



**HAL**  
open science

# Étude des propriétés dynamiques de microcavités semiconductrices par spectroscopie optique résolue en temps

Sylvain Perret

► **To cite this version:**

Sylvain Perret. Étude des propriétés dynamiques de microcavités semiconductrices par spectroscopie optique résolue en temps. Physique [physics]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALY106 . tel-04661841

**HAL Id: tel-04661841**

**<https://theses.hal.science/tel-04661841v1>**

Submitted on 25 Jul 2024

**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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Unité de recherche : PHotonique, ELelectronique et Ingénierie Quantiques

**Étude des propriétés dynamiques de microcavités semiconductrices  
par spectroscopie optique résolue en temps**

**Probing the dynamic properties of semiconductor optical  
microcavities by time-resolved optical spectroscopy**

Présentée par :

**Sylvain PERRET**

Direction de thèse :

**Jean-Michel GERARD**

INGENIEUR HDR, CEA CENTRE DE GRENOBLE

Directeur de thèse

**Joël BLEUSE**

INGENIEUR-CHERCHEUR, CEA CENTRE DE GRENOBLE

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

**CHRISTELLE MONAT**

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, ECOLE CENTRALE LYON

**VALERY ZWILLER**

PROFESSEUR, KTH ROYAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Thèse soutenue publiquement le **20 décembre 2023**, devant le jury composé de :

**CHRISTELLE MONAT**

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, ECOLE CENTRALE LYON

Rapporteuse

**VALERY ZWILLER**

PROFESSEUR, KTH ROYAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Rapporteur

**DAVID FERRAND**

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE GRENOBLE  
ALPES

Président

**CHRISTOPHE COUTEAU**

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE DE  
TECHNOLOGIE DE TROYES

Examineur











# Remerciements

Ce manuscrit vient conclure un travail de recherche de trois années, effectué au sein de l'équipe mixte CEA-CNRS Nanophysique et Semiconducteurs (NPSC), sous la direction de Jean-Michel Gérard, et co-encadrée par Joël Bleuse.

Je souhaite tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Jean-Michel Gérard, pour son soutien, son expertise et sa disponibilité sans faille. Ses conseils éclairés et son engagement ont été d'une valeur inestimable et ont largement contribué à la réalisation de ce travail de thèse.

Je tiens également à remercier mon co-encadrant de thèse, Joël Bleuse, pour m'avoir transmis l'art de la spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, pour sa confiance, et ses réponses toujours rigoureuses à mes diverses questions. Je remercie par ailleurs également chaleureusement Henri Mariette, sans lequel je n'aurais probablement pas réalisé de thèse de doctorat.

Je remercie également David Ferrand, le président du jury, ainsi que Christelle Monat, Valéry Zwiller et Christophe Couteau, membres du jury qui ont consacré leur temps et leur expertise pour évaluer mon travail de recherche, ainsi que pour leur présence à ma soutenance de thèse.

Je souhaite exprimer mes remerciements à toute l'équipe du laboratoire NPSC pour leur collaboration, leurs échanges scientifiques fructueux et leur convivialité, en particulier durant les traditionnelles pauses café matinales qui ont été une occasion précieuse d'échanger et de tisser des liens. Leurs idées et leur soutien ont contribué à rendre cette expérience de recherche extrêmement enrichissante.

Je terminerai mes remerciements par une pensée toute particulière à Alexandre Concordel, Remy Vermeersch, Rana Tanos, Matteo Finazzer, Simon Sanchis, et enfin bien sûr à mon incroyable co-bureau Fabien Jourdan.





# Table des matières

- Introduction** **1**
  
- 1 Propriétés des cavités optiques** **5**
  - 1.1 Confinement du champ électromagnétique . . . . . 6
    - 1.1.1 Confinement spatial . . . . . 6
    - 1.1.2 Le facteur de qualité . . . . . 9
  - 1.2 Géométries de microcavités optiques . . . . . 11
    - 1.2.1 Les miroirs de Bragg . . . . . 12
    - 1.2.2 Les cavités optiques planaires . . . . . 14
      - 1.2.2.1 La longueur effective . . . . . 16
      - 1.2.2.2 Le rayon de mode . . . . . 19
    - 1.2.3 Les cavités optiques 0D . . . . . 21
      - 1.2.3.1 Le volume modal . . . . . 21
      - 1.2.3.2 Les microdisques . . . . . 22
      - 1.2.3.3 Les cavités à cristaux photoniques . . . . . 22
      - 1.2.3.4 Les micropiliers . . . . . 23
  - 1.3 Émetteurs & couplage aux cavités optiques . . . . . 28
    - 1.3.1 Boîtes quantiques . . . . . 30
    - 1.3.2 Couplage émetteur/cavité : couplage fort & effet Purcell . . . . . 32
  - 1.4 Applications potentielles . . . . . 37
    - 1.4.1 Filtres en fréquences . . . . . 37
    - 1.4.2 Microlasers . . . . . 38
    - 1.4.3 Sources de photons uniques . . . . . 40
  - 1.5 La commutation de cavité optique . . . . . 41
    - 1.5.1 Commutation par injection de porteurs libres . . . . . 42
    - 1.5.2 Commutation par changement d'indice : l'effet Kerr . . . . . 45
  - 1.6 Conclusion . . . . . 45

---

<b>2</b>	<b>Commutation différentielle des modes résonants d'un micropilier</b>	<b>49</b>
2.1	Commutation d'une microcavité optique . . . . .	50
2.1.1	Sonder les modes des micropiliers avec une source de lumière interne . . . . .	50
2.1.2	Configuration expérimentale . . . . .	53
2.2	Caractéristiques d'une commutation . . . . .	56
2.2.1	" <i>Switch-on</i> " . . . . .	57
2.2.2	Diffusion & recombinaison des charges libres : " <i>Switch-off</i> " . . . . .	60
2.2.2.1	Discrétisation de la seconde Loi de Fick . . . . .	61
2.2.2.2	Centre du micropilier : $\bar{r} = 0$ . . . . .	62
2.2.2.3	Périmètre du micropilier : $\bar{r} = R$ . . . . .	62
2.3	Commutation différentielle des modes d'un micropilier . . . . .	66
2.3.1	Structure modale . . . . .	66
2.3.2	Croisement de modes . . . . .	71
2.4	Commutation différentielle hors axe . . . . .	77
2.5	Étude de l'amplitude de commutation maximale . . . . .	80
2.5.1	Saturation de commutation expérimentale . . . . .	81
2.6	Modélisation de l'amplitude de commutation maximale . . . . .	82
2.6.1	La Méthode des Matrices de Transfert . . . . .	85
2.6.2	Modèles de dispersion des indices de réfraction de GaAs et AlAs . . . . .	90
2.6.3	Application à la modélisation de l'amplitude de commutation d'un micropilier . . . . .	91
2.6.4	Estimation de $G_{\text{sat}}$ . . . . .	104
2.7	Conclusion . . . . .	107
<b>3</b>	<b>Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel</b>	<b>111</b>
3.1	Structure . . . . .	112
3.1.1	Conception des cavités . . . . .	112
3.1.2	Caractérisation par Diffraction de Rayons X . . . . .	114
3.1.3	Caractérisation du gradient latéral . . . . .	114
3.1.4	Ajustement des modèles de dispersion d'indice . . . . .	117
3.1.5	Détermination de l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs . . . . .	119
3.1.5.1	Méthode de Hakki & Paoli . . . . .	123
3.1.5.2	Méthode de mesure de la transmission d'une impulsion laser . . . . .	126
3.1.5.3	Estimations de $Q$ par la Méthode des Matrices de Transfert . . . . .	129
3.2	<i>Ring-Down</i> sur cavité planaire . . . . .	132
3.2.1	Configuration expérimentale . . . . .	132
3.2.2	Méthode d'ajustement des profils de <i>Ring-Down</i> . . . . .	133
3.2.3	Résultats sur la cavité planaire homogène (Cavité n°1) . . . . .	138
3.2.4	Étude du profil de décroissance de la cavité planaire homogène (Cavité n°1) . . . . .	140
3.2.4.1	Modélisation du profil de décroissance . . . . .	142

---

3.2.4.2	Résultats expérimentaux avec un masque métallique sur la cavité . . . .	144
3.2.4.3	Détermination du domaine de validité de la modélisation . . . . .	146
3.2.4.4	Facteur de qualité en fonction de la densité de puissance de l'impulsion laser . . . . .	153
3.2.5	Modélisation du comportement des modes en fonction de la température : positions et facteurs de qualité . . . . .	154
3.2.6	Résultats sur la cavité planaire avec gradient d'épaisseurs (Cavité n°2) . . . . .	155
3.3	Conclusion . . . . .	159
<b>4</b>	<b>Commutation ultrarapide de l'effet Purcell</b>	<b>163</b>
4.1	Modélisation : Couplage cavité/émetteur unique . . . . .	164
4.2	Modélisation : Couplage cavité/collection d'émetteurs . . . . .	171
4.3	Génération d'impulsions courtes à l'échelle de quelques picosecondes par commutation "on-off" de l'effet Purcell . . . . .	174
4.4	Mesures sur un micropilier à grand Q . . . . .	177
4.4.1	Estimation des facteurs de Purcell . . . . .	178
4.4.2	Couplage transitoire . . . . .	179
4.4.3	Couplage transitoire : Mesure d'émission sur les flancs du micropilier . . . . .	182
4.5	Conclusion . . . . .	187
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>193</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>







# Introduction

Dans les années 1860, les équations de Maxwell ont unifié les travaux antérieurs sur l'électricité et le magnétisme, réalisés notamment par des physiciens tels que Gauss, Faraday et Ampère, attribuant du même coup une nature ondulatoire à la lumière. Par ailleurs, les travaux menés par John William Strutt Rayleigh en 1900 sur le rayonnement du corps noir et complétés par James Jeans, ont abouti à la loi de *Rayleigh-Jeans* qui décrit la distribution en énergie du rayonnement électromagnétique d'un corps en équilibre thermodynamique en fonction de sa température. Bien que cette loi permettait une description satisfaisante du rayonnement du corps noir pour les basses fréquences, ses prédictions s'écartaient des mesures expérimentales sur le volet des plus hautes fréquences. Plus précisément, la loi de *Rayleigh-Jeans* divergeait aux courtes longueurs d'onde, ce qui impliquait une émission d'énergie infinie. Cet épisode de l'histoire des sciences restera connu pour avoir été qualifiée de *catastrophe ultraviolette* par le physicien Paul Ehrenfest et pour avoir donné naissance au postulat de Max Planck, selon lequel la lumière ne pouvait être émise que par paquets d'énergie indivisibles et de valeurs proportionnelles à sa fréquence. Alors que cette découverte était qualifiée d'"artifice de calcul mathématique" par son propre auteur, elle fut pourtant exploitée par Albert Einstein, qui proposa en 1905 une explication à l'effet photoélectrique. En considérant que la lumière était constituée de paquets d'énergie (de *quanta*) et que l'énergie de ces *quanta* était proportionnelle à la fréquence de l'onde électromagnétique qui leur était associée, il montra qu'un électron ne pouvait être arraché au métal qu'à partir d'une fréquence seuil et non pas à partir d'un seuil d'intensité lumineuse. Au-delà d'une fréquence donnée, un *quanta* posséderait donc l'énergie suffisante pour arracher un électron au métal et la lui transmettrait intégralement sous forme d'énergie cinétique. Ainsi, alors que Maxwell attribuait à la lumière une onde électromagnétique, Albert Einstein lui attribua une nature corpusculaire et le *quanta* fut plus tard renommé *photon*.

En 1913, Niels Bohr appliqua le concept de quantification au modèle de Rutherford (noyau autour duquel orbitent des électrons), qui a abouti à une excellente prédiction des propriétés spectrales des atomes. Les raies spectrales sombres du rayonnement solaire pouvaient alors être interprétées comme la conséquence de l'absorption par les espèces atomiques présentes sur le trajet. Plus précisément, elles pouvaient être attribuées à des énergies de transition de l'électron, parfaitement définies et caractéristiques de l'atome considéré. En 1916, Albert Einstein proposa un modèle simple à deux niveaux d'énergie, expliquant les trois phénomènes régissant le comportement spectral d'un atome à deux niveaux : l'ab-

sorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. La probabilité d'émission spontanée d'un atome excité était alors pensée comme un attribut intrinsèque à l'atome.

Ce n'est qu'en 1954 que Edward Mills Purcell suggéra que l'émission spontanée d'un émetteur à deux niveaux dépendait de son environnement électromagnétique [1]. Plus précisément, il suggéra que son taux d'émission spontanée était d'autant plus grand que la densité de modes électromagnétiques de l'environnement dans lequel il était placé était élevée. Le taux d'émission spontanée en espace libre était donc supposée être différente de celle dans un espace confinant le champ électromagnétique, telle qu'une cavité optique. Conformément à ses prédictions, le phénomène fut démontré expérimentalement dans les années 1980s, par des expériences d'inhibition et d'accélération de l'émission spontanée d'atomes de Rydberg en cavité [2, 3]. Ces deux expériences donnèrent ainsi naissance au domaine d'étude de l'interaction entre un émetteur et une cavité optique (CQED : *Cavity Quantum Electrodynamics*) [4], pour lequel le Prix Nobel a été décerné à Serge Haroche en 2012.

Pendant cette période, sous l'essor de l'opto-électronique, le développement de la croissance en physique du solide de cristaux par épitaxie par jets moléculaires a permis l'élaboration d'un nouveau type d'émetteur : la boîte quantique. Cet émetteur a alors été assimilé à un système à deux niveaux similaire à celui d'un atome, s'il est porté à basse température. Pour cette raison, les boîtes quantiques sont fréquemment surnommées "atomes artificiels". Ainsi, alors que les recherches sur les émetteurs en cavité restaient très contraignantes expérimentalement en raison de la difficulté d'isolation d'un atome, l'intégration de boîtes quantiques au cours de la croissance de cavités optiques faites de semi-conducteurs a ouvert la voie à tout un pan d'étude des interactions entre émetteur et cavité.

En 1998, Jean-Michel Gérard a ainsi montré l'accélération de l'émission spontanée — depuis renommée *effet Purcell* — de boîtes quantiques en InAs dans une cavité optique en GaAs de type *micropilier* [5]. À ce stade, les émetteurs en cavité pouvaient soit toujours être en interaction avec les modes de cavité, soit ne jamais l'être, selon que leurs fréquences soient ou non accordées aux modes résonants de la cavité. Des méthodes ont alors été proposées afin d'ajuster la fréquence des modes sur une échelle de temps inférieure à celle de la durée de vie des émetteurs et du temps de stockage de la cavité, ouvrant de fait la possibilité de contrôler de façon dynamique l'émission d'un émetteur [6–9]. Il s'agit du phénomène de commutation de cavité, dont fait l'objet ce travail de thèse.

En s'adossant aux travaux menés jusqu'à aujourd'hui, ce manuscrit de thèse porte sur l'interaction entre des cavités optiques faites de GaAs et des boîtes quantiques de InAs. Le phénomène de commutation sera exploité pour étudier le couplage transitoire entre les émetteurs et les modes de cavité. Par ailleurs, en utilisant les boîtes quantiques comme source de lumière interne, les modes commutés eux-mêmes seront étudiés. Enfin, les modes de cavités planaires sans émetteur seront étudiés afin d'être exploités ultérieurement pour une démonstration du changement de couleur d'un photon au cours de son stockage en cavité.

---

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante :

Le **Chapitre 1** a pour sujet la présentation des concepts théoriques sous-jacents aux cavités optiques. Il débutera en abordant en premier lieu leurs caractéristiques globales (telles que la longueur effective  $L_{\text{eff}}$ , la finesse  $F$ , le facteur de qualité  $Q$  et le rayon du mode  $r_{\text{eff}}$ ), pour ensuite se concentrer sur les microcavités optiques construites à partir de matériaux semi-conducteurs. En explorant diverses géométries de cavités, nous introduirons par la même occasion une propriété supplémentaire : le volume modal effectif  $V_{\text{eff}}$ . Cette propriété sera exploitée pour expliquer l'interaction entre le mode de cavité et un émetteur. Les différents types d'émetteurs seront finalement discutés et l'accent sera mis sur les boîtes quantiques.

Le **Chapitre 2** est dédié à l'étude des modes de cavité de type *micropilier* en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, en utilisant les boîtes quantiques comme source de lumière interne au cours de leurs commutations. Les caractéristiques de la commutation des modes seront présentées, ainsi qu'un modèle expliquant leurs relaxations. En corrélation avec les cartes de champs, ce modèle mettra en exergue le concept de commutation différentielle des modes. Ce phénomène sera exploré expérimentalement à différentes amplitudes de commutation, jusqu'à observer une réorganisation transitoire des modes. En outre, l'amplitude de commutation d'un mode sera étudiée et modélisée sur son volet à basse puissance avec la Méthode des Matrices de Transfert adaptée. Il sera également montré expérimentalement comment une perturbation localisée, située hors de l'axe du micropilier, peut entraîner la levée de la dégénérescence de certains modes.

Le **Chapitre 3** est dédié à l'étude du temps de stockage de cavités planaires (sans émetteur), préalable nécessaire à leur utilisation comme objet capable de changer l'énergie d'un photon au cours de son stockage en cavité. La conception et la caractérisation de cavités planaires géantes  $33\lambda/n_{\text{GaAs}}$  sont présentées, ainsi que leurs modélisations avec la Méthode de Matrices de Transfert. En utilisant des modèles de dispersion d'indices de GaAs et AlAs adaptés, les facteurs de qualités théoriques des différents modes seront estimés. Les modélisations seront mises en regard des mesures de  $Q$  expérimentales, obtenues au cours d'expériences dites de *Ring-Down* menées en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps.

Le **Chapitre 4** traite de l'étude de l'effet Purcell transitoire et de ses signatures, sur des cavités de type *micropilier*. Une modélisation du couplage transitoire entre un mode de cavité et un émetteur individuel sera développé. Cette approche permettra de connaître l'évolution de la population excitonique d'un émetteur ainsi que les variations d'intensité de la photoluminescence, en fonction de la durée de couplage  $\Delta t$ , du facteur de qualité  $Q$  et du facteur de Purcell  $F_p$ . Les modélisations seront ensuite étendues à une collection d'émetteurs et seront comparées aux mesures expérimentales de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps.



# Propriétés des cavités optiques

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Confinement du champ électromagnétique</b>	<b>6</b>
1.1.1	Confinement spatial	6
1.1.2	Le facteur de qualité	9
<b>1.2</b>	<b>Géométries de microcavités optiques</b>	<b>11</b>
1.2.1	Les miroirs de Bragg	12
1.2.2	Les cavités optiques planaires	14
1.2.3	Les cavités optiques 0D	21
<b>1.3</b>	<b>Émetteurs &amp; couplage aux cavités optiques</b>	<b>28</b>
1.3.1	Boîtes quantiques	30
1.3.2	Couplage émetteur/cavité : couplage fort & effet Purcell	32
<b>1.4</b>	<b>Applications potentielles</b>	<b>37</b>
1.4.1	Filtres en fréquences	37
1.4.2	Microlasers	38
1.4.3	Sources de photons uniques	40
<b>1.5</b>	<b>La commutation de cavité optique</b>	<b>41</b>
1.5.1	Commutation par injection de porteurs libres	42
1.5.2	Commutation par changement d'indice : l'effet Kerr	45
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>45</b>

---

Ce chapitre est dédié à la présentation des aspects théoriques des cavités d'une part et de leurs interactions avec un émetteur, d'autre part. Il s'attachera d'abord à présenter les aspects théoriques des cavités optiques, en traitant tout d'abord de leurs propriétés générales (la longueur effective, la finesse, le facteur de qualité, le rayon du mode), puis se focalisant sur les microcavités optiques faites de matériaux semi-conducteurs. Une liste d'émetteurs sera présentée, aboutissant à une présentation plus fine des propriétés d'un type d'émetteur en particulier : les boîtes quantiques.

La présentation de différentes géométries de cavités 0D sera l'occasion d'introduire une propriété supplémentaire : le volume effectif modal. Cette caractéristique sera ensuite exploitée pour expliquer le phénomène de couplage faible entre les boîtes quantiques et les cavités optiques.

## 1.1 Confinement du champ électromagnétique

Une cavité est un objet confinant une onde dans un espace physique. Cette onde peut notamment être mécanique (instrument de musique) ou optique (cavité laser). Les cavités optiques sont donc des objets ayant la capacité de confiner un champ électromagnétique dans un certain espace et pendant une certaine durée. Une cavité optique commune est la cavité Fabry-Perot, qui confine la lumière entre deux miroirs plans parallèles placés à une certaine distance l'un de l'autre.

Une microcavité optique est donc une cavité dont au moins l'une des dimensions de confinement de la lumière est de l'ordre de grandeur de sa longueur d'onde — soit, de l'ordre du micromètre dans le visible —. La microcavité optique est dite planaire lorsqu'elle ne confine le champ électromagnétique que dans une seule direction de l'espace, par exemple lorsque deux miroirs plans infinis sont placés face à face). Elle peut également confiner le champ électromagnétique selon deux dimensions, comme dans les guides d'onde ou les fibres optiques, ou encore selon les trois dimensions de l'espace, comme dans les cavités à cristaux photoniques, les microdisques ou les micropiliers.

Les propriétés des cavités optiques proviennent de la capacité à circonscrire la lumière dans un espace donné, par réflexion à ses frontières, à des couples énergie/vecteur d'onde donnés. Ce phénomène est appelé confinement optique et peut être obtenu par différents types de réflexion dont il sera question dans cette section. Les sections suivantes traiteront des conditions d'interférences nécessaires à l'obtention de *modes de résonance*.

### 1.1.1 Confinement spatial

Un champ électromagnétique est confiné lorsque son extension est circonscrite à un volume limité de l'espace, par ses réflexions dans une structure. Le phénomène de réflexion peut notamment avoir lieu avec des miroirs plans, ou par réflexion totale interne. Cette partie a pour objectif de présenter ces deux modes de confinement, à travers le cas de la cavité Fabry-Perot et du guide d'onde.

Dans le cas d'une cavité optique de type Fabry-Perot, la réflexion peut être assurée par deux miroirs plans métalliques parallèles. La réflexion est alors possible sur une large plage d'énergies des photons et le coefficient de réflexion des miroirs est compris entre 0.5 et 0.88, selon le métal et l'énergie considérée (Figure 1.1).

Les miroirs diélectriques sont une alternative aux miroirs métalliques, dont les plus courants sont les *miroirs de Bragg*. Ces derniers sont des structures périodiques composées de couches de matériaux diélectriques, auxquels les matériaux semiconducteurs peuvent être assimilés lorsque les photons ont une énergie inférieure à leur gap (Figure 1.2). Les miroirs de Bragg ont des réflectivités proches de 1 autour de la longueur d'onde pour laquelle ils sont dimensionnés. Leur fonctionnement est basé sur le phénomène d'interférence constructive du champ électromagnétique après réflexion aux interfaces de la structure périodique. En considérant une seule interface  $n_1/n_2$  de deux matériaux d'indices  $n_1$  et  $n_2$

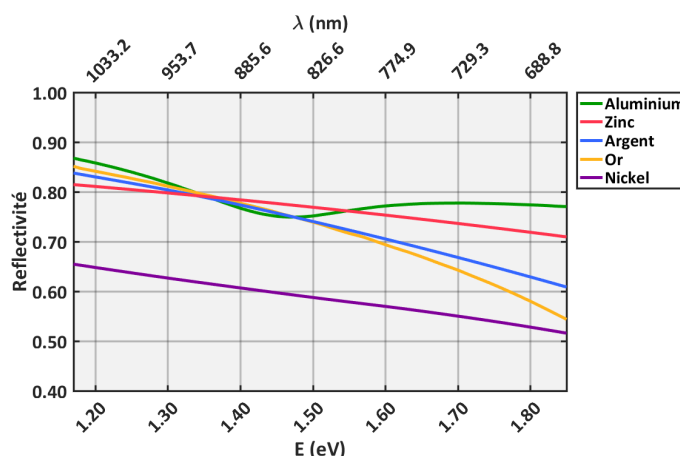


FIGURE 1.1 : **Réflectivité de miroirs métalliques en incidence normale.** Courbes tracées avec les modèles de dispersion des indices de réfraction des métaux issus de [10–13]. L'indice du milieu incident est fixé à 1.

(avec  $n_1$  l'indice du milieu incident, et  $n_1 > n_2$ ), un faisceau monochromatique d'angle d'incidence nul est réfléchi partiellement sans déphasage à l'interface. Si la fraction transmise est réfléchi à son tour à une seconde interface  $n_2/n_1$ , elle subit cette fois un déphasage de  $+\pi$  par rapport à l'onde incidente. L'épaisseur du matériau doit donc être choisie de façon à ce que le déphasage d'un aller-retour de l'onde dans la couche soit de  $+\pi$ , pour atteindre un déphasage total de  $+2\pi$  et ainsi interférer constructivement avec l'onde réfléchi à la première interface. Ces structures sont efficaces dans une plage d'énergies et d'angles d'incidence précis. Leurs propriétés seront développées plus en détails dans la section 1.2.1.

Le phénomène de réflexion totale interne peut être également exploité pour le confinement du champ électromagnétique. Ainsi, un faisceau incident provenant d'un milieu d'indice  $n_1$  et dirigé vers un milieu d'indice  $n_2$  avec un angle supérieur à un angle critique  $\theta_c$  est totalement réfléchi à l'interface  $n_1/n_2$  (Équation 1.1 ; Figure 1.3). Ce phénomène est notamment utilisé dans les fibres optiques à saut d'indice, et plus généralement dans les guides d'onde ; il s'agit alors d'un confinement dans deux dimensions de l'espace. Il peut être limité par les éventuelles rugosités de surface, et par le rayon de courbure à l'interface. La réflexion totale interne peut être utilisée pour l'élaboration de microcavités de forme circulaire telles que les microdisques et les microsphères [14]. Dans ce cas, le champ électromagnétique est confiné dans les trois dimensions de l'espace par réflexion sur le périmètre interne de la structure, et forme des modes de résonance par interférence constructive.

Si la lumière est confinée dans un milieu non absorbant, les pertes de la cavité sont principalement dues à la transmission à travers les miroirs et à leur éventuelle diffusion. Les pertes d'une cavité sont donc proportionnelles au nombre de réflexions aux interfaces par unité de temps. Dans le cas d'une cavité plane, les pertes sont proportionnelles au nombre d'aller-retour de la lumière dans la cavité et

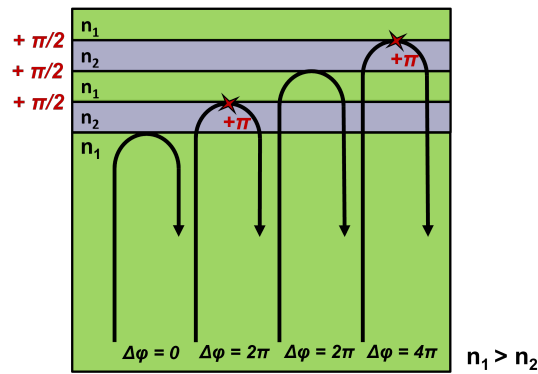
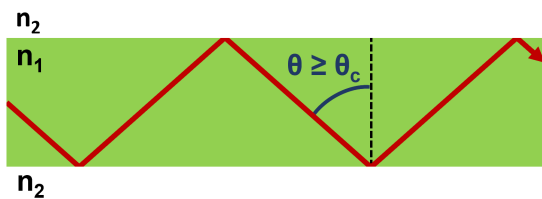


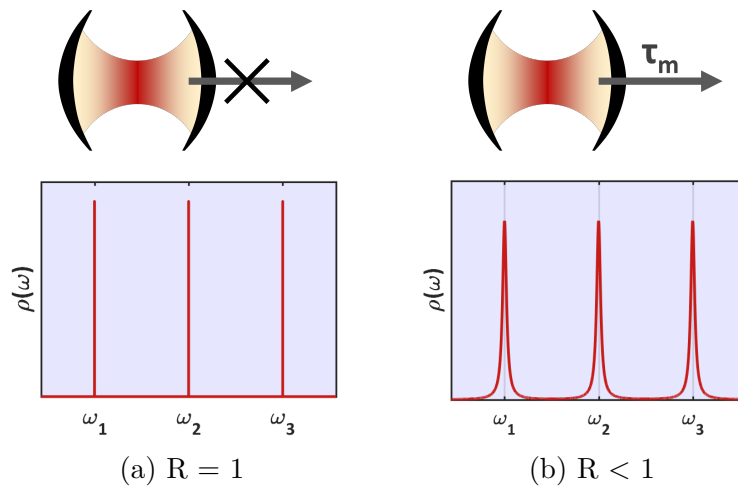
FIGURE 1.2 : Schéma de principe d'un miroir de Bragg ( $n_1 > n_2$ ). Les épaisseurs des couches sont choisies de façon à introduire un déphasage local de  $\pi/2$  exactement avant chaque interface. L'onde provenant du matériau d'indice  $n_2$  réfléchi sur un matériau d'indice supérieur  $n_1$  subit un déphasage de  $\pi$ . Les phases des ondes réfléchies sur toutes les interfaces sont donc toutes des multiples de  $2\pi$  et interfèrent constructivement.



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

FIGURE 1.3 : Schéma de principe du confinement par réflexion totale interne ( $n_1 > n_2$ ). Le faisceau incident est confiné dans la structure si son angle  $\theta$ , par rapport à la normale à l'interface entre les matériaux d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , est supérieur à l'angle critique  $\theta_c$  (Équation 1.1).





**FIGURE 1.4 : Densité d'états  $\rho(\omega)$  d'une cavité optique dans le domaine spectral.** (a) Cavité parfaite : la lumière reste confinée pendant une durée infinie. Spectralement, les modes sont des pics de Dirac. (b) Cavité réelle : les pertes par transmission, absorption ou diffusion vident la cavité selon une exponentielle décroissante de constante de temps  $\tau_m$  dépendante du mode  $m$ . Spectralement, les modes sont élargis.

inversement proportionnelles à la distance entre les miroirs.

Les propriétés des cavités et leurs liens avec les coefficients de réflexion des miroirs et les distances entre ceux-ci seront discutés plus en détail dans la suite de ce chapitre ; on peut cependant comprendre que, dans le cadre de la réalisation d'une cavité plane de longueur micrométrique, le coefficient de réflexion des miroirs est un paramètre critique. Dans ce cas, les coefficients de réflexion des miroirs métalliques sont trop faibles pour stocker durablement le champ électromagnétique. Les microcavités planaires nécessitent donc l'utilisation de miroirs plus efficaces, tels que les miroirs de Bragg.

### 1.1.2 Le facteur de qualité

Une cavité optique parfaite a la capacité de confiner la lumière pendant une durée infinie. Cela implique que la lumière injectée dans la cavité soit totalement réfléchi à sa frontière. Dans le cas d'un confinement obtenu avec des miroirs, les coefficients de réflexion  $R$  doivent donc être égaux à 1. Les modes de résonance de la cavité dans le domaine spectral peuvent alors être représentés par des pics de Dirac (Figure 1.4 (a)). Expérimentalement, une cavité n'est jamais parfaite, et présente toujours des pertes par transmission, absorption ou diffusion. Dans le domaine spectral, ces pertes se traduisent alors par un élargissement des modes, qui prennent alors des profils Lorentziens. Cette partie a pour objectif de décrire le lien entre le comportement d'une cavité optique dans le domaine temporel, et sa traduction dans le domaine spectral (Figure 1.4 (b)).

Une cavité réelle confine la lumière entre deux miroirs ou interfaces dont les coefficients de réflexion sont inférieurs à 1. La lumière fait donc des aller-retours entre les miroirs de la cavité, en étant partielle-

ment transmise, absorbée ou diffusée à chaque cycle. L'énergie initiale  $I(0)$  stockée dans la cavité décroît alors exponentiellement au cours du temps, selon un temps caractéristique  $\tau_m$  propre à chaque mode  $m$  (Équation 1.2).

$$I_m(t) = I_m(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_m}} \quad (1.2)$$

Le champ électrique  $E_m$  correspondant peut s'écrire sous la forme de l'Équation 1.3.

$$E_m(t) \propto e^{-\frac{t}{2\tau_m} - i\omega_m t} \quad (1.3)$$

On en déduit l'approximation au premier ordre (Équations 1.4 et 1.5).

$$I_m(t) = I_m(0) \times \left(1 - \frac{t}{\tau_m}\right) \quad (1.4)$$

$$I_m(0) - I_m(t) = I_m(0) \times \frac{t}{\tau_m} \quad (1.5)$$

On peut alors introduire la notion de facteur de qualité, noté  $Q$ . Cette caractéristique, commune à tous les résonateurs, correspond au rapport entre l'énergie stockée et l'énergie perdue par cycle (Équation 1.6).

