2) du fait que c'est la même orbite qui est enregistrée sur les émissions principale du carré ( $0^\circ$ ) et la double émission supplémentaire ( $15^\circ$ ). On pense donc cette dernière pouvait être issue de la diffraction sur le point singulier (raccordement de la partie plate du carré avec la partie ronde. Nous ne sommes pas en mesure de confirmer, car la question de la diffraction sur des coins diélectriques est une question encore largement ouverte.

Il est nécessaire de passer en champ proche pour pouvoir conclure.

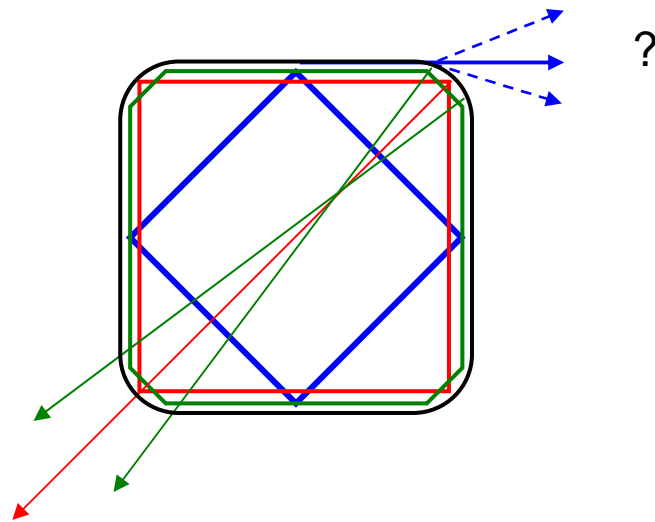
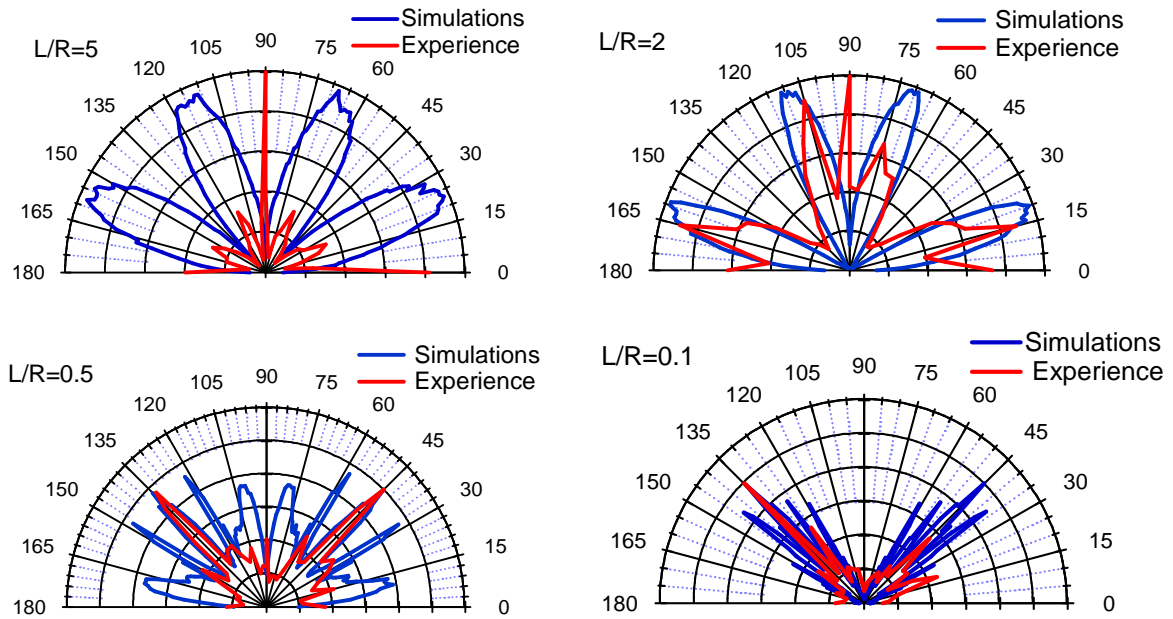


Figure VI- 8 Schéma représentant la possibilité de sortie de rayon dans la cavité carré.

### VI-2.3 Simulations numériques par le modèle en rayons

Le code de calcul basé sur des simulations en rayons développé dans le Chapitre V [8, 113, 119] est utilisé pour simuler les directions d'émission d'un carré à coins arrondis. La figure VI-9 montre une superposition entre les diagrammes angulaires expérimentaux et numériques d'un microlaser carré à coins arrondis pour les rapports  $L/R$  5, 2, 0.5 et 0.1.



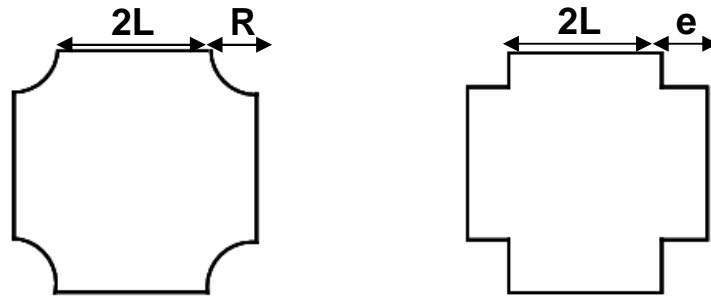
**Figure VI- 9 Diagrammes angulaires d'émission des microlasers carrés à coins arrondis enregistrés expérimentalement (rouge) et simulés numériquement (bleu).**

Le modèle en rayon prévoit une double émission située autour de 22° et 68° et enregistre l'absence d'émission suivant la diagonale (45°), pour les valeurs de  $L/R > 1$  (quasi carré) et l'apparition de l'émission suivant la diagonale pour les arrondis de  $L/R < 1$  (presque disque). Les prédictions du modèle en rayon sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux, mais il reste à comprendre l'origine de la double émission. Le modèle en rayon ne rend pas compte du diamant, une orbite complètement confinée et stable mais comme son angle d'incidence est proche de l'angle critique du dioptre cavité/air, il se pourrait que le fait d'arrondir les coins de la cavité carrée, cette orbite légèrement perturbée proche des coins devient réfractive. C'est aussi ce qui explique la position du spectre d'émission qui est plutôt vers le bleu comparé au spectre enregistré à 0°, ce point étant discuté dans le chapitre suivant.

### VI-3 carré à coins spéciaux

Après avoir étudié l'effet d'arrondir les coins d'une cavité laser carrée, et avoir noté l'effet assez spectaculaire sur les direction d'émission et les orbites périodiques, nous n'en somme pas resté là, et avons testé d'autres types de coins, notamment celui qui ressemble à la déformation induite par le processus de fabrication (figure VI-4b) qu'on appellera coin en escalier et une autre déformation du coin qui contrairement à la forme arrondie convexe, les

quarts de cercle sont placés ici en configuration concave. Ces deux types de cavité sont illustrés dans le schéma de la figure VI-10.



**Figure VI- 10 Schéma des carrés à coins concave et en escalier.**

Les résultats de l'étude des carrés concaves sont très préliminaires, les spectres sont très différents des spectres d'un vrai carré, et ressemblent à ceux de la spirale notamment quand  $L/R \leq 0.5$ , où l'orbite diamant tient à peine à l'intérieur du carré.

Il convient d'approfondir l'étude de ce type de coins assez intéressant.

Les diagrammes d'émission du microlaser carré à coins en escalier sont donnés dans la figure VI-11, où l'on peut voir l'apparition d'ailes comme dans le cas du carré arrondi.

Les spectres sont très clairs et ressemblent à ceux d'un vrai carré (figure VI-11e), à la position du spectre près<sup>1</sup>, l'orbite correspondant à un diamant (figure VI-11f).

Il est à noter que la réalisation des coins en escalier, ne porte pas de modifications sur les spectres de résonances d'un carré, par contre une modification très significative de la direction d'émission a été enregistrée sur des carrés à petites marches soit  $L/R$  très grand. Pour  $L/R=11$ , nous avons enregistré la diminution de cette émission supplémentaire ce qui peut s'expliquer par la naissance de résonance sur des orbites en diamant réalisées entre coins diagonaux du carré, qui commencent à être importantes.

Avec notre résolution expérimentale, nous ne pouvons séparer les petits diamants et le grand diamant, du moins pas à l'échelle des cavités que nous avons testées.

Toutes ces mesures sont réalisées par le pompage picoseconde et nous n'avons pas évalué l'effet des coins en fonction de l'énergie et le type de la pompe.

Par contre les mesures effectuées sur des microcarrés arrondis, avec différents rapports  $L/R$  sans conservation de l'aire de la cavité, sous pompage impulsionnel à durée d'impulsion de 700 ns, confirment la robustesse de l'orbite en diamant, pour les mêmes rapports  $L/R$ . Par contre l'émission supplémentaire apparaît pour des rapports assez faibles  $L/R=2.5$ .

<sup>1</sup> Ce décalage de la fréquence centrale est discuté dans le chapitre VII



Dans ce régime l'émission supplémentaire est aussi très importante à  $L/R=2$ , et il est enregistré la même transition vers l'émission dans la direction diagonale pour les mêmes rapports ( $L/R < 1$ ).

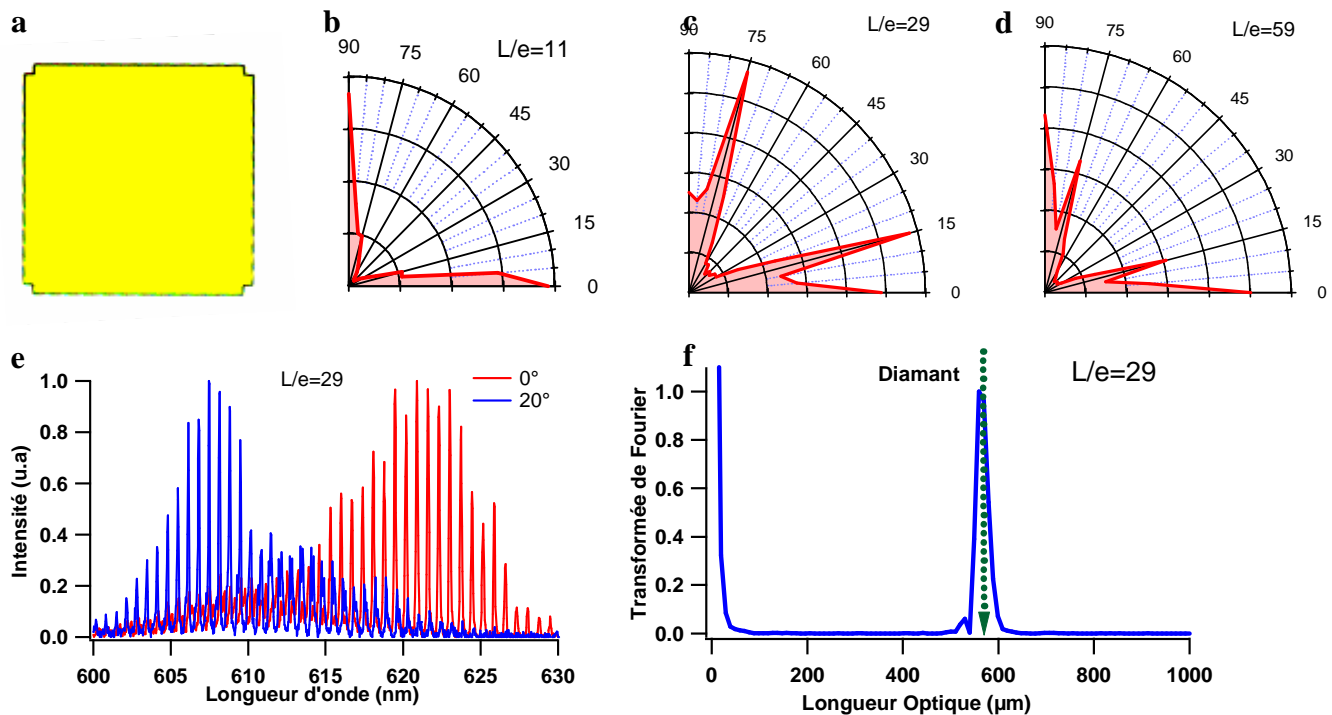


Figure VI- 11 a) image microscope optique d'un microlaser à coin en escalier, b-c-d) émission en champ lointain enregistrée sur trois cavités de rapport  $L/e=11, 29$  et  $59$ , e) les spectres enregistrés dans les directions de maximum d'émission et f) la TF correspondante.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les caractéristiques des microlasers carrés, qui se distinguent par leurs stabilités et leurs types de résonances spécifiques (Diamant).

Nous avons considéré notamment l'effet de la perturbation des coins en supposant que l'émission dans le microlaser diélectrique ( $n = 1.54$ ) est due aux coins de la cavité, une supposition fondée sur le constat que l'orbite en diamant est complètement confinée.

Nous avons prouvé que les coins agissent bien sur la direction d'émission même pour une légère perturbation de ces derniers, et avons noté des émissions supplémentaires alors que l'orbite est restée la même le long de cette étude, ce qui fait d'elle un très bon référent de mesure.

Nous n'avons toutefois pas bien compris cette émission supplémentaire (au vrai carré), donc nous avons envisagé de réaliser des vrais carré à un seul coin déformé. Cette série de

mesure doit être reprise par des carré à un seul coin arrondi, creusé (concave) et en escalier pour situer le coté de l'apparition de l'émission supplémentaire.

Nous avons confirmé que le microlaser ou microrésonateur carré présente des propriétés très intéressantes, sa stabilité et la résistance de l'orbite périodique le qualifiant en tant que composant d'avenir pour l'optique intégré.

# Chapitre VII : Effet laser et microlasers organiques

Au long de notre étude sur les microlasers à base de matériaux organiques, nous avons relevé quelques caractéristiques liées aux propriétés non-linéaires de l'effet laser. Dans ce chapitre nous allons rendre compte des plus marquantes.

## VII-1 Effet laser

### VII-1.1 Microlasers organiques

Les matériaux polymères dopés avec un colorant organique possèdent un potentiel important en vue de la réalisation de sources lasers compactes et intégrables (généralement des structures 2D ou plates). En effet, lorsqu'elles sont excitées par une source d'énergie externe, les molécules du colorant peuvent engendrer une onde lumineuse par émission stimulée. Celle-ci est alors distribuée dans la cavité résonante et elle s'amplifie au cours du trajet, éventuellement aidée pour cela par un dispositif de contre réaction.

Le DCM que nous avons utilisé, comme la plupart des colorants lasers est une molécule fluorescente dont la structure électronique peut être représentée par un système à deux niveaux  $S_0$  et  $S_1$ . Chacun d'eux est composé d'une sous-structure vibrationnelle. Ils forment un système laser dit « à quatre niveaux » grâce au temps de relaxation suffisamment rapide entre les niveaux des bandes vibrationnelles. Les durées de vie des différents états électroniques sont indiquées sur le diagramme de Jablonski à la figure VII-1.

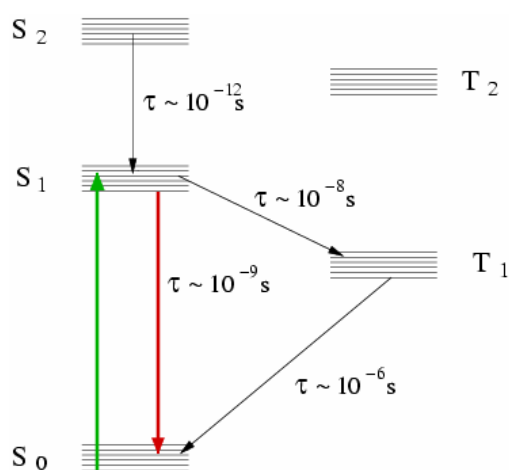


Figure VII- 1 Diagramme de Jablonski de la molécule DCM.

Dans notre étude nous avons considéré cette molécule insérée dans une matrice polymère (PMMA) sous un régime d'excitation impulsif de durées réelles respectives 30 ps et 700 ps. La durée d'impulsion est un paramètre crucial dans l'obtention de l'effet laser. En effet la durée de vie de l'état triplet ( $T_1$ ) étant très longue ( $\sim \mu s$ ), les atomes qui se désexcitent dans cet état seront considérés comme perdus pour l'effet laser, car ils mettront plus de temps pour revenir à l'état  $S_0$  et contribuer à nouveau à la transition ( $S_0-S_1$ ). Il faut donc faire passer rapidement un nombre suffisant de molécules de  $S_0$  à  $S_1$  par pompage pour obtenir et maintenir une inversion de population avant qu'une fraction de la population dans l'état  $S_1$  ne se désexcite vers  $T_0$ .

Le couple PMMA-DCM a largement bénéficié d'une étude approfondie et a été utilisé en une d'applications variées. On peut citer entre autres le travail de H. Goudket [7]. Nous allons nous intéresser à ce matériau dans le cas de notre configuration en microcavités laser quasi deux dimensionnelles (2D).

Dans ce qui suit, les deux lasers de pompe que nous avons utilisés seront désignés respectivement par «picoseconde» pour le laser à durée d'impulsion 30 ps et «nanoseconde» pour l'autre laser de durée d'impulsion plus longue (700 ps). Ces lasers sont tout deux des lasers Nd:YAG doublés, donc émettent dans le vert à la longueur d'onde 532 nm. Le picoseconde est un laser Ekspla modèle PL2143, pompé par lampes flashes, équipé depuis janvier 2007 d'un absorbant saturable solide. Il peut délivrer des énergies d'impulsion nettement plus importantes que celles dont nous avons besoin. Sa stabilité laisse par contre à désirer contrairement au laser nanoseconde. Ce dernier, de taille plus modeste (il peut être occasionnellement transporté dans une valise (cf. annexe B)), provient de la société Teem Photonics (modèle PNG-002025-140) et installé en 2008. Il reste très stable ( $\pm 7.5\%$  pic à pic et  $\pm 3\%$  au long terme-1heure) mais l'énergie maximale disponible peut s'avérer parfois insuffisante lors d'une étude en faisceau très défocalisé. Il est pompé par diodes et son taux de répétition peut être modifié à volonté entre 10 Hz et 1 kHz. Ces deux lasers de pompe sont simultanément disponibles sur notre banc expérimental, un miroir pivotant permettant de passer aisément d'une source à l'autre.

### ***VII-1.2 Mesure du seuil laser***

La première mise en évidence de l'effet laser est la détermination du seuil d'oscillation qui est l'énergie minimale nécessaire pour obtenir l'effet laser. Dans le cas de milieux actifs tels que des lasers à colorant en couches minces, ce seuil peut être déterminé même sans

cavité au moyen d'une configuration de guidage par le gain<sup>1</sup>. De là, un avantage des colorants lasers, qui, contrairement aux lasers solides standard, ne nécessitent pas une cavité de haute réflectivité. Cette technique permet une évaluation du gain linéaire[127]. Il faut ensuite en déduire le seuil laser en cavité.

Bien entendu, les cavités viendront réduire le seuil laser en fonction de leur forme et de leur facteur de qualité. De fait, on s'attend à ce que l'émission laser sur des modes très confinés de la cavité présente un seuil plus bas que dans le cas de modes de type FP par exemple. Dans une approche d'optique géométrique, on peut considérer que les pertes dans la cavité sont gouvernées par le coefficient de transmission<sup>2</sup> (Fresnel). Plus le coefficient de réflexion est élevé, plus l'effet laser aura tendance à se manifester à bas seuil. On se rapproche ainsi de la réalisation de laser à faible seuil.

Cette tendance reste valable si l'on excite d'une manière sélective un mode spécifique de la cavité. Dans notre cas, le pompage est uniforme ce qui rend l'étude délicate. En effet les molécules de colorant forment un système à gain homogène. Les modes susceptibles de laser doivent donc en quelque sorte partager le gain disponible (cf. spatial hole burning). En fonction de la forme de la cavité, une grande partie de l'énergie de pompe peut être couplée à des modes très dissipatifs qui ne lasent pas. Ainsi une petite partie seulement de l'énergie de pompe sera couplée aux modes lasers effectifs. Dans un océan de trajectoires périodiques dans la cavité, nous pensons que l'effet laser sera réalisé sur la plus courte orbite confinée (moins de pertes), mais l'énergie de la pompe peut être considérablement gaspillée par les autres. Nous reviendrons plus loin sur la question de la compétition entre orbites.

Au cours de notre étude des microlasers, nous avons systématiquement enregistré la courbe de seuil pour les différentes formes de cavités. Il s'agit essentiellement de repérer le seuil laser pour pouvoir travailler juste au-dessus de cette valeur et ainsi limiter autant que possible la dégradation du milieu actif (cf. paragraphe VII-3) et la compétition entre orbites (cf. paragraphe VII-4).

Tous les microlasers étudiés présentent une courbe de seuil interprétable. Mais nous n'avons pas été en mesure de relever les différents seuils sous les mêmes conditions de pompage

---

<sup>1</sup> Cette mesure consiste à engendrer une émission spontanée amplifiée: l'ASE (Amplified Spontaneous Emission). Un pompage sur une région macroscopique de la couche mince permet de guider la lumière le long du faisceau laser de pompe de façon à en permettre l'amplification sur un parcours simple sous rétroaction.

<sup>2</sup> Le seuil laser est lié à l'équation gain=pertes dans le cas d'un régime stationnaire, ce qui n'est peut être pas le cas pour nous.

(dimension du faisceau laser de pompe par exemple) pour pouvoir réellement mener à bien une étude comparative des seuils en fonction de la forme de la cavité.

Techniquement nous avons en effet dû affronter quelques contraintes :

- i) Un problème de stabilité du laser picoseconde qui empêche d'évaluer avec exactitude le seuil laser. Il est probable que l'intégration sur trente impulsions de pompe limite l'incertitude, mais dans un système non-linéaire comme un laser, il est délicat d'éliminer totalement les événements rares. L'utilisation du laser nanoseconde permet de résoudre ce problème de stabilité quand l'utilisation d'impulsions plus courtes n'est pas requise.
- ii) Les cavités sont directement pompées par un faisceau laser<sup>1</sup>, l'énergie de pompage est mesurée en prélevant une partie du faisceau pompe, qu'on injecte dans un puissancemètre adapté. Le pompage uniforme est réalisé en défocalisant le faisceau pompe à plus que le double de la taille de la cavité et le spot est estimé grâce au microscope et à la diffusion de ce dernier sur la platine de rotation. Nous n'avons pas eu recours à un « beam profiler » pour la mesure de la taille totale du spot laser de pompe pour pouvoir en estimer la fluence.

Dans la figure VII-2 est rapportée un diagramme typique de l'énergie émise par un microlaser en forme du ruban FP en fonction de l'énergie de la pompe.

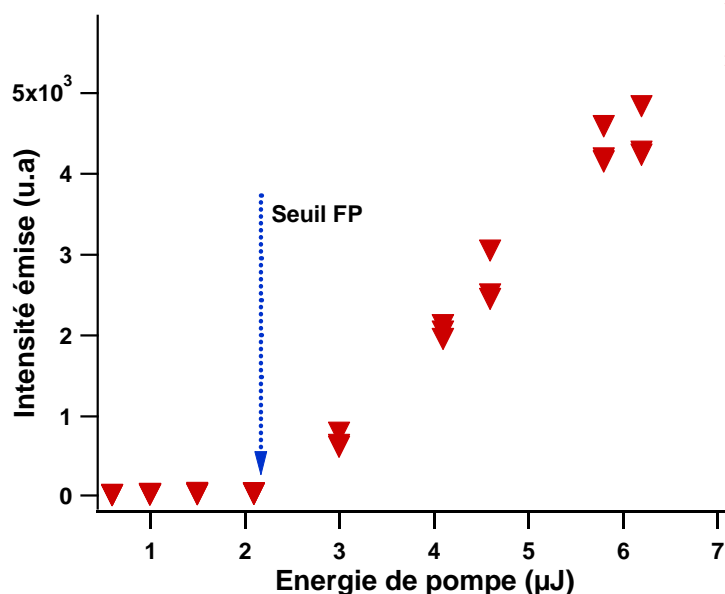


Figure VII- 2 Courbe de seuil laser d'une cavité en forme du ruban FP de largeur 100 µm, enregistrée avec le laser de pompe nanoseconde.

<sup>1</sup> Le couplage de la pompe à la cavité pourrait être réalisé en approchant une fibre de cette dernière, mais dans notre cas, la pompe est acheminée en espace libre.

J'ai opté pour indiquer le seuil en unité ( $\mu\text{J}$ ) faute d'avoir satisfait à la contrainte ii) précédente.

Nous pouvons repérer facilement sur la courbe de la figure VII-2 le seuil laser ( $E_s = 2\mu\text{J}$ ). Ce profil de la courbe d'énergie émise en fonction de l'énergie de la pompe est généralement le même pour toutes les cavités, qu'elles soient petites ou grandes, chaotiques ou intégrables.

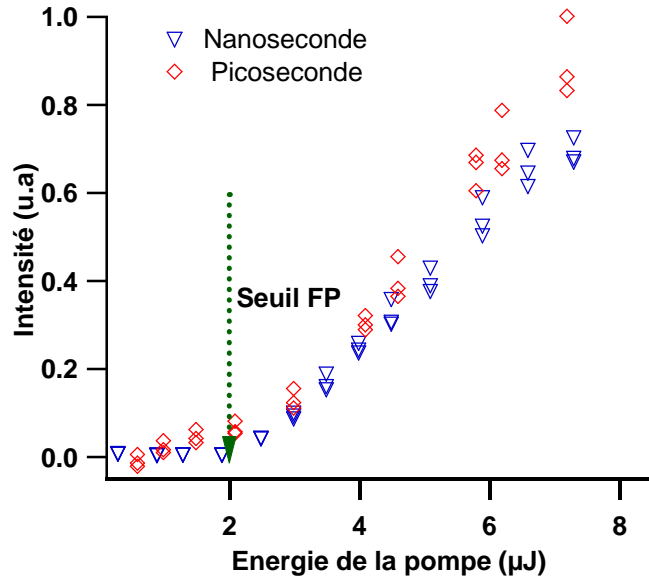
Le seuil laser calculé dans [8] en se basant sur l'estimation du gain et des pertes linéaires le long d'une orbite périodique, tout en tenant compte des grandeurs caractéristiques du matériau (rendement quantique, section efficace d'absorption...) est nettement plus faible que le résultat de la mesure. La thèse d'Iryna Gozhyk démarrée en octobre 2009 sur ce sujet devrait permettre de mieux comprendre ce phénomène.

Il convient de noter que le seuil que nous avons enregistré avec des microlasers carrés de même taille que la cavité FP est deux fois plus petit que pour un tel ruban FP (cf chapitre IV). La forme de la cavité semble donc aussi un paramètre important. A ce stade, il est toutefois trop tôt pour avancer des résultats quantitatifs.

### ***VII-1.3 Le seuil et la durée de l'impulsion pompe***

Avec le laser de pompe nanoseconde dont le taux de répétition peut être modifié de 10Hz à 1kHz, nous avons réalisé quelques expériences pour étudier les propriétés des microlasers en fonction de la durée de l'impulsion (par comparaison avec le laser de pompe picoseconde) et du taux de répétition.

La figure VII-3, montre deux courbes de seuil d'un même microlaser en forme de FP enregistrées sous pompage uniforme avec les deux lasers pulsés de durée d'impulsion  $\tau = 30\text{ps}$  et  $\tau = 700\text{ps}$  de même taux de répétition  $F = 10\text{Hz}$ . Les spectres sont enregistrés en intégrant pendant un temps  $t = 3\text{s}$ ; correspondant à une moyenne sur trente impulsions.



**Figure VII- 3** Seuil d'un microlaser FP de largeur 100 µm réalisé sous pompage impulsionnel pico et nanoseconde. L'intensité d'émission a été normalisée pour faciliter la comparaison.

Nous constatons que le seuil de ce microlaser avec l'un et l'autre des lasers de pompe reste approximativement le même. L'énergie nécessaire pour déclencher l'effet laser dans la cavité FP ne semble donc pas dépendre de la durée de l'impulsion, au moins tant qu'elle reste de l'ordre de la durée de vie de l'état excité ( $\leq 10^{-9} s$ ). Mais cela ne semble pas évident et nécessite une étude de seuil avec des impulsions de durée très différentes de l'ordre de la femtoseconde et de la dizaine de nanosecondes.

## VII-2 Polarisation du laser

Nous avons effectué des mesures de la polarisation du microlaser en plaçant juste avant le détecteur (entrée de la fibre optique) une lame demi-onde et un polariseur. Le polariseur permet d'analyser l'état de polarisation de l'onde émise par le microlaser. Avec la lame demi-onde, on optimise l'intensité du signal sur le spectromètre pour s'affranchir de la sensibilité à la polarisation de ce dispositif de mesure. Le résultat est résumé dans la figure VII-4



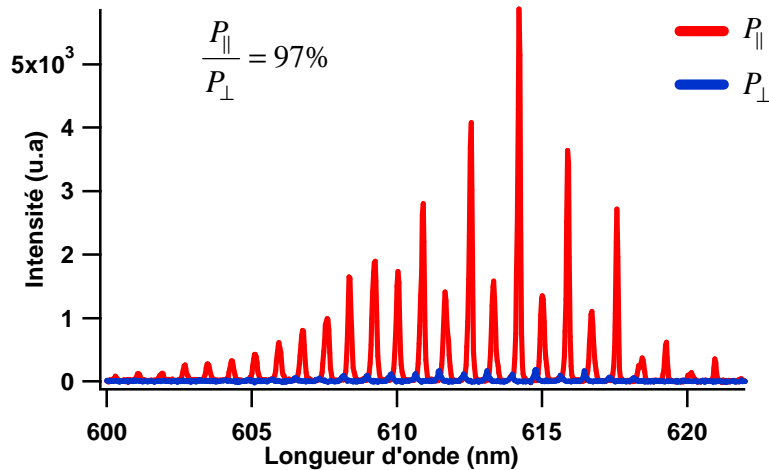


Figure VII- 4 Deux spectres d'émission d'un microlaser carré de côté 100  $\mu\text{m}$ , enregistrés en polarisation parallèle ou perpendiculairement au plan de la cavité.

On a mesuré un état de polarisation majoritairement dans le plan de la cavité à 97% (après intégration sur les raies du spectre), ce qui peut varier de  $\pm 10\%$ . Il n'y a pas de raison évidente liée à la géométrie de la cavité qui permettrait d'expliquer une émission aussi majoritairement polarisée en TE, avec quasi-extinction de la polarisation TM. Ce résultat peut s'expliquer par la structure linéaire de la molécule de DCM dont le moment dipolaire répond au pompage polarisé linéairement dans le plan de la cavité par une émission polarisée essentiellement parallèle à la polarisation de la pompe elle-même située dans le plan de la cavité [31]. Si cette explication est correcte, ce phénomène implique donc que l'effet laser est généré avant que n'aient lieu les redistributions d'énergie dépolarisante par transfert de Förster qui sont attendues pour des concentrations de DCM aussi importantes que celles utilisées dans notre étude [128]. L'effet de dépolarisation par 'rebonds' sur l'interface serait également négligeable.

### VII-3 La photodégradation des microlasers

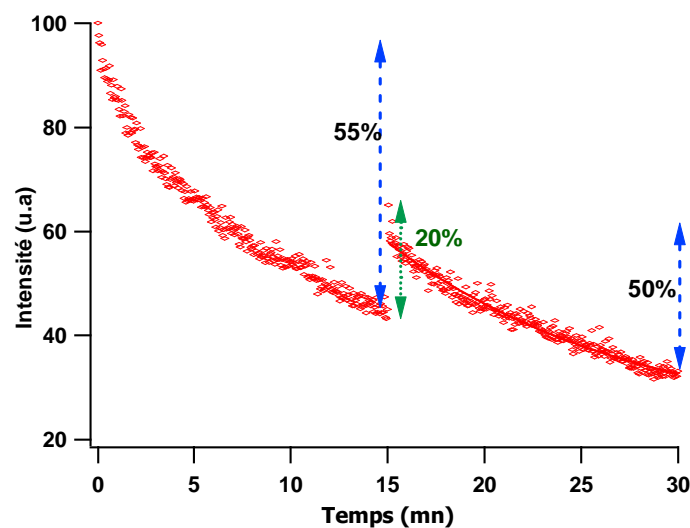
La photodégradation est un phénomène courant pour les colorants lasers et dépend de beaucoup de paramètres : l'état du colorant (solvant liquide ou matrice solide), l'environnement expérimental (pompage, température)[32]. C'est pourquoi, dans les lasers à colorants commerciaux, ils sont utilisés sous forme de flux renouvelables[129].

Nous avons examiné ce phénomène dans nos conditions expérimentales et l'avons évalué en terme de nombre d'impulsions de pompe que supportent les microlasers avant de voir leur émission chuter de moitié.

Lors du suivi de l'émission de nos microlasers, notamment quand on s'intéresse aux diagrammes angulaire qui nécessitent d'acquérir un spectre à chaque pas de rotation, nous avons noté une réduction d'intensité notable entre le premier spectre et le spectre enregistré selon la même orientation après avoir effectué un tour complet de la cavité.

### VII-3.1 Temps de vie en pompage nanoseconde

Pour évaluer cette décroissance nous avons suivi temporellement l'émission d'un microlaser en forme de carré de côté  $120\ \mu\text{m}$  en deux périodes d'exposition de 15 mn (énergie  $4\mu\text{J}^1$ ) à un taux de répétition de 10Hz, ces deux périodes étant espacées de 30 mn de pause. Le résultat est rapporté à la figure VII-5.