$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{Énergie stockée dans la cavité}}{\text{Énergie perdue par cycle}} \quad (1.6)$$

Dans le cas particulier du mode  $m$  de la cavité considérée, le facteur de qualité  $Q_m$  peut être calculé selon :

$$Q_m = 2\pi \cdot \frac{\text{Énergie stockée dans le mode de cavité } m}{\frac{\text{Énergie stockée dans le mode de cavité } m}{\tau_m} \cdot \frac{2\pi}{\omega_m}} = \tau_m \cdot \omega_m \quad (1.7)$$

Le facteur de qualité  $Q_m$  peut ainsi être estimé dans le domaine temporel, par mesure du temps caractéristique  $\tau_m$  à la fréquence  $\omega_m$ . Il sera décrit au Chapitre 3 la méthode connue sous le nom de *cavity Ring-Down*, utilisée à cette fin. Cette expérience consiste en l'envoi d'une impulsion laser sur la cavité, puis à la mesure des temps de déclin des modes [15].

La distribution spectrale associée au mode  $m$  peut être obtenue en calculant alors la transformée de Fourier de l'évolution temporelle du champ électromagnétique (Équation 1.8).

$$E_m(\omega) \propto \int_0^{\text{inf}} e^{-\frac{t}{2\tau_m}} \cdot e^{-i(\omega_m - \omega)t} \propto \frac{1}{\frac{1}{2\tau_m} + i(\omega_m - \omega)} \quad (1.8)$$

Le poids des différentes composantes spectrales du mode est proportionnel au module carré de  $E_m(\omega)$ . On obtient :

$$|E_m(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega_m - \omega)^2 + \frac{1}{4\tau_m^2}} \quad (1.9)$$

Cette équation correspond à un profil Lorentzien et sa largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega_m$  est inversement proportionnelle au temps de déclin caractéristique  $\tau_m$  (Équation 1.10).

$$\Delta\omega_m = \frac{1}{\tau_m} \quad (1.10)$$

Ainsi, on peut en déduire l'expression du facteur de qualité dans le domaine spectral, équivalente à son homologue dans le domaine temporel (Équation 1.11 ; Figure 1.5).

$$Q_m = \frac{\omega_m}{\Delta\omega_m} \quad (1.11)$$

$$\omega_m(Hz) = \frac{q(J/eV) \times E(eV)}{\hbar(J.s)} = 2\pi \frac{c(m/s) \times 10^9}{\lambda(nm)} \quad (1.12)$$

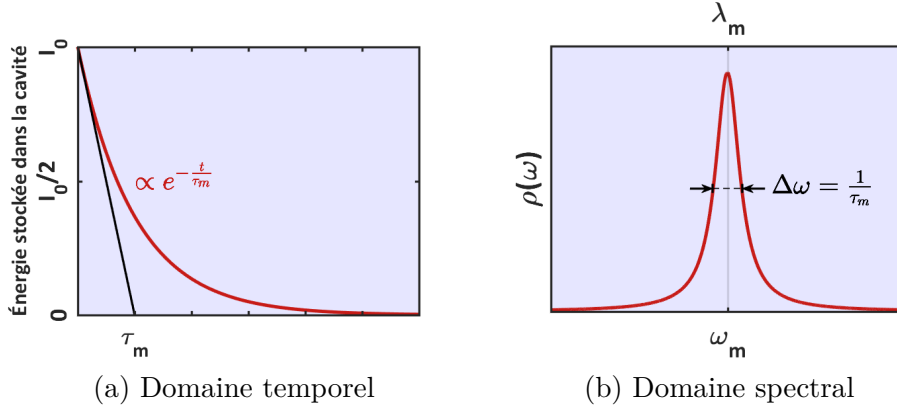
La mesure de la largeur à mi-hauteur d'un mode permet donc d'en déduire son facteur de qualité. Expérimentalement, cela est notamment possible avec des méthodes de spectroscopie en réflectivité ou transmission.

En fonction de leurs valeurs et de la résolution respective des méthodes à disposition, la mesure des facteurs de qualité peut être préférentiellement effectuée dans le domaine temporel ou dans le domaine spectral. Ainsi, si  $Q$  est égal à 1000 autour de  $1 \mu\text{m}$ , la largeur à mi-hauteur du mode correspondant dans le domaine spectral est de  $1 \text{ nm}$ , et son temps de déclin caractéristique  $\tau$  de  $0.53 \text{ ps}$ . Les résolutions typiques des équipements de spectroscopie sont alors suffisantes pour résoudre la largeur du mode. Comme ces méthodes sont généralement plus faciles à mettre en œuvre que les mesures résolues en temps, c'est cette première voie d'estimation de  $Q$  qui est généralement privilégiée lorsqu'elle est possible. Si, en revanche,  $Q$  vaut 100000, la largeur à mi-hauteur du mode vaut seulement  $0.01 \text{ nm}$  et  $\tau = 53 \text{ ps}$ . Les mesures résolues en temps deviennent alors pertinentes et préférables aux mesures spectroscopiques.

## 1.2 Géométries de microcavités optiques

Le champ électromagnétique peut être confiné selon une, deux, ou trois dimensions de l'espace, selon les géométries de cavités employées. Ces cavités sont respectivement notées 2D, 1D et 0D, c'est à dire avec le nombre de degrés de liberté restants. Cette section a pour objectif de présenter un bref état de l'art des géométries des cavités optiques en préalable à une présentation plus détaillée des cavités étudiées : les microcavités planaires (2D), et les microcavités de type *micropiliers* (0D).

Les microcavités optiques diélectriques planaires sont des cas particuliers de cavités de type Fabry-Perot. Ce sont des objets constitués de deux miroirs plans, confinant la lumière sur une direction de l'espace au sein d'un matériau semiconducteur. Il s'agit donc d'une cavité 2D. Ce type de cavité étant en



**FIGURE 1.5 : Équivalence d’estimation de  $\tau_m$  dans le domaine temporel et le domaine spectral.** (a) Décroissance exponentielle de l’énergie stockée dans la cavité. Le profil peut être mesuré expérimentalement avec une méthode de spectroscopie résolue en temps. (b) Profil Lorentzien du mode  $m$  dans le domaine spectral.

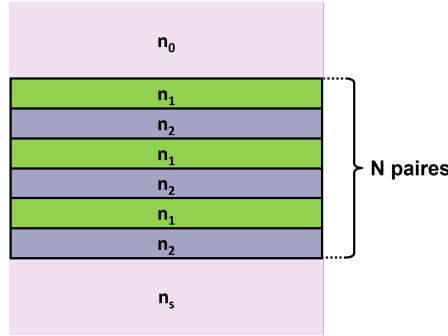
partie l’objet de cette thèse, leurs propriétés et comportements optiques sont détaillés dans les sections suivantes. Une manière d’appréhender le comportement des microcavités optiques est de considérer initialement un unique miroir de Bragg, placé dans l’air ou dans le vide, puis d’étendre l’explication aux cavités optiques planaires. Les propriétés des cavités planaires seront ensuite en partie utilisées dans le cadre des cavités de type *micropilier*.

### 1.2.1 Les miroirs de Bragg

Les miroirs de Bragg sont des structures périodiques planes constituées de deux matériaux (Figure 1.2.1). Un choix adéquat de ces matériaux et de leurs épaisseurs permet de placer les champs électromagnétiques réfléchis à chaque interface dans des conditions d’interférences constructives. Cet effet est renforcé par la multiplication du nombre d’interfaces sur lesquelles sont réfléchies le champ électromagnétique. Les épaisseurs des couches sont dimensionnées selon l’Équation 1.13 ;  $\lambda_0$  étant la longueur d’onde à la réflectivité maximale,  $n_j$  l’indice du réfraction du matériau  $j$ , et  $e_j$  son épaisseur.

$$e_j = \frac{\lambda_0}{4n_j} \tag{1.13}$$

La réflectivité des miroirs est optimale à  $\lambda_0$  (Équation 1.14), mais reste proche de 1 dans un intervalle spectral appelé *bande interdite*, centré à  $\lambda_0$  (Figure 1.7 (a)), et est d’autant plus élevée que le nombre de paires  $N$  le constituant est grand [16, 17]. En outre, la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  de la bande interdite peut être estimée avec l’équation 1.15.



**FIGURE 1.6 : Structure d'un miroir de Bragg.** Un miroir de Bragg est une structure périodique composée de matériaux d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ . Les épaisseurs optimales des couches sont respectivement  $\lambda_0/4n_1$  et  $\lambda_0/4n_2$ .  $n_0$  et  $n_s$  correspondent respectivement aux indices de réfraction du milieu dans lequel est placée la structure (généralement l'air ou le vide), et au substrat. La réflectivité de ce type de miroir est d'autant plus grande que le nombre de périodes  $N$  est élevé (Équation 1.14).

L'expression bande interdite *photonique* peut être employée par analogie avec la physique des semi-conducteurs. De la même manière qu'un cristal semiconducteur de périodicité parfaite présente une bande interdite dans son diagramme d'énergies, un miroir de Bragg est une structure périodique présentant un intervalle de longueurs d'onde dans lequel l'onde électromagnétique incidente n'est pas "permise" de pénétrer, en raison de l'absence de mode propagatif dans le miroir.

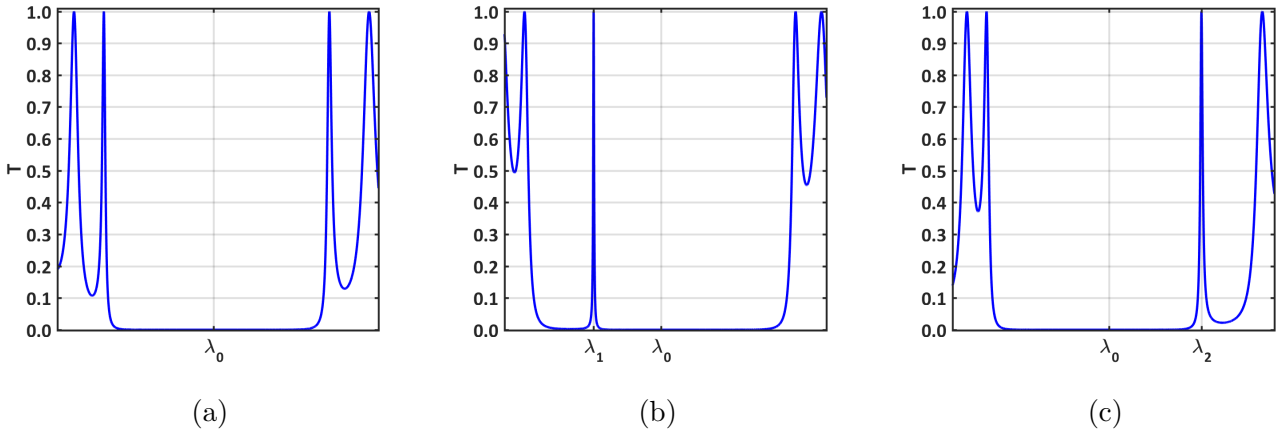
$$R(\lambda_0) = \left( \frac{1 - \frac{n_0}{n_s} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_0}{n_s} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2, \quad \text{avec } n_1 > n_2 \quad (1.14)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4}{\pi} \arcsin \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \quad (1.15)$$

Considérons maintenant un miroir de Bragg de matériaux d'indices  $n_1$  et  $n_2$ , pour lequel l'une des couches du matériau d'indice  $n_1$  est d'épaisseur différente de celles des autres. Ceci constitue un écart aux conditions d'interférence optimales de la structure qui introduit donc un déphasage entre les champs électromagnétiques réfléchis. Si cet écart est suffisamment grand, il se traduit par un pic de transmission à une longueur d'onde précise dans la bande interdite ; la structure devient alors une cavité optique, et ce pic de transmission correspond au mode de défaut localisé que l'on vient de créer.

Par analogie, une épaisseur de couche différente dans la structure périodique d'un miroir de Bragg est équivalente à la rupture de la périodicité d'un cristal semi-conducteur, dans lequel serait inséré un défaut ; il en résulterait alors l'introduction d'un niveau d'énergie intermédiaire dans sa bande interdite.

Un écart positif à l'épaisseur nominale de la couche d'indice  $n_1$  entraîne l'apparition de ce mode à



**FIGURE 1.7 : Transmittance d'un miroir de Bragg GaAs/AlAs, et introduction de défauts dans la périodicité.** (a) Spectre en transmittance d'un miroir de Bragg centré à  $\lambda_0$  et constitué de 29 paires de GaAs/AlAs d'épaisseurs  $\lambda_0/4n$ . (b) Miroir de Bragg dont la couche de GaAs centrale est fixée à  $(3/2) \times \lambda_0/n_{GaAs}$  (c) Miroir de Bragg dont la couche de GaAs centrale est fixée à  $(2/3) \times \lambda_0/n_{GaAs}$ . Les trois figures sont obtenues avec la méthode des matrices de transfert, sans substrat, et le modèle de dispersion d'indices de Ozaki & Adachi, dont il sera question dans la section 2.6.2; ce même modèle est utilisé pour toutes les figures similaires présentées plus loin.

une position spectrale  $\lambda_1 < \lambda_0$  (Figure 1.7 (b)), alors qu'un écart négatif crée ce mode à une position spectrale  $\lambda_2 > \lambda_0$  (Figure 1.7 (c)) [18].

### 1.2.2 Les cavités optiques planaires

Dans la configuration où l'épaisseur du défaut est égale à  $L_0 = N \times \lambda_0/2n_1$ , avec  $N \in \mathbb{N}$ , un mode de la cavité nouvellement créée apparaît à  $\lambda_0$ , au centre de la bande interdite. Cette couche est usuellement appelée *espaceur* ou *couche cavité* et constitue le milieu situé entre deux miroirs de Bragg, de comprenant respectivement  $N_1$  et  $N_2$  paires, et constitue le milieu de confinement (Figure 1.2.2). En outre, un espaceur d'épaisseur supérieure autorise l'apparition de nouveaux modes dans la bande interdite. Ces modes sont caractérisés par leurs intervalles spectraux libres (ISL), qui sont les distances spectrales les séparant. Le nombre de modes d'une cavité planaire est d'autant plus élevé, et les ISL faibles, que son espaceur est épais (Figure 1.9).

Il faut noter que les cavités optiques monolithiques sont crues sur un substrat. La réalisation d'une cavité composée de miroirs inférieur (côté substrat) et supérieur identiques conduit donc à une cavité optiquement asymétrique. La conséquence est un abaissement de la transmittance maximale au niveau des modes de cavité. Dans le cas précis d'un miroir de Bragg en GaAs/AlAs, la dissymétrie engendrée par le substrat peut être compensée par l'ajout de quatre paires de couches de matériaux supplémentaires côté substrat (Figure 1.10).

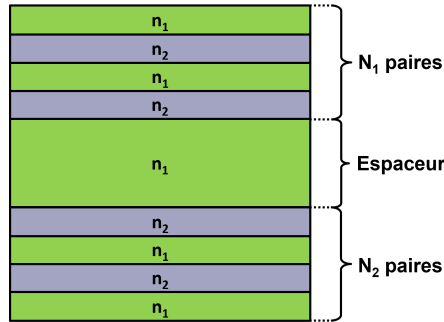


FIGURE 1.8 : Structure d'une cavité planaire sans substrat ( $n_1 > n_2$ ). L'augmentation de l'épaisseur de l'une des couches du matériau d'indice  $n_1$  du miroir de Bragg jusqu'à une épaisseur  $L_0 = \lambda_0/n_1$  aboutit à la création d'une cavité planaire avec un mode de défaut à  $\lambda_0$ , confinant la lumière entre deux miroirs de Bragg de  $N_1$  et  $N_2$  paires.

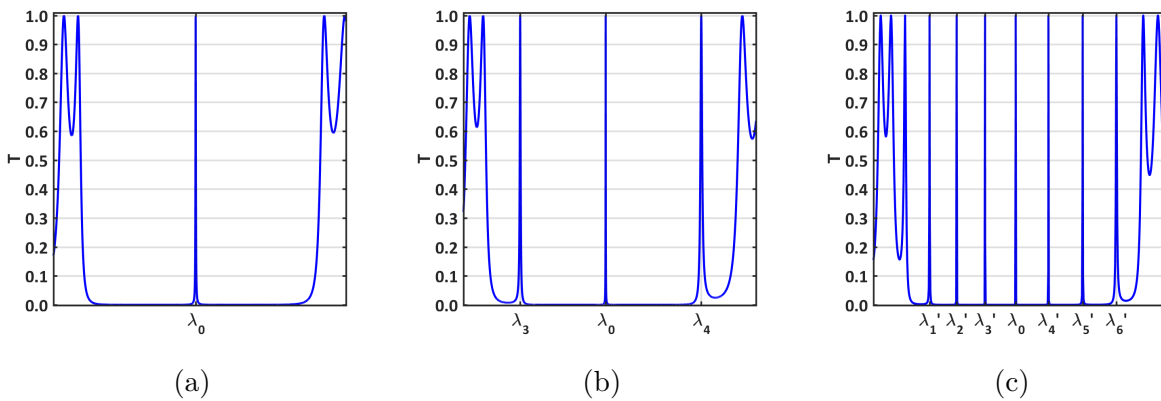
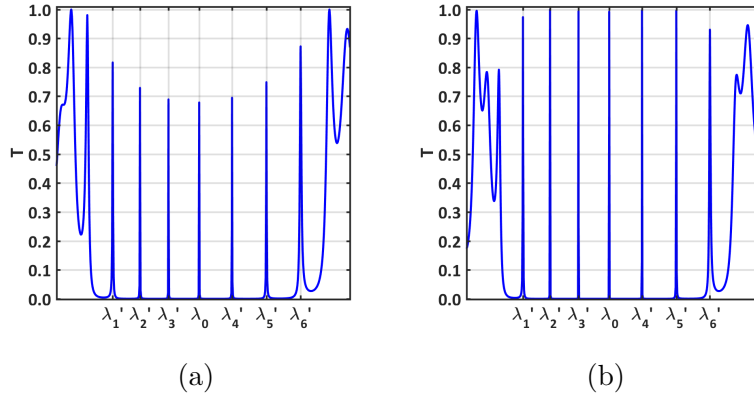


FIGURE 1.9 : Transmittance d'une cavité planaire symétrique, constituée de deux miroirs de 14 paires séparés par une couche d'espaceur  $L_0$  centrée à  $\lambda_0$ . (a)  $L_0 = \lambda_0/n_{GaAs}$ . (b)  $L_0 = 5 \times \lambda_0/n_{GaAs}$ . (c)  $L_0 = 20 \times \lambda_0/n_{GaAs}$ . Les trois figures sont obtenues avec le modèle utilisé pour la figure 1.7.



**FIGURE 1.10 : Transmittance d'une cavité plane d'épaisseur  $20 \times \lambda_0/n_{GaAs}$ .** (a) Cavité constituée de deux miroirs identiques de 14 paires de GaAs/AlAs sur substrat de GaAs. (b) Cavité constituée d'un miroir supérieur de 14 paires de GaAs/AlAs, et d'un miroir inférieur de 18 paires de GaAs/AlAs, sur substrat de GaAs. Les 4 paires supplémentaires du miroir inférieur compensent presque totalement l'asymétrie engendrée par le substrat. Les deux figures sont obtenues avec le modèle utilisé pour la figure 1.7.

### 1.2.2.1 La longueur effective

Dans le domaine spectral, les modes de la cavité plane se manifestent donc sous la forme de pic de transmittance à des longueurs d'onde précises dans la bande interdite. Spatialement, cela signifie que le mode est créé par interférence constructive du champ électromagnétique aux interfaces des miroirs à ces longueurs d'onde (Figure 1.11 (a)). L'intensité du champ électromagnétique est donc maximale au centre de l'espaceur, mais n'y est pas parfaitement circonscrite. En effet, une partie du champ électromagnétique pénètre dans les miroirs de Bragg pour y être réfléchi. La longueur de la cavité effective  $L_{eff}$  est donc supérieure à la longueur  $L_0$  de l'espaceur et peut être estimée avec les longueurs de pénétration  $L_p$  dans les miroirs inférieur et supérieur (Équation 1.16) [19].

$$L_{eff} = L_0 + 2L_p \tag{1.16}$$

$$L_p = \frac{\lambda_0}{n_{cav}} \cdot \frac{n_1 n_2}{4n_{cav} \times (n_1 - n_2)} \quad , \quad \text{avec } n_1 > n_2 \tag{1.17}$$

La longueur de pénétration  $L_p$  d'un miroir de Bragg correspond à la position à laquelle aurait été placé un miroir idéal introduisant un changement de phase équivalent à celui du miroir réel (Figure 1.11 (b)). Les miroirs idéaux sont de parfaits conducteurs de l'électricité, d'absorption nulle. La longueur effective correspond donc à la longueur équivalente d'une cavité Fabry-Perot composée de deux miroirs plans idéaux. En outre, on note que les longueurs de pénétration ne sont pas dépendantes du nombre de paires  $N_1$  et  $N_2$  constituant les miroirs de Bragg inférieurs et supérieurs, mais uniquement des indices de réfraction.



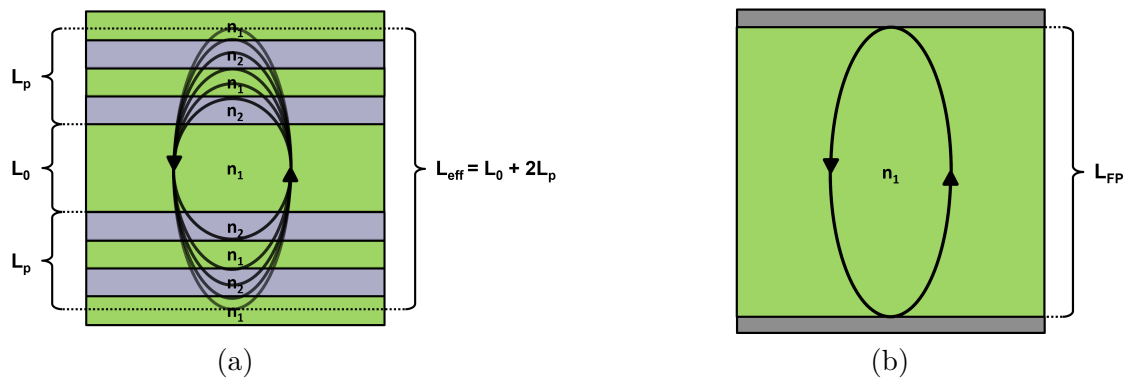


FIGURE 1.11 : Schéma de la longueur effective  $L_{\text{eff}}$  de la cavité. Le champ électromagnétique pénètre dans les miroirs de Bragg de la cavité planaire, au-delà de l'espaceur. (a) La longueur effective  $L_{\text{eff}}$  est la somme de la longueur de l'espaceur  $L_0$  et des longueurs de pénétration  $L_p$  dans les miroirs. (b) La cavité est alors équivalente à une cavité Fabry-Perot de longueur  $L_{\text{FP}} = L_{\text{eff}}$ , composée de deux miroirs idéaux introduisant un changement de phase identique à celui des miroirs de Bragg.

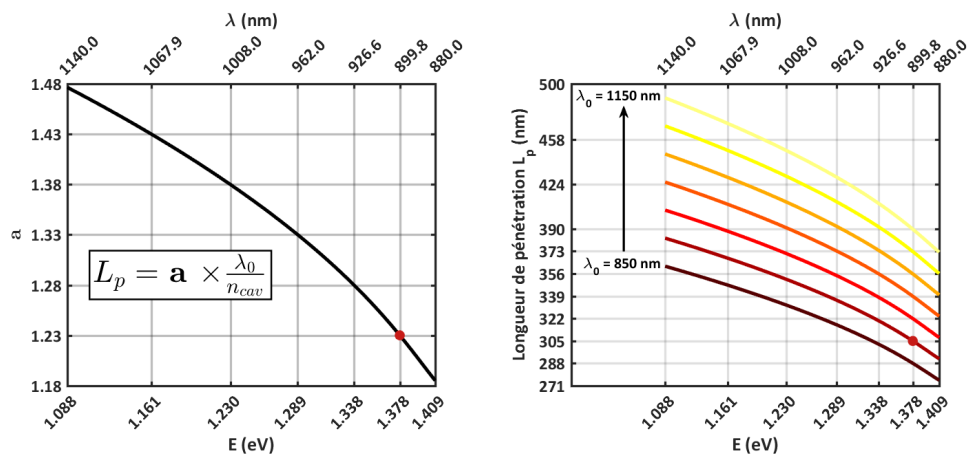


FIGURE 1.12 : Facteur d'allongement  $a$  et longueur de pénétration  $L_p$  dans les miroirs de Bragg de GaAs/AlAs d'une cavité optique planaire de GaAs. Les estimations ont été effectuées avec le modèle de dispersion d'indice de GaAs et AlAs de Ozaki & Adachi entre 1.1 à 1.4 eV, dont il sera question dans la section 2.6.2. (a) Facteur d'allongement  $a$  de la cavité. Le point rouge repère le facteur d'allongement  $a = 1.23$  à  $\lambda \approx 900$  nm. (b) Estimation de la longueur de pénétration  $L_p$  dans des miroirs de Bragg en GaAs/AlAs, pour une longueur d'onde de dimensionnement de la cavité  $\lambda_0$  comprise entre 850 nm et 1150 nm. Le point rouge repère la longueur de pénétration à  $\lambda = \lambda_0 \approx 900$  nm.

Dans le cas particulier d'un espaceur de GaAs entouré de miroirs de Bragg en GaAs/AlAs et dimensionnées pour  $\lambda_0 = 900$  nm, les longueurs de pénétration sont de l'ordre de  $L_p = 1.23 \cdot \frac{\lambda_0}{n_{cav}}$  autour de 900 nm (Figure 1.12 (a)). Ceci correspond à toutes les cavités planaires étudiées dans ce travail de thèse pour lesquelles le facteur d'allongement  $a$  à la position  $\lambda_0$  du mode est égal à 1.23 et la longueur de pénétration  $L_p$  est de 305 nm. Les éventuels modes périphériques à  $\lambda_0$  présentent alors des longueurs de pénétration différentes suivant les courbes de la Figure 1.12 (b).

Les cavités planaires sont par ailleurs caractérisées par un *ordre de cavité*  $k$ , qui dépend de la longueur  $l$  parcourue par le champ électromagnétique lors d'un aller-retour (Équation 1.18).

$$k = \frac{l}{\lambda_0/n_{cav}} \quad (1.18)$$

Pour une cavité planaire dimensionnée selon  $L_0 = N \times \lambda_0/2n_{GaAs}$ , avec  $N \in \mathbb{N}$ , la longueur parcourue par la lumière pour un aller-retour est alors de  $l = 2L_0 + 4L_p$ . L'ordre de la cavité est donc :

$$k = 2 \cdot \frac{L_0}{\lambda_0/n_{cav}} + 4 \cdot \frac{L_p}{\lambda_0/n_{cav}} \quad (1.19)$$

Soit,

$$k = N + 4 \cdot \frac{L_p}{\lambda_0/n_{cav}} \quad (1.20)$$

Pour  $\lambda_0 = 900$  nm, on obtient,

$$k \approx N + 5 \quad (1.21)$$

Une cavité de longueur nominale  $L_0 = \lambda_0/n_{cav}$  ( $N = 2$ ) est donc d'ordre 7.

En outre, le temps de stockage du mode  $m$  dans la cavité dépend notamment des coefficients de réflexion des miroirs de Bragg. Le paramètre appelé finesse  $F_m$  du mode  $m$  permet de quantifier la qualité du confinement imputable uniquement aux miroirs, sans tenir compte de la longueur parcourue par la lumière dans la cavité (Equation 1.22).  $F_m$  est également défini comme le rapport entre l'intervalle spectral libre (ISL) autour du mode et sa largeur spectrale  $\Delta\omega$ . Si l'on note  $R_1(m)$  et  $R_2(m)$  les coefficients de réflexion des miroirs à la longueur d'onde du mode  $m$ , nous avons :

$$F_m = \frac{\pi (R_1(m)R_2(m))^{\frac{1}{4}}}{1 - \sqrt{R_1(m)R_2(m)}} = \frac{ISL}{\Delta\omega} \quad (1.22)$$

Si  $R_1(m)$  et  $R_2(m)$  sont proches de 1, l'expression peut être simplifiée (Équation 1.23).

$$F_m \approx \frac{2\pi}{2 - R_1(m) - R_2(m)} \quad (1.23)$$

On peut alors déterminer le facteur de qualité  $Q_m$  du mode  $m$ , à partir de l'ordre de la cavité  $k$  et de la finesse  $F_m$  (Équation 1.24).

$$Q_m = k \cdot F_m \quad (1.24)$$

Les facteurs de qualité des modes d'une cavité optique planaire peuvent donc être accrus de deux manières indépendantes, soit en augmentant la réflectivité des miroirs de Bragg (donc en accroissant  $F_m$ ), soit en augmentant l'ordre de la cavité (donc en accroissant  $N$ ).

La première voie consiste à augmenter le nombre de paires de couches des miroirs de Bragg. Il est ainsi possible d'accroître  $Q$  d'un facteur de l'ordre de plusieurs dizaines, jusqu'à quelques centaines. Néanmoins, quel que soit le degré de maturité de la méthode de croissance, les épaisseurs des couches crues présentent des écarts aux épaisseurs nominales et une certaine rugosité. Ces défauts de croissance ont des impacts marginaux sur les coefficients de réflectivité des miroirs si le nombre de paires de couches est faible, mais deviennent limitants pour des miroirs dont le nombre de paires est élevé. Expérimentalement, le coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg atteint donc un palier, fruit de la compétition entre l'augmentation du coefficient de réflexion, par l'accroissement de l'épaisseur globale des miroirs, et les imperfections de croissance. Le nombre de paires à ce palier dépend du degré de maîtrise de la méthode de croissance, mais est typiquement de quelques dizaines, pour GaAs/AlAs [20, 21].

La seconde voie pour accroître  $Q$  est d'augmenter la longueur de la cavité. Le facteur de qualité étant proportionnel à l'ordre de la cavité, le passage à un ordre supérieur accroît donc mécaniquement  $Q$ . De plus, cela entraîne l'apparition de nouveaux modes dans la bande interdite et la diminution des ISL, à finesse constante. Augmenter l'ordre de la cavité entraîne donc simultanément une augmentation du nombre de modes et un accroissement de leurs facteurs de qualité. En outre, un écart d'épaisseur de la couche cavité à son épaisseur nominale est proportionnellement plus faible qu'un écart équivalent sur les couches des miroirs de Bragg. Cette seconde voie d'accroissement de  $Q$  est donc globalement moins sensible aux éventuels défauts de croissance que la première.

Il est cependant possible d'utiliser ces deux voies simultanément. C'est la stratégie que nous suivrons pour la réalisation de cavités planaires de très grands  $Q$ , dont il sera question dans le Chapitre 3.

### 1.2.2.2 Le rayon de mode

Le rayon du mode est une propriété des cavités dont l'expression a été développée pour les cavités planaires. Il exprime la cohérence spatiale — transverse — d'un mode de cavité. Le rayon peut être déduit de la relation d'incertitude entre la position et le moment cinétique d'un photon en cavité, ou à partir du principe de diffraction appliqué à l'ouverture angulaire du mode.

De Martini *et al.* ont introduit en 1990 la notion de longueur de cohérence transverse d'un photon, par application du principe d'incertitude de Heisenberg en symétrie cylindrique [22]. Pour une onde se propageant perpendiculairement à la cavité, selon  $z$ , l'incertitude sur la fréquence du mode  $\omega_m$  introduit

une incertitude sur le moment du photon dans les directions  $x$  et  $y$  ( $k_x$  et  $k_y$ ). On peut alors assimiler cette incertitude sur la position du photon du mode  $m$  à une "tâche" circulaire de rayon effectif  $r_{\text{eff},m}$  (Équation 1.25). En notant  $N$  le facteur de longueur nominale de la cavité ( $L_0 = N \times \frac{\lambda_0}{2n_{\text{cav}}}$ ),  $R_1$  et  $R_2$  les coefficients de réflexion des miroirs à la longueur d'onde  $\lambda_m$  du mode  $m$ , il vient :

$$r_{\text{eff},m}^{\text{De Martini}} = \lambda_m \times \sqrt{N \times \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}} \quad (1.25)$$

Une expression qualitativement similaire a ensuite été obtenue en 1991 par Ujihara et al. en estimant l'ouverture angulaire d'émission du mode  $m$  et sa surface effective (Équation 1.26). Le volume effectif  $V_{\text{eff},m}$  étant connu, la détermination du rayon du mode est alors simple (Équation 1.27) [23].

$$S_{\text{eff},m} = \pi r_{\text{eff},m}^2 \quad (1.26)$$

$$r_{\text{eff},m}^{\text{Ujihara}} = \sqrt{\frac{\lambda_m L_{\text{eff},m} \times (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}} \quad (1.27)$$

Cette méthode d'élaboration de l'expression du rayon effectif implique cependant une analogie entre l'ouverture angulaire du mode due aux effets d'interférences dans la cavité, et une ouverture angulaire équivalente obtenue par diffraction à travers une ouverture circulaire. Le rayon de cette ouverture circulaire est alors assimilé au rayon effectif du mode. Le raisonnement est considéré comme correct car il aboutit à une expression comparable à celle élaborée précédemment par De Martini.