**Figure VII- 5 Evolution temporelle de l'émission d'un microlaser carré sur deux périodes de 15mn chacune, sous pompage sans interruption avec un laser de durée d'impulsion de 700ps à un taux de répétition de 10Hz. La discontinuité marque le moment de pause d'une durée de 30mn, pendant laquelle la cavité n'est pas pompée.**

Nous avons noté une dégradation de 55% au bout des premières 15mn d'excitation, puis de 50% (légèrement inférieure) pendant les deuxièmes 15mn. Le signal est donc réduit d'une moitié après 9000 cycles d'excitation (15mn) sous ce pompage. Après la pause de 30mn pendant laquelle la cavité n'est pas exposée, l'intensité du signal a repris plus de 20% de sa valeur initiale ou 50% de celle enregistrée juste avant la pause. Donc on peut en déduire que les cavités qui sont exposées, d'une manière espacée dans le temps, vivent plus longtemps.

<sup>1</sup> La pompe utilisée pour suivre la photo-dégradation des cavités est le laser de durée d'impulsion 700 ps. Comme il est plus stable que l'autre source, nous évitons de faire subir au microlaser des pics d'intensité qui accéléreraient la dégradation.

On peut, en première analyse, attribuer le signal récupéré au refroidissement de la cavité, mais seules des mesures supplémentaires pourront le confirmer, comme le pompage avec un laser femtoseconde ou le pompage avec refroidissement en montant sous le substrat un module à effet Peltier. Cet effet de récupération a été observé pour le disperse Orange dans une matrice polymère (PMMA)[130]. La dégradation est toutefois irréversible dans une solution liquide.

### VII-3.2 Temps de vie et taux de répétition

Nous avons rapporté le temps de vie des microlasers exposés au laser pompe sous différents taux de répétition. La courbe de décroissance d'intensité enregistrée sur un microlaser carré pompé avec le laser nanoseconde à énergie de pompe constante et à des taux de répétition  $\tau = 10, 90$  et  $1000\text{Hz}$  en fonction de nombre d'impulsion<sup>1</sup> est présentée à la figure VII-6. On remarque que la courbe de décroissance est beaucoup plus rapide pour les taux de répétition élevés. Ainsi est-il préférable de pomper le microlaser d'une manière espacée.

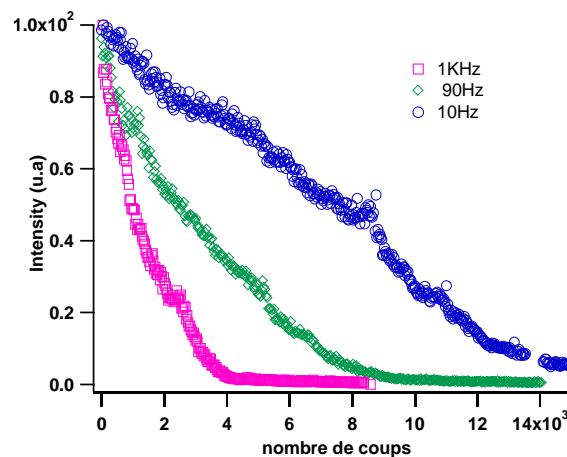


Figure VII- 6 Comparaison de temps de vie d'un microlaser fonctionnant sous pompage impulsionnel à différents taux de répétition.

### VII-3.3 Temps de vie et durée d'impulsion

Nous avons également examiné la durée de vie des microlasers en fonction de la durée de l'impulsion du laser pompe et avons enregistré la courbe de la figure VII-7. D'après la comparaison de la vitesse de dégradation de la cavité respectivement pompée avec un laser de pompe de durée d'impulsion 700ps et un autre à durée plus courte (30ps), nous avons noté une photodégradation plus lente avec le laser nanoseconde. La courbe présente un palier plus

<sup>1</sup> L'axe des abscisses représente le nombre d'impulsions (temps d'exposition multiplié par le taux de répétition).

plat avec le laser nanoseconde, une sorte de saturation de la dégradation permettant à la cavité d'émettre plus longtemps.

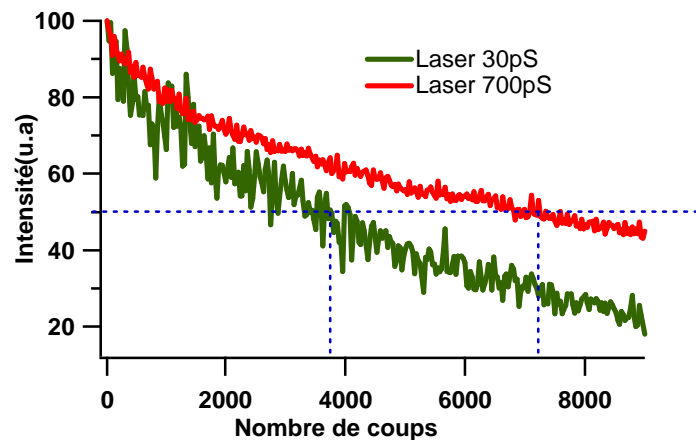


Figure VII- 7 Comparaison de la vitesse de photodégradation d'un microlaser suivant la durée de l'impulsion de pompe pour une énergie de  $6\mu\text{J}$ .

Nous avons estimé à 3720 impulsions, au bout desquelles l'émission a diminué d'un facteur 2 sous pompage à impulsions plus brèves et à 7140 impulsions (presque le double) avec l'autre laser (Figure VII-7). La photodégradation semble donc, d'autant plus accélérée que la durée de l'impulsion est courte. Il faudrait pouvoir tester d'autres durées d'impulsion pour s'en assurer.

Nous avons aussi remarqué que la photodégradation est plus rapide si l'on pompe fortement<sup>1</sup>. Comme le laser picoseconde présente des fluctuations importantes, il est aussi possible que cette photodégradation accélérée soit liée à des impulsions de pompe aléatoirement beaucoup plus intense que la moyenne.

## VII-4 Spectre d'émission des microlasers organiques

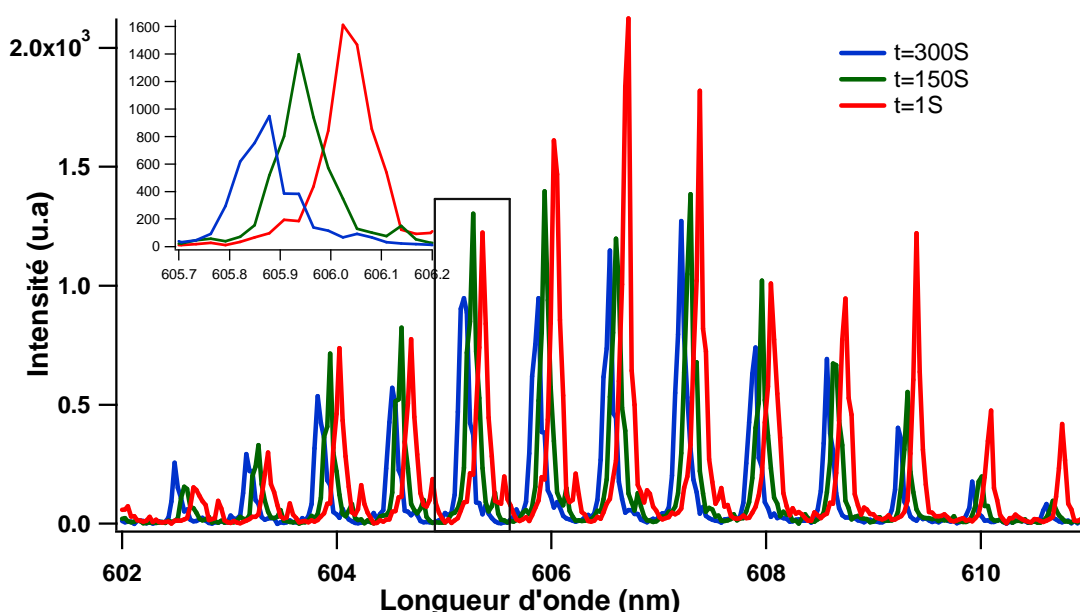
Le spectre d'un laser est déterminé par deux composantes: la courbe de gain délimite la partie du spectre concernée et la cavité sélectionne les fréquences de résonance dans ce domaine spectral. Il est très important, notamment pour les applications comme microcapteurs, de bien comprendre ce qui se passe réellement dans les résonateurs actifs dont les modes dépendent de plusieurs paramètres. Nous résumerons nos observations dans ce

<sup>1</sup> Même si certaines cavités meurent dès les premières impulsions de pompage alors que d'autres sont utilisées pendant plus de trois ans. La résistance à la photodégradation est donc probablement aussi liée à la qualité de fabrication.

paragraphe. Nous avons choisi la cavité carrée, connue pour sa pureté spectrale (cf chapitre IV), pour suivre l'évolution des modes en fonction de quelques paramètres.

### VII-4.1 Mode de résonance et temps de vie

Après avoir évalué l'évolution de l'intensité émise par les microlasers en fonction des cycles d'excitation, nous avons examiné l'impact de cet effet sur les modes de résonances et avons noté un net décalage vers les courtes longueurs d'ondes [131]. La figure VII-8 montre trois spectres d'émission laser d'une cavité en forme de carré de côté  $120\mu\text{m}$  enregistrée en intégrant sur trente impulsions (3s) de pompe, au début du pompage et à des instants ultérieurs :  $t=150\text{s}$  et  $t=300\text{s}$ , au cours de l'exposition.

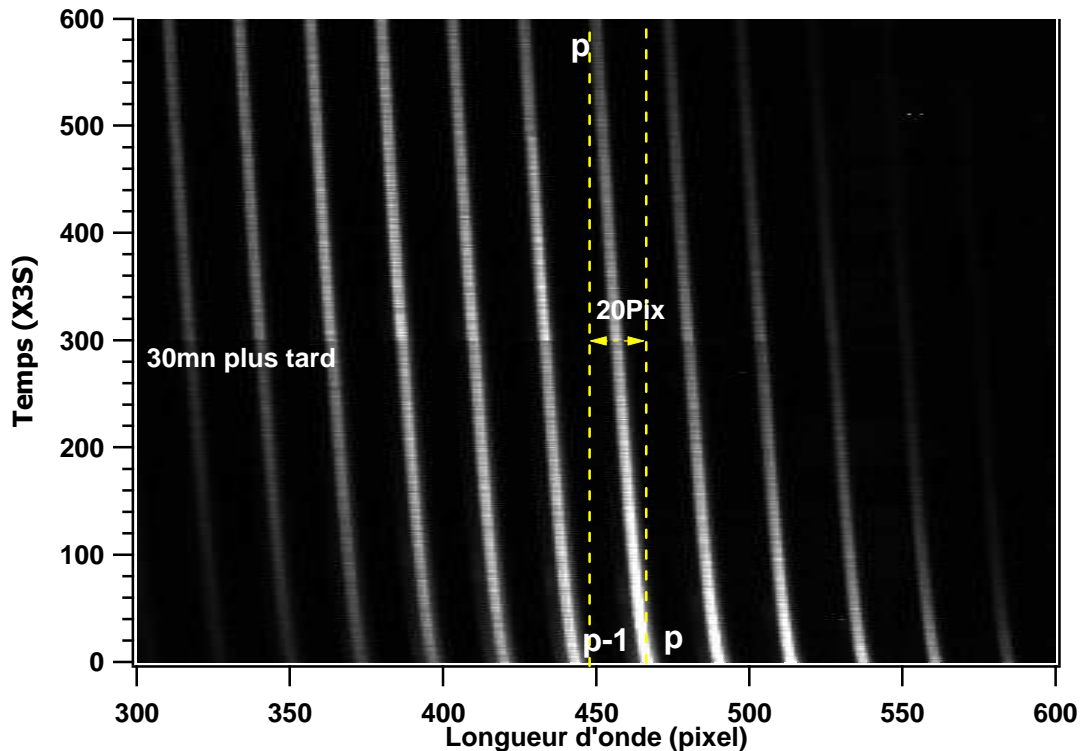


**Figure VII- 8 Spectres d'émission d'un microlaser en forme de carré, enregistrés à différents moments de l'exposition au laser nanoseconde à 10Hz.**

Sur cette figure on constate la réalité du décalage vers le bleu. Plus le laser est exposé plus le spectre est décalé vers les courtes longueurs d'onde.

Nous avons étudié le spectre de plus près, et avons montré que le phénomène n'est pas réversible, même après refroidissement le spectre ne revient pas à sa position initiale. Pour mettre en évidence cette irréversibilité, nous avons enregistré des films<sup>1</sup> d'émission laser et avons suivi l'évolution d'un spectre sous exposition sans arrêt à 10 Hz pendant deux quarts d'heure séparés de trente minutes de pause. La figure VII-9 montre l'évolution temporelle du spectre d'émission d'un microlaser carré.

<sup>1</sup> Le film d'émission est constitué d'une série de spectres enregistrés à intervalles de temps régulières.



**Figure VII- 9 Evolution temporelle du spectre d'un microlaser en forme de carré, pompé pendant deux périodes espacées de 30mn.**

Le décalage vers le bleu est produit d'une manière progressive en fonction du temps d'exposition de la cavité au laser de pompe. Au départ, le déplacement est légèrement quadratique puis devient assez rapidement linéaire. Si l'on suit un par exemple le mode 'p' depuis  $t=0s$ , au bout d'une demi-heure d'excitation du microlaser ( $t = 600 \times 3s$ ) il sera quasiment à la position du mode 'p-1' qui le précédait auparavant. Donc après 18000 (30mn) cycles d'excitation on peut invoquer un saut de modes complet dans la cavité.

On peut remarquer sur l'image le gain d'intensité indiqué par l'augmentation du contraste le long de la ligne  $t = 300 \times 3s$ , ceci correspond aux 20% du signal restauré après les 30mn de pause (figure VII-5). A ce moment-là, les deux parties de l'image sont très bien superposables, et le phénomène n'est pas du tout réversible (aucun retour vers le rouge de la longueur d'onde n'est enregistré).

Sous ce pompage, nous avons enregistré un décalage de l'ordre de la moitié de l'intermodes (ISL) au bout de la 900ème seconde (9000 coups). Et au bout de 1800s (600x3s), ce décalage est de :  $\delta\lambda = 20 \text{ pixels} / 30mn$  soit presque  $\delta\lambda = 3.33 \times 10^{-4} \text{ nm} / s$  ; valeur qu'il va falloir intégrer pour porter des corrections lors des applications comme microcapteurs.

Le décalage vers le bleu est d'autant plus rapide que la pompe est à impulsion plus brève et l'énergie plus élevée, ce qui suit donc la photodégradation du laser. Nous avons enregistré un décalage deux fois plus rapide sous pompage avec le laser picoseconde. Nous avons remarqué que ce phénomène est beaucoup plus quadratique au démarrage sous pompage avec le picoseconde qu'avec le nanoseconde.

On peut donc conclure que le phénomène de déplacement vers le bleu est lié à la photodégradation. La réduction de la concentration en molécules actives dans le microlaser induit une variation de l'indice de réfraction dans le microlaser et par conséquent un déplacement vers le bleu.

#### VII-4.2 Orbites périodiques et temps de vie

D'après la figure VII-9 on constate que tous les modes de résonances de la cavité sont décalés collectivement, ainsi on s'attend à ce que le ISL reste inchangé ainsi que l'orbite périodique correspondant à l'ISL.

Nous avons traité les trois spectres de la figure VII-8 en termes d'orbite périodique. Les transformées de Fourier correspondantes sont présentées à la figure VII-10. Le premier pic qui correspond à la longueur de l'orbite périodique mesurée est parfaitement superposable aux deux autres.