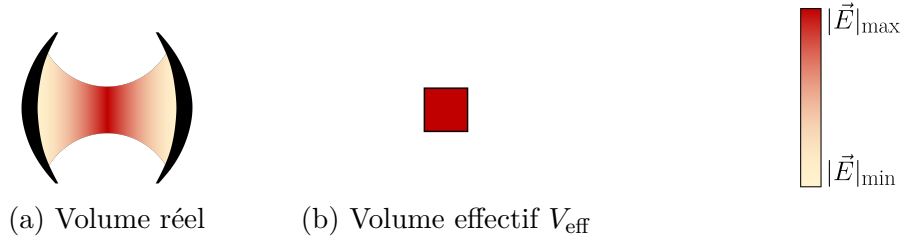
Le même raisonnement, appliqué à un matériau semiconducteur d'indice  $n_{\text{cav}}$ , a été proposé dans la littérature par Björk et al. en 1992, avec un résultat similaire, à un facteur proche de 1 près (Équation 1.28) [24].

$$r_{\text{eff},m}^{\text{Björk}} = \sqrt{\frac{\lambda_m L_{\text{eff},m}}{\pi n_{\text{cav}}} \times \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}} \quad (1.28)$$

Enfin, Koide et al. (1994) et Benisty et al. (1998) donnent une estimation du rayon du mode quasi-similaire à celle de Björk et al., à un facteur près,  $\sqrt{1/\pi} \approx \sqrt{\pi/8} \approx 0.6$  près, avec une approche sensiblement similaire à celle des auteurs précédents (Équation 1.29) [25, 26]. C'est cette dernière expression qui sera exploitée dans la suite du manuscrit, car elle donne une estimation de mode identique à une autre méthode basée sur les travaux de Kastler, dont il sera question au Chapitre 3.

$$r_{\text{eff},m}^{\text{Koide}} = r_{\text{eff},m}^{\text{Benisty}} = \sqrt{\frac{\pi \lambda_m L_{\text{eff},m}}{8 n_{\text{cav}}} \times \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}} \quad (1.29)$$

Bien que ces formules aient été déterminées avec des cavités planaires, il ne fait aucun doute qu'un rayon de mode puisse être attribué à d'autres types de cavités optiques, bien que la littérature n'en fasse



**FIGURE 1.13 : Schéma de principe du volume effectif d'un mode de cavité optique.** (a) Distribution réelle de l'intensité du champ électrique. Le maxima d'intensité est repéré en rouge et le minima en blanc. (b) Volume effectif du mode de la cavité. Il correspond au volume qu'occuperait le mode si son intensité était homogène et égale à sa valeur maximale.

pas état à ma connaissance. On peut néanmoins raisonnablement supposer que ces expressions du rayon du mode sont exploitables pour les cavités de type micropiliers, si toutefois leur rayon est supérieur à l'estimation du rayon du mode sur cavité planaire.

### 1.2.3 Les cavités optiques 0D

La résolution des équations de Maxwell en cavité optique 0D aboutit à des modes discrets. Ce confinement tridimensionnel du champ électromagnétique implique d'attribuer une propriété nouvelle : le volume effectif modal, c'est à dire le volume sur lequel est localisé le mode en cavité. Cette propriété est présentée ci-dessous, au préalable aux différentes géométries de cavités 0D.

#### 1.2.3.1 Le volume modal

Une cavité 0D présente des modes de résonance auxquels il est possible d'attribuer un volume effectif (Figure 1.13). En effet, l'intensité du champ électromagnétique d'un mode est réparti non uniformément dans la cavité, mais on peut lui assigner un volume effectif  $V_{\text{eff}}$  correspondant au volume qu'occuperait ce mode si son intensité était homogène et égale à sa valeur maximale (Équation 1.30). Si  $n(\vec{r})$  est l'indice de réfraction à la position  $\vec{r}$  de la cavité et  $n_{\text{max}}$  l'indice à la position du maximum d'intensité du champ électromagnétique, alors l'intensité totale du champ électromagnétique dans le volume effectif est égale à celle dans la cavité réelle.

$$V_{\text{eff}} = \frac{\iiint n^2(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{n_{\text{max}}^2 |\vec{E}(\vec{r})|_{\text{max}}^2} \quad (1.30)$$

Le volume effectif est une propriété importante permettant d'expliquer le comportement d'un émetteur placé dans une cavité : plus ce volume est faible, plus le couplage entre l'émetteur et le mode est grand. Cette interaction sera discutée plus amplement dans la section 1.3.

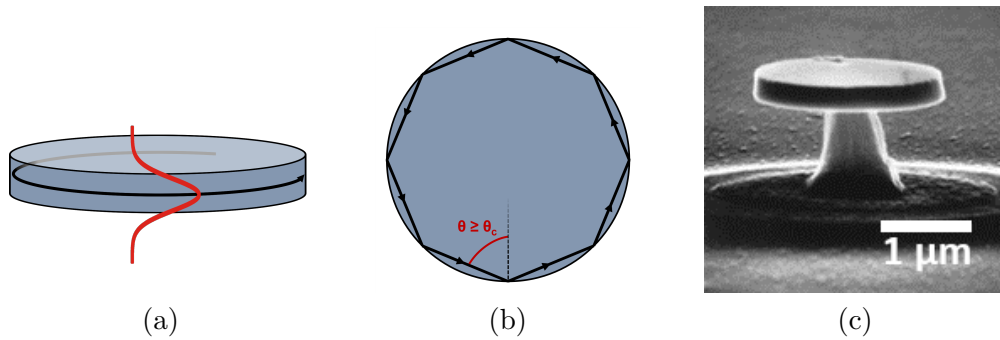


FIGURE 1.14 : **Microcavité optique de type *microdisque*.** (a) Schéma de principe du confinement vertical. L'épaisseur d'un disque est de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$ . (b) Schéma de principe du confinement latéral par réflexion totale interne. (c) Imagerie par Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un microdisque de GaAs [30].

### 1.2.3.2 Les microdisques

Les cavités de type *microdisque* sont des objets faits de matériaux semiconducteurs de forme circulaires. Le champ électromagnétique est confiné à la fois dans le plan du disque (le microdisque peut alors être vu comme un guide d'onde) et sur son périmètre par réflexion totale interne. Il s'agit donc d'une cavité 0D. Les modes issus de la réflexion totale interne sont appelés *modes de galerie*.

Le rayon typique d'un microdisque présentant des modes de résonance autour de  $1 \mu\text{m}$  est compris entre  $1.5$  et  $5 \mu\text{m}$ . La réflexion totale interne est obtenue avec l'utilisation de matériaux d'indices élevés, de façon à obtenir un fort contraste d'indice avec le milieu dans lequel la cavité est placée, soit l'air ou le vide (Figure 1.14). Ce type de cavité a été réalisé pour la première fois en 1992 par McCall *et al.* [27] ; il s'agissait alors de microdisques en InGaAsP, sur un socle d'InP, dans lesquels était crûs des puits quantiques en InGaAs. Des facteurs de qualité supérieurs à  $5 \cdot 10^6$  ont été mesurés en 2004 sur des microdisques en silicium par Borselli *et al.* [28], qui ont aussi atteint plus de  $3 \cdot 10^5$  sur des microdisques en AlGaAs [29]. La géométrie en forme de microdisque permet d'atteindre des très faibles volumes effectifs ( $V_{\text{eff}} \propto (\lambda/n)^3$ ) en parallèle à de très grands  $Q$ . Néanmoins, l'émission a lieu principalement dans le plan du disque, ce qui rend sa collection difficile.

### 1.2.3.3 Les cavités à cristaux photoniques

Les cavités à *cristaux photoniques* bidimensionnels confinent le champ électromagnétique dans un matériau plan (Figure 1.15). Le mode de confinement de ce type de structure est donc hybride : le confinement vertical a lieu par réflexion totale interne sur les interfaces d'un matériau plan avec l'air ou le vide, et le confinement latéral est assuré par une structure périodique composée d'ouvertures dans ce plan. Une cavité à *cristaux photoniques* bidimensionnels présente une réflectivité proche de 1 autour de la longueur d'onde de conception pour la propagation de lumière dans le plan ; cet intervalle de longueurs

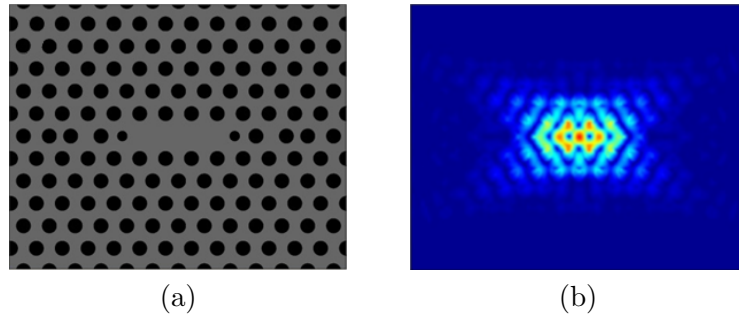


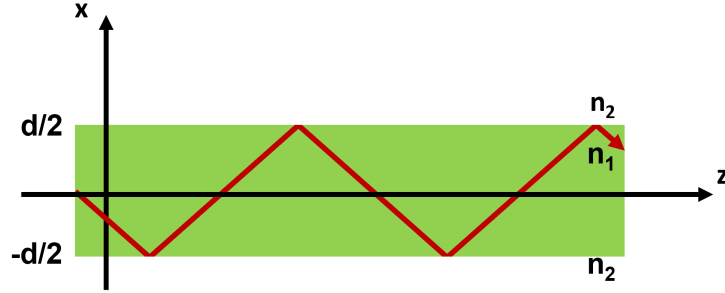
FIGURE 1.15 : **Microcavité optique à cristaux photoniques.** (a) Structure d'une cavité à cristaux photoniques. (b) Simulation par éléments finis de l'intensité du champ électrique dans la structure. La rupture de la périodicité permet de confiner le champ électromagnétique. Les deux figures sont issues de [35].

d'onde est appelé *bande interdite* ou *gap photonique* et les conditions de réflexion peuvent être ajustées par les dimensions de la structure périodique des ouvertures. Une rupture de cette périodicité constitue un défaut, qui peut initier la création d'un mode de résonance se traduisant spectralement par un pic de transmittance dans la bande interdite. La cavité alors créée présente des facteurs de qualité de l'ordre de quelques millions. Les cavités à cristaux photoniques dans le domaine du proche infra-rouge ont été réalisées pour la première fois en 1996 par Krauss *et al.* [31]. Dans le cadre d'une étude de  $Q$  en fonction de l'hygrométrie, Sekuguchi *et al.* ont mesuré en 2014 des facteurs de qualité de  $9 \cdot 10^6$  sur des cavités à cristaux photoniques en silice [32]. Des  $Q$  supérieurs à  $1 \cdot 10^7$  sur des cavités de même type ont depuis été mesurés par la même équipe en 2017 [33]. De très faibles volumes effectifs ( $V_{\text{eff}} < (\lambda/n)^3$ ) peuvent être obtenus avec ce type de microcavités [34]. Cependant, leurs diagrammes de rayonnement sont difficiles à contrôler.

#### 1.2.3.4 Les micropiliers

Les microcavités optiques de type *micropilier* confinent le champ électromagnétique dans les trois dimensions de l'espace; ce sont donc des cavités 0D. Elles sont obtenues par gravure de microcavités planaires.

Les cavités optiques planaires confinent le champ électromagnétique entre deux miroirs de Bragg, alors que les guides d'onde usent de la réflexion totale interne. Jewell *et al.* ont suggéré dans les années 80 la fabrication de micropiliers par gravure latérale de cavités planaires [36], dans le contexte de développement de diodes laser à cavité verticale (VCSEL : *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*) [37, 38]. Cette méthode permet de tirer parti du confinement latéral du guide d'onde, et du confinement vertical de la cavité planaire, afin d'obtenir un confinement tridimensionnel du champ électromagnétique. L'étude des modes résonnants des micropiliers a ensuite été approfondie au milieu des années 90 par Gérard *et al.* [39] et Reithmaier *et al.* [40]. Le volume effectif vaut alors  $V_{\text{eff}} \approx 5(\lambda/n)^2$



**FIGURE 1.16 : Géométrie du guide d’onde cylindrique.** Le champ électromagnétique est confiné par réflexion totale interne et se propage selon l’axe  $z$ .

pour un micropilier de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre [5], tout en conservant des facteurs de qualité de l’ordre de ceux des cavités planaires. Contrairement aux microdisques et aux cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, la géométrie des micropiliers facilite la collection de la lumière émise, ce qui ouvre la voie à l’observation d’un effet Purcell potentiel.

Les modes verticaux d’un micropilier peuvent être simulés de manière approchée, en traitant séparément le confinement latéral et le confinement vertical. Ce sera l’objet des deux parties ci-dessous.

### 1.2.3.4.1 Confinement latéral : le guide d’onde

En considérant dans un premier temps un guide d’onde cylindrique de diamètre  $d$  constitué d’un matériau homogène d’indice de réfraction  $n_1$  et placé dans un milieu d’indice  $n_2$  (Figure 1.16), les modes guidés peuvent être calculés à partir de la méthode de Yariv [41].

En considérant que le champ électrique se propage selon l’axe  $z$ , on peut écrire les équations de Maxwell sous la forme 1.31, où  $n$  est l’indice de réfraction du milieu considéré.

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{H} &= i\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E} \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -i\omega\mu \vec{H} \end{aligned} \tag{1.31}$$

Les solutions des équations de Maxwell dans un milieu homogène sont des ondes planes progressives. Le principe du calcul consiste à écrire les équations des champs électriques dans le guide d’onde et hors du guide d’onde, puis à déterminer les conditions aux limites de façon à assurer la continuité de la composante tangentielle du champ électrique à l’interface des deux milieux.

Ainsi, les champs électriques  $\vec{E}_m(\vec{r}, t)$  et magnétiques  $\vec{H}_m(\vec{r}, t)$  d’un mode  $m$  dans la structure peuvent être exprimés en coordonnées cylindriques sous la forme 1.32, où  $\beta$  est la composante selon  $z$  du vecteur d’onde.



$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_m(r, \Phi) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}_m(r, \Phi) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)}\end{aligned}\quad (1.32)$$

La composante  $\beta_m$  (Équation 1.33) est la constante de propagation du mode  $m$  dans un milieu homogène d'indice effectif  $n_m^{\text{eff}}$  ( $n_1 > n_m^{\text{eff}} > n_2$ ). En d'autres termes,  $\beta_m$  permet de décrire la propagation du mode  $m$  selon  $z$ , comme s'il se trouvait dans un milieu homogène d'indice  $n_m^{\text{eff}}$ .

$$\beta_m = n_m^{\text{eff}} \frac{\omega}{c} \quad (1.33)$$

Selon l'axe  $z$ , l'équation d'onde peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned}\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 n^2(r)}{c^2}\right) E_z(r, \Phi) \cdot e^{i(\omega t - \beta_m z)} &= 0 \\ \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 n^2(r)}{c^2}\right) H_z(r, \Phi) \cdot e^{i(\omega t - \beta_m z)} &= 0\end{aligned}\quad (1.34)$$

En développant, on obtient :

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} + (k^2 - \beta_m^2)\right) E_z(r, \Phi) &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} + (k^2 - \beta_m^2)\right) H_z(r, \Phi) &= 0\end{aligned}\quad (1.35)$$

Dans le cadre d'un guide d'onde cylindrique, il est possible d'exploiter la symétrie de la structure pour séparer  $r$  et  $\Phi$  (Équation 1.36). Nous posons :

$$\begin{aligned}E_z(r, \Phi) &= \Psi(r) \cdot e^{\pm i l \Phi} \\ H_z(r, \Phi) &= \Psi(r) \cdot e^{\pm i l \Phi}\end{aligned}\quad (1.36)$$

où  $l$  étant un nombre entier positif.

En injectant l'Équation 1.36 dans 1.34, on obtient une équation différentielle de Bessel (Équation 1.37).

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \left(k^2 - \beta_m^2 - \frac{l^2}{r^2}\right) \Psi = 0 \quad (1.37)$$

La résolution de cette équation différentielle dans le milieu de propagation ( $|r| < d/2$ ) et hors du milieu de propagation ( $|r| > d/2$ ) fait intervenir les équation de Bessel du premier et du second type, respectivement  $J_l$  et  $K_l$ . Ce sont alors les conditions aux limites aux interfaces qui permettent de déterminer  $\beta_m$  puis d'en déduire  $n_m^{\text{eff}}$ .

Plusieurs solutions pour chaque nombre azimutal  $l$  peuvent être déterminées, et leurs nombre est noté  $n$ . En outre, les solutions de l'équation dans le cadre d'un guide d'onde infini ne sont jamais purement TE ou purement TM, sauf dans le cas particulier où  $l = 0$ . Les solutions pour lesquelles l'intensité du champ électrique  $E_z$  est supérieure à l'intensité du champ magnétique  $H_z$  sont plus proches de la polarisation TM que de la polarisation TE. Par convention, ils sont notés  $\text{HE}_{1,n}$ . À l'inverse, lorsque  $H_z$

est supérieur à  $E_z$ , le mode est plus proche de TE que de TM, et est noté  $\text{EH}_{1,n}$ .

### 1.2.3.4.2 Confinement vertical

Afin d'élargir le raisonnement aux modes confinés, il faut assimiler le micropilier à un guide d'onde "coupé" de longueur  $L$ . On attribue alors aux extrémités coupées les propriétés de miroirs métalliques parfaits ( $R = 1$ ). La cavité est alors de type Fabry-Perot, et le champ électrique est nul à ses extrémités ; il en résulte donc une onde stationnaire au centre de la cavité et la discrétisation des modes  $m$  aux longueurs d'ondes  $\lambda_m$ . Ainsi, chaque solution de l'équation différentielle obtenue sur un guide d'onde donne naissance à un mode confiné dans un micropilier de même diamètre.

À chaque mode guidé est attribué un indice de réfraction effectif  $n_m^{\text{eff}}$ . La condition de propagation ayant changé, il faut adapter la condition de résonance. À longueur de cavité  $L$  constante, les longueurs d'onde de résonance des modes  $m$  peuvent être déduites des valeurs initiales :

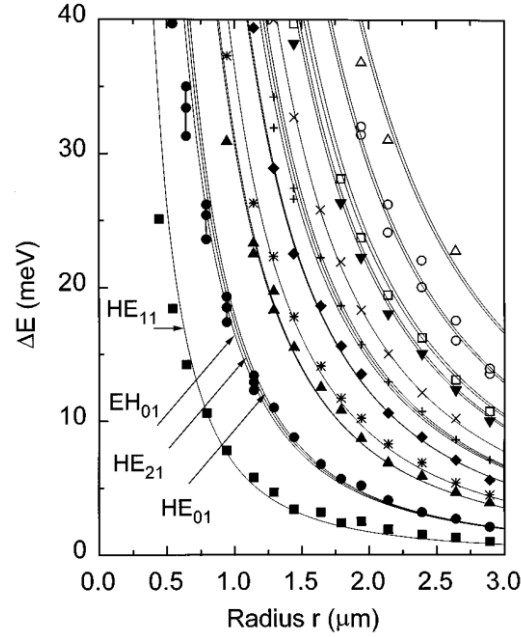
$$L = \frac{\lambda_0}{n_{\text{cav}}} = \frac{\lambda_m}{n_m^{\text{eff}}} \quad (1.38)$$

Au premier ordre, le décalage spectral  $\Delta\lambda_m$  induit par le confinement latéral peut être tiré de l'équation  $(\lambda_0 - \Delta\lambda_m)/n_m^{\text{eff}} = L$ .

Ce modèle simple décrit bien les résultats expérimentaux (Figure 1.17). Ainsi, si le diamètre du micropilier est réduit, les indices de réfraction  $n_m^{\text{eff}}$  décroissent, ce qui a pour conséquence de réduire les  $\lambda_m$ . Pour une cavité infiniment large,  $\Delta\lambda_m = 0$  et  $n_{\text{eff}} = n_{\text{cav}}$ , on retrouve bien la condition de résonance d'une cavité planaire.

En 2007, Reitzenstein et al. ont mesuré des modes de micropiliers AlAs/GaAs de longueur  $\lambda/n_{\text{cav}}$  et de facteurs de qualité de plus de  $1.65 \cdot 10^5$  [42]. Cependant, les facteurs de qualité des modes de micropiliers sont, en règle générale, inférieurs aux facteurs de qualités des cavités planaires dont ils sont issus. En 2012, Arnold et al. ont mesuré des valeurs de  $Q$  supérieures à  $2.15 \cdot 10^5$ , alors que le facteur de qualité intrinsèque de la cavité liée au coefficient de réflexion des miroirs était de  $4.5 \cdot 10^5$  [43]. Deux pistes sont alors possibles : les facteurs de qualité des micropiliers peuvent être limités par des phénomènes intrinsèques liés à leur géométrie de confinement et aux matériaux utilisés, ou par le fait que leur mode de fabrication introduit de nouvelles sources de pertes.

Les facteurs de qualité des modes d'une cavité planaire sont en effet limités par ses miroirs. Cette limitation est pour partie intrinsèque aux miroirs et pour partie due à l'éventuelle absorption ; on peut donc définir le facteurs de qualité intrinsèque à la structure  $Q_{\text{int}}$  et  $Q_{\text{abs}}$  celui dégradé par l'absorption. La gravure d'une cavité planaire pour l'obtention d'un micropilier fait apparaître deux sources supplémentaires d'abaissement potentiel des facteurs de qualité : (i) un écart à l'épaisseur optimale des couches



**FIGURE 1.17 : Décalages en énergie  $\Delta E_m$  des modes  $m$  en fonction du diamètre du micropilier.** Les décalages des positions des modes estimés avec les indices effectifs  $n_m^{\text{eff}}$  correspondent aux décalages expérimentaux. Figure issue de [39].

$\lambda/4n$  des miroirs de Bragg dû à l'attribution d'un indice de réfraction effectif  $n_m^{\text{eff}} \neq n$  à chaque mode, diminuant ainsi potentiellement le facteur de qualité intrinsèque  $Q_{\text{int}}$  de la cavité ; (ii) une rugosité de surface sur le périmètre du micropilier détériorant le confinement latéral par accroissement de la diffusion, faisant apparaître le paramètre  $Q_{\text{diff}}$ . Compte-tenu de ces deux sources de pertes, le facteur de qualité d'un mode  $m$  peut être calculé avec l'Équation 1.39 [44, 45].

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{diff}}} + \frac{1}{Q_{\text{abs}}} \quad (1.39)$$

Pour des micropiliers en AlAs/GaAs, les écarts relatifs de changement d'indice des couches de AlAs et GaAs sont presque égaux et ne constituent donc pas une source de détérioration du facteur de qualité des modes des micropiliers par rapport à la cavité plane avant gravure (Équation 1.40).

$$\frac{n_{\text{AlAs}} - n_{m, \text{AlAs}}^{\text{eff}}}{n_{\text{AlAs}}} \approx \frac{n_{\text{GaAs}} - n_{m, \text{GaAs}}^{\text{eff}}}{n_{\text{GaAs}}} \quad (1.40)$$

Le facteur principal de diminution des facteurs de qualité est donc la rugosité de surface transverse, qui diminue  $Q_{\text{diff}}$  [44, 46] ; les pertes par diffusion sont d'autant plus importantes que le diamètre du micropilier serait faible, et dominantes au-dessous de  $2.5 \mu\text{m}$  [44].

On peut cependant noter que  $Q_{\text{int}}$  peut être diminué ou augmenté pour les micropiliers de faibles

diamètres : Lalanne et al. ont mis en évidence de fortes oscillations de  $Q$  à mesure de la diminution du diamètre du micropilier, à partir de  $1.2 \mu\text{m}$  de diamètre [47]. Des observations ultérieures effectuées par d'autres équipes ont confirmé le phénomène [20, 48]. Ceci est néanmoins un effet subtil dû au couplage entre les modes des miroirs de Bragg (dits modes de Bloch) et les modes de cavité ; pour les diamètres supérieurs, le facteur de qualité n'est pas intrinsèquement liée au diamètre. Si nécessaire, le lecteur pourra néanmoins se reporter à l'explication très complète du phénomène, décrit par Gregersen et al. [21].

### 1.3 Émetteurs & couplage aux cavités optiques

Plusieurs types d'émetteurs existent et peuvent être couplés à des modes de cavités. Quel que soit son type, l'émetteur doit subir une phase de préparation consistant à la génération de quasi-particules, appelées excitons, en son sein. Un exciton peut être vu comme une paire électron-trou liée par des forces coulombiennes, qui peut se recombiner de façon radiative ou non radiative, à une énergie et un temps de vie dépendant de l'émetteur. Idéalement, l'exciton doit donc se recombiner radiativement à une énergie donnée après une durée infiniment courte, pour obtenir un émetteur de raie d'émission infiniment fine.

Les émetteurs réels sont caractérisés par les propriétés ci-dessous :

- La **largeur de raie d'émission**. Pour que la raie d'émission soit aussi fine que possible, l'émetteur doit se rapprocher du système parfait à deux niveaux. La largeur de la raie d'émission dépend également de l'éventuel couplage de l'émetteur aux continuum de modes de son environnement.
- Le **temps de vie**  $\tau$  des porteurs dans l'émetteur.
- Le **rendement quantique**  $\Phi$ , défini comme le rapport entre les photons absorbés par un émetteur sur le nombre de photons émis ( $0 \leq \Phi \leq 1$ ).
- La **température** de fonctionnement. Idéalement, un émetteur devrait pouvoir être utilisé à température ambiante.
- La **dégradation** au cours du temps.
- L'**environnement de fonctionnement** : dans le vide ou non. La possibilité d'utiliser un émetteur hors vide permet son inclusion dans une cavité optique à semi-conducteurs, tel qu'un micropilier GaAs/AlAs.

Les émetteurs les plus communs sont :

- Les **Atomes et Ions** présentent des niveaux d'énergie discrets et des raies d'émissions ultrafines. De plus, leur densité d'états est intrinsèque à l'atome ou à l'ion utilisé : l'énergie d'émission dépend uniquement de l'espèce utilisée et est donc parfaitement reproductible. Les atomes et ions peuvent être assimilés à des systèmes à deux niveaux, s'ils sont excités dans les bonnes conditions expérimentales (cascade atomique ou STIRAP : *Stimulated Raman generation of single Photons*) et isolés de leur environnement. Les temps de vie radiatifs des transitions atomiques autorisées s'étendent sur une large plage : entre quelques nanosecondes et plusieurs centaines de millisecondes [49]. Cependant, la capture, l'isolation et le pompage de ce type d'émetteur sont très contraignants expérimentalement :

ils nécessitent notamment des lasers stabilisés ainsi qu'un système permettant de travailler sous ultra-vide. La nécessité d'isoler l'émetteur le rend incompatible avec son intégration dans une cavité optique monolithique en semi-conducteurs.

- Les **Molécules** de diamètre inférieur au nanomètre peuvent présenter des raies d'émission fines dans le proche infrarouge, à température cryogénique [50]. À plus haute température, les vibrations internes des molécules élargissent leurs raies d'émission. Leur utilisation en tant qu'émetteur implique leur intégration dans des structures cristallines, réduisant leur dégradation sous illumination. Bien que le système ne soit pas rigoureusement à deux niveaux, les excitons créés à des énergies supérieures sont relaxés majoritairement non radiativement en une picoseconde environ vers l'état radiatif, donc en une durée largement inférieure à celle du temps de vie moyen des excitons (quelques nanosecondes). Le rendement quantique des molécules est proche de 1. Les molécules utilisées à température ambiante présentent des largeurs de raie de l'ordre de 40 meV. De plus, leur durée de vie est drastiquement réduite sous illumination, passant de quelques heures minimum à température cryogénique, à quelques minutes à température ambiante [51]. Les molécules ont en outre tendance à clignoter [49].
- Les **Centres colorés** sont des défauts dans la structure cristalline de matériaux inorganiques. L'utilisation de matériaux inorganiques permet l'obtention d'émetteurs de grande stabilité. Il en existe de différents types : les lacunes, des substitutions, ou la présence d'atomes interstitiels dans la structure cristalline, notamment. Les halogénures métalliques (KCl, KF, NaCl, KBr, ...) peuvent par exemple présenter des lacunes anioniques (centres F). Les centres colorés peuvent également être le fruit de l'adjonction de deux défauts, comme les centres NV (*Nitrogen Vacancy*) du diamant [52]. Ils consistent à la combinaison d'un défaut de substitution d'un atome de carbone par un atome d'azote, à une lacune. Les propriétés de l'émetteur dépendent largement du matériau et du défaut considéré, il est impossible d'en faire ici une liste exhaustive. À titre d'exemple, l'émission du centre NV du diamant est spectralement situé à 637 nm, en étant élargie jusqu'à 720 nm par le couplage phononique. Celle du centre F du KCl est située vers 540 nm de largeur 50 nm environ, à basse température [53]. Les centres NV sont stables à température ambiante, ce qui constitue un atout non négligeable par rapport aux centres F. Le temps de vie des excitations est de 12 ns pour un centre NV et le rendement quantique est proche de 1. Les émetteurs à centres NV sont difficilement intégrables en cavité et leur longueur d'onde d'émission n'est pas compatible avec les plateformes les plus standard de photonique intégrée (Si, GaAs); pour palier à cette limitation, des recherches sur des défauts dans le SiC sont menées pour l'obtention d'émetteurs autour de 1  $\mu\text{m}$  [54], ainsi que dans le silicium, pour lequel l'émission de photons uniques au voisinage de 1.3  $\mu\text{m}$  a été récemment observée pour différents types de défauts d'implantation [55, 56].
- Les **Nanocristaux** (ou **Boîtes quantiques colloïdales**) sont des agrégats de quelques centaines ou milliers d'atomes présentant des propriétés d'émission proches de celles des molécules, tout en étant beaucoup plus stables. Les temps de vie de ce type d'émetteur sont de l'ordre de 20 ns à 300 K. Tout comme les molécules, leur utilisation est limitée par leur tendance à clignoter. Le rendement quantique est néanmoins proche de 1 lors des périodes d'émission radiative [57].
- Les **Boîtes quantiques épitaxiées** (QDs : *Quantum Dots*). Ce sont des puits quantiques tridimen-

sionnels de quelques nanomètres de diamètre, c'est à dire des objets faits d'un matériau à petit gap dans un matériau à plus grand gap. À la différence des nanocristaux, les boîtes quantiques sont crues par épitaxie par jets moléculaires et peuvent donc aisément être incluses dans des cavités optiques monolithiques obtenues avec le même mode de croissance. Une attention doit néanmoins être apportée à l'accord de maille entre le matériau des boîtes quantiques et celui de la cavité. Les boîtes quantiques sont proches du système à deux niveaux parfaits si toutefois elles sont portées à basse température, leur conférant une raie d'émission fine et un rendement quantique proche de 1. L'ordre de grandeur du temps de vie des porteurs est de 1 ns, notamment pour les boîtes quantiques en InAs. Leurs propriétés sont présentées plus en détail dans la section suivante.

### 1.3.1 Boîtes quantiques

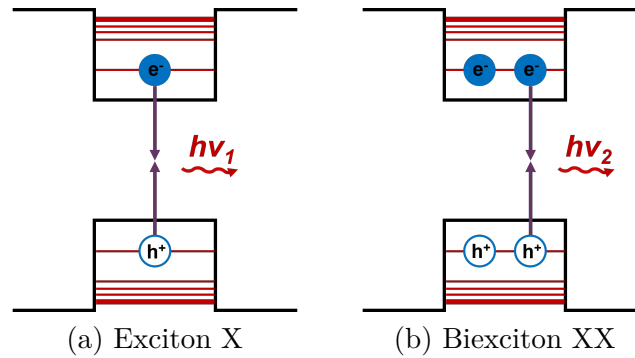
Une boîte quantique est un système de dimensions nanométriques ayant la capacité de confiner des porteurs (électrons ou trous) dans les trois directions de l'espace. Le confinement est possible grâce à la différence de potentiel entre le matériau de la boîte et celui de son environnement ; la barrière de potentiel ainsi créée contraint les porteurs présents dans la boîte quantique à y rester confinés.

Suite à une excitation optique ou électrique d'un matériau incorporant des boîtes quantiques, des excitons sont piégés dans les puits de potentiel formés par les boîtes. Cette excitation est appelée pompage (optique, ou électrique). Le confinement tridimensionnel entraîne la discrétisation des états d'énergie du système. Cette caractéristique est la raison pour laquelle les boîtes quantiques sont fréquemment désignées sous le terme d'atomes artificiels.

En première approche, on peut considérer qu'il n'y a qu'un seul état d'excitation disponible dans une boîte. Dans cet état excité, une seule paire électron-trou est alors présente dans la boîte, et sa recombinaison radiative provoque l'émission d'un photon unique d'énergie  $h\nu_1$  (Figure 1.18 (a)). La photoluminescence de l'exciton (X) avec une boîte quantique de InAs dans GaAs, a été mesurée expérimentalement pour la première fois en 1994 par Marzin *et al.* [58]. L'exciton isolé est la configuration la plus probable dans le cas d'une faible excitation à température cryogénique. À partir d'une certaine température  $T_{\max}$ , les raies d'émission des boîtes sont élargies, du fait de mécanismes de couplages aux phonons, qui autorisent des transitions autour de la transition sans phonons à température cryogénique [59–61]. Ce seuil de température dépend du type de boîte quantique ; il vaut  $T_{\max} \approx 50$  K pour des boîtes en InAs dans GaAs [62].

En outre, au-delà d'une certaine température, l'énergie thermique peut être supérieure à la barrière de potentiel, ce qui a pour conséquence un arrêt de la photoluminescence spécifique aux boîtes [63], les excitons pouvant aisément être dépiégés.

Si l'excitation est plus forte, à température cryogénique, les états des boîtes quantiques peuvent chacun être occupés par deux porteurs, conformément à la règle d'exclusion de Pauli.



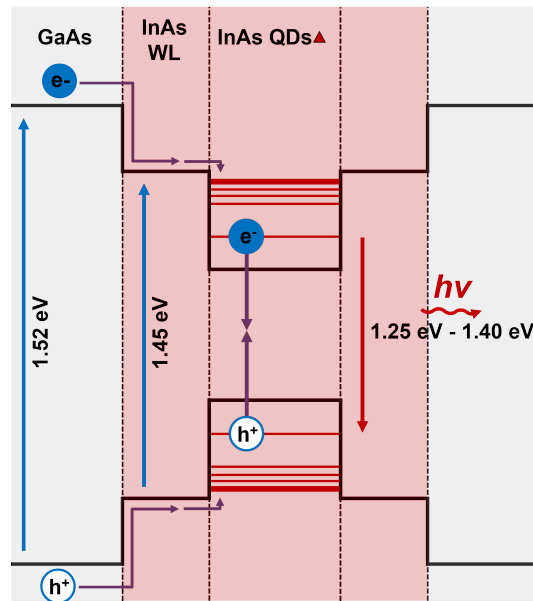
**FIGURE 1.18 : Schéma des niveaux d'énergie d'une boîte quantique.** Les électrons et les trous sont notés respectivement  $e^-$  et  $h^+$  sur la figure. Deux états de charge de la boîte quantique sont représentés : (a) Exciton X, d'énergie d'émission  $h\nu_1$ . (b) Biexciton XX, d'énergie d'émission  $h\nu_2$ .

Dans le cas particulier du biexciton (XX), le niveau de plus basse énergie des électrons et le niveau de plus basse énergie des trous sont respectivement occupés par deux électrons et deux trous. L'énergie de recombinaison radiative du biexciton (XX) est affectée par l'interaction coulombienne entre les charges, et est donc différente de celle de l'exciton (X). La recombinaison d'un des deux excitons de l'état biexcitonique (XX) a donc lieu à une énergie  $h\nu_2$  (Figure 1.18 (b)). Suite à cette première recombinaison, la boîte quantique est alors placée dans l'état monoexcitonique (X), dont l'énergie de recombinaison est  $h\nu_1$ . Le spectre d'une boîte quantique pompée en continu présentera donc deux pics d'émission : à  $h\nu_1$  et  $h\nu_2$ . De la même manière, la recombinaison d'un triexciton aura lieu à une énergie  $h\nu_3$ , différente de  $h\nu_2$  et  $h\nu_1$ .

Les boîtes quantiques peuvent être pompées optiquement notamment de deux façons : en résonance, c'est-à-dire que la longueur d'onde d'excitation est accordée avec la longueur d'onde de l'exciton (X) ; hors résonance, des porteurs libres sont initialement créés dans le matériau environnant les boîtes, qui sont ensuite piégés dans leurs puits de potentiel (Figure 1.19). C'est cette seconde méthode qui est employée dans le cadre de ce travail de thèse.

Les boîtes quantiques ont plusieurs propriétés intéressantes dans le cadre de l'étude des modes. En effet, si l'on souhaite utiliser un émetteur en tant que source de photons interne à une cavité optique, celui-ci doit présenter un faible coefficient d'absorption pour ne pas affecter notablement les modes de résonance et la largeur spectrale d'émission de l'émetteur doit être largement inférieure à la largeur des modes sondés. Enfin, une densité suffisante d'émetteurs spectralement indépendants doit pouvoir être conçue dans un faible volume, et couvrir une fenêtre spectrale correspondant aux modes de résonance.

Les cavités en GaAs sont faites d'atomes issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments. Les éventuelles boîtes quantiques crues en cavité doivent donc nécessairement être faites de matériaux III-V, afin que leurs mailles cristallines soient accordées à celle de la cavité. Plusieurs possibilités existent : InGaN [64], GaN [65], InP [66], InGaAs [67], ou encore InAs [62]. Les boîtes quantiques en



**FIGURE 1.19 : Schéma des niveaux d'énergie d'une boîte quantique en InAs dans GaAs.** Les électrons et les trous sont notés respectivement  $e^-$  et  $h^+$  sur la figure. Deux modes d'excitation non résonants sont possibles : dans la couche de mouillage (WL : *Wetting Layer*) ou dans le GaAs. Les puits de potentiel des bandes de valence et de conduction des boîtes quantiques confinent les porteurs après piégeage par désexcitation non radiative.

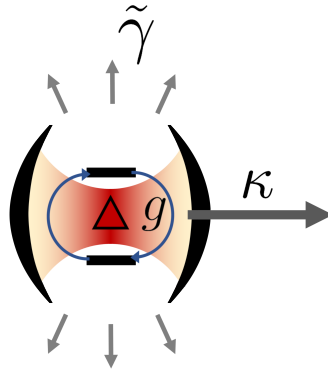
InAs sont les plus courantes et ont l'avantage de couvrir un large intervalle spectral d'émission, fonction de leurs dimensions (850 nm à 1000 nm environ). Elles peuvent donc être utilisées comme émetteurs internes sur une large bande d'émission dans des cavités en GaAs présentant des modes de résonance dans cet intervalle spectral [39, 68, 69]. Ce sont donc ces boîtes quantiques en InAs qui seront utilisées au cours de ce travail de thèse.

### 1.3.2 Couplage émetteur/cavité : couplage fort & effet Purcell

En 1946, Purcell a suggéré que l'émission spontanée d'un émetteur était dépendante de son environnement [1]. Ce n'est que plusieurs dizaines d'années plus tard, en 1983, que cette suggestion sera démontrée expérimentalement, en constatant que l'émission spontanée d'un atome de Rydberg isolé dans une cavité Fabry-Perot pouvait être accélérée [2]. La démonstration expérimentale de l'inhibition de l'émission spontanée en cavité aura lieu deux années plus tard, en 1985 [3]. L'interaction entre émetteur et cavité optique relève de ce que l'on appelle *Cavity Quantum ElectroDynamics* (CQED); les concepts clés et leurs liens avec les interprétations des mesures expérimentales sont développés par Haroche et Kleppner en 1989 [4]. Cette section a pour objectif de présenter les outils théoriques nécessaires à la compréhension du couplage entre un émetteur et un mode de cavité, que nous aborderons dans la suite du manuscrit.

Qu'il soit placé dans l'espace libre ou en cavité, un émetteur peut émettre un photon par émission





**FIGURE 1.20 : Schéma de principe du couplage entre un émetteur et un mode de cavité optique.** L'émetteur peut être partiellement couplé aux modes de fuite  $\tilde{\gamma}$ , et aux pertes  $\kappa$ .

spontanée. Ce phénomène peut être expliqué par la fluctuation de l'énergie du vide, qui autorise la relaxation assistée par photon d'un émetteur, depuis un état excité vers un état d'énergie inférieur. D'après la règle d'or de Fermi, le taux d'émission spontanée  $\Gamma$  d'un émetteur est proportionnel au nombre de modes optiques disponibles, dans l'environnement de l'émetteur, pour "accueillir" le photon émis, donc à la densité de modes dans son environnement. En espace libre, un émetteur peut être couplé à un continuum de modes, dont les écarts en énergie sont inversement proportionnels au volume de cet espace, donc très petits. À l'inverse, lorsqu'il est placé dans un espace confiné telle qu'une cavité optique, de petit volume, ces écarts deviennent importants et la densité de modes varie très rapidement. En insérant un émetteur dans une cavité optique, il est donc possible de modifier son taux d'émission spontanée.

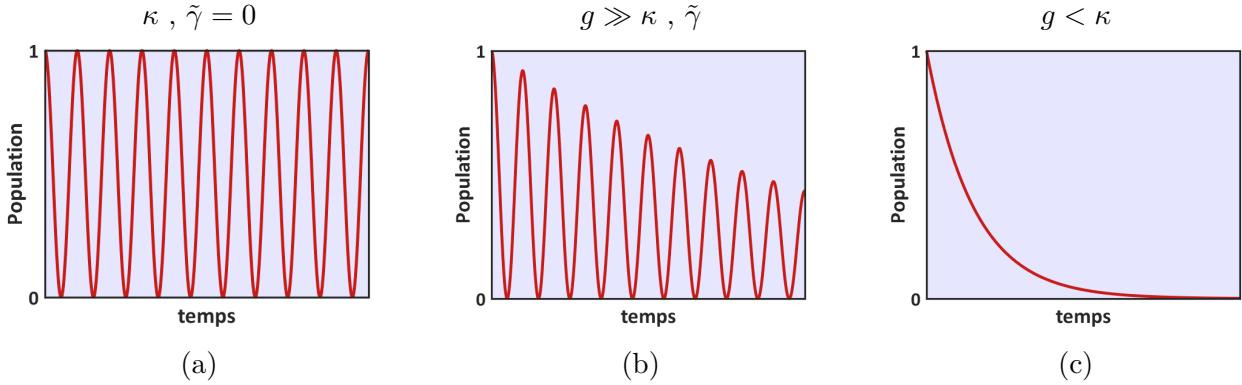
Si on considère un émetteur à deux niveaux, constitué d'un état fondamental  $|g\rangle$  et d'un état excité  $|e\rangle$ , placé dans une cavité, alors le système {émetteur + cavité} peut être décrit par trois paramètres :  $\kappa$ ,  $\tilde{\gamma}$  et  $g$  (Figure 1.20).  $\kappa$  et  $\tilde{\gamma}$  sont les paramètres quantifiant respectivement les pertes de la cavité et de l'émetteur, par couplage au continuum de modes de l'espace libre à l'extérieur de la cavité ;  $g$  est le taux de couplage entre la cavité et l'émetteur [70].

Le système peut alors être décrit par la combinaison linéaire de deux états :

- L'émetteur est dans son état excité et il n'y a pas de photon dans le mode de cavité :  $|e, 0\rangle$
- L'émetteur est dans son état fondamental et il y a 1 photon dans le mode de cavité :  $|g, 1\rangle$

Dans le cas d'un système {émetteur + cavité} parfait,  $\kappa$  et  $\tilde{\gamma}$  sont nuls. Le photon est donc échangé entre l'émetteur et la cavité, sans pertes ; le système passe donc alternativement de l'état  $|e, 0\rangle$  à l'état  $|g, 1\rangle$  pendant une durée infinie. Ces alternances sont appelées *oscillations de Rabi* (Figure 1.21 (a)).

Un système réel présente cependant toujours des pertes ( $\kappa, \tilde{\gamma} \neq 0$ ). Si le taux de couplage  $g$  entre l'émetteur et le mode de cavité est largement supérieur aux pertes, l'échange d'énergie entre l'émetteur et la cavité reste réversible, et le système est alors dans un régime de couplage fort avec des oscillations



**FIGURE 1.21 : Mode de couplage d'un émetteur avec un mode de cavité optique.** (a) Couplage parfait. Le photon émis par l'émetteur est réabsorbé après un cycle. Les alternances de population des états de l'émetteur sont appelées *oscillations de Rabi*. (b) Couplage fort. Les oscillations de Rabi sont amorties par les pertes de l'émetteur  $\tilde{\gamma}$  et de la cavité  $\kappa$ . (c) Couplage faible. Les pertes de la cavité ne permettent pas la réabsorption du photon émis par l'émetteur. Sa population décroît exponentiellement.

de Rabi amorties (Figure 1.21 (b)) [71–73].

Enfin, si le couplage entre l'émetteur et la cavité est trop faible devant le couplage entre le mode de cavité et les modes de l'espace libre ( $g < \kappa$ ), le photon émis par l'émetteur n'est pas réabsorbé. La population de l'émetteur décroît alors exponentiellement, comme en espace libre (Figure 1.21 (c)). La constante de déclin exponentielle caractéristique  $\tau$  est cependant différente de celle en espace libre  $\tau_0$  et dépend du couplage  $g$ . L'émission spontanée de l'émetteur peut donc être accélérée ou inhibée, selon l'environnement dans lequel il est placé.

Le taux d'émission spontanée  $\Gamma_m$  de l'émetteur dans le mode  $m$  peut être déduit de la règle d'or de Fermi (Équation 1.41), où  $\tau_m$  est le temps de vie de l'émetteur dans le mode  $m$ ,  $\hat{d}$  l'opérateur dipôle de l'émetteur,  $\hat{E}$  l'opérateur du champ électrique de la cavité à la position du dipôle, et  $\rho(\omega)$  la densité d'états à la fréquence  $\omega$ .

$$\Gamma_m = \frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \left| \left\langle e, 0 \left| -\hat{d} \cdot \hat{E} \right| g, 1 \right\rangle \right|^2 \rho(\omega) \quad (1.41)$$

Dans le régime de couplage faible, le mode  $m$  de cavité est couplé avec les pertes de la cavité et les modes de fuite. Il est alors assimilé à un quasi-mode de largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega_m$  et de facteur de qualité  $Q_m = \frac{\omega_m}{\Delta\omega_m}$ , dont la densité d'états  $\rho(\omega)$  est de forme Lorentzienne (Équation 1.42).

$$\rho(\omega) = \frac{2}{\pi\Delta\omega_m} \cdot \frac{\Delta\omega_m^2}{4(\omega - \omega_m)^2 + \Delta\omega_m^2} \quad (1.42)$$

Le taux d'émission spontanée d'un émetteur dépend donc partiellement de l'accord entre sa fréquence d'émission et la fréquence du mode. Si la fréquence d'émission du dipole  $\omega$  est en parfaite résonance avec

le mode de la cavité ( $\omega = \omega_m$ ), on peut alors réduire la densité d'états à :

$$\rho(\omega) = \frac{2Q_m}{\pi\omega_m} \quad (1.43)$$

À partir de l'expression du volume effectif  $V_{\text{eff},m}$  du mode  $m$  de la cavité (Équation 1.30), on peut en déduire l'intensité maximale au ventre du mode (Équation 1.44).

$$|\vec{E}|_{\text{max}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 n^2 V_{\text{eff},m}}} \quad (1.44)$$

Si le dipole est parallèle au champ électrique, et placé à la position de son maximum d'intensité  $|\vec{E}|_{\text{max}}$ , l'Équation 1.41 devient :

$$\Gamma_m = \frac{1}{\tau_m} = \frac{2d^2 Q_m}{\hbar\varepsilon_0 V_{\text{eff},m} n^2} \quad (1.45)$$

Le taux d'émission spontanée de l'émetteur  $\Gamma_m$  dans le mode  $m$  peut être comparé au taux d'émission spontanée  $\Gamma_0$  du même émetteur en espace libre (Équation 1.46).

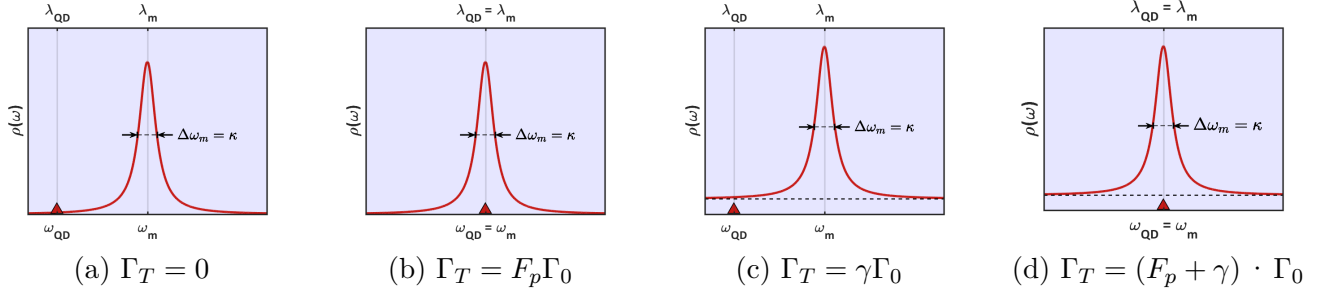
$$\Gamma_0 = \frac{1}{\tau_0} = \frac{d^2 \omega^3 n}{3\pi \hbar \varepsilon_0 c^3} \quad (1.46)$$

Le rapport entre les deux taux d'émissions spontanée (en cavité et en espace libre) permet d'en déduire le facteur d'accélération de l'émission spontanée en cavité  $F_P$ , appelé *facteur de Purcell* (Équation 1.47) [1]. Ce facteur théorique décrit l'accélération maximale de l'émission spontanée atteignable par un émetteur parfait ( $\omega = \omega_m$ ) placé au maximum de l'intensité du champ électrique ; le facteur  $F_P$  mesuré expérimentalement peut donc être inférieur.

$$F_P = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_0} = \frac{\tau_0}{\tau} = \frac{3Q\lambda^3}{4\pi^2 n^3 V_{\text{eff},m}} \quad (1.47)$$

$F_P$  étant dépendant de  $\lambda_m$ ,  $Q_m$  et  $V_{\text{eff},m}$ , on peut attribuer à chaque mode d'une cavité un facteur de Purcell différent. En outre, à longueur d'onde donnée, l'émission spontanée peut être inhibée ( $F_P < 1$ ) ou accélérée ( $F_P > 1$ ), selon le degré de confinement du champ électromagnétique dans la cavité, et le facteur de qualité du mode  $Q_m$ .

Dans des conditions expérimentales réelles, l'émetteur peut être dans une configuration de couplage intermédiaire avec le mode. En effet, le taux de couplage  $\kappa$  du mode de cavité aux modes de fuite lui confère une largeur  $\Delta\omega_m$ . Cette largeur de mode autorise un couplage à l'émetteur autour de sa fréquence centrale  $\omega_m$ . Dans ce cas, son émission spontanée est donnée par l'expression du facteur de Purcell 1.48 [74]. On peut également noter que le facteur de Purcell réel est nécessairement un facteur moyen, tenant compte de la largeur spectrale de l'émetteur et, en plus faible proportion, de celle du mode (si  $\Delta\omega_{\text{QD}} \ll \Delta\omega_m$ ).



**FIGURE 1.22 : Taux d'émission spontanée total  $\Gamma_T$  d'un émetteur de fréquence  $\omega_{\text{QD}}$  dans une cavité de mode unique de fréquence  $\omega_m$ .** (a) L'émetteur n'est pas couplé au mode de cavité ( $\omega_{\text{QD}} \neq \omega_m$ ). L'émission spontanée est inhibée en l'absence de mode de fuite ( $\tilde{\gamma} = 0$ ). (b) L'émetteur est couplé au mode de cavité ( $\omega_{\text{QD}} = \omega_m$ ). L'émission spontanée est exaltée et est directement proportionnelle au facteur de Purcell  $F_P$ , en l'absence de mode de fuite ( $\tilde{\gamma} = 0$ ). (c) L'émetteur n'est pas couplé au mode de cavité ( $\omega_{\text{QD}} \neq \omega_m$ ) mais seulement aux modes de fuite ( $\tilde{\gamma} \neq 0$ ). L'émission spontanée est directement proportionnelle au taux de couplage aux modes de fuite  $\gamma$ . (d) L'émetteur est couplé au mode de cavité ( $\omega_{\text{QD}} = \omega_m$ ) et aux modes de fuite ( $\tilde{\gamma} \neq 0$ ). L'émission spontanée est proportionnelle à la somme du facteur de Purcell  $F_P$  et du taux de couplage aux modes de fuite  $\gamma$ .

$$F_P = \frac{3Q\lambda_m^3}{4\pi^2 n^3 V_{\text{eff},m}} \cdot \frac{\lambda_m^2}{\lambda_m^2 + 4Q^2(\lambda - \lambda_m)^2} \cdot \frac{|\vec{E}(\vec{r})|^2}{|\vec{E}_{\text{max}}|^2} \quad (1.48)$$

L'inhibition de l'émission spontanée en cavité peut être limitée par le couplage de l'émetteur aux modes de fuite (Figure 1.22). En effet, le taux d'émission spontanée  $\tilde{\gamma} = \gamma\Gamma_0$  dans les modes de fuite d'un micropilier est de l'ordre de son taux d'émission spontanée en espace libre ( $\tilde{\gamma} \approx \gamma = 1$ ) [5, 75]. Le taux d'émission spontanée total  $\Gamma_T$  est alors somme de l'émission spontanée dans les modes de cavité  $F_P\Gamma_0$  et dans les modes de fuite  $\gamma\Gamma_0$  (Équation 1.49).

$$\Gamma_T = (F_P + \gamma) \cdot \Gamma_0 \quad (1.49)$$

Un émetteur pouvant être à la fois couplé à un mode de cavité et aux modes de fuite, on peut introduire le paramètre  $\beta$ , décrivant la fraction de l'émission spontanée couplée au mode de cavité (Équation 1.50). Dans un régime d'accélération de l'émission spontanée, le facteur de Purcell domine les pertes :  $F_P \gg \gamma$  et  $\beta \rightarrow 1$ .

$$\beta = \frac{F_P}{F_P + \gamma} \quad (1.50)$$

Le facteur de Purcell d'une cavité planaire diélectrique GaAs/AlAs a été estimé pour la première fois par Lin *et al.* en 1994 [76]. Les auteurs ont alors estimé qu'il était compris entre 0.8 et 1.2, pour une cavité de dimensions  $\lambda/n$ . Rigneault *et al.* ont décrit pour la première fois en 1996 l'extension du champ électrique dans une cavité planaire diélectrique, permettant le calcul simultané des modes confinés et des

modes guidés [77]. Ce calcul permet d'estimer le taux d'émission spontanée d'un émetteur placé dans la cavité planaire  $\lambda/n$  et son couplage radiatif à chaque mode. Abram *et al.* ont alors appliqué le même type de calcul au cas spécifique des cavités planaires diélectrique GaAs/AlAs, et ont confirmé les estimations de  $F_P$  par Lin *et al.* : l'émission spontanée d'un émetteur placé dans une cavité planaire peut être soit légèrement inhibée ( $F_P = 0.8$ ), soit légèrement exaltée ( $F_P = 1.2$ ), selon la longueur exacte de la cavité autour de  $\lambda/n$  [78].

Le taux d'émission spontanée d'un émetteur en cavité étant inversement proportionnel à son volume, son accélération en cavité planaire est intrinsèquement limitée par l'expansion du champ électrique dans la cavité. Cette limitation peut être dépassée en modifiant le degré de confinement de la cavité planaire, par le confinement latéral du champ électromagnétique, pour diminuer  $V_{\text{eff}}$ , par exemple par gravure. Le volume effectif du micropilier obtenu est alors proportionnel à  $(\lambda/n_{\text{cav}})^3$ , permettant l'obtention de grands facteurs de Purcell [5], malgré une baisse résiduelle du facteur de qualité des modes du micropilier par rapport aux modes de la cavité planaire, due à la rugosité des interfaces.

## 1.4 Applications potentielles

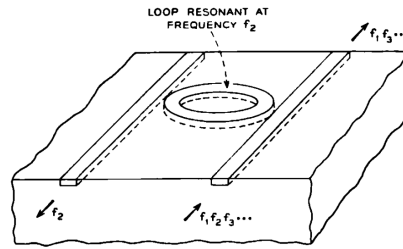
Les cavités optiques seules, ou couplées à des émetteurs, permettent d'envisager plusieurs applications : les filtres en fréquences, les microlasers à "seuil nul", ou encore les sources de photons uniques. Ces différentes applications sont décrites dans cette section.

### 1.4.1 Filtres en fréquences

Les modes de résonance discrets d'une cavité optique peuvent être exploités pour la réalisation de filtres en fréquences. Marcatili *et al.* ont proposé en 1969 un filtre basée sur une cavité annulaire, jetant du même coup les bases des circuits photoniques [79]. Le mode de confinement de ce type de cavité est analogue à celui des microdisques : le champ électromagnétique est confiné par réflexion totale interne sur le périmètre de la cavité et dans le plan par effet de guide d'onde. Le principe du filtre suggéré à l'époque consistait à placer des guides d'onde rectilignes de part et d'autre de la cavité annulaire : une lumière blanche injectée dans le premier guide d'onde n'est couplée qu'aux longueurs d'onde de résonances de la cavité annulaire, et la lumière filtrée est récupérée via le second guide d'onde (Figure 1.23).

Ce type de résonateur est encore étudié aujourd'hui pour des applications de filtres en fréquences pour les circuits intégrés photoniques sur silicium. Des recherches sont notamment menées sur le contrôle de l'accord des modes résonants des microdisques III-V par injection électrique de porteurs libres, pour la réalisation de filtres accordables [80].

Bien que le filtrage en fréquence soit la plupart du temps effectué avec des résonateurs de type microdisque, afin d'exploiter à la fois leurs grands facteurs de qualité et leur facilité d'insertion dans un



**FIGURE 1.23 : Schéma de principe d'un filtre en fréquence avec une cavité annulaire.** Un anneau de fréquence de résonance  $f_2$  est placé entre deux guides d'onde de section rectangulaire. Le signal incident aux fréquences ( $f_1, f_2, f_3 \dots$ ) est injecté dans le premier guide d'onde. Seule  $f_2$  peut se coupler au mode de résonance de la cavité, puis au second guide d'onde [79].

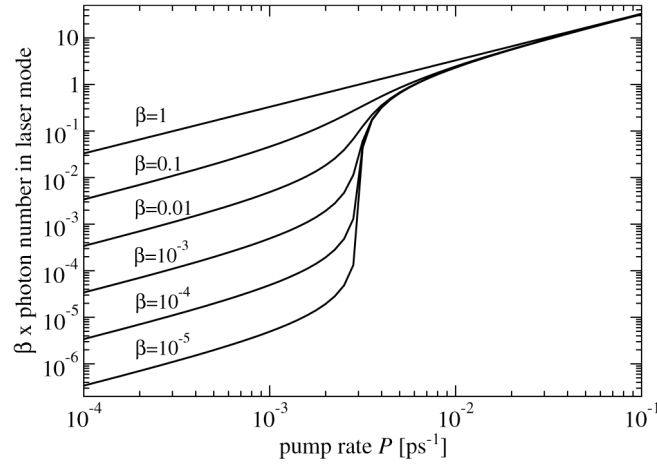
circuit photonique, toutes les cavités optiques peuvent potentiellement être utilisées comme des filtres. Dernièrement, Shaltout *et al.* ont exploité cette propriété pour la fabrication de cavités Fabry-Perot en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  de longueurs inférieures à  $\lambda/2n$ , par insertion d'un métamatériau en leur sein [81].

#### 1.4.2 Microlasers

Une cavité résonante incluant un matériau émetteur peut présenter un effet laser lorsque le nombre moyen de photons sur un mode de la cavité est supérieur à 1, c'est à dire lorsque les pertes du système sur ce mode sont inférieures au gain ; ce matériau est alors le *milieu amplificateur* du laser. Cet effet laser peut être obtenu par excitation ("pompage") électrique ou optique. La puissance de pompe pour laquelle le gain dépasse les pertes est appelée seuil laser. Au-dessous de ce seuil, le mode de cavité est principalement alimenté par émission spontanée ; au-dessus, c'est l'émission stimulée, à l'origine du gain, qui est dominante.

Les longueurs typiques de cavité laser s'étendent de plusieurs mètres à une fraction de micromètre. Cependant, la miniaturisation d'un laser, qui implique des gains comparativement plus faibles, doit être compensée par un plus grand nombre de réflexions aux interfaces de la cavité, ce qui force l'utilisation de cavités à grands facteurs de qualité, ce qui nécessite d'excellents coefficients de réflexion sur les interfaces. Comme cela a déjà été évoqué dans la section 1.2.2 à propos des cavités planaires, les pertes sont en effet proportionnelles au nombre de réflexions aux interfaces. Les longueurs de cavité les plus faibles sont obtenues dans les microdisques [27, 82], les diodes laser à cavité verticale (VCSEL) [83, 84], les microsphères [85], et les cristaux photoniques bidimensionnels [31, 86].

Au-delà des contraintes sur les facteurs de qualité de la cavité, la miniaturisation des lasers permet d'exploiter le contrôle de l'émission spontanée du milieu amplificateur, afin d'en abaisser le seuil d'excitation laser (Figure 1.24). Plusieurs articles proposaient déjà cette voie d'amélioration des lasers, à la fin des années 1980 [87–90] en exploitant l'effet Purcell pour canaliser l'émission spontanée dans le mode de cavité souhaité, tout en l'inhibant dans les autres : la fraction de l'émission spontanée dans le mode tend



**FIGURE 1.24 : Calcul du nombre de photons émis dans le mode de cavité laser  $N_{\text{laser}}$  en fonction du nombre de photons de pompe  $N_{\text{pompe}}$  par unité de temps.  $N_{\text{pompe}}$  est normalisé, de façon à ce que le seuil apparaisse au même endroit pour chaque valeur de  $\beta$  :  $N_{\text{pompe}} = N_{\text{laser}}/\beta$ . Le calcul tient compte de l'accélération de l'émission spontanée dans le mode et des pertes de la cavité [92].**

alors vers 1 ( $\beta \rightarrow 1$ ). En effet, au-dessous du seuil d'émission laser, l'émission spontanée a classiquement lieu dans l'ensemble des modes de la cavité et le passage à une émission stimulée est repérée par un seuil d'excitation au-delà duquel l'émission a essentiellement lieu dans un seul mode. Une meilleure canalisation de l'émission spontanée du milieu amplificateur dans le mode de cavité a donc pour conséquence d'abaisser le seuil marquant le passage de l'émission spontanée à l'émission stimulée [91].

Dans le cas théorique d'une canalisation parfaite de l'émission spontanée dans un mode de cavité, le système est parfois nommé "laser à seuil nul". Il faut néanmoins noter que l'absence apparente de seuil ne signifie pas que le système est placé dans un régime d'émission stimulée à toutes les puissances de pompe, mais plutôt que le seuil de passage de l'émission spontanée à l'émission stimulée ne peut être repéré par la mesure de l'émission en fonction de la puissance d'excitation [93].

En exploitant le contrôle de l'émission spontanée dans des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, Ellis *et al.* ont obtenu en 2011 des courants de seuil laser de 200 nA et 250 nA, à 50 K et 150 K respectivement, en utilisant des boîtes quantiques en InAs en tant que milieu de gain [35]. À titre de comparaison, à température ambiante, ont été publiés dans la littérature un courant de seuil de 150  $\mu\text{A}$  pour un laser à cavité de type microdisque et des puits quantiques en GaInAsP [94], de 36  $\mu\text{A}$  pour des diodes lasers de type VCSEL de milieu de gain en  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  [84], et de quelques mA pour les diodes laser classiques, à guide d'onde planaire.

### 1.4.3 Sources de photons uniques

Une source de photons uniques est un objet capable d'émettre un seul et unique photon, à la demande. Les recherches sur l'élaboration d'une source de photons uniques sont historiquement motivées par la cryptographie quantique, dont le principe est le codage d'une information sur un objet quantique. L'inviolabilité de l'information est alors intrinsèquement garantie lors de son échange par les lois de la physique [95] qui garantissent que l'interception de cette information par un tiers est détectable. L'intérêt de ce type de source est actuellement étendu à d'autres domaines, comme l'informatique quantique [96] et la métrologie quantique [97, 98].

Une source de photons uniques se caractérise par :

- Sa pureté : un seul photon est émis par impulsion. La pureté est quantifiée par le paramètre  $g^2(0)$ , décrivant la probabilité que deux photons soient émis simultanément. Dans le cas d'une source idéale,  $g^2(0) = 0$ . C'est le paramètre qui caractérise l'inviolabilité ou non de l'information contenue dans un photon lors de son éventuel échange.
- Son rendement d'extraction  $\varepsilon$ , décrivant la proportion de photons émis dans un unique mode. Dans le cas d'une source idéale,  $\varepsilon = 1$ .