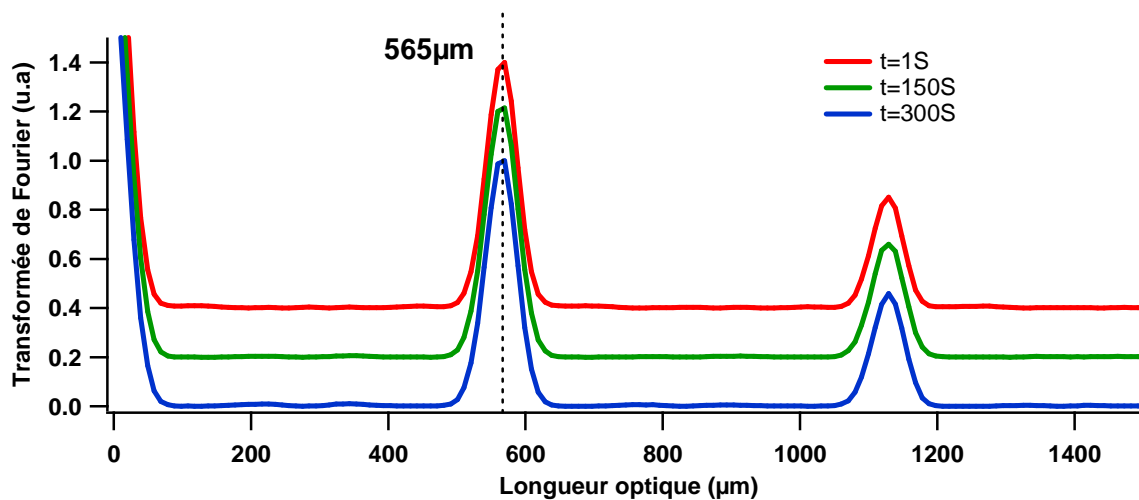


Figure VII- 10 Les transformées de Fourier des spectres d'un microlaser carré de 120 µm enregistrés à t=1s, t=150s et t=300s de pompage. Les spectres sont réalisés avec une intégration sur 3s. Par souci de lisibilité, j'ai décalé verticalement les courbes de 0.2 les unes des autres.

La grandeur 'longueur d'orbite périodique' est donc moins sensible à la photodégradation, même si elle dépend aussi de l'indice de réfraction de la couche active. La robustesse de la grandeur 'longueur d'orbite' durant toute la vie de la cavité fait d'elle une sorte de carte

d'identité du microlaser et peut être exploitée dans plusieurs applications, notamment pour la microdétection qui nécessite une haute précision.

### VII-4.3 Evolution du spectre avec la durée d'impulsion de pompe

Lorsque nous avons acquis le laser nanoseconde, nous avons remarqué que les spectres des microlasers pompés avec celui-ci sont assez étroits, dit autrement, ils présentent moins de modes que les spectres enregistrés sous pompage picoseconde. La figure VII-11 montre l'exemple de deux spectres d'émission de la même cavité pompée avec les deux lasers nano et picoseconde.

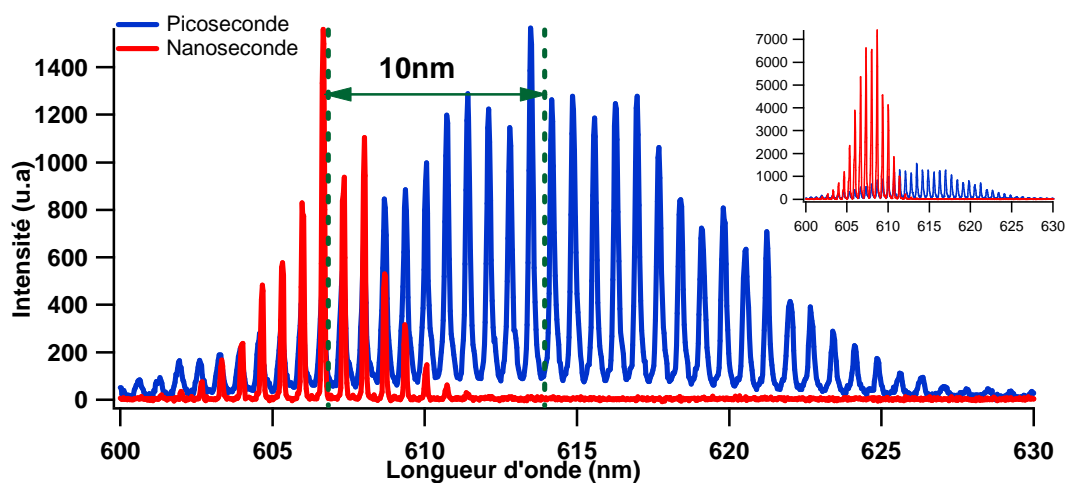


Figure VII- 11 Deux spectre d'émission d'un même microlaser carré pompé avec les deux lasers pico et nanoseconde à même énergie moyenne. Encart : Même configuration expérimentale mais cette fois l'énergie de la pompe nanoseconde est deux fois plus grande que celle du picoseconde.

On peut noter sur cette figure VII-11:

- i) Le nombre de modes résonant dans le microlaser pompé avec le picoseconde est trois fois plus élevé que sous pompage nanoseconde.
- ii) Les deux spectres sont exactement superposables dans la région d'émission donc l'intervalle spectral libre est le même sous les deux pompages.
- iii) La fréquence centrale du spectre enregistré sous pompage picoseconde est décalée de presque 10nm du côté des grandes longueurs d'onde, par rapport à celui sous pompage nanoseconde

Cette sensibilité à la durée de l'impulsion reste une question ouverte qui nécessite l'étude de la dynamique du laser dans la cavité. En fait la durée de vie de l'état excité de la molécule



DCM est de l'ordre de la nanoseconde, et celle de l'état triplet d'une centaine de nanosecondes. Les deux durées d'impulsions des lasers pompe respectivement de 30ps et 700ps sont très faibles devant le temps de passage à l'état triplet (10 ns), on ne peut donc pas attribuer le phénomène de passage intersystèmes (vers l'état triplet).

En revanche, on peut lier i) à la puissance crête du laser. En fait, on sait qu'en augmentant la puissance de la pompe à durée d'impulsion constante, on excite davantage de modes de cavité.

Donc on conclut que plus l'impulsion est brève, plus on génère de modes actifs dans la cavité. Du point de vue des applications, i) ce phénomène pourrait être exploité en vue de la réalisation de sources monomodes même avec des cavités assez grandes en augmentant la durée de l'impulsion pompe (cela reste toutefois à tester).

ii) signifie que l'orbite périodique ne dépend pas de la durée de l'impulsion pompe, d'où la consolidation de la conclusion précédente quant à l'importance de cette grandeur en effet peu sensible à la photodégradation<sup>1</sup> et à la durée de l'impulsion de pompe. En fait, il faut souligner que cela peut dépendre de la forme de la cavité et de l'orbite elle-même. Ici (pour un carré) l'orbite diamant est très robuste et complètement confinée, ce qui lui permet sans doute de se maintenir malgré le changement des conditions de pompage.

iii) ce point peut être attribué au temps de vie des photons dans la cavité qui devrait être différent sous les deux pompages, point sur lequel on reviendra dans le paragraphe suivant. Retenons pour le moment que le décalage vers le rouge dépend de la durée de l'impulsion laser, l'origine précise de cet effet restant une question ouverte, et de nouvelles mesures résolues en temps étant nécessaires pour comprendre un tel processus physique.

#### ***VII-4-4 Influence de l'énergie de la pompe sur le spectre***

Un autre constat, très significatif, est le décalage du spectre vers le rouge en augmentant l'énergie du laser de pompe. La figure VII-12 montre deux spectres d'un microlaser carré de côté  $a = 120\mu m$  sous pompage picoseconde d'énergies moyennes 6 et 16 $\mu J$ . Plus on augmente l'énergie de la pompe, plus le spectre se décale vers le rouge. En revanche, ce phénomène de décalage est presque inexistant sur la même cavité pompée avec le laser nanoseconde.

---

<sup>1</sup> Toutefois, aller jusqu'à affirmer que l'orbite périodique serait complètement insensible à la photodégradation serait erroné, car l'indice du milieu joue évidemment un rôle dans sa sélection. Mais l'impact des variations de celui-ci sur la longueur de l'orbite, dans le cas de nos microlasers (100 $\mu m$ ), est négligeable et n'altère pas de façon significative à la détermination de l'orbite.

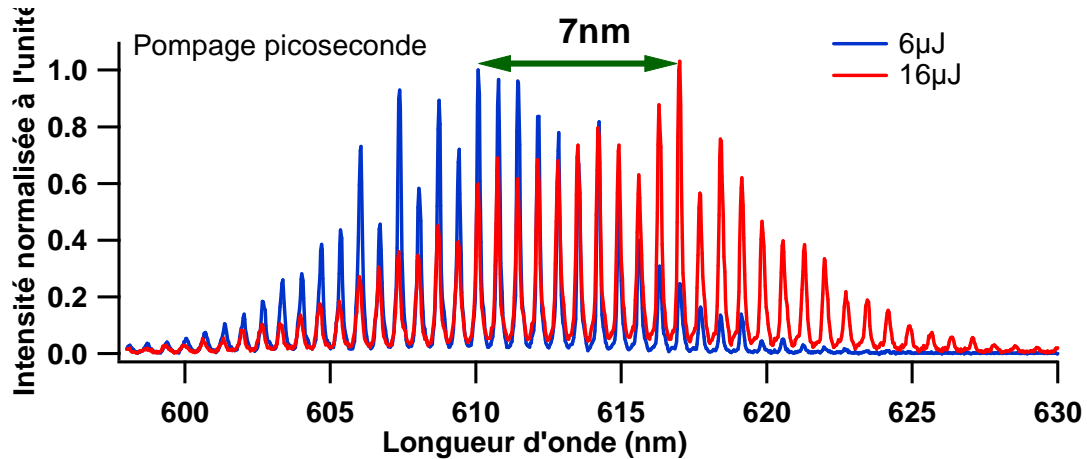


Figure VII- 12 Spectre d'émission d'un microlaser carré sous pompage picoseconde à différentes énergies. Mise en évidence du déplacement vers le rouge.

A l'heure actuelle, on tend à rendre compte de ce phénomène de décalage vers le rouge par les pertes par réabsorption dans le matériau. C'est la même explication que pour la courbe d'ASE (figure III- 1) déplacée vers le rouge par rapport à la bande de fluorescence [7]. Dans notre cas, compte tenu de la position du spectre d'émission sous pompage nanoseconde (plus proche de la zone de recouvrement des bandes de fluorescence et absorption) (figure VII-11), on pourrait penser qu'il est plus influencé par la réabsorption. Mais cela est peut être négligeable devant le nombre important de tours qu'effectue la lumière dans la cavité<sup>1</sup> sous pompage picoseconde, comparé à celui sous pompage nanoseconde (paragraphe précédent), ainsi elle subit plus de réabsorption sur chaque tour.

Même si l'origine de ce décalage vers le rouge avec l'intensité du pompage reste encore mystérieuse, elle doit être corrélée à la durée du pompage, car cet effet est nettement visible sous pompage picoseconde et presque inexistant sous pompage nanoseconde.

## VII-5 Orbites périodiques, spectres et cavités

Dans une même cavité laser, en fonction de sa forme, de son épaisseur, de sa qualité de gravure et de l'énergie de la pompe, on peut noter l'existence de plusieurs orbites périodiques, parfois couplées à l'extérieur soit sous des angles différents soit sous le même angle selon la forme de la cavité.

<sup>1</sup>Le temps nécessaire pour que la lumière effectue un tour (sur l'orbite diamant par exemple) dans la cavité est de l'ordre de la picoseconde.

## VII-5.1 Coexistence d'orbites:

Je choisis de prendre comme exemple le carré arrondi étudié dans le chapitre VI, la figure VII-13 *a)* et *b)* montre les spectres enregistrés suivant les directions diagonales et perpendiculaire (repère indiqué en encart) sur deux microlasers carrés à coins arrondis, fabriqués avec les technologies photolithographie (LPQM) et l'électrolithographie (LPN). La partie basse de la figure est consacrée au traitement par transformée de Fourier et indique les différentes orbites périodiques observées sur chaque direction. L'encart précise le code couleur : rouge pour l'orbite FP, vert pour l'orbite carré-coin et bleu pour l'orbite diamant.

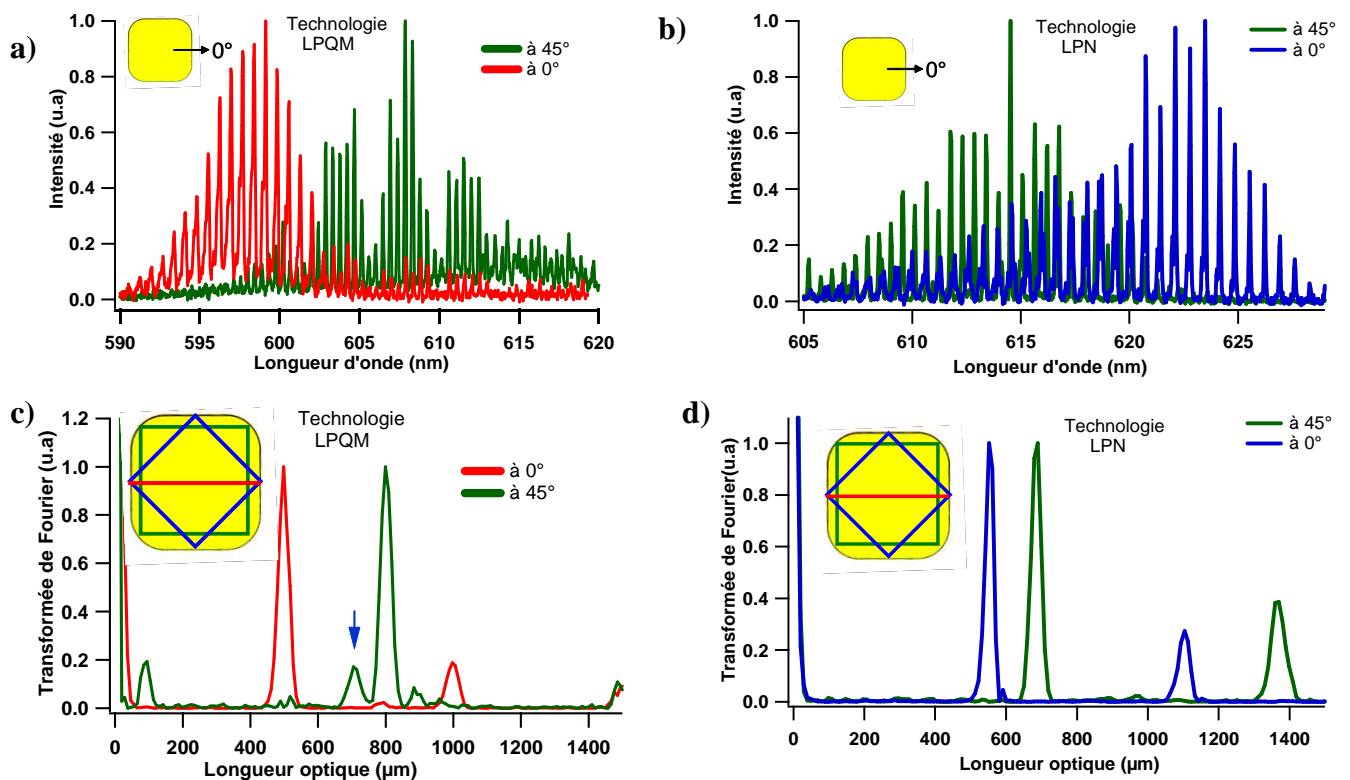


Figure VII- 13 Spectres d'émission de microlasers fabriqués avec les technologies a) LPQM et b) LPN , enregistrés suivant la direction 0° et 45° (repère indiqué sur l'encart de chaque figure) et c), d) leurs TF respectives. Les orbites observées sont indiquées avec le code couleur montré en encart de c) et d).

Plusieurs remarques peuvent être émises à partir de cette figure :

- i) L'orbite FP est enregistrée dans la direction 0° (rouge dans *c)* avec les microlasers (LPQM) alors que dans la même direction c'est l'orbite en diamant (bleu dans *d)* qui est observée avec les microlasers LPN. Deux hypothèses peuvent être supposées : l'orbite diamant est gênée par l'orbite FP et c'est pourquoi elle n'apparaît pas sur les cavités fabriquées au LPQM, ou bien l'orbite diamant, dont

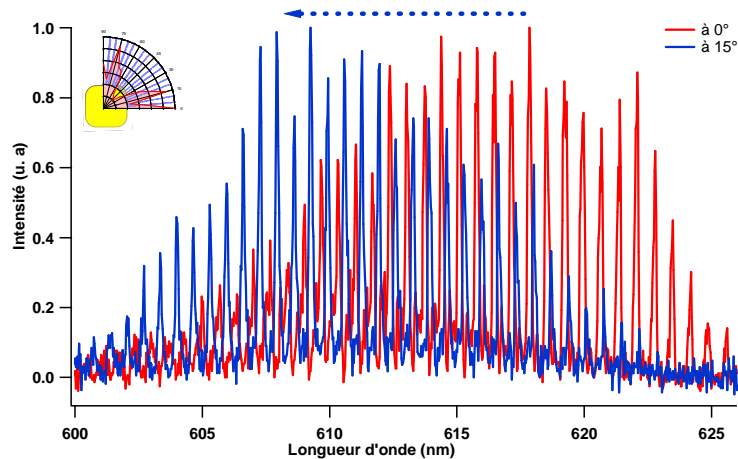
le couplage externe est moins efficace mais dans la même direction que celle de l'orbite FP est simplement masquée.