Outre ces deux caractéristiques, une source de photon unique idéale devrait pouvoir permettre (i) l'émission d'un photon à la demande avec un signal de déclenchement, (ii) l'obtention de photons indiscernables, (iii) un couplage efficace avec une fibre optique, (iv) des fréquences d'utilisation élevées, de l'ordre de la centaine de MHz, et (v) de fonctionner à température ambiante.

La première méthode d'obtention d'un émetteur à photon unique est l'atténuation d'un laser impulsionnel. En effet, le nombre moyen de photons émis par un laser impulsionnel  $\langle n \rangle$  suit la loi de Poisson. En se plaçant dans la configuration  $\langle n \rangle \ll 1$ , la probabilité d'émission simultanée de plusieurs photons est drastiquement réduite. Cependant, cette méthode étant basée sur une approche probabiliste, il est intrinsèquement impossible de garantir la pureté de la source ; à défaut, une grande pureté peut être obtenue avec un très faible nombre moyen de photon par impulsion  $\langle n \rangle$ , au prix de la réduction de la fréquence d'émission. Enfin, cette méthode ne permet pas d'obtenir un photon "à la demande", mais uniquement l'émission de photons uniques séparés par une période autour d'une période moyenne.

Une autre approche consiste à utiliser des émetteurs en cavité tels que des atomes [99], des molécules [100], des centres colorés [101, 102], ou des boîtes quantiques à basse température [103–105].

Dans ce dernier cas, Gérard *et al.* ont proposé une méthode de production de photons uniques par *cascade radiative* dans une boîte quantique [106]. L'obtention d'un photon unique y est garantie par l'empreinte caractéristique de l'émission biexcitonique (XX) précédant l'émission excitonique (X). En effet, en excitant une boîte quantique hors résonance avec un laser impulsionnel, les porteurs en excès se recombinent successivement, jusqu'à recombinaison radiative de la dernière paire électron-trou. La der-



nière recombinaison (X) peut être repérée par la précédente (XX), caractérisée par le décalage spectral de son émission dû aux interactions coulombiennes entre porteurs. Les émissions radiatives peuvent alors être spectralement rejetées par un filtre, à l'exception de la dernière, de façon à obtenir un émetteur de photon unique sur la raie X. Pour que la méthode fonctionne, l'impulsion laser doit nécessairement être courte par rapport au temps de vie de l'exciton dans l'émetteur. Une seconde méthode de préparation consiste à exciter les boîtes quantiques en résonance avec l'exciton X [105, 107–109], pour ne générer que des mono-excitons. La préparation est cependant plus difficile, car elle requiert une réjection très efficace de la réflexion et de la diffusion du faisceau de pompage.

L'insertion d'une boîte quantique en cavité permet à la fois la création de photons indiscernables à partir d'une émission spontanée excitonique et la canalisation de cette même émission spontanée dans un mode de cavité. Toutes les géométries de cavité optiques décrites précédemment ont démontré leur pertinence pour le développement de sources de photons uniques : les micropiliers [106], les cavités à cristaux photoniques [110], et les microdisques [82]. L'utilisation d'une forme de cavité adaptée permet en outre l'obtention d'un couplage efficace à une fibre optique. Les cavités de type micropilier semblent donc satisfaire tout particulièrement ce critère, mais ont comme inconvénient un processus de fabrication complexe, et une bande passante étroite.

Une alternative aux cavités optiques est constituée par les trompettes et aiguilles photoniques (Figure 1.25). Le principe est de favoriser le couplage aux modes guidés par inhibition des modes de fuite. Une boîte quantique insérée au pied de la trompette photonique n'est autorisée à émettre que dans un unique mode guidé. La conicité de la trompette permet alors un élargissement adiabatique du mode guidé à mesure de l'élargissement du diamètre [111]. Un comportement similaire peut être observé dans les nanofils photoniques en forme d'aiguille, dont le diamètre au pied de la structure est égal au diamètre au pied de la trompette [112]. La bande passante de ces systèmes est beaucoup plus large que celle des systèmes en cavité résonante, ce qui peut par exemple permettre de développer des sources de photons uniques largement accordables [113].

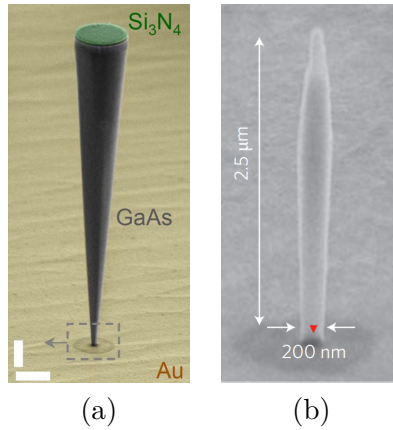
## 1.5 La commutation de cavité optique

La commutation consiste à changer l'énergie des modes de résonance d'une cavité. Dans le cas d'une cavité optique Fabry-Perot composée de deux miroirs parfaits, cette commutation peut, par exemple, être obtenue en éloignant ou rapprochant les miroirs.

Pour une cavité optique planaire de dimension  $L_0 = N\lambda_0/2n_{cav}$ , la position spectrale du mode au centre de la bande interdite est donnée par :

$$N\lambda_0 = \frac{L_0}{2n_{cav}}, \text{ avec } N \in \mathbb{N} \quad (1.51)$$

Une cavité optique en semiconducteurs étant monolithique, il n'est cependant pas possible de changer



**FIGURE 1.25 : Géométries alternatives aux cavités résonantes pour la réalisation de sources de photons uniques en GaAs.** Les boîtes quantiques en InAs sont placées au pied des structures et en leur centre pour favoriser leur couplage à un mode unique. Les structures sont placées sur un miroir d'or, de façon à éviter l'échappement vers le substrat des photons émis. (a) Image MEB colorisée d'une trompette photonique en GaAs. Le dépôt antireflet en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  permet de minimiser les effets de cavité résonante. Le diamètre au pied de la trompette est de  $240 \text{ nm}$ , contre  $1.5 \mu\text{m}$  pour le diamètre supérieur. Les barres d'échelles horizontale et verticale ont des longueurs de  $1 \mu\text{m}$  [111]. (b) Image MEB d'un nanofil photonique en GaAs en forme d'aiguille. Le diamètre au pied est de  $200 \text{ nm}$  [112].

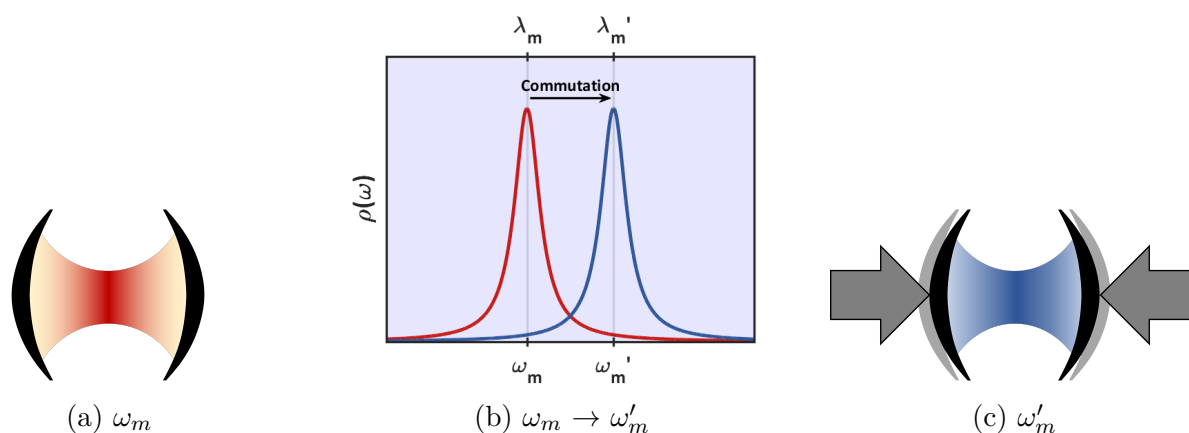
la position des miroirs après sa fabrication. La longueur de la cavité  $L_0$  est donc constante et le seul paramètre sur lequel il est possible d'agir est donc l'indice de réfraction de la cavité  $n_{\text{cav}}$ . La méthode la plus simple de changement de l'indice de réfraction pourrait être le changement local de la température de la cavité (Figure 1.26), qui est par exemple utilisé pour le contrôle de la phase dans les circuits photoniques en guide d'onde. En alternative à cet effet thermique, dont la dynamique est relativement lente (quelques dizaines de nanosecondes au mieux), il existe deux principaux moyens : l'effet Kerr, ou l'injection (optique ou électrique) de porteurs libres. décalage spectral du mode de cavité par rapport à sa position initiale  $\Delta\lambda/\lambda$  est alors proportionnelle à l'amplitude relative de changement d'indice  $\Delta n/n_{\text{cav}}$  (Équation 1.52).

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n_{\text{cav}}} \quad (1.52)$$

Dans les deux cas, le principe consiste à changer de manière transitoire et réversible la position du mode de résonance de la cavité par changement (positif ou négatif) de l'indice de réfraction. Nous verrons par la suite que d'autres propriétés de la cavité peuvent également changer lors de sa commutation.

### 1.5.1 Commutation par injection de porteurs libres

La présence de porteurs de charge libres dans un matériau semiconducteur a un impact sur son indice de réfraction. Les porteurs libres peuvent provenir d'un éventuel dopage, ou d'une injection élec-



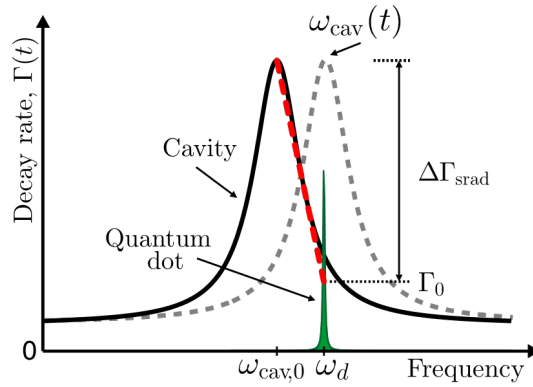
**FIGURE 1.26 : Schéma de principe de la commutation de cavité.** (a) Schéma de cavité non commutée. (b) Commutation du mode de cavité initialement à  $\omega_m$  vers les hautes fréquences  $\omega'_m$ . (c) Schéma de cavité commutée, ici en rapprochant les miroirs.

trique ou optique. Dans ce dernier cas, les porteurs injectés dans les bandes de conduction et de valence peuvent temporairement abaisser l'indice de réfraction du matériau, décalant la position de la résonance vers les hautes énergies. Un retour à la position initiale a ensuite lieu par recombinaison, radiative ou non.

Jewell et al. en 1985, puis Kuszelewicz et al. en 1988, ont rapporté une commutation de cavité GaAs par injection optique de charges libres à température ambiante [114, 115]. Le principe de l'injection optique de porteurs libres consiste à appliquer une impulsion laser sur une cavité, dont les photons ont une énergie supérieure au gap du matériau. Les photons absorbés génèrent alors des charges libres dans le matériau, relaxées en quelques picosecondes vers les extrema des bandes de conduction et de valence. La présence de charges libres abaisse alors l'indice de réfraction, jusqu'à un retour à l'indice initial à mesure de leur recombinaison.

La commutation de cavité présente un intérêt notamment pour les applications à la télécommunication, qui implique des fréquences de cycles de commutation au-delà de la dizaine de GHz. La durée d'un cycle est la somme du temps d'absorption des photons (commutation : *switch-on*) avec le temps de recombinaison des charges libres ("décommutation" : *switch-off*). Ces durées ont été mesurées pour la première fois en 1989, sur un micropilier en GaAs/AlAs par Jewell et al. qui rapportent des commutations en une dizaine de picosecondes, et un temps de recombinaison total de l'ordre de 30 ps pour une cavité de  $0.5 \mu\text{m}$  de diamètre [36]. Plus récemment, en 2007, Preble et al. ont commuté un mode de cavité annulaire en silicium en quelques dizaines de ps [7, 116].

Le temps de recombinaison des porteurs libres (*switch-off*) dépend de la qualité du matériau, et de la forme de la cavité. En effet, dans le cas d'une cavité confinant le champ électromagnétique dans les trois directions de l'espace, obtenue par gravure à partir d'une cavité planaire, les recombinaisons de surface



**FIGURE 1.27 : Schéma du contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur en cavité.** Une émetteur de fréquence d'émission  $\omega_d$  (en vert) est en désaccord spectral avec le mode de cavité centré à la fréquence  $\omega_{cav,0}$  (courbe lorentzienne noire). L'émetteur est donc principalement couplé aux modes de fuites, et son taux d'émission spontanée est  $\Gamma_0$ . L'émetteur et le mode de cavité (courbe Lorentzienne grise pointillée) sont accordés transitoirement pendant la commutation ( $\omega_{cav}(t) = \omega_d$ ) et le taux d'émission spontanée de l'émetteur est de  $\Gamma_0 + \Delta\Gamma_{srad}$ . Si la commutation de la résonance de la cavité est de l'ordre d'une largeur de mode, elle peut être approximée linéairement avec le décalage du taux de recombinaison en fonction de la fréquence (ligne rouge pointillée). Figure issue de [119].

sont d'autant plus importantes que son diamètre est faible. En outre, les défauts et contaminations de croissance se comportent comme des centres donneurs et accepteurs d'électrons et donc des foyers de recombinaison des charges libres. Dans le cas de GaAs massif épitaxié, le temps de vie des charges peut s'étendre de moins de 1 ps pour une croissance à basse température ( $\sim 200^\circ\text{C}$ ) [117], à quelques nanosecondes pour un matériau de haute qualité. Le temps de recombinaison est donc à la fois dépendant des qualités du matériau brut et de l'éventuelle gravure.

La méthode d'injection électrique de porteurs libres a également été rapportée sur une cavité annulaire en silicium. Elle souffre néanmoins de temps de commutation relativement lents, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes [6] à la centaine de picosecondes dans le meilleur des cas [118].

Dans le cadre de l'étude d'un système {boîtes quantiques InAs + cavité GaAs/AlAs}, le pompage optique est particulièrement indiqué, puisqu'il permet simultanément de pomper une collection d'émetteurs et de commuter les modes de cavité. Thyrrstrup *et al.* ont proposé cette approche pour accorder transitoirement un émetteur à un mode de cavité : en régime de couplage faible, l'accord ou le désaccord spectral du mode avec l'émetteur placé dans la cavité permet d'exalter ou non, voire d'inhiber, son émission spontanée (Figure 1.27) [119]. La démonstration expérimentale de la modulation de l'accord spectral d'un mode de cavité avec une boîte quantique unique a été faite un an plus tard par Jin *et al.* dans une cavité à cristaux photoniques [120].

### 1.5.2 Commutation par changement d'indice : l'effet Kerr

Ctistis et al. ont montré expérimentalement en 2011 une commutation par effet Kerr électronique vers les basses énergies (*redshift*) de plus d'une largeur de raie (soit  $\Delta n = +0.1\%$ ), sur une cavité planaire d'ordre 1 en GaAs/AlAs de faible  $Q$  : le temps de commutation obtenu est de 2.9 ps. Cette valeur est probablement supérieure au temps de commutation réel, d'après les auteurs [8]. L'effet Kerr étant instantané par nature, il permet en effet d'atteindre des vitesses de commutation inégalables avec l'injection de porteurs libres. Expérimentalement, un laser impulsif de faible puissance et d'énergie  $E_{\text{sonde}} < E_{\text{gap}}$  est utilisé comme source de lumière injectée dans la cavité ; celui-ci est utilisé simultanément à un laser de pompe impulsif intense pour l'obtention de l'effet Kerr, d'énergie inférieure à la moitié de l'énergie de gap pour prévenir toute injection de porteurs libres par absorption à deux photons :  $E_{\text{pompe}} \leq \frac{1}{2}E_{\text{gap}}$  [121, 122]. Enfin, pour éviter une éventuelle absorption à deux photons, la somme des énergies des lasers de pompe et de sonde doit être inférieure au gap :  $E_{\text{sonde}} + E_{\text{pompe}} \leq E_{\text{gap}}$ . En 2013, Yüce et al. sont allés au-delà de Ctistis et al., en rapportant la commutation réversible d'une cavité GaAs/AlAs en 300 fs, ouvrant la voie à des cycles de commutation à des fréquences de l'ordre du THz [72].

L'effet Kerr étant un effet non linéaire du troisième ordre, la puissance de pompe nécessaire pour commuter une cavité est fortement dépendante du matériau. De plus, au-dessus d'une certaine puissance de pompe, la commutation par effet Kerr rentre en compétition avec la commutation par injection de porteurs libres du fait de l'absorption à trois photons [122]. Une cavité dont le matériau présente un faible effet Kerr ne peut donc pas être commutée simplement en augmentant la puissance du laser de pompe.

Bien que l'effet Kerr soit en théorie l'option permettant des commutations aux fréquences les plus élevées, sa difficulté de mise en œuvre, due à l'utilisation de lasers de forte intensité dans le moyen infrarouge, le rend difficile à implémenter dans des systèmes destinés à une large diffusion.

## 1.6 Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les principales propriétés physiques des microcavités optiques : le facteur de qualité  $Q$ , le volume modal, la longueur effective d'un mode et son rayon. Une attention toute particulière a été accordée à la géométrie des cavités utilisées expérimentalement au cours de ce travail de thèse : les cavités optiques planaires et les micropiliers de GaAs/AlAs. Le couplage entre émetteur et cavité a également été présenté, et tout particulièrement le régime de couplage faible. Lorsqu'un émetteur est placé dans une cavité, son émission spontanée peut être accélérée (effet Purcell) ou inhibée, selon son degré de couplage aux modes de cavité et aux modes de fuites éventuels. L'effet Purcell étant plus fort avec des volumes modaux faibles, il est fortement accru avec le passage du confinement sur une direction de l'espace (cavité planaire) au confinement dans toutes les directions (micropilier).

Des applications potentielles des microcavités optiques ont été présentées : les filtres en fréquences,

les microlasers à "seuil nul", ou encore les sources de photons uniques. L'accent a été mis sur la commutation de cavité optique, qui consiste à accorder transitoirement, à l'échelle de la picoseconde, un émetteur à un mode de cavité. Ce phénomène sera mis en œuvre via l'injection optique de porteurs libres dans la suite du manuscrit, avec des micropiliers en GaAs/AlAs dans lesquels sont placées des boîtes quantiques en InAs. En effet, parmi les émetteurs présentés dans ce chapitre, les boîtes quantiques se sont avérées être les émetteurs remplissant le mieux les critères utiles à une étude du couplage (transitoire ou non) entre émetteur et mode de cavité : raie d'émission fine, possibilité de créer une large distribution de boîtes pour une faible absorption, et rendement quantique proche de l'unité, notamment.







# Commutation différentielle des modes résonants d'un micropilier

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Commutation d'une microcavité optique</b>	<b>50</b>
2.1.1	Sonder les modes des micropiliers avec une source de lumière interne	50
2.1.2	Configuration expérimentale	53
<b>2.2</b>	<b>Caractéristiques d'une commutation</b>	<b>56</b>
2.2.1	"Switch-on"	57
2.2.2	Diffusion & recombinaison des charges libres : "Switch-off"	60
<b>2.3</b>	<b>Commutation différentielle des modes d'un micropilier</b>	<b>66</b>
2.3.1	Structure modale	66
2.3.2	Croisement de modes	71
<b>2.4</b>	<b>Commutation différentielle hors axe</b>	<b>77</b>
<b>2.5</b>	<b>Étude de l'amplitude de commutation maximale</b>	<b>80</b>
2.5.1	Saturation de commutation expérimentale	81
<b>2.6</b>	<b>Modélisation de l'amplitude de commutation maximale</b>	<b>82</b>
2.6.1	La Méthode des Matrices de Transfert	85
2.6.2	Modèles de dispersion des indices de réfraction de GaAs et AlAs	90
2.6.3	Application à la modélisation de l'amplitude de commutation d'un micropilier	91
2.6.4	Estimation de $G_{\text{sat}}$	104
<b>2.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>107</b>

---

Les modes résonants d'une microcavité optique peuvent être modifiés transitoirement par absorption d'une impulsion lumineuse, telle qu'une impulsion laser. L'impulsion initie la génération de charges libres dans le matériau, abaissant son indice de réfraction. Ce chapitre porte sur l'utilisation expérimentale de ce phénomène pour la commutation des modes de cavité de type *micropilier*. En première partie, il sera décrit comment l'utilisation de boîtes quantiques en tant que sources de lumière internes à la cavité peut permettre de sonder les modes en spectroscopie de photoluminescence conventionnelle et spectroscopie de photoluminescence résolue en temps. Ensuite, les caractéristiques d'une commutation (*switch-on* et *switch-off*) seront discutées et un modèle permettant d'expliquer le retour des modes à leurs positions initiales sera décrit. Mis en relation avec les cartes de champs électromagnétiques, le modèle mettra notamment en évidence le principe de la commutation différentielle des modes. Ce phénomène sera étudié expérimentalement à différentes amplitudes de changement de l'indice de réfraction, jusqu'à réorganisation transitoire des modes. Il sera ensuite montré expérimentalement comment une perturbation localisée hors axe du micropilier induit une brisure de la symétrie circulaire et la levée de

dégénérescence de certains modes. Enfin, l'amplitude de commutation du mode fondamental sera étudiée expérimentalement et une modélisation sera proposée.

### 2.1 Commutation d'une microcavité optique

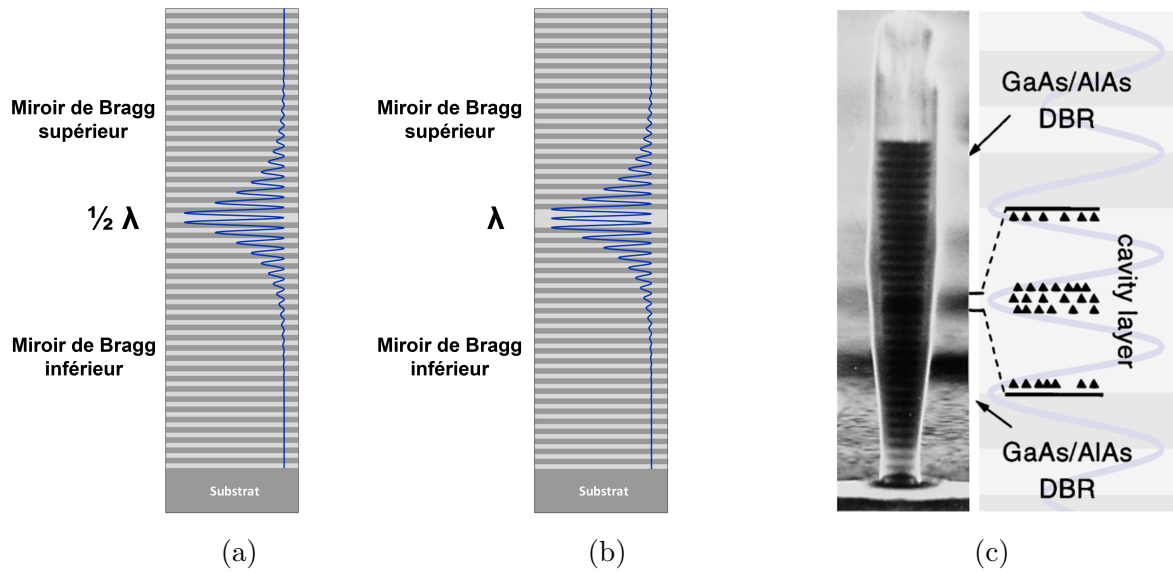
Les deux principales méthodes de commutation d'une cavité optique sont : la commutation par effet Kerr et la commutation par injection de charges libres. La première est potentiellement supérieure. En effet, l'effet Kerr étant instantané, elle permet en principe d'atteindre une dynamique de commutation ultime. Cependant, l'effet Kerr étant un effet non linéaire du troisième ordre, il nécessite l'utilisation d'impulsions laser de très fortes puissances pour l'obtention d'amplitudes de commutation inférieures à celles obtenues par injection de charges libres à puissance modérée [8]. La seconde méthode permet une commutation à une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde, couplée à une relative facilité de mise en œuvre. C'est donc cette seconde méthode qui sera utilisée dans les expériences présentées dans ce chapitre.

Les cavités optiques présentent des modes résonants, pouvant notamment être sondés en régime stationnaire par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier. Dans le cas d'un mode commuté, le système doit pouvoir sonder sa position spectrale à l'échelle du temps caractéristique de commutation. Ctistis et al. ont par exemple mis en œuvre un système pompe-sonde pour mesurer en réflexion, l'échelle de la femtoseconde, la position spectrale d'un mode au cours d'une commutation ultrarapide [8]. Notre approche consiste à placer une collection de boîtes quantiques en cavité, de façon à exploiter leurs recombinaisons radiatives dans les modes résonants, afin de révéler leurs positions spectrales en spectroscopie de photoluminescence. Le temps de vie de l'exciton dans une boîte quantique est de quelques centaines de picosecondes, soit une durée largement supérieure à celle de la durée totale d'une commutation  $\{switch-on + switch-off\}$ ; ces émetteurs peuvent donc être exploités pour couvrir simultanément une fenêtre spectrale couvrant les modes résonants et une fenêtre temporelle couvrant l'ensemble de l'évènement de commutation.

Cette section est dédiée à la description de l'approche de l'utilisation d'émetteurs en cavité comme sources de lumière interne, ainsi qu'à la mise en œuvre expérimentale de la mesure des modes et de leurs commutations.

#### 2.1.1 Sonder les modes des micropiliers avec une source de lumière interne

Les boîtes quantiques sont exploitées en tant que sources de lumière internes [39]. Elles sont intégrées dans le protocole de croissance par épitaxie de la cavité, en un ou plusieurs plans. Ces plans de boîtes sont placés au niveau des ventres longitudinaux des modes, afin d'optimiser leur couplage à ces derniers. Dans une cavité  $\lambda/2n_{\text{GaAs}}$ , les plans doivent donc être préférentiellement placés à la frontière interne entre les miroirs et l'espaceur (Figure 2.1 (a)). Dans une cavité  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$ , l'intensité du champ électrique

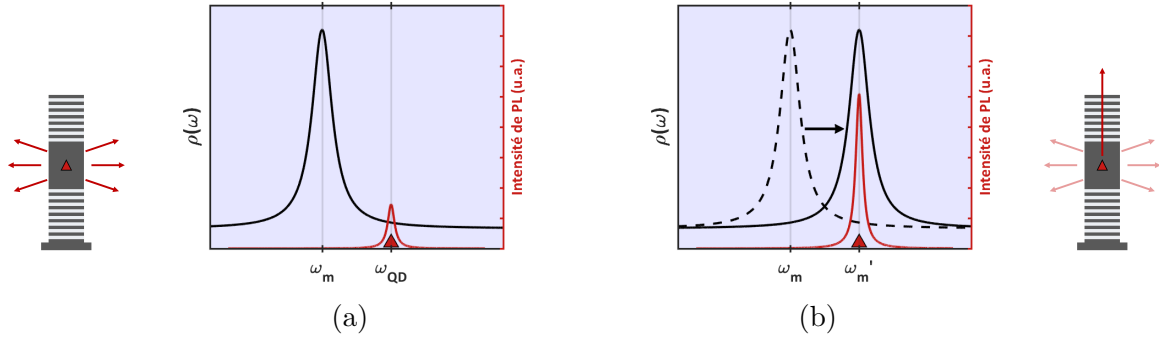


**FIGURE 2.1 : Répartition de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  dans un micropilier, à la résonance.** (a)  $L = 1/2 \times \lambda/n_{\text{GaAs}}$ , avec un miroir supérieur et inférieur de respectivement 20 et 24 paires; et (b)  $L = \lambda/n_{\text{GaAs}}$ . (c) Micropilier de GaAs/AlAs de longueur  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$ , composée de miroirs de Bragg (*Disturbed Bragg Reflectors* : DBR, sur l'image) de 14 et 19 paires. Les boîtes quantiques de InAs sont placées au niveau des ventres de  $|\vec{E}|^2$  dans l'espaceur (*cavity layer*, sur l'image). Figure (c) adaptée de [5].

présente un ventre additionnel au centre de l'espaceur, d'intensité similaire aux deux autres. Le nombre de ventres est en effet proportionnel à la taille de l'espaceur ( $= 2N - 1$ ) et sont autant d'emplacements possibles pour d'éventuels plans de boîtes quantiques (Figure 2.1 (b)). Pour une cavité  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$ , un ou plusieurs plans de boîtes peuvent donc être ajoutés au centre de l'espaceur pour accroître le nombre de boîtes quantiques total dans l'espaceur couplées aux modes de cavité (Figure 2.1 (c) [5]).

En première approximation, une boîte quantique spectralement non accordée au mode de cavité ne peut pas émettre de photon (Figure 2.2 (a)). Une commutation de ce mode peut le porter à une énergie similaire à celle de la boîte quantique; la recombinaison radiative de l'exciton est alors autorisée. À l'instant où le mode et la boîte quantique sont spectralement superposés, il est donc possible de mesurer la photoluminescence de l'émetteur et d'en déduire la position spectrale du mode (Figure 2.2 (b)). Plus précisément, l'émission est possible même si la boîte quantique n'est pas accordée spectralement au mode résonant, dans une autre catégorie de modes appelés *modes de fuite*. L'intensité de photoluminescence mesurée est alors plus faible que lorsque l'émetteur est couplé à un mode résonant, en raison de taux de couplage et de collection plus faibles. Ces paramètres seront discutés en détail dans le Chapitre 4. En tout état de cause, dans une expérience de commutation, une boîte quantique peut être considérée comme un outil révélant la position d'un mode à l'instant de la recombinaison radiative de son exciton.

L'élargissement de ce principe à une collection de boîtes quantiques permet d'impacter deux aspects :

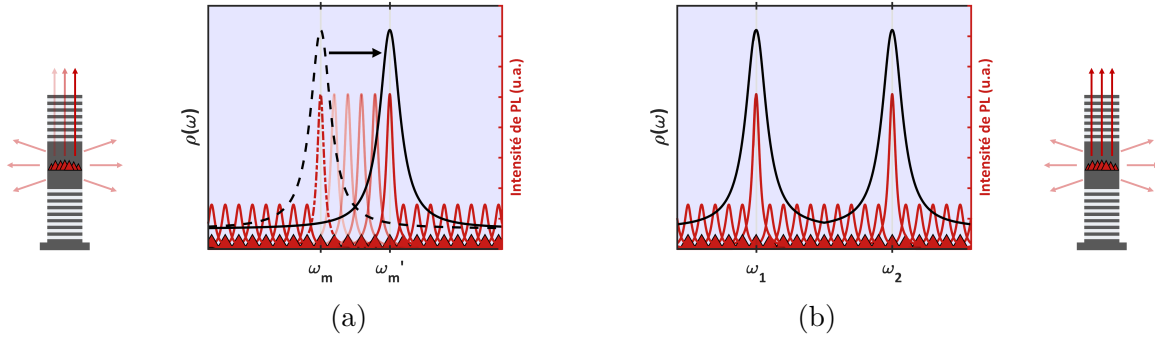


**FIGURE 2.2 : Principe d'utilisation d'émetteurs comme source de lumière interne à une cavité optique.** (a) L'émetteur de fréquence  $\omega_{QD}$  est découplé du mode de cavité de fréquence  $\omega_m$ . L'émission n'a lieu que dans les modes de fuite. (b) Le mode est commuté à la fréquence  $\omega_{m'} = \omega_{QD}$ . L'émetteur est donc couplé au mode de cavité. L'émission a principalement lieu dans le mode résonant, ce qui a pour conséquence une exaltation de l'intensité de photoluminescence.

- Une collection d'émetteurs similaires permet l'obtention d'une réserve d'excitons conséquente. L'émission dans le mode résonant n'est donc pas nulle après une unique recombinaison excitonique, mais perdue pendant quelques centaines de picosecondes en cas de couplage prolongé. Ceci permet donc de couvrir un large intervalle temporel. Il faut cependant noter que dans le cadre d'une mesure de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, la mesure finale est obtenue par intégration de la photoluminescence sur autant d'évènements que nécessaire pour atteindre un rapport signal/bruit satisfaisant. Un faible nombre d'émetteurs peut donc être compensé par un temps d'intégration plus grand, même dans le cas extrême d'une boîte unique en cavité. Dans ce dernier cas, le signal de photoluminescence intégré est alors le reflet de la probabilité d'émission radiative de la boîte quantique en chaque instant. Ainsi, bien que l'utilisation d'une collection d'émetteur ne soit pas fondamentalement nécessaire aux mesures de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, celle-ci facilite grandement les mesures expérimentales en offrant un rapport signal/bruit satisfaisant pour un temps d'intégration acceptable.
- Une collection d'émetteurs de dimensions différentes permet une émission dans un large intervalle spectral. Dans le cadre d'une croissance de boîtes quantiques auto-organisées, la somme d'émission globale des boîtes quantiques prend la forme d'une distribution gaussienne de quelques dizaines de meV de largeur à mi-hauteur.

Il est donc possible de nourrir des modes sur quelques dizaines de meV, pendant plusieurs centaines de picosecondes après l'impulsion de pompe. En d'autres termes, la source de lumière interne à la cavité permet de sonder simultanément les positions spectrales de plusieurs modes pendant leurs commutations (Figure 2.3). Expérimentalement, le nombre de boîtes quantiques typique inséré dans la cavité est de l'ordre de plusieurs milliers, ce qui permet de tirer parti des bénéfices sur le volet spectral et temporel.

Un pompage des boîtes quantiques en continu est également possible dans le cadre d'une expérience



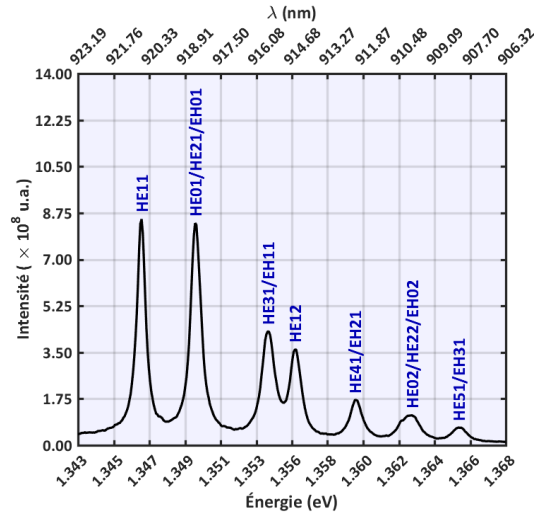
**FIGURE 2.3 : Principe d'utilisation d'un ensemble d'émetteurs comme source de lumière interne pour caractériser une cavité optique** en régime de commutation [123, 124]. (a) Le couplage transitoire d'une collection d'émetteurs au mode de cavité permet de sonder la position spectrale du mode en chaque instant. L'exaltation de l'émission spontanée des émetteurs permet de "nourrir" le mode au cours de la commutation. (b) La collection d'émetteurs permet de sonder simultanément plusieurs modes de cavité. L'émission spontanée est exaltée aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sur la figure.

de spectroscopie optique conventionnelle, c'est à dire non résolue en temps [5]. Dans ce cas, seule la largeur spectrale offerte par la distribution d'émetteurs est exploitée. Le laser continu doit alors être accordé idéalement dans l'énergie de gap de la couche de mouillage des boîtes quantiques, c'est à dire à une énergie inférieure à celle du gap de la cavité optique, afin de ne pas introduire de commutation parasite en parallèle au pompage des boîtes quantiques. À défaut, l'utilisation d'un laser à très faible puissance permet de pomper les boîtes quantique sans commuter de manière significative les modes de cavité. La Figure 2.4 est une mesure par spectroscopie de photoluminescence conventionnelle, de l'émission spontanée de boîtes quantiques de InAs dans les modes résonants d'un micropilier de GaAs/AlAs de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre. Cette méthode permet l'indexation des sept premiers modes de cavité — le mode fondamental étant celui de plus basse énergie —.

La mise en œuvre du suivi temporel des positions spectrales des modes au cours d'une commutation nécessite une configuration expérimentale spécifique dont il est l'objet dans la section suivante [123].

### 2.1.2 Configuration expérimentale

Les boîtes quantiques peuvent émettre un photon par recombinaison excitonique radiative. Pour cela, des excitons doivent être générés au préalable au cours d'une étape de pompage. Dans le cadre de ce travail, le pompage est réalisé optiquement avec un laser impulsionnel Coherent Mira 900F en mode impulsionnel (Figure 2.5). La largeur temporelle de l'impulsion laser est d'environ 200 fs à la sortie du laser et est mesurée à  $4.5 \pm 1$  ps à 905 nm avec la caméra à balayage de fente, après son passage dans une fibre optique de silice monomode à une puissance moyenne de 1 mW. Le laser est accordable de 700 à 950 nm, ce qui permet soit de pomper uniquement les boîtes quantiques de InAs (via la couche de

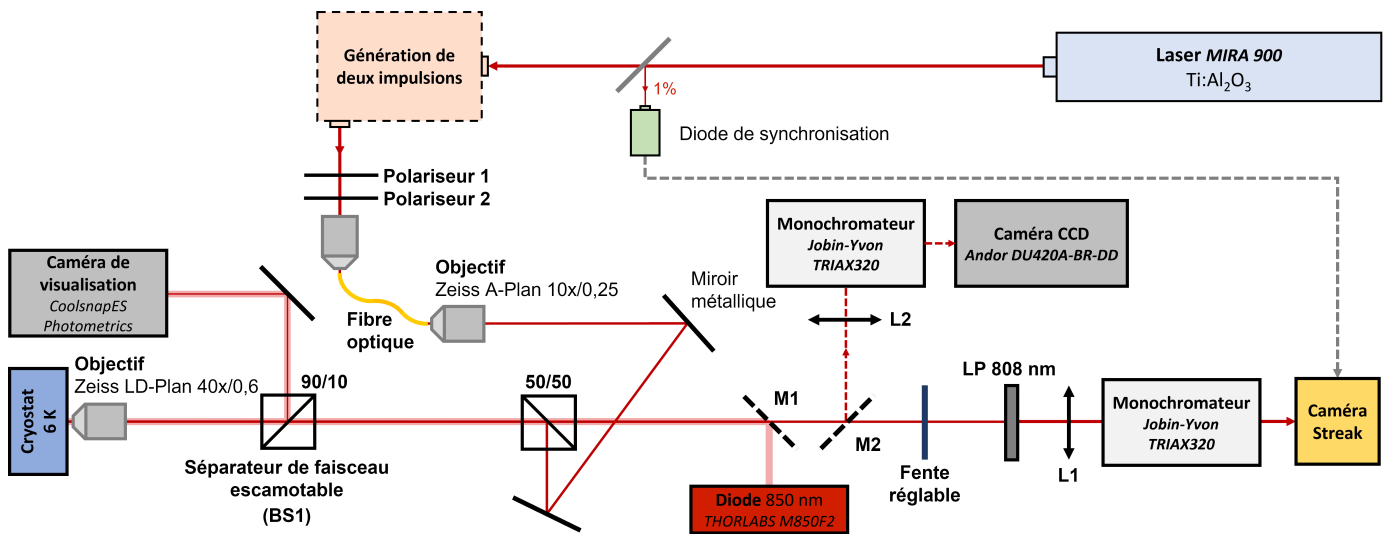


**FIGURE 2.4 : Spectre des modes d'un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre.** La collection de boîtes quantiques "nourrit" les modes de cavité, qui peuvent alors être mesurés par spectroscopie de photoluminescence [39]. Les sept premiers modes sont indexés sur la figure. Les boîtes quantiques sont pompées en continu à 820 nm, à basse puissance ( $35 \mu\text{W}$ ), de façon à ne pas commuter les modes.

mouillage, avec  $\lambda_{\text{pompe}} < 816 \text{ nm}$  à 6 K), soit de pomper les boîtes simultanément à la commutation de la cavité (avec  $\lambda_{\text{pompe}} > 816 \text{ nm}$  à 6 K).

Un train d'impulsions laser est généré à partir d'une impulsion laser unique, avec un séparateur de faisceau 50/50 et deux coins de cubes C1 et C2 (Figure 2.6 (a)). L'impulsion laser mère est d'abord divisée en deux faisceaux filles, réfléchis sur deux coins de cubes. Les distances  $d_1$  et  $d_2$  parcourues par les faisceaux filles sont différentes, ce qui permet d'introduire un retard  $\Delta t_{\text{pulse}} = \Delta d/c$  entre l'un et l'autre, avec  $\Delta d = 2(d_2 - d_1)$ . Ils sont ensuite replacés sur le même axe optique de façon à former un train de deux impulsions laser. L'utilisation de coins de cube facilite grandement l'alignement par rapport à des miroirs traditionnels, puisqu'ils permettent d'obtenir des faisceaux réfléchis systématiquement parallèles aux faisceaux incidents, même en cas de légers décalage et/ou d'une rotation des miroirs. Le retard peut être ajusté en changeant la différence de distance de propagation  $\Delta d$ ; dans le cadre de la commutation des micropiliers, les distances relatives des coins de cubes sont ajustées de façon à introduire un retard entre les deux faisceaux filles de  $\Delta t_{\text{pulse}} = 200 \text{ ps}$  (Figure 2.6 (b)).

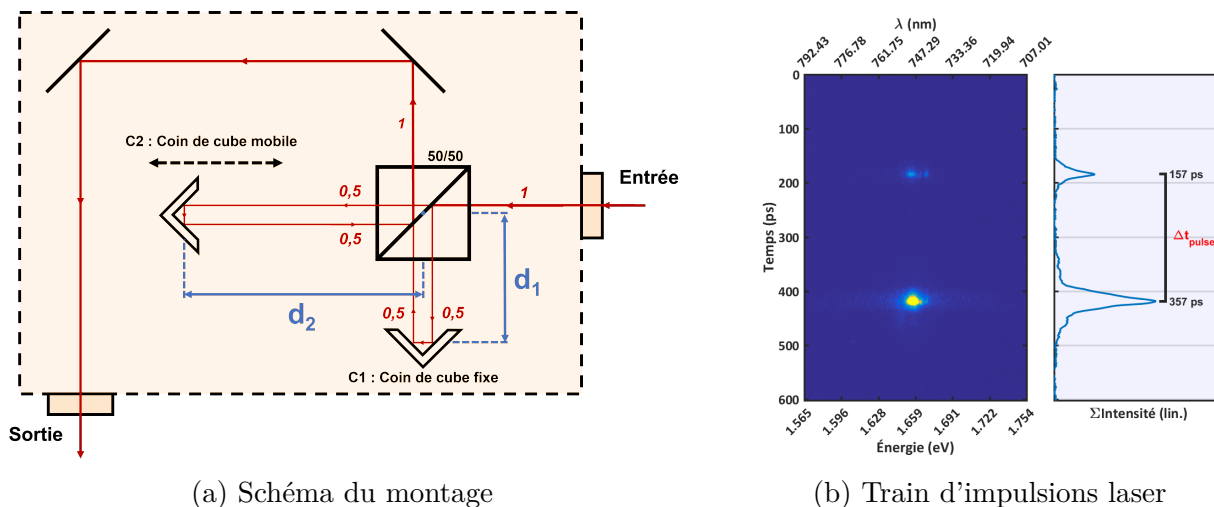
La puissance du train d'impulsions du laser Ti:saphir est contrôlée par une paire de polariseurs rotatifs placés sur le chemin optique, à la sortie du laser. Il est injecté avec un objectif Zeiss A-Plan 10x/0,25 dans une fibre optique monomode, puis est recollimaté avec un second objectif identique. Les puissances relatives des deux impulsions  $P_{\text{pompe}}$  et  $P_{\text{switch}}$  sont ajustées en écartant légèrement l'un des deux faisceaux filles de son alignement optimal. Le faisceau est ensuite introduit sur l'axe optique échantillon/mesure avec un séparateur de faisceau 50/50, pour être focalisé sur la face supérieure d'un



**FIGURE 2.5 : Schéma du montage de l'expérience de commutation de microcavités optiques.** Le train d'impulsions laser est introduit sur l'axe optique échantillon/mesure avec un séparateur de faisceau 50/50. L'échantillon est placé dans un cryostat à circulation d'hélium pour être porté à température cryogénique. Le signal de photoluminescence est collecté avec un objectif Zeiss LD-Plan-NEOFLUAR 40x/0,6 puis focalisé avec la lentille L1 dans un monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 couplé à une caméra à balayage de fente (*streak camera*) Hamamatsu C10910 synchronisée avec la fréquence d'impulsion laser. Un miroir métallique (M1) et un séparateur de faisceau (BS1) escamotables permettent d'illuminer l'échantillon pour l'imager sur une caméra CCD *CoolSnapES Photometrics*. Un second miroir métallique escamotable (M2) permet de rediriger et focaliser (L2) le signal de photoluminescence vers un second monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 couplé à une caméra CCD Andor DU42A-BR-DD pour une mesure de spectroscopie de photoluminescence conventionnelle.

micropilier avec un objectif Zeiss LD-Plan-NEOFLUAR 40x/0,6. Le même objectif permet de collimater le signal de photoluminescence des boîtes quantiques de InAs en retour, sur le même axe optique que celui de l'impulsion laser. L'échantillon est placé dans un cryostat à circulation d'hélium, à basse température (6 K). Le signal de photoluminescence est focalisé sur l'entrée d'un monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 avec une lentille achromatique (L1) de 75 mm de focale ; le monochromateur est doté de deux réseaux (150 traits/mm et 1200 traits/mm) placés sur une tourelle instrumentée et est couplé avec une caméra à balayage de fente Hamamatsu C10910.

Bien que les modes de cavité soient situés à des longueurs d'onde supérieures à celle du laser incident, un filtre passe-bas (LP 808 nm) est placé en amont de la lentille de focalisation L1 pour filtrer le laser et ainsi prévenir une éventuelle perturbation de la mesure due à sa largeur spectrale non nulle. Par ailleurs, une fente verticale réglable permet d'ajuster la résolution temporelle du système en réduisant la dimension de la zone du réseau du monochromateur qui reçoit l'émission du micropilier. En effet, plus cette zone est grande, plus la différence de marche entre les composantes diffractées de même longueur d'onde est élevée, ce qui abaisse la résolution temporelle du système. La résolution temporelle totale du



**FIGURE 2.6 : Génération d'un train de deux impulsions laser à partir d'une impulsion laser unique.** (a) Schéma du montage. Le principe de la méthode est de séparer le faisceau mère en deux afin d'introduire un déphasage temporel entre les deux faisceaux filles, puis de les replacer sur le même axe optique. Le déphasage  $\Delta t_{\text{pulse}}$  est obtenu en introduisant une différence  $\Delta d = 2(d_2 - d_1)$  entre les distances de propagation des faisceaux filles :  $\Delta t_{\text{pulse}} = \Delta d/c$ . Les fractions de la puissance laser des faisceaux sont indiquées en rouge sur le schéma. (b) Mesure temporelle du train de deux impulsions séparées de  $\Delta t_{\text{pulse}} = 200$  ps en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps.

montage réglé passe alors de plusieurs picosecondes, à la picoseconde, avec le réseau de 1200 traits/mm. L'effet est moins marqué pour le réseau de 150 traits/mm du fait d'un nombre de composantes diffractées plus faible sur une zone de dimension équivalente. Ainsi, en l'absence de fente, la résolution temporelle est de l'ordre de 1.5 ps avec le réseau de 150 traits/mm, contre environ 1 ps avec la fente réglée.

En outre, l'échantillon peut être imagé en l'illuminant avec une diode à 850 nm, à l'aide d'un miroir escamotable (M1). La lumière réfléchiée sur l'échantillon est partiellement redirigée vers un cube séparateur de faisceau 90/10 escamotable (BS1) puis vers une caméra *CoolSnapES Photometrics*. La zone imagée peut être ajustée en changeant la position du cryostat avec une platine trois axes. Enfin, une mesure de spectroscopie de photoluminescence conventionnelle — sans résolution temporelle — peut être effectuée, en redirigeant le signal avec un miroir escamotable vers une lentille achromatique L2 de 75 mm de focale, focalisant le faisceau à l'entrée d'un second monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320. Ce dernier est doté d'un réseau 1200 traits/mm et est couplé à une caméra CCD Andor DU42A-BR-DD.

## 2.2 Caractéristiques d'une commutation

La Figure 2.7 montre l'utilisation des boîtes quantiques de InAs comme source de lumière interne pour suivre la commutation du mode  $HE_{11}$  d'un micropilier de GaAs/AlAs de 4  $\mu\text{m}$  de diamètre. La



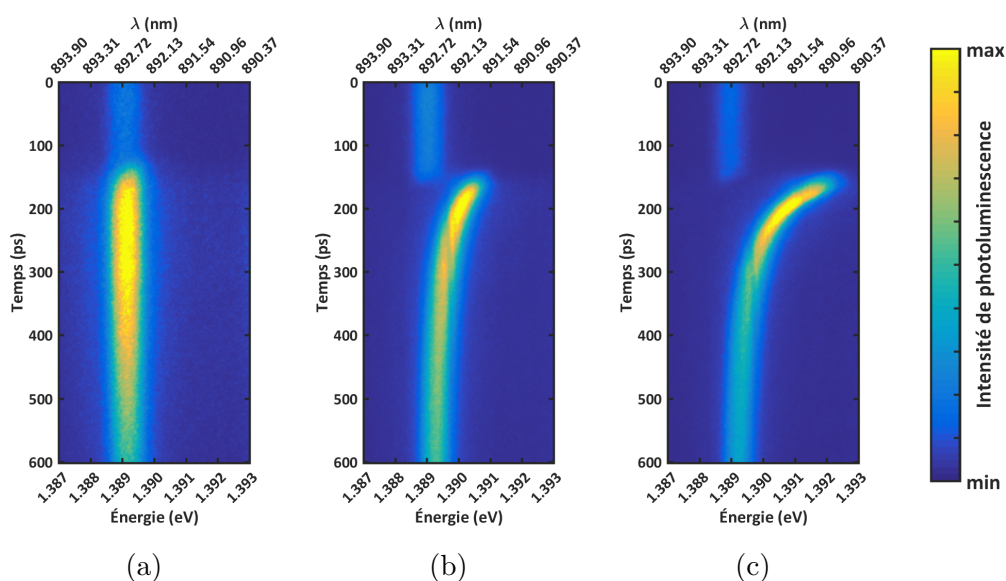
première impulsion laser est de puissance identique  $P_{\text{pompe}} = 7 \mu\text{W}$  sur les trois images présentées. Les expériences sont menées avec une longueur d'onde laser  $\lambda_{\text{switch}} = \lambda_{\text{pompe}} = 775 \text{ nm}$ . L'impulsion permet de pomper les boîtes quantiques et donc de mesurer la position du mode  $\text{HE}_{11}$  avant sa commutation, entre 0 et 130 ps. La seconde impulsion laser permet de commuter le mode par injection de porteurs libres, si toutefois sa puissance  $P_{\text{switch}}$  est suffisante. On note en effet que la puissance  $P_{\text{switch}} = 10 \mu\text{W}$  est trop faible pour commuter le mode de cavité (Figure 2.7 (a)), alors que  $P_{\text{switch}} = 300 \mu\text{W}$  et  $P_{\text{switch}} = 900 \mu\text{W}$  permettent de commuter le mode d'une amplitude de 1.4 meV et 3.1 meV, respectivement (Figure 2.7 (b) et (c)).

La seconde impulsion laser entraîne un re-pompage des boîtes quantiques en parallèle à une éventuelle commutation, c'est pourquoi l'intensité de photoluminescence mesurée augmente suite à cette seconde impulsion. Le système ne permet donc pas de décorrélérer parfaitement l'impulsion de pompe des boîtes quantiques de l'impulsion de commutation. Il faudrait pour cela un système à deux lasers impulsions asservis et accordés à deux énergies différentes : l'un pour le pompage des boîtes quantiques (d'énergie inférieure au gap de GaAs) et l'autre pour la commutation (d'énergie supérieure au gap de GaAs). Une variante serait d'utiliser un laser de pompe continu pour le pompage des boîtes, afin de fournir une source de lumière interne continue aux modes, tout en écartant la contrainte expérimentale de l'asservissement des lasers. Cependant, la mesure montre qu'une première impulsion de puissance  $P_{\text{pompe}}$  de quelques  $\mu\text{W}$  centrée sur un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre permet de pomper les boîtes quantiques sans pour autant commuter son mode fondamental. L'utilisation du système de train de deux impulsions laser accordées à une unique énergie supérieure au gap de GaAs est donc tout à fait suffisante pour le suivi des modes avant, pendant et après commutation, si toutefois la puissance de pompe est bien contrôlée [123].

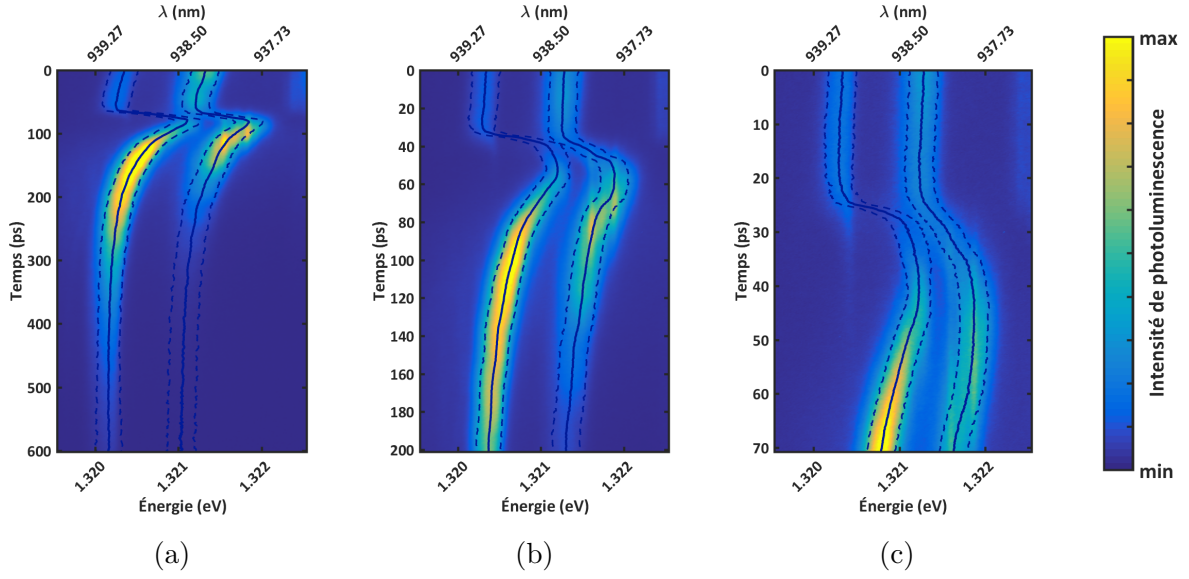
La Figure 2.7 met en évidence les deux phases de la commutation. La première est le "*Switch-on*", c'est à dire la phase au cours de laquelle le mode passe d'un état non commuté à l'état commuté. La deuxième est le "*Switch-off*", c'est à dire la phase au cours de laquelle le mode revient à sa position spectrale initiale. Ces deux phases sont décrites de façon plus complète dans les sections suivantes. Les explications seront illustrées par la Figure 2.8.

### 2.2.1 "*Switch-on*"

La commutation est la conséquence de l'abaissement brutal de l'indice de réfraction du GaAs dans le micropilier du fait de la génération de charges libres dans le matériau à l'instant de l'impulsion. Ce phénomène n'est cependant pas instantané. L'état transitoire, au cours de la génération des porteurs, est mis en évidence sur la Figure 2.8. La Figure présente en effet trois images de commutations des modes  $\text{HE}_{11}$  et  $\text{HE}_{01}/\text{HE}_{21}/\text{EH}_{01}$ , dont les positions spectrales au cours du temps sont repérées par une ligne pleine. Les modes  $\text{HE}_{01}$ ,  $\text{HE}_{21}$  et  $\text{EH}_{01}$  sont confondus spectralement, c'est pourquoi leurs positions ne sont repérées que par une seule ligne.



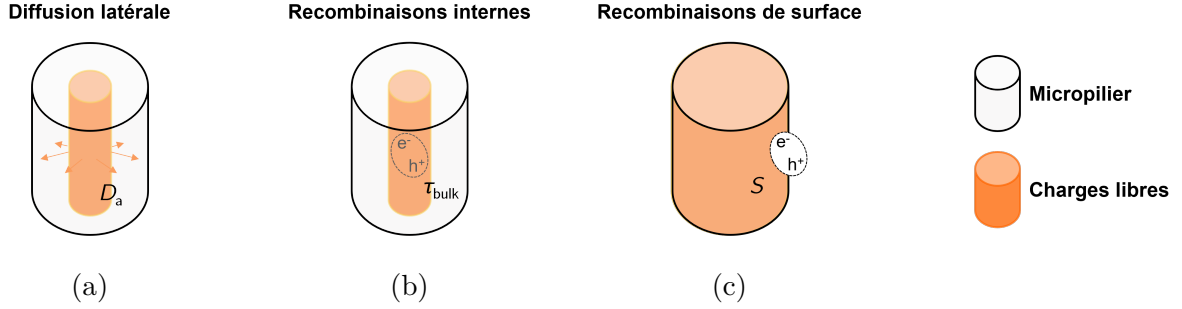
**FIGURE 2.7 : Utilisation de boîtes quantiques de InAs pour sonder la commutation du mode fondamental d'un micropilier de GaAs/AlAs de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre.** Les boîtes quantiques sont pompées avec une première impulsion laser centrée sur la face supérieure du micropilier, à  $t = -70$  ps, à très faible puissance ( $P_{\text{pompe}} = 7 \mu\text{W}$ ) et à  $775$  nm. Le mode de cavité  $\text{HE}_{11}$  est nourri par les recombinaisons radiatives des boîtes quantiques. Sa position spectrale peut alors être estimée par spectroscopie de photoluminescence ; soit  $1.3892$  eV ( $\approx 892.49$  nm), entre  $t = 0$  ps et  $t \approx 130$  ps sur (a), (b) et (c). Une seconde impulsion laser permet de commuter le mode de cavité simultanément à un second pompage des boîtes quantiques. À longueur d'onde laser donnée, l'amplitude de commutation dépend principalement de la puissance  $P_{\text{switch}}$  de la deuxième impulsion. (a)  $P_{\text{switch}} = 10 \mu\text{W}$ , (b)  $P_{\text{switch}} = 300 \mu\text{W}$ , (c)  $P_{\text{switch}} = 900 \mu\text{W}$  ; la puissance de (a) est insuffisante pour commuter  $\text{HE}_{11}$  de manière détectable. Les intensités de photoluminescence sont représentées avec une même échelle de couleur pour les trois figures.



**FIGURE 2.8 : Commutation d'un micropilier de GaAs/AlAs de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre, avec  $P_{\text{pompe}} = 2.00 \text{ mW}$ ,  $P_{\text{switch}} = 1.22 \text{ mW}$ ,  $\Delta t_{\text{pulse}} = 200 \text{ ps}$ . Les lignes pleines repèrent les positions spectrales des modes au cours du temps. Elles sont estimées par ajustement lorentzien de l'intensité de photoluminescence en chaque instant et les lignes en pointillés sont leurs largeurs à mi-hauteur. Les modes observés sont  $\text{HE}_{11}$  (ligne de gauche) et  $\text{HE}_{01}/\text{HE}_{21}/\text{EH}_{01}$  (ligne de droite). Les intensités de photoluminescence sont représentées avec une même échelle de couleur pour les trois figures.**

Les Figures 2.8 (a), (b) et (c) sont trois mesures d'une même commutation, obtenues avec trois calibres temporels différents : 600 ps, 200 ps et 70 ps, respectivement. Ce dernier calibre permet d'atteindre une résolution temporelle suffisante pour résoudre le *switch-on*. Sa durée est mesurée à 6.5 ps pour le mode  $\text{HE}_{11}$  (ligne de gauche) et à 19.8 ps pour  $\text{HE}_{01}/\text{HE}_{21}/\text{EH}_{01}$  (ligne de droite). Pour  $\text{HE}_{11}$ , cette durée est principalement limitée par la durée de l'impulsion excitatrice elle-même (4 ps environ). Un temps de commutation plus court, de l'ordre de 1.5 ps peut être observé pour  $\text{HE}_{11}$  en réduisant la durée de la seconde impulsion laser [124].

La génération de charges libres est pourtant indépendante des modes de cavité. Il existe donc une autre contribution introduisant un retard entre l'instant de l'impulsion laser et le maxima de la commutation du mode. Cette contribution apportée par la diffusion des charges libres est étudiée plus en détail dans la partie suivante, à l'occasion de l'explication du "*switch-off*". Il est cependant possible de conclure de façon provisoire que la durée de commutation imputable au temps de génération de charges libres est égal ou inférieur au *switch-on* du mode  $\text{HE}_{11}$ . On observe ainsi des temps de commutation différents pour les deux premières familles de modes au court d'une même expérience, donc pour des conditions expérimentales rigoureusement identiques.



**FIGURE 2.9 : Trois contributions au retour du mode à sa position spectrale initiale ("switch-off").** (a) La diffusion des charges libres peut être décrit par la loi de Fick, avec une constante de diffusion  $D_a$ . (b) Les recombinaisons des charges libres dans la masse (*bulk recombination*) a lieu selon un temps de vie  $\tau_{\text{bulk}}$ . (c) Les recombinaisons de surface des charges libres ont lieu à une vitesse  $S$ .

### 2.2.2 Diffusion & recombinaison des charges libres : "Switch-off"

Les Figures 2.8 (a) et (b) mettent en évidence le comportement du mode sur les temps longs, c'est à dire le retour à sa position spectrale initiale. Ce comportement est le fait de l'évolution de la concentration en paires électron-trou dans la cavité. Yablonovitch et al. ont proposé une expression régissant la concentration de porteurs au cours du temps [125], avec  $\tau_{\text{NR}}$  le temps de vie Non Radiatif :

$$\frac{dG}{dt} = - \left( \frac{G}{\tau_{\text{NR}}} + BG^2 + CG^3 \right) \quad (2.1)$$

En supposant une quantité de charges libres  $G$  faible, on peut négliger les deux derniers termes. On obtient alors une équation différentielle du premier ordre, ayant trivialement pour solution une exponentielle décroissante de constante de temps caractéristique  $\tau_{\text{NR}}$ . Appliquée aux micropiliers de GaAs, cette évolution de la concentration en charges libres est imputable aux recombinaisons dans la masse/recombinaisons internes, de temps de vie  $\tau_{\text{bulk}}$ . Elle constitue une contribution au retour à la position initiale du mode de cavité.

Pour rendre compte correctement du phénomène de *switch-off* des modes d'un micropilier, il faut tenir compte de deux phénomènes supplémentaires : la diffusion spatiale des charges libres dans la structure et leurs recombinaisons en surface. Les trois phénomènes sont schématisés en Figure 2.9.

Le phénomène de diffusion peut être modélisé avec la seconde loi de Fick, avec  $G$  la densité de porteurs,  $t$  le temps,  $D_a$  la constante de diffusion et  $\tau_{\text{bulk}}$  le temps de vie des charges libres dans le volume :

$$\frac{\partial G}{\partial t} = D_a \nabla^2 G - \frac{G}{\tau_{\text{bulk}}} \quad (2.2)$$

En coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ , on a :

$$\nabla^2 G = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial G}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} \quad (2.3)$$

Si on considère une perturbation symétrique et située sur l'axe du micropilier, on a  $\frac{\partial G}{\partial \theta} = 0$ . On obtient alors :

$$\frac{\partial G}{\partial t} = D_a \left( \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial r} \right) - \frac{G}{\tau_{\text{bulk}}} \quad (2.4)$$

L'équation différentielle est résolue numériquement entre le centre du micropilier et son périmètre, en discrétisant l'espace et le temps. Les trois paragraphes suivants s'attacheront d'abord à décrire la méthode de discrétisation aboutissant aux expressions implémentées numériquement. Le premier paragraphe traite de l'expression numérique générale utilisée. Les deux suivants concernent les points singuliers à traiter pour la résolution numérique : le centre du micropilier et la condition aux limites sur sa bordure externe, qui est le foyer de la recombinaison de surface.