- ii) La même orbite de type carré inscrit à partir des coins de la cavité est enregistrée dans la direction  $45^\circ$  (vert dans *c* et *d*). Dans cette direction, il n'existe pas de FP donc il n'y a pas de compétition avec l'orbite en carré-coin. Et cette dernière apparaît sans problème dans les deux microlasers.
- iii) La position des spectres : en *a*) le décalage vers le rouge du spectre vert qui correspond aux résonances sur l'orbite carré inscrit, peut s'expliquer par la réabsorption élevée car l'orbite est deux fois plus longue que l'orbite FP (rouge). Toutefois ce même décalage en *b*) ne peut être justifié par la même explication, mais plutôt par le facteur de qualité. En effet l'orbite en diamant (bleu), bien que plus courte que l'orbite carré inscrit (vert) possède un facteur de qualité plus important (orbite non instable et confinée). La lumière est donc piégée plus longtemps dans la cavité, et fait plus de tours ce qui favorise les pertes par réabsorption, d'où le décalage vers le rouge.

Même sous pompage modéré, la coexistence d'orbites est présente alors qu'elles partagent le même milieu actif.

### **VII-5.2 Orbites périodiques et spectres**

Nous avons noté dans le chapitre sur les carrés arrondis, que pour certaines valeurs de l'arrondi, on observe l'apparition d'émissions dans de nouvelles directions, qui sont réalisées sur la même orbite (cf. chapitre VI). La figure VII-14 montre deux spectres d'un microlaser carré à coins arrondis enregistrés dans les deux directions d'émission indiquées dans l'encart. L'analyse par transformée de Fourier montre qu'il s'agit bien de la même orbite mais la position de la longueur d'onde centrale des deux spectres n'est pas la même. On note un décalage vers le bleu du spectre enregistré selon la direction de l'émission supplémentaire (vers  $15^\circ$ ). On peut donc conclure d'après l'hypothèse du décalage vers le rouge par réabsorption, que les photons détectés dans cette direction, ont effectué moins de tours dans la cavité. Ils sont donc moins piégés et subissent globalement plus de pertes liées à la forme de la cavité, mais moins de pertes par le seul mécanisme de réabsorption.



**Figure VII- 14 Deux spectres d'un même carré à coins arrondis enregistrés selon deux directions de maximum d'émission. L'orbite périodique est la même dans les deux cas, c'est le diamant.**

Ce phénomène de décalage vers le rouge ou le bleu observé dans la même cavité peut être exploitable dans des applications telle que l'effet électro-optique (modulateur de fréquence par exemple).

### ***VII-5.3 Orbite et énergie de la pompe***

Lorsqu'on étudie un microlaser, on s'intéresse surtout aux modes de résonances les plus 'exotiques' (ie. différent du FP). Mais l'orbite FP apparaît fréquemment en fonction de plusieurs paramètres. La figure VII-15 en est une illustration dans le cas où cette orbite apparaît en fonction de l'énergie de la pompe.

L'apparition de l'orbite FP a été enregistrée dans des cas bien précis, en général sur les cavités de grande taille et épaisses. Il semble que cela dépende aussi de la qualité de gravure, car il est rare qu'on l'observe sur les cavités LPN, à l'exception des premiers essais où la dose n'était pas optimisée ce qui conduit à une mauvaise définition des bords des microlasers.

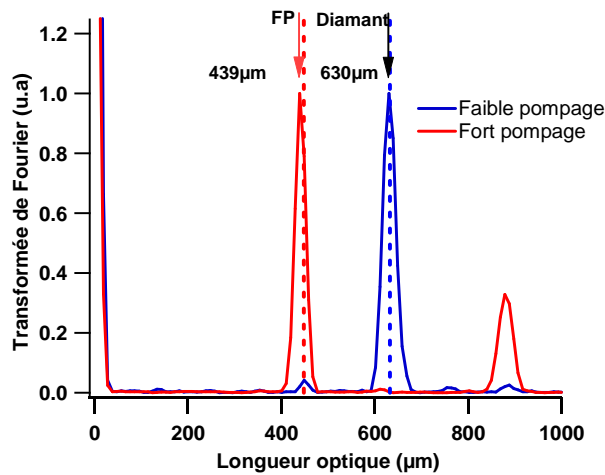
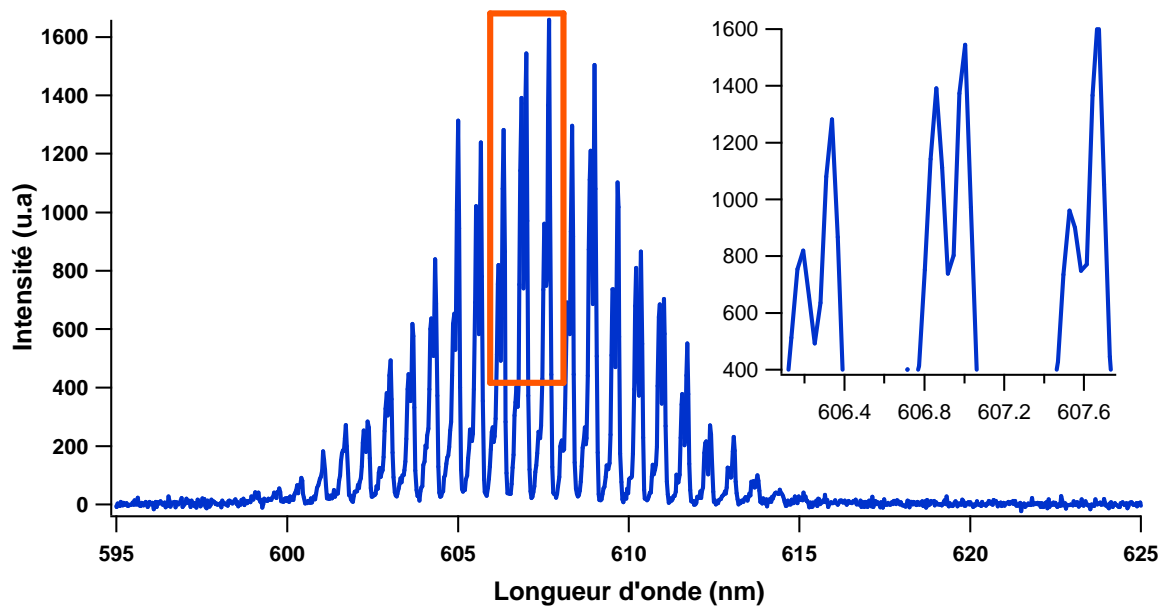


Figure VII- 15 Transformées de Fourier de deux spectres d'un même microlaser carré de côté 120  $\mu\text{m}$  enregistrées sous pompage fort et faible (facteur deux).

En fait, ce phénomène est presque systématique dans les cavités assez larges. Quant à l'influence de la forme des cavités, bien entendu, le FP est plus attendu dans des cavités à forme polygonale à nombre de côté pair, mais il est aussi observé dans des structures circulaires, comme le long du grand axe d'un stade par exemple.

### VII-5.4 Quelques curiosités

Dans ce paragraphe, je présente quelques phénomènes observés d'une manière reproductible une fois apparus, très robustes, auxquels nous n'avons toutefois pas réussi à apporter d'explication. On peut citer tout d'abord le dédoublement de pic; sur quelques cavités, nous avons enregistré un profil de spectre comme celui de la figure VII-16: chaque pic est dédoublé, et même sur quelques cavités nous avons enregistré le triplement du pic.



**Figure VII- 16 Dédoublé des pics observé sur le spectre de quelques échantillons. Ici, une cavité octogonale de côté 80  $\mu\text{m}$ .**

Nous avons tenté de chercher l'origine du phénomène en changeant quelques paramètres (la polarisation et la pompe) mais le dédoublement persiste. En fait c'est une sorte de structure fine du spectre qui apparaît quand on affine la détection (fermeture de la fente à l'entrée du spectromètre) et quand on fait varier la direction d'observation. Cet effet a été observé surtout sur des cavités bien gravées et pourrait donc être attribuable par exemple à des modes transverses. Mais il peut aussi être dû à des artefacts : au système de détection, aux inclusions dans le microlaser ...

Une autre observation remarquable est la réduction d'un pic sur deux sur le spectre de quelques microlasers. La figure VII-16 montre un spectre d'un microlaser carré avec en encart gauche sa transformée de Fourier. Cette dernière indique que l'orbite périodique dominante est bien l'orbite en diamant (pic le plus intense), mais on constate l'apparition d'un pic à la position du demi-diamant, ce qui est la traduction de la réduction d'un pic sur deux sur le spectre d'émission. Cet effet peut s'expliquer par des considérations de symétrie. On peut identifier les modes suivant la classe de symétrie à laquelle ils appartiennent, par exemple pour le carré distribution paire ou impaire par rapport aux diagonales. Dans le cas du carré, ceci correspond à une fonction d'onde qui s'annule ou pas sur les coins. Comme les coins sont le siège de la diffraction et donc des pertes, il est raisonnable de penser que les classes de symétrie présentent des pertes différentes. Or le domaine fondamental d'un carré est un quart de carré (cf. encart droit de la figure VII-17) et l'équivalent de l'orbite diamant est en fait

deux fois plus courte (pointillés sur l'encart gauche). Donc on s'attend à ce que le spectre constitué de modes d'une classe de symétrie donnée révèle le demi-diamant. Si les classes de symétrie ont des pertes différentes, elles donneront lieu à des pics de tailles différentes. Cette hypothèse est renforcée par le fait que les cavités qui présentent cet effet sont en général de très bonne qualité, notamment au niveau de la gravure des coins.

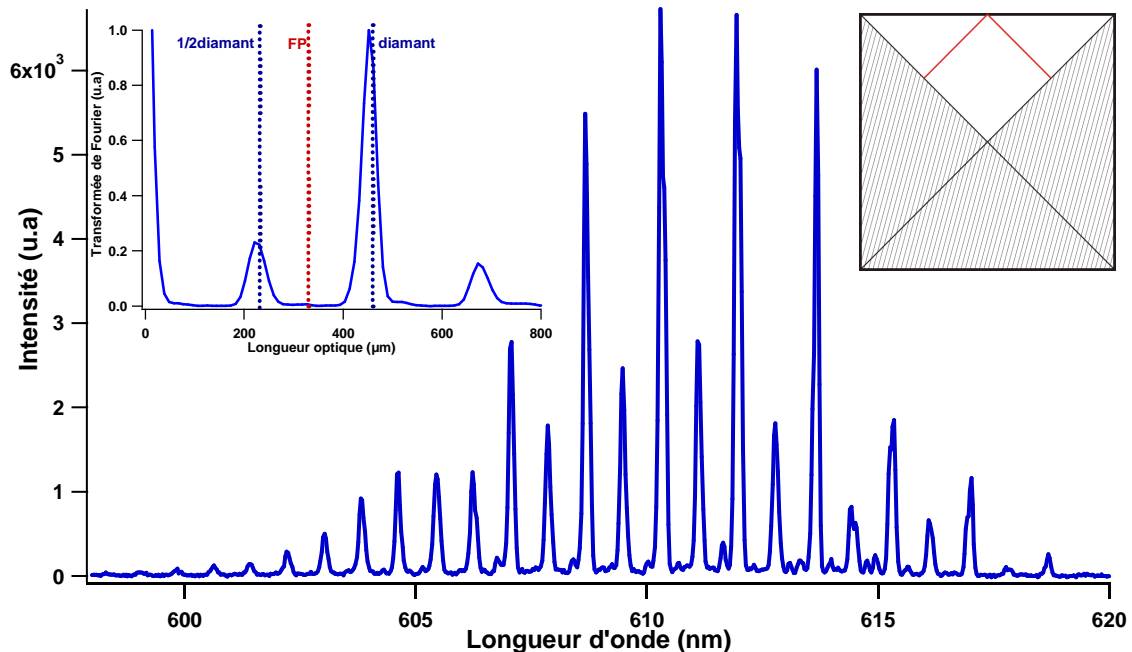


Figure VII- 17 exemple de spectre qui présente un pic sur deux, enregistré dans ce cas sur un carré de côté de  $100\mu\text{m}$  de côté . L'encart montre la TF du spectre avec les verticales désignant la position des orbites (diamant et FP).

Pour tester cette hypothèse, nous avons fait varier différents paramètres. Tout d'abord sur les expériences réalisées, le spectre reste d'allure identique en augmentant l'intensité du pompage. Nous avons ensuite essayé un pompage localisé en focalisant davantage le faisceau de pompe, mais le spectre est resté similaire en balayant le faisceau de pompe d'un bord à l'autre de la cavité. De même la polarisation du faisceau de pompe ou de l'émission de la cavité ne modifie pas le spectre.

Si cet effet est bien lié à la symétrie du problème, la question se pose alors de sa robustesse vis-à-vis de la qualité de gravure des cavités.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons établi une sorte de cahier des charges des microlasers à base de polymères dopés par un colorant laser. Sans les exclure ni limiter leurs applications, nous avons établi une liste de recommandations d'usage à caractère plutôt empirique, basée



sur les mesures expérimentales réalisées sur ces cavités. Ainsi la connaissance de toutes les caractéristiques permet d'adapter le microlaser à des environnements expérimentaux spécifiques assez simples. On peut envisager la réalisation de sources compactes qui émettent beaucoup de lumière (encart de la figure VII-10) sur une bande étroite, tout en augmentant la durée de vie du microlaser en l'utilisant sous pompage à impulsion de durée élevée et à des taux de répétition plus bas (figure VII-5-6), on peut encore améliorer les rendement en combinant les aspects précédents avec un système de refroidissement (figure VII-4).

Nous avons démontré que la longueur de l'orbite périodique est une grandeur fondamentale et robuste, permettant une mesure assez précise pour les applications en microdétection. Là encore nous envisageons de travailler avec un polymère perméable dont la dilatation et son incidence sur le périmètre de l'orbite seraient porteuses d'informations. Ceci n'exclut pas la possibilité d'exploiter la position des modes directement, même si celle-ci est affectée par la photodégradation, car cet effet peut être contrôlé en intégrant la correction du déplacement induit par le nombre de cycles d'excitation.

Cette étude vient compléter l'étude des résonances et des directions d'émission des microlasers de différentes formes réalisées jusque-là. Si l'on respecte les précautions indiquées dans ce chapitre, le microlaser unidirectionnel (stade à trois trous par exemple) est susceptible de fonctionner plus longtemps. Nous pouvons aussi réaliser cette étude sur d'autres matériaux qui viendraient alors ajouter leurs avantages aux microstructures que nous avons étudiées jusqu'à présent. Par exemple, nous avons testé d'autres colorants (Nil Red, Rhodamine) et émetteurs (boîtes quantiques) et nous commençons à tester les potentialités des nano-diamants dans ce cadre.

Il est aussi envisageable de travailler avec une autre matrice comme les sol-gels et d'autres matrices polymères fonctionnalisées. Un autre doctorant, Sergey Lozenko, a démarré ce projet depuis septembre 2008 dont l'objectif vise à réinvestir les travaux de l'équipe en vue de réaliser un capteur chimique ou biologique en un milieu microfluidique.

Le changement de matériaux (milieu actif ou matrice passive) devrait modifier les propriétés lasers des résonateurs et permettre de mieux comprendre leurs caractéristiques fondamentales.

## Conclusion générale et perspectives

Notre recherche avait pour objectif de concevoir et de caractériser quelques microlasers à géométries génériques, afin de relever les formes présentant des propriétés d'émission spectrales et spatiales intéressantes en vue des applications en optique intégrée. L'étude a été réalisée sur des microlasers à base de polymères organiques, fabriqués au sein du Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire (LPQM) ou en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN).

Après avoir présenté l'aspect théorique sous-jacent à de telles configurations et les aspects physiques associés, en particulier dans le domaine de l'optique guidée, nous avons présenté en détails au chapitre III le protocole de fabrication incluant les techniques de caractérisation structurelle et les précautions que nous nous sommes efforcés de prendre en considération pour assurer la bonne qualité des microlasers. Dans ce même chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental développé pour l'étude des propriétés d'émission de ces microstructures, et avons présenté sur l'exemple d'une cavité de type ruban Fabry-Pérot les différents types d'expériences auxquelles nous avons accès avec ce simple dispositif.

Les cavités lasers de forme polygonale générique ont été étudiées dans le chapitre IV où nous avons abouti à un modèle liant les nombres de côtés du polygone et de lobes d'émission en nous appuyant sur le concept de modes de résonances. Nous avons ainsi pu mettre en évidence, pour ce type de microlaser en polygone et dans le cas où les résonances ont lieu sur des orbites périodiques complètement confinées par réflexions totales internes, l'émission en champ lointain est engendrée par les coins et dirigée parallèlement aux faces de la cavité, ce que nous avons appelé la diffraction parallèle. Ainsi on s'attend pour ce régime (résonances sur des orbites confinées), à ce que les polygones à nombre pair de côtés émettent sur un nombre de directions égal au nombre de côtés de la cavité alors que pour un microlaser polygonal à nombre impair de côtés, le nombre de directions d'émission soit doublé. De plus dans ce dernier cas la longueur de l'orbite périodique est aussi doublée.