### 2.2.2.1 Discrétisation de la seconde Loi de Fick

Soit  $R$  le rayon du micropilier,  $\Delta r$  et  $\Delta t$  les pas de discrétisation spatiaux et temporels. En posant  $\bar{r} = i \times \Delta r$  et  $\bar{t} = k \times \Delta t$ , on obtient les développements limités suivants :

$$G|_i^{k+1} \approx G|_i^k + \frac{\partial G}{\partial t} \Delta t \quad (2.5)$$

$$G|_{i+1}^k \approx G|_i^k + \frac{\partial G}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G}{\partial \bar{r}^2} \Delta r^2 \quad (2.6)$$

$$G|_{i-1}^k \approx G|_i^k - \frac{\partial G}{\partial r} \Delta r + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G}{\partial \bar{r}^2} \Delta r^2 \quad (2.7)$$

Avec l'Équation 2.5, on obtient l'expression de  $\frac{\partial G}{\partial t}$  à injecter dans l'Équation 2.4 :

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \frac{G|_i^{k+1} - G|_i^k}{\Delta t} \quad (2.8)$$

À partir de l'Équation 2.4, on obtient la relation entre la densité de charge à l'instant  $(k+1) \times \Delta t$  à partir de la densité de charge à l'instant précédent  $k \times \Delta t$  :

$$G|_i^{k+1} = G|_i^k + \left[ D_a \left( \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial r} \right) - \frac{G}{\tau_{\text{bulk}}} \right] \cdot \Delta t \quad (2.9)$$

Les dérivées partielles  $\frac{\partial^2 G}{\partial \bar{r}^2}$  et  $\frac{\partial G}{\partial \bar{r}}$  sont obtenues par manipulation algébrique respectivement de la somme et de la différence des Équations 2.6 et 2.7 :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \bar{r}^2} = \frac{G|_{i+1}^k + G|_{i-1}^k - 2G|_i^k}{\Delta r^2} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \bar{r}} = \frac{G|_{i+1}^k - G|_{i-1}^k}{2\Delta r} \quad (2.11)$$

Leur injection dans l'Équation 2.9 permet sa résolution numérique, par implémentation dans une routine doublement itérative — pour le temps et pour l'espace —. L'expression obtenue est valable pour  $0 < \bar{r} < R$ , avec 0 le centre du micropilier et  $R$  son rayon. Deux points singuliers et distincts sont donc à considérer pour une bonne résolution du problème : lorsque  $\bar{r} = 0$  et lorsque  $\bar{r} = R$ .

### 2.2.2.2 Centre du micropilier : $\bar{r} = 0$

On considère toujours une perturbation symétrique et centrée sur l'axe vertical du micropilier. Dans le cadre d'un calcul numérique réalisé entre  $\bar{r} = 0$  et  $\bar{r} = R$ ; pour  $\bar{r} = 0$ ,  $G|_{i-1}^k$  est donc hors de l'intervalle de calcul. Il n'est donc pas possible de calculer numériquement la dérivée seconde  $\frac{\partial^2 G}{\partial \bar{r}^2}$  en ce point à partir de l'expression générale.

À  $\bar{r} = 0$ , en exploitant la symétrie de la perturbation autour de l'axe du micropilier, on peut cependant noter que  $\frac{\partial G}{\partial \bar{r}} = 0$ . On a alors :

$$G|_i^{k+1} = G|_i^k + \left[ D_a \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} - \frac{G}{\tau_{\text{bulk}}} \right] \cdot \Delta t \quad (2.12)$$

En exploitant la symétrie de la perturbation, on remarque qu'au point  $\bar{r} = 0$  :  $G|_{i+1}^k = G|_{i-1}^k$ . En utilisant cette égalité, on obtient après quelques manipulations algébriques de l'Équation 2.10, l'expression :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} = \frac{2}{\Delta r^2} \cdot \left( G|_{i+1}^k - G|_i^k \right) \quad (2.13)$$

Cette expression ne nécessite pas de connaître  $G|_{i-1}^k$  pour le calcul de  $\frac{\partial^2 G}{\partial r^2}$ . Elle peut être injectée dans l'Équation 2.12 précédente pour en déduire la densité de charge  $G|_i^{k+1}$  au centre du micropilier, à l'instant suivant.

### 2.2.2.3 Périmètre du micropilier : $\bar{r} = R$

Sur le périmètre externe du micropilier, une source de recombinaison est ajoutée aux recombinaisons dans la masse de GaAs. Il s'agit des recombinaisons de surface. Pour faciliter la résolution du problème, Yablonovitch *et al.* ont proposé d'attribuer un temps de vie moyen des charges libres  $\bar{\tau}_{\text{NR}}$ , dans une fine couronne d'épaisseur  $l$  en périphérie du matériau considéré [126], tenant compte des recombinaisons dans la masse  $\tau_{\text{bulk}}$  et des recombinaisons de surface de vitesse  $S$  :

$$\frac{1}{\bar{\tau}_{\text{NR}}} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}} + \frac{2S}{l} \quad (2.14)$$

Cette approche a été suivie dans le cadre de travaux de thèses précédents [127, 128]. Une approche différente a été suivie ici, basée sur la première loi de Fick. La recombinaison de surface peut alors être assimilée à un gradient de diffusion latérale, suivant l'expression :

$$-\frac{\partial G}{\partial r} D_a = GS \quad (2.15)$$

L'utilisation de cette expression implique d'obtenir une expression de l'équation différentielle discrétisée complète au niveau de la surface externe du micropilier, c'est à dire pour  $\bar{r} = R$ . Pour cela, il faut connaître simultanément les expressions discrétisées de  $\frac{\partial G}{\partial r}$  et  $\frac{\partial^2 G}{\partial r^2}$ . Ainsi, d'après l'Équation 2.11 :

$$-\frac{G|_i^k \cdot S}{D_a} = \frac{G|_{i+1}^k - G|_{i-1}^k}{2\Delta r} \quad (2.16)$$

Après quelques manipulations algébriques, on obtient l'expression de  $G|_{i+1}^k$  en bordure externe du micropilier :

$$G|_{i+1}^k = G|_{i-1}^k - G|_i^k \cdot \frac{2S}{D_a} \cdot \Delta r \quad (2.17)$$

En injectant cette nouvelle expression de  $G|_{i+1}^k$  dans l'Équation 2.10, on a enfin :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} = 2 \times \frac{G|_{i-1}^k - G|_i^k \left( \frac{S}{D_a} \cdot \Delta r + 1 \right)}{\Delta r^2} \quad (2.18)$$

Les deux expressions de  $\frac{\partial G}{\partial r}$  et  $\frac{\partial^2 G}{\partial r^2}$ , discrétisées temporellement et spatialement, peuvent alors être utilisées dans l'Équation différentielle discrétisée 2.9 pour déterminer  $G$  en bordure externe du micropilier en chaque instant  $t$ .

Ruzicka et al. ont déterminé le coefficient de diffusion des charges libres  $D_a$  dans le GaAs massif, en fonction de la température, avec une densité de charges libres  $G$  de  $10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  [129]. Les données des auteurs sont extrapolées pour déterminer le coefficient de diffusion des charges libres dans le GaAs massif à la température des expériences de commutation (6 K), soit  $D_a = 168 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (Figure 2.10). La vitesse de recombinaison de surface a quant à elle été estimée à  $S = 2.8 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  sur un micropilier de GaAs/AlAs à température ambiante [130]. Cette valeur peut néanmoins différer selon l'état de surface de la cavité considérée et la densité de charge libres [87, 126]. Les modélisations décrites ultérieurement dans ce chapitre prennent comme valeur de vitesse de recombinaison  $S = 7 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ , constante pendant tout le processus de recombinaison des charges libres. Cette valeur sera validée *a posteriori*, car permettant une bonne description des mesures expérimentales.

La Figure 2.11 montre l'évolution temporelle d'une perturbation gaussienne centrée sur l'axe d'un micropilier de  $5.0 \mu\text{m}$  de diamètre. En faisant l'hypothèse que la densité de charges  $G$  dans le micropilier (en bleu) est directement proportionnelle au changement d'indice  $\Delta n$ , on en déduit le profil de l'indice

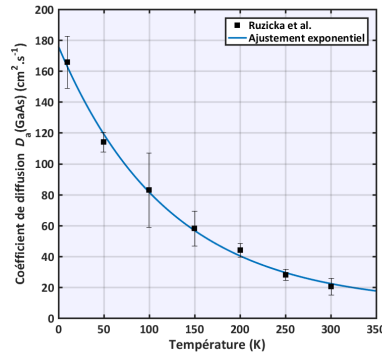


FIGURE 2.10 : Coefficient de diffusion  $D_a$  des charges libres dans le GaAs massif en fonction de la température. Données issues de [129]. Un ajustement exponentiel permet d'estimer un  $D_a = 168 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , à 6 K. La fonction ajustée est  $D_a = 168 \cdot \exp(-T/121) + 8$ , avec  $T$  la température en Kelvin.

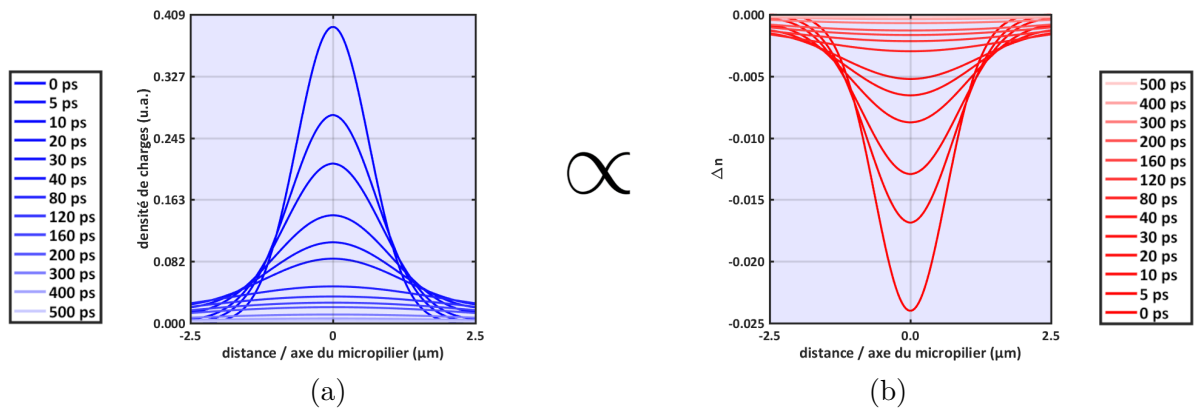
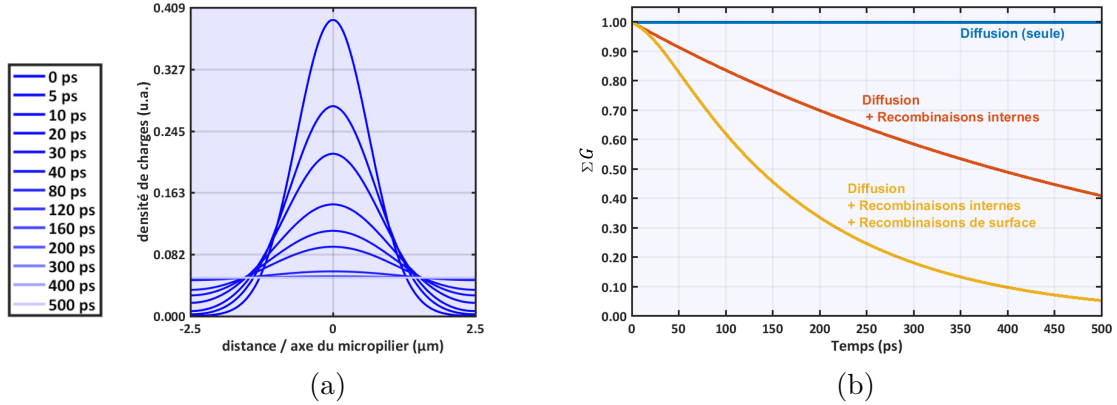


FIGURE 2.11 : Évolution temporelle d'une perturbation gaussienne dans un micropilier de  $5.0 \mu\text{m}$  de diamètre. La largeur à mi-hauteur de la perturbation gaussienne est de  $1.5 \mu\text{m}$  à  $t = 0 \text{ ps}$ ,  $\tau_{\text{bulk}} = 560 \text{ ps}$  et  $S = 7 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . (a) La densité de charges dans le micropilier est normalisée à 1 à  $t = 0 \text{ ps}$ . (b) L'amplitude de changement d'indice  $\Delta n$  est directement proportionnelle à la densité de charge en chaque instant; elle est maximale au centre du micropilier à  $t = 0 \text{ ps}$ . Sur la figure,  $\Delta n_{\text{max}} = -0.024$ .





**FIGURE 2.12 : Évolution temporelle d'une perturbation gaussienne dans un micropilier** de  $5.0 \mu\text{m}$  de diamètre, sans recombinaison de charges. La largeur à mi-hauteur de la perturbation gaussienne est de  $1.5 \mu\text{m}$  à  $t = 0 \text{ ps}$ ,  $\tau_{\text{bulk}} = 560 \text{ ps}$  et  $S = 7 \cdot 10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . (a) La densité de charges dans le micropilier est normalisée à 1 à  $t = 0 \text{ ps}$ . Du fait de l'absence de recombinaison, les charges diffusent dans le micropilier sans perte. (b) Densité de charges libres dans le micropilier au cours du temps pour la configuration sans recombinaison (courbe bleue) ; avec les recombinaisons internes au GaAs seulement (courbe rouge) ; avec les recombinaisons internes et les recombinaisons de surface (courbe jaune).

de réfraction dans le micropilier (en rouge).

En outre, un calcul en l'absence de recombinaisons dans la masse de GaAs et de recombinaisons de surface, permet de constater que le nombre de charges dans la structure est conservé au cours du processus de diffusion (Figure 2.12). On note également que les recombinaisons des charges libres dans la masse, dominent celles en surface pendant les premières dizaines de picosecondes, dans la configuration d'un spot gaussien de  $1.5 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur centré sur l'axe d'un micropilier de  $5.0 \mu\text{m}$  de diamètre. La diffusion des charges jusqu'à la surface externe du micropilier entraîne ensuite des recombinaisons de surface non négligeables par rapport aux recombinaisons internes. Des configurations proches seront utilisées expérimentalement, pour lesquelles ces observations restent valables.

À la lumière des calculs numériques effectués, il est possible d'expliquer qualitativement une durée de retour aux positions spectrales initiales des modes de cavité après leurs amplitudes de commutation maximales. En effet, au regard des équations utilisées et des calculs, le retour à la position spectrale initiale prend, au premier ordre, la forme d'une exponentielle décroissante ; cette observation est confirmée par les mesures expérimentales de la Figure 2.8. De plus, les durées de recombinaison calculées numériquement sont de l'ordre de quelques centaines de picosecondes, c'est à dire des durées similaires aux temps de *switch-off* expérimentaux. Les paramètres intrinsèques aux micropiliers  $\tau_{\text{bulk}}$  et  $S$ , ainsi que la forme et la largeur de la perturbation, sont choisis pour correspondre au mieux aux conditions expérimentales utilisées dans le cadre des expériences de commutation différentielles rapportées dans

ce manuscrit. Une éventuelle utilisation ultérieure de ce modèle pour d'autres micropiliers et/ou pour d'autres conditions d'excitation implique donc un ajustement de ces paramètres.

### 2.3 Commutation différentielle des modes d'un micropilier

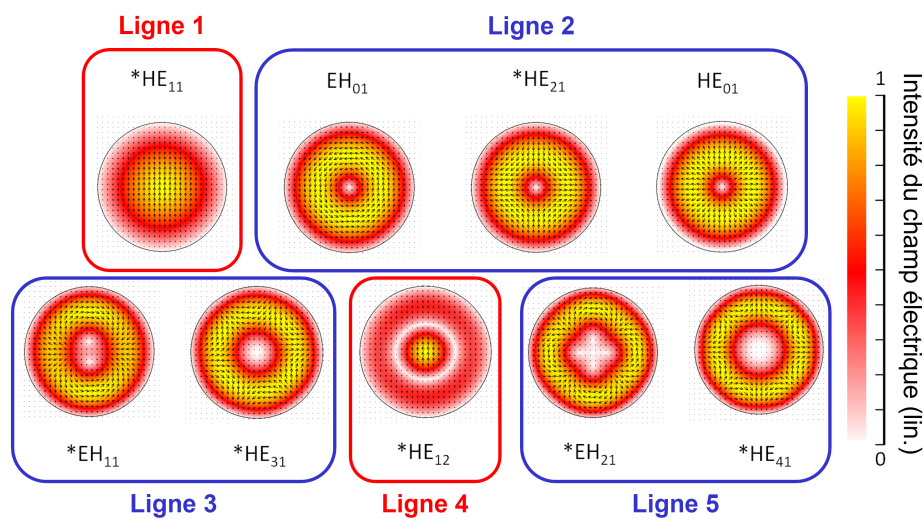
La section précédente s'est attachée à décrire l'évolution temporelle de la concentration en charges libres dans le micropilier. Cette évolution est importante car nécessaire à la compréhension du comportement des modes au cours de leurs commutations différentielle. Ce second point sera l'objet de cette section.

La section portera d'abord sur le rôle de la répartition du champ électromagnétique de chaque mode dans le micropilier dans le cadre d'une perturbation homogène, gaussienne ou localisée. Il sera ensuite question de l'exploitation d'une perturbation localisée de taille choisie dans le but d'observer un effet de commutation différentielle des modes résonants.

#### 2.3.1 Structure modale

Les cartes de champ électromagnétiques des différents modes d'un micropilier renseignent sur l'impact d'une éventuelle perturbation locale sur leurs positions spectrales. La Figure 2.13 présente simultanément la carte des champs électriques  $\vec{E}$  et leurs intensités  $|\vec{E}|^2$  des 9 modes de plus basses énergies. Les cartes des modes sont regroupées en fonction de leurs positions spectrales : les modes  $\text{EH}_{01}$ ,  $\text{HE}_{21}$  et  $\text{HE}_{01}$  sont confondus spectralement car leur séparation spectrale est plus petite que leur largeur spectrale, tout comme les modes  $\text{EH}_{11}$  et  $\text{HE}_{31}$ , ou encore les modes  $\text{EH}_{21}$  et  $\text{HE}_{41}$ . Dans le cadre d'une mesure de spectroscopie de photoluminescence conventionnelle, réalisée avec un micropilier incluant des boîtes quantiques "nourrissant" les modes, un seul pic de photoluminescence sera détecté expérimentalement au niveau de la position spectrale de ces trois groupes de modes (Figure 2.4) ; formulé différemment, un pic de photoluminescence peut être le fruit de la contribution de plusieurs modes. Dans le cadre d'une mesure de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps via une caméra à balayage de fente, les positions des modes peuvent être relevées en chaque instant, formant des lignes sur les images ; les groupes de modes sont donc numérotés de la Ligne 1 à 5 sur la Figure 2.13. En outre, on remarque que les modes peuvent être séparés en deux catégories selon leurs distributions du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  : les modes  $\text{HE}_{1n}$  présentent des ventres au centre du micropilier tandis que tous les autres modes s'annulent au centre, ce qui leur donne une forme de "donuts".

Un changement de l'indice de réfraction dans la structure a des conséquences différentes sur la position spectrale du mode de cavité, selon le degré de recouvrement entre le profil de la perturbation et celui de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$ . La Figure 2.14 montre le profil de la perturbation au cours du temps, en fonction de son profil initial : homogène, cylindrique, ou gaussien. La perturbation homogène correspond expérimentalement à un spot dont le diamètre est largement supérieur à celui du micropilier considéré ; dans ce cadre, la Figure 2.14 (a) correspond à une perturbation quasi-homogène

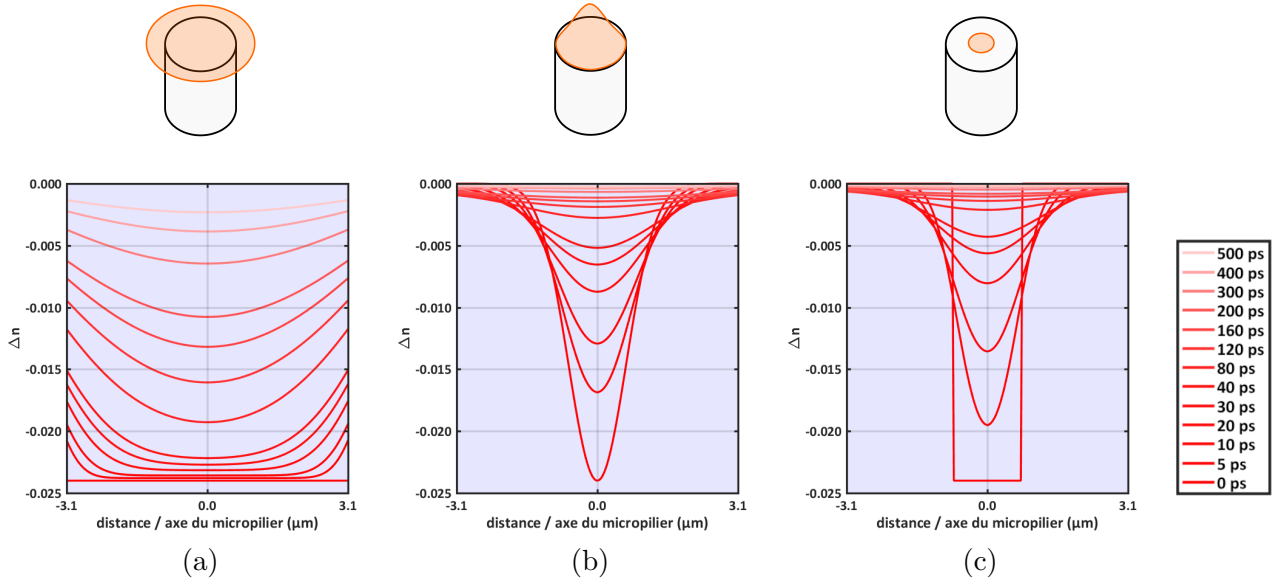


**FIGURE 2.13** : Cartes du champ électrique  $\vec{E}$  et de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  dans le plan du micropilier de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre pour les premiers modes résonants. Les directions de  $\vec{E}$  sont représentées avec les flèches noires.  $|\vec{E}|^2$  est représentée avec une échelle linéaire de couleurs normalisée à 1 au ventre de chaque carte de champ. Les modes dégénérés sont repérés par une étoile \*. La répartition latérale de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  dépend du mode de cavité. Les modes sont regroupés en fonction de leurs positions spectrales ; ainsi, plusieurs modes peuvent contribuer à un pic de transmission. Ils seront repérés par des lignes sur les images de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps dans la suite du manuscrit, c'est pourquoi ils sont notés "Ligne 1" à "Ligne 5" sur la figure. Figure issue de [123].

pendant tout le processus de relaxation, hormis sur les bords internes du micropilier, autour desquels les recombinaisons de surface sont non négligeables. Cette perturbation quasi-homogène se traduit expérimentalement par des commutations de modes simultanées et de mêmes amplitudes. La perturbation gaussienne centrée sur l'axe du micropilier correspond à un spot laser de diamètre de l'ordre de celui du micropilier, ou inférieur ; la Figure 2.14 (b) montre un élargissement de la perturbation au cours du temps, dû à la diffusion des charges, en parallèle à une diminution de l'amplitude de changement d'indice. En superposant cette perturbation aux cartes d'intensités  $|\vec{E}|^2$  des champs des modes, on note que le recouvrement est meilleur en tout instant avec les modes présentant des ventres au centre du micropilier que celui avec les modes présentant des noeuds au centre du micropilier (modes "donuts"). On s'attend donc à une commutation de plus forte amplitude pour les Lignes 1 et 4 que pour les Lignes 2, 3 et 5. On note néanmoins que le phénomène de diffusion élargit la perturbation au cours du temps (Figure 2.14 (b)), tendant donc à améliorer le recouvrement entre la perturbation et les maximas d'intensité de  $|\vec{E}|^2$  des modes "donuts" (Lignes 2, 3 et 4 sur la Figure 2.13), au détriment du recouvrement avec les modes  $HE_{11}$  (Ligne 1) et  $HE_{12}$  (Ligne 4). Enfin, la perturbation cylindrique centrée sur l'axe du micropilier correspondrait expérimentalement à un spot laser gaussien de forte puissance, de diamètre inférieur à celui du micropilier, dont le maxima de la perturbation est écrêté par saturation de l'absorption du GaAs ; la Figure 2.14 (c) montre que la diffusion des charges libres tend à donner une forme quasi-gaussienne dès les premières picosecondes après l'impulsion laser ; expérimentalement, on pourrait donc attribuer des effets de commutations différentiels identiques à ceux produits par une perturbation au profil gaussien, après les quelques premières picosecondes. Ce type de perturbation est cependant difficile à manier expérimentalement, car son diamètre ne dépend alors plus directement du diamètre du spot laser gaussien. De plus, le changement d'indice maximal n'est alors plus directement proportionnel à la puissance de l'impulsion.

Par ailleurs, une conclusion provisoire a été faite à l'issue de la section 2.2.1, à propos de la durée nécessaire à un mode pour atteindre son amplitude de commutation maximale ("switch-on"). Cette durée a été attribuée au temps de génération de charges libres après l'instant de l'impulsion laser et estimée comme étant inférieure ou égale à la durée de commutation la plus courte parmi les modes mesurés, c'est à dire celle du mode fondamental  $HE_{11}$ . Cette conclusion est confirmée au vu de la distribution de la perturbation au cours du temps superposée aux cartes de champs des modes : une perturbation gaussienne a pour conséquence une commutation immédiate et d'amplitude maximale des modes de cavité présentant un ventre d'intensité  $|\vec{E}|^2$  au centre du micropilier, en parallèle à une commutation retardée et de plus faible amplitude pour les modes présentant un noeud sur l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$ .

L'effet de commutation différentielle dépend donc fortement de la forme du spot laser, de sa taille, et plus précisément de son degré de recouvrement avec les cartes de champ électrique des modes. Un bon recouvrement entraîne une grande amplitude de commutation du mode et un faible recouvrement introduit une faible amplitude de commutation. Deux modes aux cartes de champ très différentes peuvent donc commuter d'une amplitude très différente, si la forme de la perturbation offre un degré de recouvre-

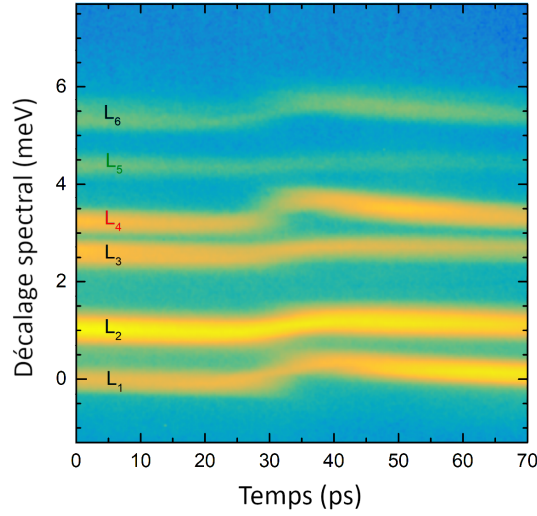


**FIGURE 2.14 : Évolution temporelle de la forme de la perturbation.** À  $t = 0$  ps,  $\Delta n_{\max} = -0.024$ . Le diamètre du micropilier est fixé à  $6.2 \mu\text{m}$ . (a) Perturbation initiale homogène. (b) Perturbation initiale gaussienne de largeur à mi-hauteur  $1.5 \mu\text{m}$ . (c) Perturbation initiale cylindrique de diamètre  $1.5 \mu\text{m}$ .

ment différent aux deux modes. Les cartes de champ des modes d'un micropilier peuvent essentiellement prendre deux formes : les modes le ventre de  $|\vec{E}|^2$  est situé sur l'axe vertical et les modes "donuts". Au premier ordre, on peut donc considérer que l'effet différentiel attendu est d'autant plus grand que la perturbation localisée sur l'axe vertical du micropilier est de faible diamètre.

La Figure 2.15 montre une mesure de caméra à balayage de fente, mettant en évidence une commutation différentielle obtenue avec un micropilier, de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre nominal. Le micropilier est issu d'un échantillon fourni par l'équipe de Sven Höfling, de l'Université de Würzburg. La commutation a été obtenue avec un spot gaussien de diamètre à mi-hauteur de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre. Conformément aux prédictions qualitatives discutées, les Lignes 1 ( $L_1$  :  $\text{HE}_{11}$ ) et 4 ( $L_4$  :  $\text{HE}_{12}$ ) ont des amplitudes de commutation supérieures à celles des Lignes 2 ( $L_2$  :  $\text{HE}_{01}/\text{HE}_{21}/\text{EH}_{01}$ ), 3 ( $L_3$  :  $\text{EH}_{11}/\text{HE}_{31}$ ) et 5 ( $L_5$  :  $\text{HE}_{21}/\text{HE}_{41}$ ).

Les positions spectrales des modes d'un micropilier peuvent être estimées avec le modèle de l'indice de réfraction effectif décrit dans la section 1.2.3.4 du Chapitre 1. Le principe est d'attribuer un indice effectif  $n_m^{\text{eff}}$  à chaque mode guidé d'un guide d'onde cylindrique de diamètre égal à celui du micropilier considéré, pour en déduire la position spectrale des modes confinés du micropilier. Pour cela, on suppose que la longueur physique de l'espaceur  $L = \lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  est constante. On en déduit donc la position spectrale  $\lambda_m$  de chaque mode :  $\lambda_m = L \times n_m^{\text{eff}}$ . L'introduction d'un profil d'indice latéralement non homogène rend néanmoins le calcul analytique plus complexe, même dans le cas d'une perturbation symétrique



**FIGURE 2.15 : Commutation différentielle** d'un micropilier de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre nominal, avec un spot gaussien de  $1.5 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur. Les retours des modes à leurs positions initiales ont lieu du fait de la diffusion et des recombinaisons des charges libres.

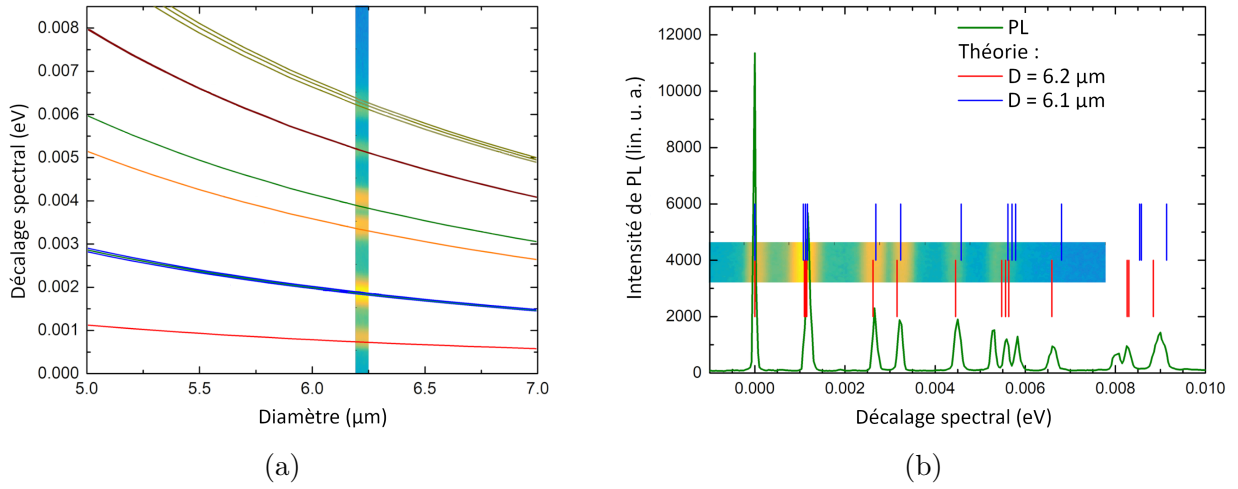
centrée sur le micropilier. À la place, le calcul de la position des modes est effectué numériquement, avec la méthode des éléments finis (en anglais FEM : *Finite Element Method*), à l'aide du logiciel commercial *FemSIM* de *Synopsys*. La densité de porteurs en chaque instant  $t$  est supposée uniforme verticalement, étant donné que les épaisseurs des couches sont très fines devant le diamètre du micropilier. En supposant une relation linéaire entre la densité de charges libres et  $\Delta n$ , il est donc possible d'en déduire l'indice effectif  $n_m^{\text{eff}}(t)$  de chaque mode guidé  $m$  en chaque instant  $t$ , puis d'en déduire les positions des modes confinés du micropilier :

$$\frac{\lambda_m(t)}{\lambda_0} = \frac{n_m^{\text{eff}}(t)}{n_{\text{GaAs}}} \quad (2.19)$$

La relation linéaire entre la densité de charges libres et  $\Delta n$  sera validée ultérieurement.

Cette méthode est employée dans un premier temps pour estimer les positions des modes non commutés, pour des diamètres de micropilier différents, afin de les comparer aux positions spectrales expérimentales et d'en déduire les dimensions réelles du micropilier.

Afin de rendre compte aussi précisément que possible du phénomène de commutation différentielle, il faut en effet connaître avec précision le rayon du micropilier. La Figure 2.16 montre les positions spectrales théoriques des modes résonants en fonction du diamètre du micropilier et met en évidence leur accord aux positions expérimentales. L'écart semble être minimal entre les positions spectrales des modes déterminées avec la caméra à balayage de fente et les positions théoriques, pour un diamètre de



**FIGURE 2.16 : Détermination du rayon du micropilier.** (a) Comparaison entre les positions spectrales des modes avant la commutation et les positions théoriques déterminées par FEM en fonction du diamètre du micropilier (lignes pleines). On note un bon accord entre les positions spectrales des modes et la théorie, pour un diamètre de  $6.2 \mu\text{m}$  environ, soit  $+0.2 \mu\text{m}$  par rapport à la valeur nominale. (b) Comparaison entre la position des modes déterminées en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps et en spectroscopie de photoluminescence conventionnelle, avec les positions théoriques déterminées par FEM. La comparaison confirme l'accord entre les positions théoriques et expérimentaux pour un diamètre de  $6.2 \mu\text{m}$ .