Ces types de résonances peuvent être excités d'une manière sélective. Mis à part la cavité carrée où le mode remplit toute la surface de la cavité, les autres polygones présentent une caustique interne de plus en plus large en mesure que le nombre de côtés du polygone augmente. Par conséquent le champ se concentre de plus en plus au voisinage des frontières internes de la cavité ce qui rend facile leur excitation sélective par recouvrement évanescent en approchant un guide d'onde de la cavité.

Nous avons également noté parfois non sans surprise que les spectres d'émission de ces types de microlasers sont assez réguliers. De fait, comme cette géométrie en polygones réguliers soutient des orbites périodiques simples, non instables et en famille, cela facilite l'effet laser sur ces dernières. Aucun fond d'ASE n'a été enregistré sur les cavités étudiées (ce qui n'est pas le cas par exemple pour la spirale). Cette caractéristique apparaît aussi pour le carré où elle s'explique par l'absence de caustique (les résonances remplissent toute la surface de la cavité). Donc sous pompage uniforme, aucune amplification inutile de l'émission spontanée n'est enregistrée.

Le phénomène de diffraction sur les coins, responsable de l'émission en champs lointain des microlasers polygonaux a été étudié plus profondément sur un carré dans le chapitre VI. Nous avons souligné dans ce chapitre l'effet des coins sur l'émission en champ lointain de la cavité carrée. Dès qu'on change la forme du coin par arrondi ou indentation en escalier par exemple, un lobe d'émission supplémentaire est engendré. Le rôle du coin dans l'émission en champ lointain a été mis en évidence lorsque les modes de résonance restent réalisés sur l'orbite en diamant. Pour des fortes déformations du carré, la forme tend à ce rapprocher de celle du disque. De façon générale, la robustesse de l'orbite en diamant sous des perturbations importantes constitue un point fort de la cavité carrée.

Dans le chapitre V, nous avons suivi deux schémas pour la réalisation de microlasers unidirectionnels. La déformation de la cavité, a été largement étudiée expérimentalement et théoriquement. Une autre démarche qui consiste en l'introduction d'une lacune à l'intérieur de la cavité à une position bien déterminée a été menée. L'une et l'autre de ces méthodes ont démontré leur efficacité sur l'émission anisotrope, mais pas d'une manière satisfaisante, le lobe étant soit trop large (ex. spirale) ou l'émission étant distribuée sur plusieurs lobes (ex. disque tronqué). Nous avons donc proposé une méthode hybride combinant ainsi la déformation et l'introduction d'une lacune. Cette méthode s'est révélée particulièrement efficace et nous a permis de réaliser un microlaser à émission contrôlable dans l'espace. Cette étude expérimentale s'est utilement appuyée sur des simulations numériques en optique géométrique.

Enfin les résultats de la caractérisation globale des microlasers à polymères sous des conditions expérimentales diverses sont résumés dans le chapitre VII.

Notre étude est exploitable dans la pratique en vue de la réalisation de microlasers unidirectionnels (stades à trous), ou d'applications comme filtres d'insertion-extraction (polygones) et de la microdétection. Cette dernière méthode repose sur la sensibilité de ces microstructures à l'indice du milieu environnant (projet de thèse de Sergey Lozenko en cours). Mais il reste toutefois très intéressant d'effectuer des expériences complémentaires telles que :

- a) Etudier ces microlasers sous pompage évanescent, notamment pour les polygones dont les propriétés spectrales sont très intéressantes.
- b) Etudier le microlaser carré à un, deux, ou trois coins arrondis et tester le raccordement non tangentiel de la partie plate de la cavité à la partie ronde, pour tenter de comprendre l'origine de l'apparition du lobe d'émission supplémentaire.
- c) Tester d'autres types de milieux actifs pour améliorer les performances de ces microlasers. Ils permettraient d'augmenter la durée de vie (boîtes quantiques) et l'intensité émise (bon rendement de fluorescence), et de passer à une émission infrarouge, importante pour des applications dans le domaine télécom (boîtes quantiques).
- d) Poursuivre les expériences de mesures en champ proche sur la surface et par la tranche des cavités pour comprendre la structuration du champ intracavité et étudier l'origine de l'émission. Elles permettraient par exemple de comprendre l'effet des trous dans les stades.
- e) Aller vers les microcavités non linéaires (mélange d'ondes, effets paramétriques)
- f) Etudier le couplage entre microcavités.

## Annexe A : Les boîtes quantiques dans une matrice polymère

Dans le cadre de ce travail de thèse nous avons eu recours à quelques matériaux alternatifs soit pour prouver que notre étude est généralisable à d'autres types de matériaux actifs, soit par nécessité en vue de réaliser quelques mesures bien particulières sur les microlasers ou bien pour améliorer les performances de ces derniers.

Remplacer le colorant DCM, par un autre colorant organique ne change guères la partie technologique ou les résultats de mesure (au domaine spectrale près). Nous avons testé le Nile Red et la Rhodamine B6 dans le PMMA aboutissant aisément à l'effet laser dans les mêmes microstructures qu'avec le PMMA-DCM. Par contre le mélange de colorants peut s'avérer plus complexe. Cette expérience que nous avons envisagée mais non encore réalisée devrait nous renseigner sur le taux de réabsorption du polymère. Elle pourrait aussi se révéler intéressante dans les applications de lasers accordables.

Le problème majeur des colorants lasers reste la photodégradation, phénomène discuté au paragraphe VII-3. Au départ, cet inconvénient n'était pas trop gênant, étant donné que les microlasers continuent à émettre même après 10000 cycles d'excitation dans les conditions standards. Mais ce problème devient limitant si l'on souhaite étudier les microlasers sous d'autres régimes de pompage (très fort), ou lorsque nous nous sommes intéressés à la réalisation des images en champ proche (cf Annexe B).

La figure A-1, montre l'exemple d'un microlaser FP après plus de cinq mois d'utilisation régulière (quelques milliers de coups par semaine). On voit sur la figure que la zone de pompage est blanchie comparée aux extrémités du FP.



**Figure A- 1 Image au microscope optique d'un microlaser en forme de FP après plusieurs dizaines de milliers de cycles d'excitation.**

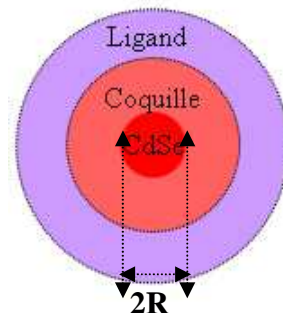
Pour surmonter ce problème de photodégradation, phénomène assez courant pour les colorants organiques, nous avons tenté de les remplacer par des émetteurs inorganiques : des

nanocristaux de CdSe synthétisés chimiquement par voie colloïdale par Dan Oron de l'Institut Weizmann et étudiés parallèlement à Cachan pour leurs propriétés non-linéaires de types  $\chi^{(2)}$ . Les domaines spectraux d'absorption et de photoluminescence des nanoparticules de CdSe dépendent de la taille des particules. Nous nous sommes ainsi procurés des nanoparticules adaptées à notre dispositif expérimental pour pouvoir les utiliser sous pompage optique dans le vert et détection dans le rouge [1].

En termes d'applications, les potentialités des nanocristaux semi-conducteurs fluorescents sont nombreuses. En plus de leurs applications comme alternative aux marqueurs biologiques, ils sont de plus en plus étudiés pour la réalisation de microlasers [2, 3] ou de sources de photons uniques pour les télécommunications quantiques.

L'effet laser observé avec ces matériaux est jusque là, réalisé dans des configurations assez spécifiques et, à notre connaissance, il n'a pas encore été observé dans une matrice polymère. Les premiers tests que nous avons réalisés visaient donc à enregistrer l'émission spontanée amplifiée dans une couche de PMMA-CdSe.

En fait les nanocristaux sont encapsulés dans une coquille semi-conductrice (CdS dans notre cas) et un ligand organique (TDPA)<sup>1</sup> (figure A-2) qu'il faut dissoudre avant de les introduire dans le PMMA. Nous avons en premier lieu utilisé le même solvant que celui du polymère, c'est à dire l'anisole, pour éviter les mélanges de solvants mais cette démarche n'a pas abouti.

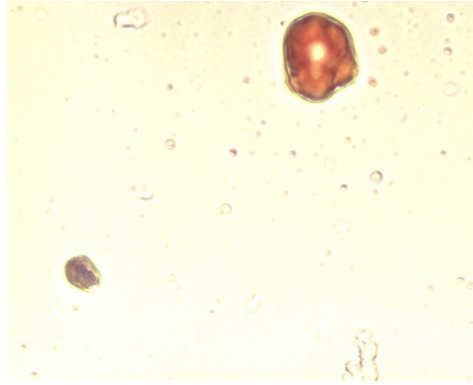


**Figure A- 2 Structure des nanoparticules de CdSe.**

Par la suite, nous avons opté pour d'autres solvants mieux adaptés : le chloroforme, le chlorobenzène ou le toluène. Avec ce dernier, nous avons réussi à réaliser une couche de PMMA-CdSe relativement bonne qualité, mais qui nécessite encore un travail d'optimisation (figure A-3).

---

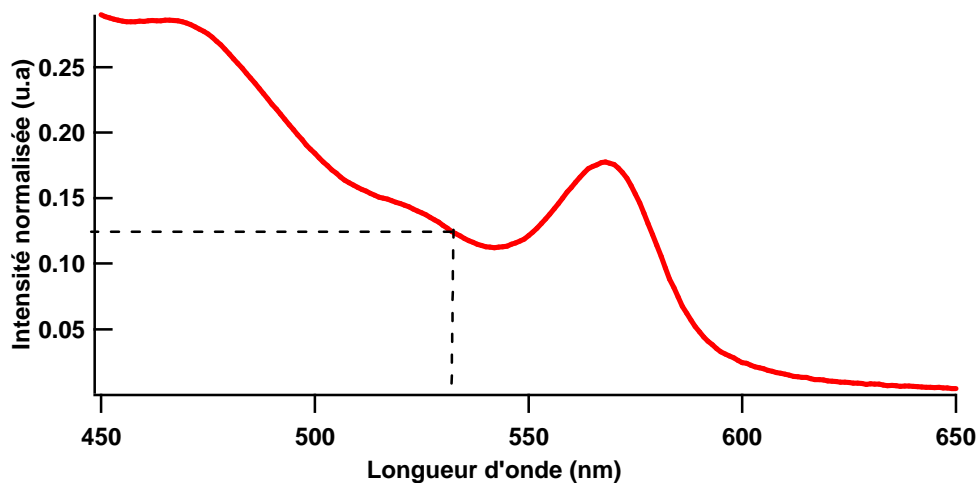
<sup>1</sup> TDPA : Tetro-decyl phosphonic acid



**Figure A-3 Image microscope optique d'une couche de PMMA-CdSe.**

On voit sur la figure que le contraste n'est pas assez prononcé, ce qui signifie qu'il n'y a pas suffisamment de nanoparticules<sup>1</sup> dans la matrice de polymère. On note aussi que la dissolution n'est pas totale. Il reste des nanoparticules non dissoutes.

La figure A-4 montre la courbe d'absorption de nanoparticules de CdSe diluées dans le toluène. On peut noter que le taux d'absorption à 532 nm, longueur d'onde du laser pompe, est de 12%. Cette valeur est faible comparée à celle du colorant DCM, ce qui peut être à l'origine de l'absence du signal d'ASE pour les faibles concentrations en CdSe.



**Figure A- 4 Spectre d'absorption de CdSe dilué dans le toluène.**

En outre, nous avons noté une difficulté d'enregistrement du gain dans des couches de PMMA dopés par les nanocristaux. Une compétition entre les effets radiatifs et non radiatif affecte sans doute alors le gain optique.

Les effets non radiatifs sont dominés par les pièges de surfaces et la relaxation Auger.

<sup>1</sup> Il reste difficile d'estimer la concentration des nanoparticules dans le PMMA. En fait ces dernières nous ont été fournies en trop faibles quantités, pour permettre une telle estimation dans de bonnes conditions.

Il se trouve que le temps de relaxation Auger est proportionnel au cube du rayon ( $\sim R^3$ )[2] de la nanoparticule, pouvant ainsi être diminué considérablement en réduisant la taille de ces nanoparticules. Quant au piégeage de surface dans la configuration en empilement en paquet, on estime que dans notre cas (dans une matrice guidante de PMMA), cet effet sera négligé.

Il serait intéressant de reprendre les mesures par l'estimation de la concentration de CdSe dans le PMMA en s'assurant de leur dissolution complète. Dans [4] l'étude de la fluorescence de CdSe a été réalisé sur une fine couche de CdSe dilué dans le décane, déposé à la tournette sur un substrat de verre. Puis la couche a été couverte par un film mince de PMMA. Il est donc aussi intéressant de tester ce solvant (décane) en vue de la réalisation de l'effet laser avec ces nanoparticules. De plus le phénomène de photodégradation est négligeable, et de tels matériaux sont peut être mieux adaptés au pompage électrique, une configuration très recherchée pour les applications.



## Annexe B : Imagerie en champ proche

Les propriétés spectrales des microlasers étudiés dans le cadre de ce travail ont été enregistrées en champ lointain. Grâce à l'ouverture du système (faible indice de réfraction), nous avons eu aisément accès aux spectres d'émission de ces microstructures. Le traitement des spectres en termes d'orbites périodiques constitue un moyen remarquablement intéressant pour étudier les résonances dans les cavités lasers de forme arbitraire. Comparée aux résultats d'études théoriques basées sur la résolution des équations de Maxwell [1, 2], cette étude expérimentale en champ lointain s'est révélée un moyen de mesure systématique très efficace et relativement simple. Combinée à l'étude des directions d'émission des microlasers, l'étude spectrale nous renseigne également sur les types de couplage externe. Toutefois, pour pouvoir tirer des conclusions définitives non ambiguës, il est nécessaire de réaliser des mesures complémentaires plus directes.

Tout d'abord, nous avons envisagé d'imager la surface des cavités par fluorescence. Une couche d'un polymère dopé avec un colorant laser adapté<sup>1</sup> déposée sur les microlasers permettrait d'imager la surface des cavités. Par cette méthode, les modes résonants de la cavité excitent par voie évanescente le colorant de la couche supérieure qui fluoresce alors à une longueur d'onde différente. Cette technique a été utilisée dans [3, 4] pour imager directement les profils de modes dans des guides d'ondes. Il reste toujours envisageable de réaliser les tests avec cette technique. Une recherche de colorant avec un déplacement de Stokes adapté a été réalisée. La recherche supplémentaire d'un polymère qui ne se mélange à la couche inférieure (microlaser), notamment lors du recuit, serait nécessaire.

Toutefois, l'étude la plus efficace serait d'imager directement la surface et/ou les bords de la cavité avec la microscopie en champ proche ou SNOM (Scanning Near-field Optical Microscope). Ce type de microscope est généralement utilisé pour caractériser les composants optoélectroniques. Il s'agit d'approcher une fibre optique effilée à quelques nanomètres de la surface de la cavité pour capturer le champ évanescent généré par les modes confinés résonants dans la cavité. Le balayage de la surface par la fibre doit permettre d'établir une

---

<sup>1</sup> Un colorant qui absorbera dans le rouge (620 nm) et qui émettra un peu loin (670 nm).

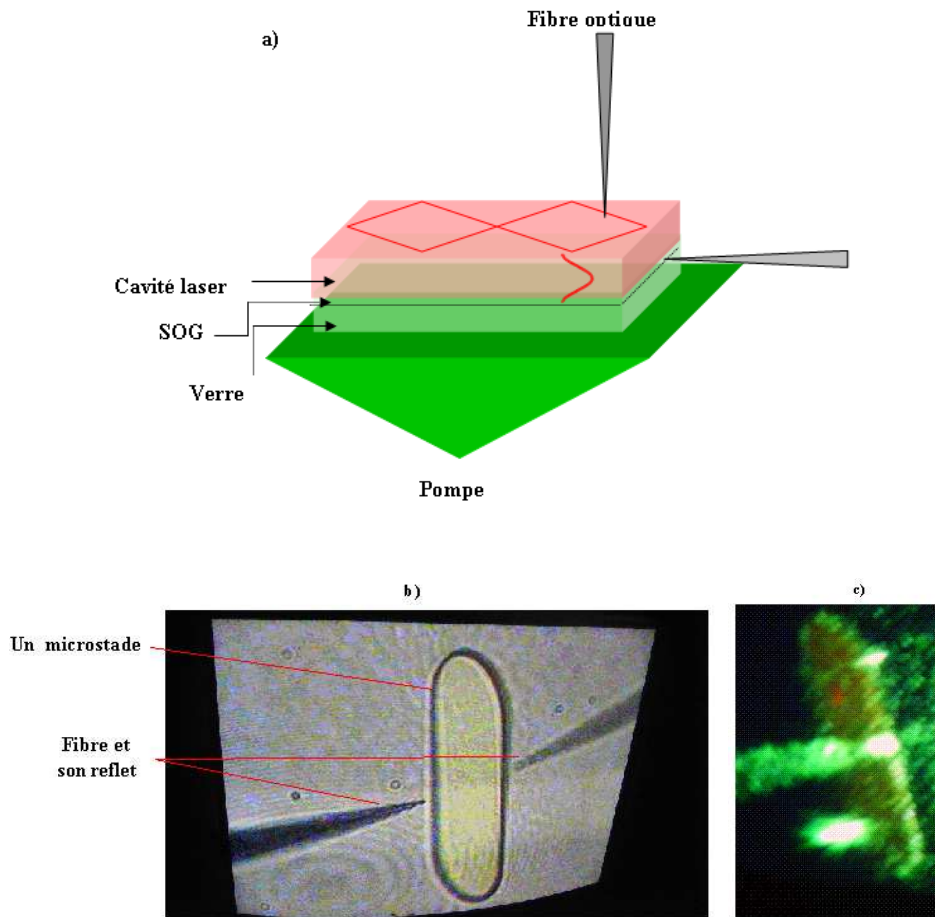
cartographie directe du champ évanescent d'une structure avec une résolution spatiale suffisante (sub-longueur d'onde) [5-7].

Avec cet objectif qui permettrait de conclure sur la structure des modes dans nos microlasers et en vue de confirmer les prédictions sur leurs couplage externe, une collaboration a été initiée avec l'équipe de Frédérique de Fornel, spécialisée dans le domaine de l'Optique en Champ Proche [8] à l'Université de Bourgogne. Nous avons ainsi été amenés à réunir les moyens nécessaires en vue d'une telle expérience :

Un nouveau laser pompe déplaçable (5 kg) équipé d'un modulateur externe (taux de répétition variable) a été acquis et une série de cavités a été fabriquée sur du verre. Etant donné l'indice de réfraction du verre, une couche confinante de SOG a été intercalée entre les cavités et le verre. Ces microlasers ont été testés au préalable dans les conditions adéquates (pompage à travers le verre). J'ai ainsi passé une semaine avec le groupe, et nous avons réalisé les premières mesures sur cette série de microlasers avec Damien Brissinger, doctorant dans cette équipe [9] .

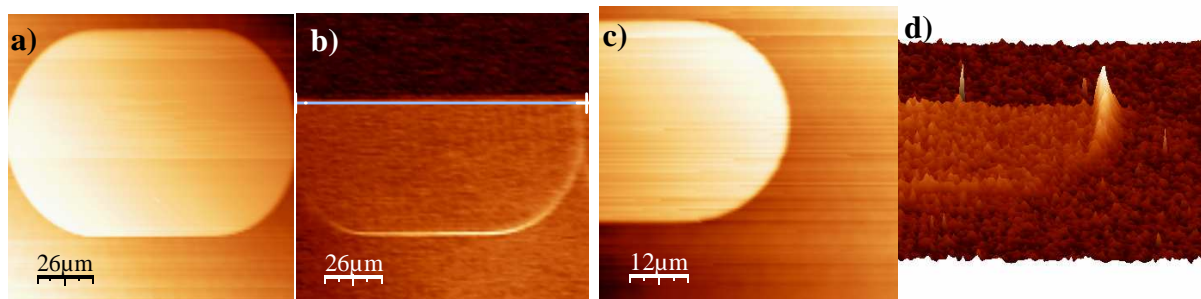
L'expérience est schématisée dans la figure B-1a). Étant donnée la taille de nos microlasers (100  $\mu\text{m}$  de large), pour collecter le champ sur une ligne, il est nécessaire d'optimiser le temps d'intégration de façon à enregistrer suffisamment de signal en chaque point et de réaliser plusieurs points sur une ligne. Ainsi le balayage de plusieurs lignes permet de construire l'image en champ proche de la surface.

La figure B-1 b-c) présente une image d'un microlaser en forme de stade. Il est placé en face de la fibre optique (la sonde) et la cavité est pompée à travers le substrat du verre c).



**Figure B- 1 a) Schéma du principe du microscope champ proche. b) Photographie d'une microcavité en face de la fibre optique prise par la camera de positionnement, c) Idem sous pompage.**

Les premiers résultats obtenus sont résumés dans la figure B-2. Le scan en mode topographique nous permet de décider à quel moment on met le laser de pompe en route. Les paramètres utilisés sont les suivants : le taux de répétition du laser de pompe est de 90 Hz, la fréquence du balayage de la sonde est de 0,2 Hz soit 5s par ligne et le temps d'intégration par point est de 30 ms.



**Figure B- 2 : Quelques images enregistrées sur un microlaser en forme de stade, en mode a,c) topographique et b,d) imagerie SNOM.**

Comme le montre la figure B-2 b,d), nous avons enregistré une surintensité sur les bords du microstade, mais aucune structure n'est apparente à l'intérieur. Ces résultats ont été obtenus sans contrôle précis de l'énergie de la pompe, ce qui amène à supposer que le laser ne délivre peut être pas assez d'énergie à 90Hz. Aussi la totalité de l'énergie disponible est-elle envoyée sur la cavité. De plus celle-ci est aussi pompée lors de l'alignement. Nous attribuons donc le fait de ne pas observer de structure interne du champ à la photodégradation de la cavité (cf chapitre VII).

Nous avons tenté d'enregistrer ne serait-ce que quelques lignes sur une cavité particulière. Nous en avons choisi une qui présente des résonances sur une orbite en huit (figure B-1a), par exemple un long stade, et on espère ainsi enregistrer une surintensité au centre de la cavité en la balayant le long de l'un de ses axes principaux. Le résultat attendu n'a toutefois pas été observé. A l'issue de cette étude, il semble donc nécessaire d'estimer l'énergie du laser pompe afin de limiter (et contrôler) la photodégradation. Nous avons aussi pensé à combiner à la mesure SNOM de la surface, un suivi spectroscopique 'in situ' de l'émission laser par la tranche pour vérifier les types de résonances excitées et la tenue au flux.

Ces deux améliorations pourraient se révéler insuffisantes pour dresser une cartographie de la surface, étant donnée la taille de nos microlasers et la nécessité d'augmenter le temps d'intégration et la fréquence de balayage. Nous pensons toutefois qu'un balayage sur quelques lignes est réalisable, si on veut bien tenir compte de toutes ces précautions.

En parallèle nous avons entrepris les mesures avec un émetteur autre que le colorant organique comme les nanocristaux, pour lequel un pompage prolongé et soutenu est possible. (cf annexe A). L'expérience de mesures en champ proche est donc toujours en cours.

## Références Bibliographiques

1. S. Steiner, et al., *Room temperature lasing of InAs/GaAs quantum dots in the whispering gallery modes of a silica microsphere*. Opt. Expresse, 2007. **15**(16): p. 10052.
2. O. Faklaris, et al., *Comparison of photoluminescence properties of semiconductor quantum dots and non-blinking diamond nanoparticles and observation of the diffusion of diamond nanoparticles in cells*. J. European Optical Society, 2009. **4**: p. 09035.
3. T. D. Germann, et al., *High-power semiconductor disk laser based on InAs/GaAs submonolayer quantum dots*. Appl. Phys. Lett., 2008. **92**(10): p. 101123.
4. A. V. Malko, et al., *From amplified spontaneous emission to microring lasing using nanocrystal quantum dot solids*. Appl. Phys. Lett., 2002. **81**(7).
5. V. I. Klimov, et al., *Optical Gain and Stimulated Emission in Nanocrystal Quantum Dots*. Science, 2000. **290**(5490): p. 314.
6. U. Vietze, et al., *Zeolite-dye micro lasers*. Phys. Rev. Lett, 1998. **81**(21): p. 4628.
7. GOUDKET, H., *Etudes de matériaux polymères, organiques et organo-minéraux, dopés par des colorants organiques: Application à la réalisation de sources laser intégrés* 2004, université paris XI.
8. Lebental, M., *Chaos quantique et micro-lasers organiques*. 2007, Université Paris XI.
9. M. Lebental, et al., *Inferring periodic orbits from spectra of simple shaped micro-lasers* Phys. Rev. A, 2007. **76**(2): p. 023830.
10. Dubertrand, R., *Deux applications du chaos quantique: étude des fonctions d'ondes aléatoires via SLE et description de cavités diélectriques*. 2008, Université Paris XI.
11. E. A. S. Bahaa and C.T. Malvin, *Fundamentals of photonics*, ed. J.W. Sonc. 1991: Wiley-interscience.
12. B. E. A. Saleh and M.C. Teich, *Fundamentals of photonics*. J. W. Good;qn ed. Wiley series in pure and applied optics. 1991.
13. R. Dubertrand, et al., *Circular dielectric cavity and its deformations*. Phys. Rev. A 2008. **77**(1 ): p. 013804.
14. F. Orucevic, J. Hare, and V. Lefèvre, *Neodymium Photoluminescence in Whispering Gallery Modes of Toroidal Microcavities*. Proc. SPIE, 2006. **6368**.
15. R. E. Slusher, et al., *Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers*. Appl. Phys. Lett., 1993. **63**(10): p. 1310.
16. S.Fujiwara, K.B.a.Y.M., *laser oscillations of whispering gallery mods in thiophene/phenylene co-oligomer microring*. Appl. Phys. Lett., 2007. **91**(021104).

17. D.K. Armani, et al., *Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip*. Nature 2003. **421** p. 925-928.
18. H. A. Haus, M.A.P., M. R. Watts and C.Manolatou, *Optical microcavities*. Advanced series in applied physics, ed. K. Vahala. Vol. 5. 2004.
19. Wiersig, J., *Hexagonal dielectric resonators and microcrystal lasers*. Phys. Rev. A, 2003. **67**(2): p. 023807
20. G. E. Fernandes, et al., *Wavelength and intensity switching in directly coupled semiconductor microdisk lasers*. Opt. Lett, 2008. **33**(6): p. 605-607.
21. X. Luo, J. Y. Lee, and A.D. Poon. *Coupled spiral-shaped microdisk resonators with asymmetric non-evanescent coupling*. in *Group IV Photonics, 2007 4th IEEE International Conference on*. 2007.
22. W. Y. Chen, et al., *High-finesse laterally-coupled single-mode benzocyclobutene micro-ring resonators*. IEEE. Phot. Tech. Lett, 2004. **16**(2): p. 470.
23. B. E. Little, et al., *Microring Resonator channel dropping filters*. J of Lightwave Tech, 1997. **15**(6): p. 998-1005.
24. G. D. Chern, et al., *Direct evidence of open ray orbits in a square two-dimensional resonator of dye-doped polymers*. Opt. Lett, 2004. **29**(14): p. 1674-1676.
25. T. Ben-Messaoud and J. Zyss, *Unidirectional laser emission from polymer-based spiral microdisks*. Appl. Phys. Lett., 2005. **86**(24): p. 241110.
26. M. Combescure, J. Ralston, and D. Robert. *A Proof of the Gutzwiller Semiclassical Trace Formula Using Coherent States Decomposition Commun. in Commun. Math. Phys.* 1999.
27. Cassanas, R., *Hamiltoniens quantiques et symetires*. 2005, Université de Nantes.
28. Cassanas, R. (2005) *A Gutzwiller type formula for a reduced Hamiltonian within the framework of symmetry* Science Direct **Volume**, 21-26
29. Ben-Messaoud, T., *Effet laser en microcavités symetriques et assymetriques à base de polymère luminescent*. 2003, Ecole Normale Supérieure de Cachan.
30. J. S. Batchelder, A. H. Zewail, and T. Cole, *Luminescent solar concentrators. 1: Theory of operation and techniques for performance evaluatio*. Appl. Opt, 1979. **18**(18): p. 3090-3110.
31. Baldacchino, G., *Femtochimie: Relaxation de la géométrie des molécules après excitation lumineuse dans un etat électronique excité*. 1994, Université paris XI.
32. Meyer, M., *Etude photophysique et photochimique de colorants styreniques en relation avec leurs efficacité laser*. 1989, Paris XI.

33. S. L. Bondarev; V. N. Knyukshto, V.I.S., A. P. Stupak, and A. A. Turban *Fluorescence and Electronic Structure of the Laser Dye DCM in Solutions and in Polymethylmethacrylate*. J of appl. spectroscopy, 2004. **71**(2).
34. Hammobd, P.R., *Laser dye DCM, its spectral properties, synthesis and comparison with other dyes in the red* Opt. Com, 1979. **29**(6): p. 331-333.
35. VOISIN, P., *Lithographie de nouvelle g'eneration par nanoimpression assist'ee par UV : 'etude et d'evveloppement de mat'eriaux et proc'ed'es pour l'application micro'electronique*. 2007, univ Joseph Fourier: Grenoble.
36. J. R. Sheats and B.W. Smith, *Microlithography*. Science and Technology ed. M. Dekker. 1998.
37. D. B. Ostrowsky et, A.M.R., *Fabrication de structure de guidage*. Revue Technique Thomson, 1974. **6**(4).
38. A. Mihaescu, et al., *Effects of external cavities on laser spectra: application to a fibre laser*. J. Opt B, 2002. **4**(4): p. 67-74.
39. W. Fang and H. Cao, *Wave interference effect on polymer microstadium laser*. Appl. Phys. Lett., 2007. **91**(4): p. 041108.
40. M. A. G. Abushagur and N. George, *Measurement of optical fiber diameter using the fast Fourier transform*. Appl. Opt, 1980. **19**(12): p. 2031.
41. A. W. Poon, R. K. Chang, and D.Q. Chowdhury, *Measurement of fiber-cladding diameter uniformity by use of whispering-gallery modes: nanometer resolution in diameter variations along millimeter to centimeter lengths*. Opt. Lett, 2001. **26**(23): p. 1867-9.
42. S. L. McCall, et al., *Whispering-gallery mode microdisk lasers*. Appl. Phys. Lett., 1992. **60**(3): p. 289.
43. Vahala, K.J., *Optical microcavities*, ed. A.S.I.A. Physics. Vol. 5. 2004, California Institute of Technology, USA.
44. T. J. Kippenberg, et al., *Fabrication and coupling to planar high-Q silica disk microcavities*. Appl. Phys. Lett., 2003. **83**(4): p. 797.
45. T. J. Kippenberg, et al., *Ultralow-threshold microcavity Raman laser on a microelectronic chip*. Opt. Lett, 2004. **29**(11): p. 1224.
46. S. Preu, et al., *Coupled whispering gallery mode resonators in the Terahertz frequency range*. Opt. Expresse, 2008. **16**(10): p. 7336.
47. B. E. Little, et al., *Ultra-compact Si/SiO<sub>2</sub> micro-ring resonator channel dropping filters*. IEEE. Tech. Lett, 1998. **10**(4): p. 549-551.
48. B. E. Little, et al., *Filter synthesis for periodically coupled microring resonators*. Opt. Lett, 2000. **25**(5): p. 344-346.

49. B. E. Little and S.T. Chu, *TOWARD VERY LARGE-SCALE INTEGRATED PHOTONICS*. Opti. Soc of America, 2000.
50. Kippenberg, T.J.A., *Nonlinear optics in ultra-high-Q Whispering-Gallery optical microcavities*. 2004, California Institute of Technology Pasadena, California.
51. Matsko, A.B., *Practical applications of microresonators in optics and photonics*, ed. C. Press. 2009.
52. A. B. Matsko and V.S. Ilchenko, *Optical resonators with whispering-gallery modes-part I: basics*. IEEE J. Quantum Electron, 2006. **12**(1): p. 3-14.
53. E. Bogomolny, R. Dubertrand, and C. Schmit, *Trace formula for dielectric cavities: General properties*. Phys. Rev. E, 2008. **78**(5): p. 056202.
54. S. V. Boriskina, et al., *Optical Modes in 2-D Imperfect Square and Triangular Microcavities*. IEEE J. Quantum Electron, 2005. **41**(6): p. 857.
55. C. C. Chen, et al., *Various high-order modes in vertical-cavity surface-emitting lasers with equilateral triangular lateral confinement*. opt. Lett, 2008. **33**(5): p. 509-511.
56. Y. F. Chen and K.F. Huang, *Vortex formation of coherent waves in nonseparable mesoscopic billiards*. phys. Rev. E, 2003. **68**(6): p. 066207.
57. H. C. Chang, et al., *Lasing modes in equilateral-triangular laser cavities*. Phys. Rev. A, 2000. **62**(1): p. 013816
58. J. Yoon, et al., *Resonance spectrum of a three-dimensional photonic quantum ring laser with an equilateral triangle microcavity*. Appl. Opt, 2007. **46**(15): p. 2969.
59. Y. D Yang and Y.Z. Huang, *Symmetry analysis and numerical simulation of mode characteristics for equilateral-polygonal optical*. Phys. Rev. A, 2007. **76**(2): p. 023822.
60. Y. F. Chen and K.F. Huang, *Quantum manifestations of classical periodic orbits in a square billiard: Formation of vortex lattices*. Phys. Rev. E, 2002. **66**(6): p. 066210.
61. F.C. Blom, et al., *A single channel dropping filter based on a cylindrical microresonator*. Opt. Communications, 1999. **167**: p. 77-82.
62. A. Ramachandran, et al., *A universal biosensing platform based on optical micro-ring resonators*. Biosensor and bioelectronics, 2008. **23**(7): p. 939-944.
63. K. R. Hiremath, R. Stoffer, and M. Hammer, *Modeling of circular integrated optical microresonators by 2-D frequency domain coupled mode theory*. Opt. Com, 2006. **257**(2): p. 277.
64. Wiersig, J., *Formation of long-lived, scarlike modes near avoided resonance crossings in optical microcavities*. Phys. Rev. Lett, 2006. **97**(25): p. 253901.
65. Z. Wang, et al., *Storing 2 Bits of Information in a Novel Single Semiconductor Microring Laser Memory Cell*. IEEE. Phot. Tech. Lett, 2008. **20**(14): p. 1228.



66. D.M. Bagnall, et al., *Micro-cavity lasing of optically excited CdS thin films at room temperature*. J of Crystal Growth, 2000. **214-215**(1-2): p. 1015-1018.
67. I. Braun, et al., *Hexagonal microlasers based on organic dyes in nanoporous crystals*. Appl. Phys. B, 2000. **70**(3): p. 335-343.
68. Zelsmann, M., *Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière*. 2003, Université Joseph Fourier-Grenoble1.
69. N. Louvion, et al., *Local observation and spectroscopy of optical modes in an active photonic-crystal microcavity*. Phys. Rev. Lett, 2005. **94**(11): p. 113907
70. P.A. Postigo, et al., *Laser nanosources based on planar photonic crystals as new platforms for nanophotonic devices*. Photonics and nanostructures, 2007. **5**(2-3).
71. C. Lie, N. Ma, and A.W. Poon, *Waveguide-coupled octagonal microdisk channel add-drop filters*. Opt. Lett, 2004. **29**(5): p. 471-473.
72. M. A. Popović, C. Manolatou, and M.R. Watts, *Coupling-induced resonance frequency shifts in coupled dielectric multi-cavity filters*. Opt. Expresse, 2006. **14**(3): p. 1208.
73. A.Di Falco and G. Assanto, *Tunable wavelength-selective add-drop in liquid crystals on a silicon microresonator*. Opt. Com, 2007. **279**(1): p. 210-213.
74. E. Marchena, S. Shi, and D. Prather, *Fabrication and characterization of optimized corner-cut square microresonators*. Opt. Expresse, 2008. **16**(21): p. 16516-16522.
75. A. Francois and M. Himmelhaus, *Optical biosensor based on whispering gallery mode excitations in clusters of microparticles*. Appl. Phys. Lett., 2008. **92**(14): p. 141107.
76. A. Pawlis, et al., *Low-threshold ZnSe microdisk laser based on fluorine impurity bound-exciton transitions*. Miroelectronics Journal, 2008. **40**(2): p. 256-258.
77. T. J. Kippenberg, et al., *Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip*. Phys. Rev. A, 2006. **74**(5): p. 051802.
78. M. Kuwata-Gonokami and K. Takeda, *Polymer whispering gallery mode lasers*. Optical Materials, 1998. **9**(1-4): p. 12.
79. H. G. L. Schwefel, et al., *Dramatic shape sensitivity of directional emission patterns from similarly deformed cylindrical polymer lasers*. Opt. Soc of America, 2004. **21**(5): p. 923-934.
80. J. U. Nockel, A. D. Stone, and R.K. Chang, *Q spoiling and directionality in deformed ring cavities*. Opt. Lett, 1994. **19**(21): p. 1963.
81. J. U. Nockel, et al., *Directional emission from asymmetric resonant cavities*. Opt. Lett, 1996. **21**(19): p. 1609-1611.
82. S-B. Lee, et al., *Chaos-assisted nonresonant optical pumping of quadrupole-deformed microlasers*. Appl. Phys. Lett., 2007. **90**(4): p. 041106.

83. S. V. Boriskina and P. Sewell. *Directional emission, increased free spectral range and mode Q-factors in 2-D wavelengthscale optical microcavity structures*. in *Special issue on photonics*. 2006.
84. C. Gmachl, et al., *High-Power directional emission from microlasers with chaotic resonators*. *Science*, 1998. **280**(5369): p. 1556-1564.
85. J. U. Nöckel and A.D. Stone, *Ray and wave chaos in asymmetric resonant optical cavities*. *Nature*, 1997. **385**(6611): p. 45-47.
86. R. Schäfer, U. Kuhl, and H.-J. Stöckmann, *Directed emission from a dielectric microwave billiard with quadrupolar shape*. *New Journal of Physics*, 2006. **8**(3): p. 46.
87. H. E. Tureci, H. G. L. Schwefel, and A.D. Stone, *Modes of wave-chaotic dielectric resonators*. *Progress in optics*, ed. E. Wolf. Vol. 47. 2005.
88. V. A. Podolskiy, et al., *Chaotic microlasers based on dynamical localization*. *PNAS*, 2004. **101**(29): p. 10498.
89. Hakan Tureci, H.S., A. Stone, and E. Narimanov *Gaussian-optical approach to stable periodic orbit resonances of partially chaotic dielectric micro-cavities*. *Opt. Expresse*, 2002. **10**: p. 752-776.
90. S. Chang, et al., *Observation of emission from chaotic lasing modes in deformed microspheres: displacement by the stable orbit modes*. *Opt. Soc of America*, 2000. **17**(11): p. 1828.
91. C. P. Dettmann, et al., *Directional emission from an optical microdisk resonator with a point scatterer*. *EPL*, 2008. **82**(3): p. 34002.
92. C. P. Dettmann, et al. *Unidirectional emission from circular dielectric microresonators with a point scatterer*. 2009 [cited].
93. J. Wiersig, a.M.H., *Unidirectional light emission from high-Q modes in optical microcavities*. *Phys. Rev. A*, 2006. **73**(031802).
94. V. M. Apalkov and M.E. Raikh, *Directional emission from a microdisk resonator with a linear defect*. *Phys. Rev. B*, 2004. **70**(19): p. 195317.
95. K. R. Hiretmath and V.N. Astratov, *Perturbations of whispering gallery modes by nanoparticles embedded in microcavities*. *Opt. Expresse*, 2008. **16**(8): p. 5421.
96. E. G. Altmann, G. Del Magno, and M. Hentschel, *Non-Hamiltonian dynamics in optical microcavities resulting from wave-inspired corrections to geometric optics*. *EPL*, 2008. **84**(1): p. 10008.
97. Wiersig, J., *Formation of long-lived, scarlike modes near avoided resonance crossings in optical microcavities*. *Phys. Rev. Lett*, 2008. **97**(253901).
98. Y. D Yang and Y.Z. Huang, *Mode Analysis and Q-Factor Enhancement Due to Mode Coupling in Rectangular Resonators*. *IEEE J. Quantum Electron*, 2007. **43**(5-6): p. 497.

99. G. D. Chern, et al., *Unidirectional lasing from InGaN multiple-quantum-well spiral-shaped micropillars*. Appl. Phys. Lett., 2003. **83**(9): p. 1710
100. J. Wiersig, S.W.K., and M. Hentschel, *Asymmetric scattering and non-orthogonal mode patterns in optical micro-spirals*. Phys. Rev. A, 2008. **78**(5).
101. J. Y. Lee, X.L., and A. W. Poon, *Reciprocal transmissions and asymmetric modal distributions in waveguide-coupled spiral-shaped microdisk resonators*. Opt. Soc of America, 2007.
102. Wiersig, J., *Reciprocal transmissions and asymmetric modal distributions in waveguide-coupled spiral-shaped microdisk resonators: Comment*. Opt. Expresse, 2008. **16**(8): p. 5874.
103. X. Luo, H. Chen, and A.W. Poon, *Reciprocal transmissions and asymmetric modal distributions in waveguide-coupled spiral-shaped microdisk resonators: Reply*. Opt. Soc of America, 2008. **16**(8): p. 5876.
104. N. Tsujimoto, et al., *Laser emission from spiral-shaped microdisc with waveguide of conducting polymer*. J. Phys. D, Appl. Phys, 2007. **40**: p. 1669.
105. M. Kneissl, et al., *Current-injection spiral-shaped microcavity disk laser diodes with unidirectional emission*. Appl. Phys. Lett., 2004. **84**(14): p. 2485.
106. M. Hentschel and T.-Y. Kwon, *Designing and understanding directional emission from spiral microlasers*. Opt. Lett, 2009. **34**(2): p. 163.
107. J. WIERSIG, K. W. SANG, and M. HENTSCHEL, *Asymmetric scattering and nonorthogonal mode patterns in optical microspirals*. Phys. Rev. A, 1990. **78**(5): p. 053809.
108. J. Y. Lee, X. Luo, and A.W. Poon. *Spiral-Shaped Microdisk Resonator Channel Drop/Add Filters: Asymmetry in Modal Distributions*. in *Group IV Photonics, 2007 4th IEEE International Conference on*. 2007.
109. Doya, V., *Du speckle aus scars: Une expérience de chaos ondulatoire dans une fibre optique*. 2000, Université de Nice-Sophia Antipolis.
110. A. M. Monakhov, et al., *Experimental observation of whispering gallery modes in sector disk lasers*. Appl. Phys. Lett., 2009. **94**(5): p. 051102.
111. J. Wiersig and M. Hentschel, *Unidirectional light emission from high-Q modes in optical microcavities*. Phys. Rev. A, 2006. **73**(3): p. 031802
112. M. Lebental, et al., *Highly Directional Stadium- Shaped Polymer Microlasers*. Appl. Phys. Lett., 2006. **88**(3): p. 031108.
113. M. Lebental, et al., *Directional emission of stadium-shaped micro-lasers*. Phys. Rev. A, 2007. **75**(3): p. 033806.

114. Stöckmann, H.-J., *Quantum chaos*. Cambridge University Press ed. 1999. 368.
115. W. Fanga, a.H.C., *Control of lasing in fully chaotic open microcavities by tailoring the shape factor*. Appl. Phys. Lett., 2007. **90**(081108).
116. S. Shinohara and T. Harayama, *Signature of ray chaos in quasibound wave functions for a stadium-shaped dielectric cavity*. Phys. Rev. E, 2007. **75**(3): p. 036216.
117. S. Shinohara, et al., *Ray-wave correspondence in the nonlinear description of stadium-cavity lasers*. Phys. Rev. A, 2006. **74**(3): p. 033820.
118. S. Shinohara, T. Fukushima, and T. Harayama, *Light emission patterns from stadium-shaped semiconductor microcavity lasers*. Phys. Rev. A, 2008. **77**(3): p. 033807.
119. N. Djellali, et al., *Controlling the directional emission of holey organic microlasers*. Appl. Phys. Lett., 2009. **95**(10): p. 101108.
120. W. Fang and H. Cao, *Control of lasing in fully chaotic open microcavities by tailoring the shape factor*. Appl. Phys. Lett., 2007. **90**(8): p. 081108.
121. N. B. Rex, et al., *Fresnel filtering in lasing emission from scarred modes of wave-chaotic optical resonators*. Phys. Rev. Lett, 2002. **88**(9): p. 094102.
122. C. Manolatou, et al., *Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add-Drop Filters*. IEEE J. Quantum Electron, 1999. **35**(9): p. 1322-1331.
123. W-H. Guo, et al., *Whispering-gallery-like modes in square resonators*. IEEE J. Quantum Electron, 2003. **39**(9): p. 1106.
124. A. W. Poon, F. Courvoisier, and R.K. Chang, *Multimode resonances in square-shaped optical microcavities*. Opt. Lett, 2001. **26**(9): p. 632-631.
125. Q. Chen, Y-Z. Huang, and L.J. Yu, *Analysis of mode characteristics for deformed square resonators by FDTD technique*. IEEE J. Quantum Electron, 2006. **42**(1): p. 59.
126. W-H. Guo, et al., *Comparison of Free Spectral Range and Quality Factor for Two-Dimensional Square and Circular Microcavities*. Chin. Phy. Lett, 2004. **21**(1): p. 79.
127. H. Rabbani-Haghighi, et al., *Laser operation in nondoped thin films made of a small-molecule organic red-emitter*. Appl. Phys. Lett., 2009. **95**(3): p. 033305.
128. V. Le Floch, et al., *Monitoring of orientation in molecular ensembles by polarization sensitive nonlinear microscopy*. J. of phys. chem B, 2003. **107**(45): p. 12403.
129. M. Gersborg-Hansen, et al., *Bleaching and diffusion dynamics in optofluidic dye lasers*. Appl. Phys. Lett., 2007. **90**(14): p. 143501.
130. B. F. Howell and M.G. Kuzyk, *Amplified spontaneous emission and recoverable photodegradation in polymer doped with Disperse Orange 11*. Opt. Soc of America, 2002. **19**(8): p. 1790.

131.J. K. S. Poon, et al., *Wide-range tuning of polymer microring resonators by the photobleaching of CLD-1 chromophores*. Opt. Expresse, 2004. **29**(22): p. 2584-2586.

**Résumé :**

Les microlasers à base de polymères peuvent constituer un apport précieux pour le renouvellement des technologies et des fonctionnalités respectivement en amont et en aval de la photonique intégrée. Leur relative facilité de fabrication, leur compatibilité avec d'autres technologies (telle que celle des semi-conducteurs inorganiques), leur flexibilité structurelle à différentes échelles, de la molécule au sous-système, permettant d'élaborer plusieurs types d'émetteurs selon une grande diversité de cahiers des charges, ainsi que le faible indice de réfraction des matériaux qui facilite l'émission laser, prédestinent ces microlasers organiques à des applications potentielles allant des télécommunications optiques à la microdétection.

Dans le présent travail, nous rapportons les résultats obtenus concernant la fabrication et la caractérisation des propriétés d'émission spectrales et spatiales de ces microlasers. La géométrie des cavités joue un rôle crucial dans ces dernières. Nous avons analysé quelques géométries standard telles que celle des polygones réguliers et avons identifié celles qui sont susceptibles d'exploitation dans la pratique.

Nous avons ainsi étudié l'influence de la qualité de gravure sur des microlasers carrés dont la courbure des coins est contrôlée. Ces travaux nous ont permis de mettre en évidence la robustesse des résonances dans ce type de cavité et de préciser le rôle des coins sur le couplage externe.

Une configuration assez originale a été proposée pour réaliser un microlaser unidirectionnel, combinant deux types de perturbation du disque : une déformation externe (en jouant sur la forme du contour) et une déformation interne (par introduction d'une ou plusieurs vacances circulaires). Cette étude a bénéficié de simulations numériques avec un modèle de rayons qui s'est révélé très prédictif et en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Quelques caractéristiques ayant trait plus spécifiquement à l'effet laser dans ces microrésonateurs organiques ont été également observées.

**Abstract:**

Polymer based micro-cavity-lasers are featuring a very attractive field towards the renewal of technologies and functionalities in integrated photonics, with a broad application potential in bio-optoelectronics. Their relative ease of manufacturing, compatibility with other technologies (such as inorganic semiconductor based), multi-scale structural flexibility in-keeping with specific demands for a range of different types of sources for various applications, the lower refractive index of organic materials which facilitates laser out-coupling as well as sensitivity towards environmental interactions, qualify polymer based microlasers towards a broad spectrum of applications ranging from information technologies to optical microsensing in chemistry and biology.

In this work, we report on the fabrication and characterization of polymer micro-cavity lasers in terms of their spatial and spectral properties. The geometry of the cavities plays a dominant role in the emission properties. We analyzed the situation of a few prototypical geometries such as regular polygons and singled-out those properties which could be exploitable in practice.

The influence of the etching quality was investigated in the case of square microlasers with corners rounded-off in a controlled manner. This study allowed us to demonstrate the robustness of resonances for such microcavity types as well as analyze the role of corners on the out-coupling properties.

An original configuration was proposed to realize an unidirectional emission microlaser combining geometry deformation and introduction of circular vacancies within the cavity. This study was supported by predictive ray simulations which came in good agreement with experimental results. Finally, features more specifically pertaining to lasing in organic resonators were observed and are being reported.