$6.2 \mu\text{m}$  (Figure 2.16 (a)). Une double comparaison entre les positions spectrales des modes déterminées en spectroscopie de photoluminescence conventionnelle, celles déterminées avec la caméra à balayage de fente, et les positions théoriques pour des micropiliers de  $6.1 \mu\text{m}$  et  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètres, permet de confirmer le bon accord spectral entre les deux méthodes expérimentales, tout en bénéficiant de la meilleure résolution de l'expérience non résolue en temps à disposition. Le diamètre permettant le meilleur accord expérience/théorie est bien  $6.2 \mu\text{m}$ , bien que  $L_4$  soit décalée vers les hautes fréquences par rapport à la position attendue et que le triplet de  $L_6$  soit davantage séparé que celui attendu. Cet écart s'explique au moins pour partie par une légère ellipticité du micropilier.

### 2.3.2 Croisement de modes

Une estimation des positions spectrales des modes de cavité a ainsi été effectuée pour des dimensions de micropilier et de spot laser similaires aux dimensions expérimentales de la Figure 2.15, soit respectivement  $6.2 \mu\text{m}$  et  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre. La Figure 2.17 (a) confirme d'abord une forte dépendance entre la sensibilité de la commutation des modes et le recouvrement entre la perturbation et la forme de l'intensité du champ électrique latéral dans le micropilier  $|\vec{E}|^2$ ; ainsi la Ligne 4 ( $\text{HE}_{12}$ ) a une amplitude de commutation beaucoup plus forte que la Ligne 5 ( $\text{EH}_{21}/\text{HE}_{41}$ ), qui ne commute quasiment pas, quelle que soit la valeur de  $|\Delta n_{\text{max}}|$  au maxima de la perturbation gaussienne. Ensuite, on note que les prévisions théoriques mettent en évidence un croisement entre les Lignes 4 et 5 pour une perturbation  $|\Delta n_{\text{max}}|$

supérieure à 0.012. Une observation similaire peut être effectuée pour les Lignes 6 (EH<sub>02</sub>/HE<sub>22</sub>/HE<sub>02</sub>) et 7 (EH<sub>31</sub>/HE<sub>51</sub>), qui se croisent à  $|\Delta n_{\max}| = 0.016$ . La théorie prévoit donc de façon surprenante un réarrangement transitoire des modes de cavité.

Dans l'optique d'observer expérimentalement ce phénomène, la taille du spot laser doit être choisie de façon à maximiser la commutation des Lignes 4 et 6, tout en minimisant celles des Lignes 5 et 7. La Figure 2.17 (b) présente l'amplitude de commutation maximale théorique des modes du micropilier de 6.2  $\mu\text{m}$  de diamètre, en fonction du diamètre à mi-hauteur de la perturbation gaussienne de maxima fixé à  $|\Delta n_{\max}| = 0.024$ . Il a été énoncé précédemment que, au premier ordre, la commutation différentielle est d'autant plus forte que le diamètre du spot laser est faible. Les commutations théoriques des modes permettent d'affiner cette affirmation : les amplitudes de commutation maximales théoriques ne prévoient pas que l'effet de croisement soit le plus marqué pour un spot laser infiniment fin. En effet, les croisements entre les couples Ligne 4/Ligne 5 (Ligne 6/Ligne 7), sont maximaux pour un spot de 1.25  $\mu\text{m}$  (1.5  $\mu\text{m}$ ) de diamètre. Cette observation s'explique par le diamètre non nul des ventres de  $|\vec{E}|^2$ , dont le recouvrement avec la perturbation est maximisée pour une perturbation de diamètre similaire.

Expérimentalement, la maximisation de l'amplitude de croisement entre les modes peut donc être obtenue en empruntant deux voies. La première consiste paradoxalement à l'utilisation d'un spot laser aussi fin que possible, de façon à exploiter la diffusion des charges libres dans le micropilier, permettant l'obtention d'une perturbation de diamètre optimal à un instant donné. La deuxième voie consiste à accorder d'emblée le diamètre du spot laser au diamètre optimal théorique. L'avantage principal de la première méthode est la possibilité d'obtenir une taille de spot presque intrinsèquement optimale pour l'observation du croisement ; elle introduit cependant un délai entre l'impulsion et l'instant de la commutation, au cours duquel une fraction des charges libres se recombine : pour une amplitude de croisement équivalente à celle avec un diamètre de spot accordé avec le ventre du mode, il est donc nécessaire d'utiliser une puissance de pompe légèrement plus forte. Le second désavantage est que la relation de linéarité supposée entre la puissance laser et le changement d'indice n'est alors plus garantie. Enfin, d'un point de vue purement expérimental, le spot laser est d'autant plus difficile à accorder à l'axe vertical du micropilier que son diamètre est faible. Pour ces raisons, le choix a été fait de travailler avec la deuxième méthode. Plus précisément, le diamètre du spot laser est fixé à 1.5  $\mu\text{m}$ , afin de favoriser l'observation du croisement entre la Ligne 6 et 7, tout en conservant une amplitude de croisement entre les Lignes 4 et 5 suffisamment élevée pour être résolue expérimentalement.

Les mesures expérimentales mettent en évidence une dépendance de l'amplitude de commutation à la puissance laser  $P_{\text{switch}}$ . La Figure 2.18 (a) met en évidence les positions des modes à l'instant de la commutation, pour  $P_{\text{switch}} = 600 \mu\text{W}$ . En portant  $P_{\text{switch}}$  à 1200  $\mu\text{W}$  (Figure 2.18 (b)), les Lignes 4 (HE<sub>12</sub>) et 5 (EH<sub>21</sub>/HE<sub>41</sub>) se superposent à l'instant de la commutation, démontrant une absence d'anti-croisement conforme aux prédictions théoriques.



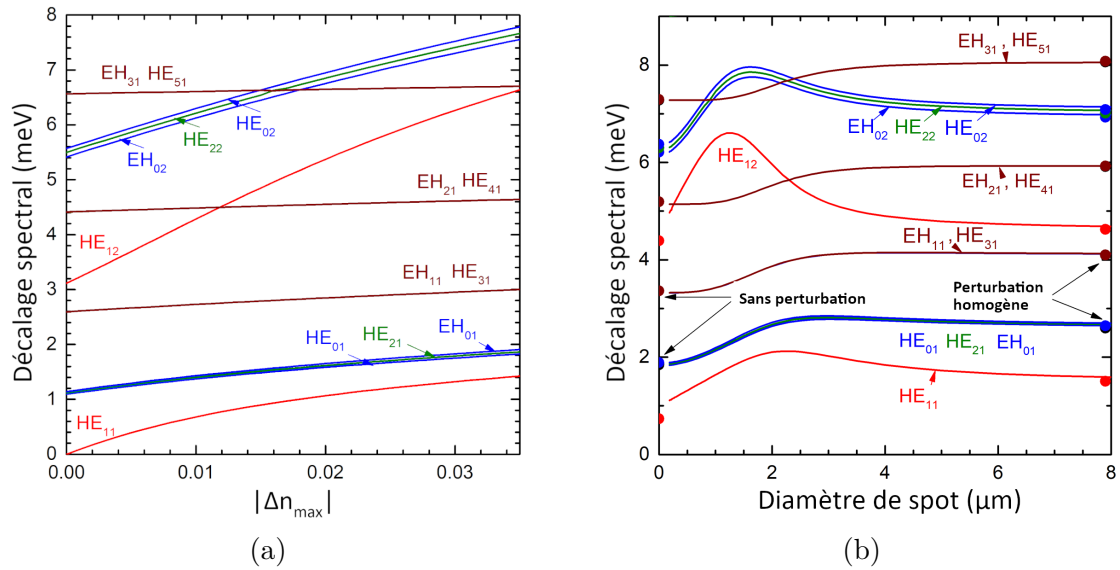


FIGURE 2.17 : Estimation des décalages spectraux des modes de cavité d'un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre, à l'instant de l'injection de charges libres, pour une perturbation gaussienne centrée sur l'axe du micropilier. La position spectrale du mode  $HE_{11}$  non commuté est prise comme référence. (a) Décalages spectraux des modes en fonction de l'amplitude de changement d'indice  $|\Delta n_{\max}|$ , au maxima d'une perturbation gaussienne de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre à mi-hauteur. (b) Décalages spectraux des modes en fonction du diamètre à mi-hauteur de la perturbation gaussienne dont le maxima est fixé à  $|\Delta n_{\max}| = 0.024$ .

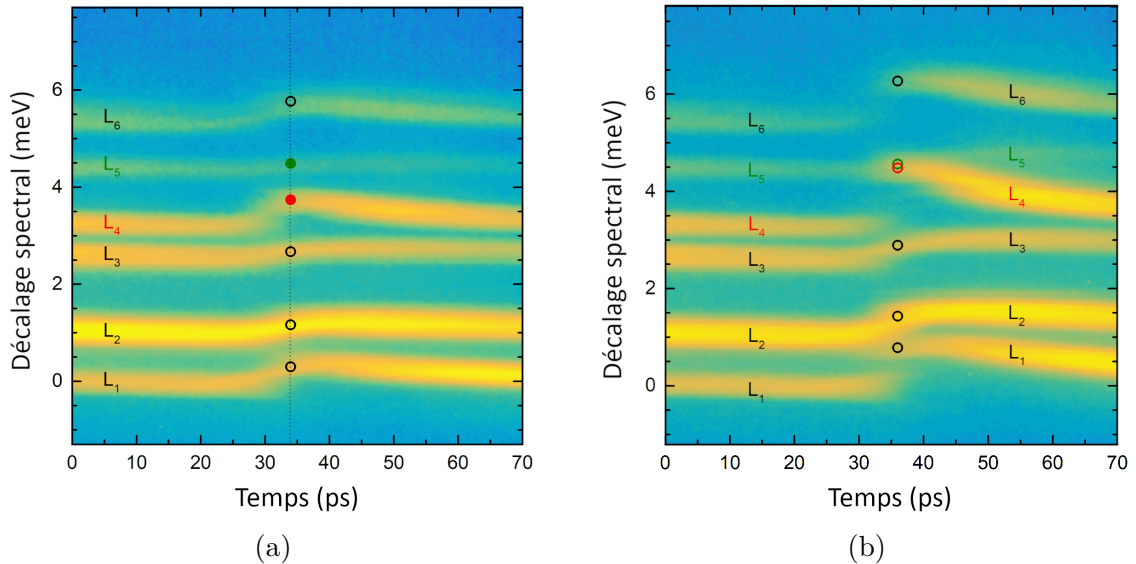
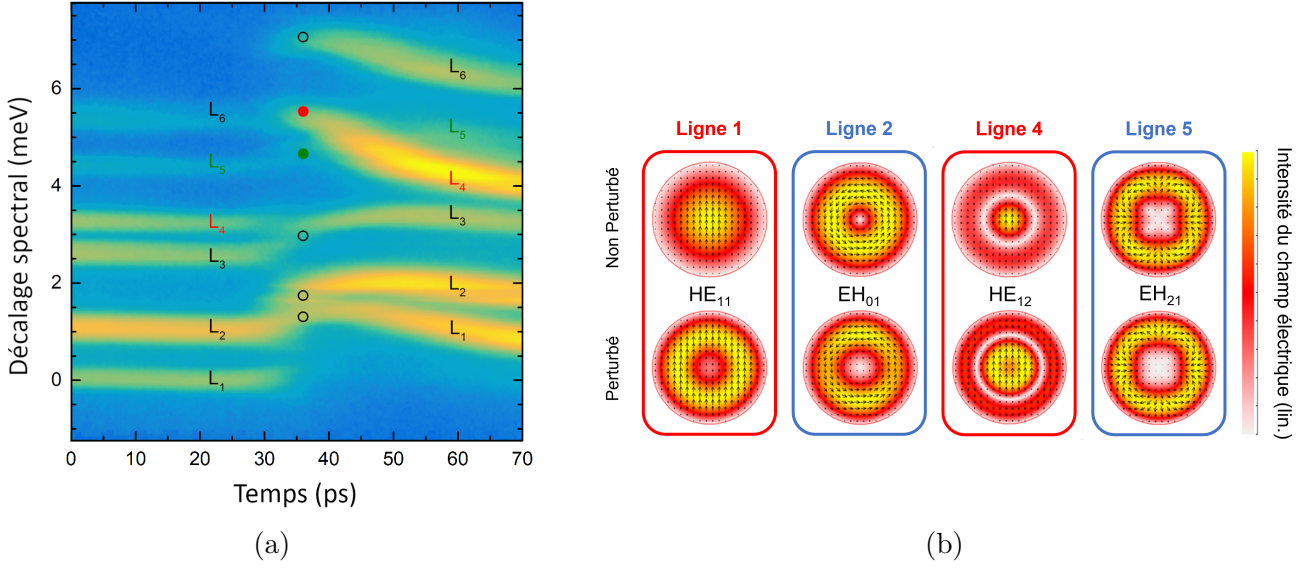


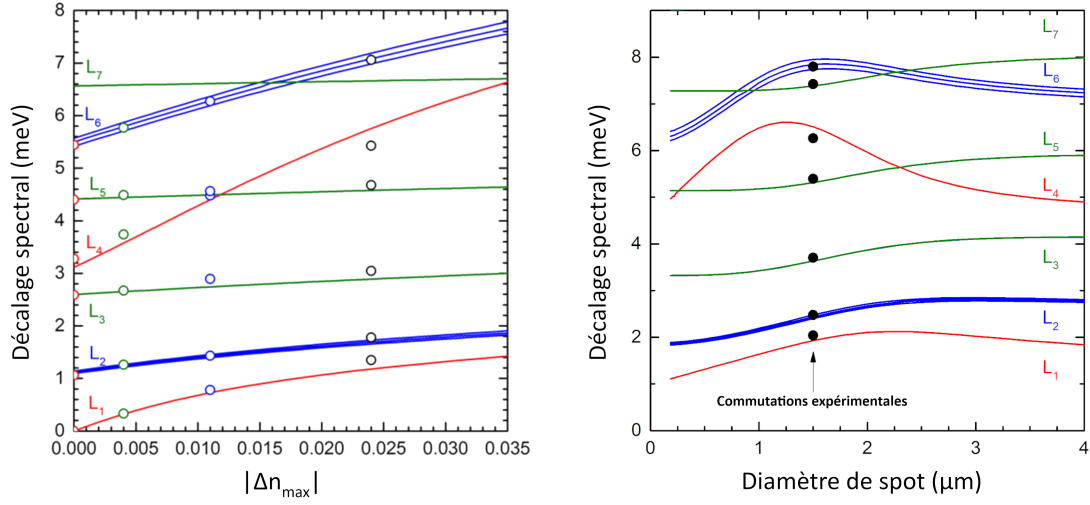
FIGURE 2.18 : Commutation différentielle d'un micropilier de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre nominal (estimé à  $6.2 \mu\text{m}$ ), avec un spot gaussien de  $1.5 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur. La puissance de l'impulsion laser de commutation  $P_{\text{switch}}$  est de (a)  $600 \mu\text{W}$  et (b)  $1200 \mu\text{W}$ .



**FIGURE 2.19 : Commutation différentielle et cartes de champ** d'un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre, avec un spot gaussien de  $1.5 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur. La puissance de l'impulsion laser de commutation  $P_{\text{switch}}$  est de  $2100 \mu\text{W}$ . (a) La mesure montre clairement un croisement transitoire entre les Lignes 4 et 5. (b) Les cartes du champ électrique  $\vec{E}$  et de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  des modes du micropilier mettent en évidence un changement beaucoup plus marqué pour les modes présentant un ventre sur  $|\vec{E}|^2$ , superposé à la perturbation. Le calcul a été effectué avec un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre et une perturbation gaussienne de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre à mi-hauteur, avec  $\Delta n_{\text{max}} = -0.024$ .

Une puissance de commutation encore plus forte permet de clairement relever un croisement entre les Lignes 4 et 5 (cercles et points, vert et rouge sur la Figure 2.19 (a)). Sur cette mesure, la durée de la commutation (*switch-on*) est néanmoins trop courte pour que les modes les plus sensibles à la perturbation puissent être suivis (Lignes 1, 4 et 6). En effet, le nombre de boîtes quantiques est insuffisant pour que leur émission spontanée soit notable dans cet intervalle de temps. Les Lignes 4 et 5 se recroisent 10 ps après l'amplitude de commutation maximale, en mettant du même coup en évidence une absence d'anticroisement, pour la seconde fois. Cette observation expérimentale est étayée par les simulations de cartes de champs des modes, obtenues avec des paramètres sur le diamètre du micropilier et sur la taille de la perturbation correspondant aux paramètres expérimentaux (Figure 2.19 (b)) ; les modes subissant le plus fort changement sur la répartition latérale de  $|\vec{E}|^2$  sont bien ceux présentant un ventre d'intensité superposé à la perturbation, c'est à dire notamment  $\text{HE}_{11}$  et  $\text{HE}_{12}$ , qui correspondent respectivement aux Lignes 1 et 4 sur les images de caméra à balayage de fente.

En relevant les positions des modes sur les trois images de commutation (avec  $P_{\text{switch}} = 600 \mu\text{W}$ ,  $1200 \mu\text{W}$  et  $2100 \mu\text{W}$ ), on trouve un accord aux commutations théoriques satisfaisant pour des valeurs de changement d'indice  $\Delta n_{\text{max}} = -0.004$ ,  $-0.011$  et  $-0.024$  (Figures 2.20 (a)). En outre, la Figure 2.20 (b) montre que les amplitudes de commutation expérimentales maximales des modes sont en bon accord



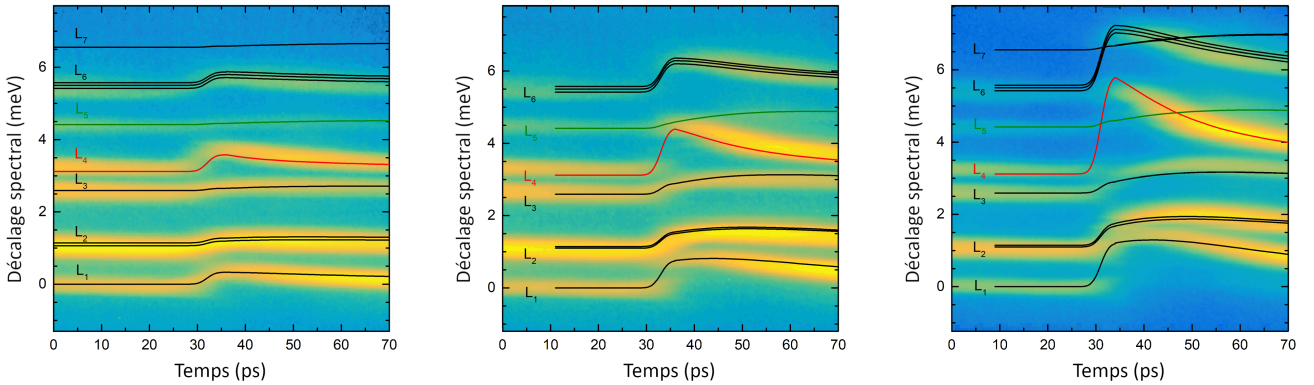
**FIGURE 2.20 : Décalages spectraux des modes de cavité d'un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre théoriques et expérimentaux, à l'instant de l'injection de charges libres, pour une perturbation gaussienne centrée sur l'axe du micropilier. La position spectrale du mode  $\text{HE}_{11}$  non commuté est prise comme référence. (a) Décalages spectraux des modes en fonction de l'amplitude de changement d'indice  $|\Delta n_{\text{max}}|$ , au maxima d'une perturbation gaussienne de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre à mi-hauteur. Les points cercles verts, bleus et noirs sont les amplitudes de commutations relevées sur les mesures expérimentales, pour  $P_{\text{switch}} = 600 \mu\text{W}$ ,  $1200 \mu\text{W}$  et  $2100 \mu\text{W}$ , respectivement. (b) Décalages spectraux des modes en fonction du diamètre à mi-hauteur de la perturbation gaussienne dont le maxima est fixé à  $|\Delta n_{\text{max}}| = 0.024$ . Les points noirs sont les amplitudes de commutations relevées sur les mesures expérimentales, pour  $P_{\text{switch}} = 2100 \mu\text{W}$ .**

avec les décalages spectraux théoriques obtenus avec une perturbation gaussienne de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre, confirmant la bonne estimation des dimensions du micropilier et du spot laser.

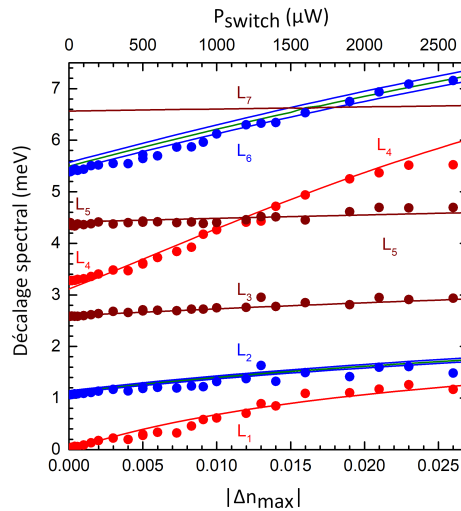
Compte-tenu de l'estimation du diamètre du micropilier considéré, ainsi que du diamètre du spot laser gaussien utilisé, il est possible de déterminer, avec l'évolution de la distribution des charges libres dans le micropilier, la position théorique des modes de cavité avec comme unique paramètre d'ajustement, la perturbation maximale sur l'indice de réfraction  $\Delta n_{\text{max}}$  (Figure 2.21).

Un relevé des positions des modes avec un jeu de mesures plus grand permet de généraliser à tous les modes mesurés l'excellent accord entre leurs positions théoriques et expérimentales (Figure 2.22). En outre, cet accord valide la relation de linéarité supposée entre la puissance de l'impulsion de commutation  $P_{\text{switch}}$  et le changement d'indice au maxima de la perturbation  $|\Delta n_{\text{max}}|$ , soit  $10^{-5} \mu\text{W}^{-1}$ , ce qui démontre une absence de saturation de l'absorption de la cavité dans la gamme des puissances utilisées.

## 2. Commutation différentielle des modes résonants d'un micropilier



**FIGURE 2.21 : Commutation différentielle** d'un micropilier de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre nominal (estimé à  $6.2 \mu\text{m}$ ), avec un spot gaussien de  $1.5 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur. Les lignes pleines sont les décalages spectraux des modes calculés avec la méthode par éléments finis, avec comme unique paramètre d'ajustement le changement d'indice maximal  $\Delta n_{\text{max}} =$  à  $t = 0 \text{ ps}$ , au maxima de la perturbation. (a)  $P_{\text{switch}} = 600 \mu\text{W}$  et  $\Delta n_{\text{max}} = -0.004$ , (b)  $P_{\text{switch}} = 1200 \mu\text{W}$  et  $\Delta n_{\text{max}} = -0.011$ , (c)  $P_{\text{switch}} = 2100 \mu\text{W}$  et  $\Delta n_{\text{max}} = -0.024$ . Les retours des modes à leurs positions initiales ont lieu du fait de la diffusion et des recombinaisons des charges libres modélisés par la loi de Fick, avec  $D_a = 168 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{bulk}} = 560 \text{ ps}$  et  $S = 7 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ .



**FIGURE 2.22 : Décalages spectraux des modes de cavité d'un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre, aux amplitudes de commutation maximales théoriques et expérimentales** en fonction de la perturbation  $\Delta n_{\text{max}}$ , avec un spot laser gaussien de largeur à mi-hauteur  $1.5 \mu\text{m}$ . La position spectrale du mode  $\text{HE}_{11}$  non commuté est prise comme référence. Les amplitudes de commutation maximales obtenues expérimentalement sont en excellent accord avec les estimations effectuées avec la méthode par éléments finis (lignes pleines  $L_1$  à  $L_6$ ). La relation linéaire entre la puissance de l'impulsion de commutation  $P_{\text{switch}}$  et  $\Delta n_{\text{max}}$  démontre une absence de saturation de l'absorption du GaAs à la longueur d'onde de pompe utilisée. On observe un croisement entre le mode  $\text{HE}_{11}$  (Ligne  $L_4$ ) et les modes  $\text{EH}_{21}/\text{HE}_{41}$  (Ligne  $L_5$ ).

## 2.4 Commutation différentielle hors axe

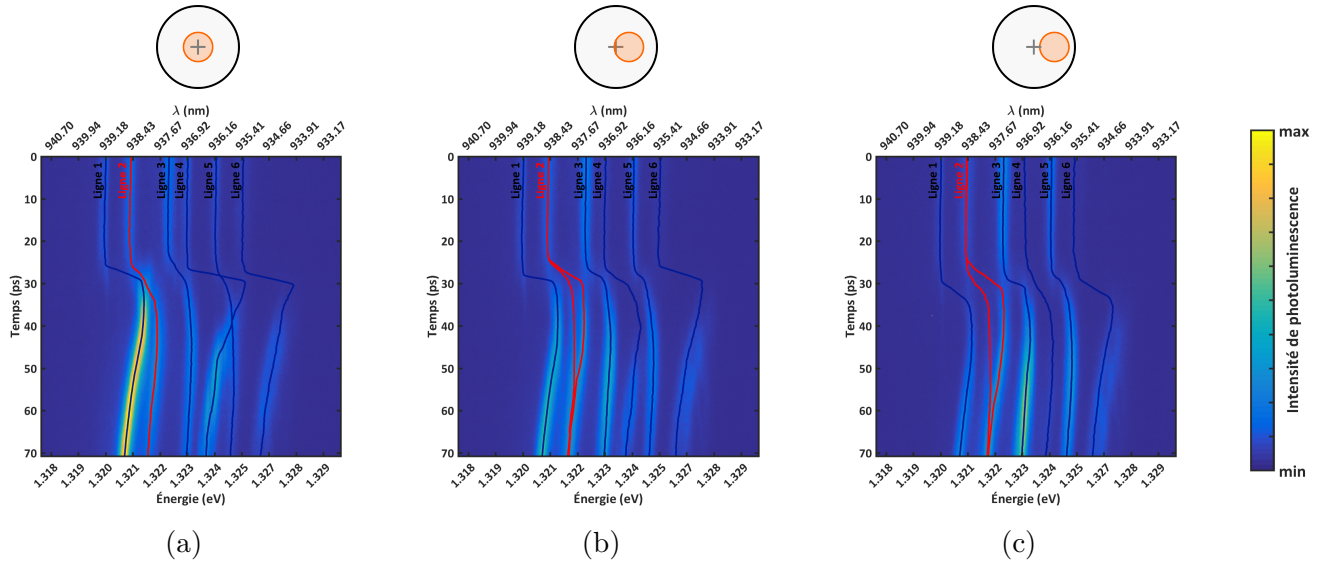
La commutation différentielle des modes de cavité d'un micropilier peut également être obtenue en introduisant une perturbation de l'indice de réfraction hors axe vertical du micropilier. La perturbation étant alors portée davantage sur les maxima des modes "donuts" qu'elle ne l'est lorsqu'elle est positionnée sur l'axe du micropilier, on peut intuitivement imaginer une augmentation de leurs amplitudes de commutation simultanément à des abaissements de celles des modes dont les maxima de  $|\vec{E}|^2$  sont situés sur l'axe du micropilier.

Une expérience de commutation différentielle dans les mêmes conditions que précédemment (même taille de spot laser et même micropilier), en déplaçant le faisceau laser sur l'axe horizontal du micropilier. La position du spot laser est ajustée en contrôlant la position de l'objectif de focalisation (Zeiss LD-Plan-NEOFLUAR 40x/0,6) avec une platine piezoélectrique *Physik Instrumente E-500* instrumentée, par pas de  $0.10 \mu\text{m}$ . Des mesures périodiques des modes avec le spot laser centré sur le micropilier permettent de contrôler les éventuelles dérives de la position au cours du temps. La Figure 2.23 montre trois mesures de commutations via la caméra à balayage de fente, menées avec trois positions de spots différentes par rapport à l'axe vertical du micropilier :  $+0.00 \mu\text{m}$  (spot centré),  $+0.40 \mu\text{m}$  et  $+0.70 \mu\text{m}$ . Les commutations ont lieu vers  $t = 30 \text{ ps}$  sur les trois images. Elles révèlent une levée de dégénérescence des modes de la Ligne 2 ( $\text{HE}_{01}/\text{HE}_{21}/\text{EH}_{01}$ ), se manifestant par sa séparation en deux à l'issue de la commutation, puis fusionnant de nouveau au cours de la recombinaison des charges libres. Cette séparation transitoire s'explique par une réorganisation du champ électrique dans la structure, du fait du changement local transitoire de l'indice de réfraction. Conformément au comportement attendu, l'amplitude de commutation de la Ligne 1 est plus faible lorsque la perturbation est hors axe que lorsqu'elle est située sur l'axe.

La Figure 2.24 montre les cartes de champ électrique et d'intensité de champ électrique d'un micropilier de  $5.3 \mu\text{m}$  de diamètre, (a) avant et (b) après une perturbation gaussienne de  $2.2 \mu\text{m}$  de diamètre décalée de  $0.9 \mu\text{m}$  sur l'axe X, par rapport à l'axe vertical du micropilier et dont le maxima est fixé à  $|\Delta n_{\text{max}}| = 0.01$ . Ainsi, la perturbation engendre une brisure de symétrie de la structure et les nouveaux modes générés sont notés *Mode 1* à *Mode 6*. Les intensités des champs électriques  $|\vec{E}|^2$  des modes  $\text{HE}_{01}$ ,  $\text{HE}_{21}$ ,  $\text{HE}_{21}'$  et  $\text{EH}_{01}$  se réorganisent selon deux répartitions différentes : la première selon deux maxima d'intensités proches, situés sur l'axe Y et de part et d'autre de l'axe vertical du micropilier ; la seconde selon deux ventres de répartitions et d'intensités différentes selon l'axe X. La perturbation engendre donc deux couples de modes, d'énergies différentes, se manifestant par la séparation transitoire de la Ligne 2 au cours de la commutation.

En outre, les cartes de champs montrent que les *Modes 1* et *2* générés à partir de  $\text{HE}_{11}$  et  $\text{HE}_{11}'$ , ont des répartitions spatiales de  $|\vec{E}|^2$  similaires. Cette observation explique que la Ligne 1 ne subisse pas de division transitoire, contrairement à la Ligne 2.

## 2. Commutation différentielle des modes résonants d'un micropilier

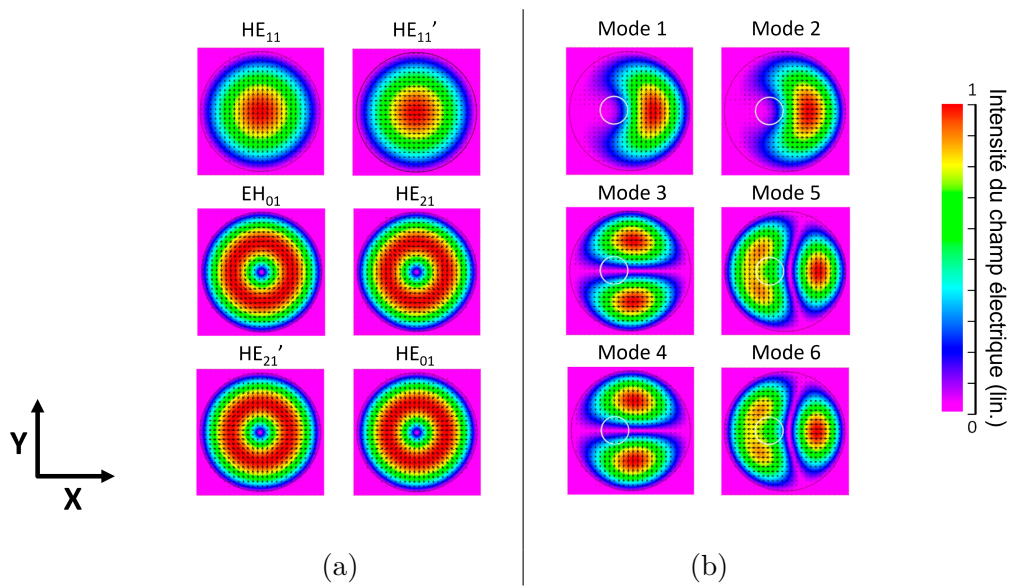


**FIGURE 2.23 : Brisure de la symétrie de la répartition du champ électrique d'un micropilier de GaAs de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre par injection asymétrique de porteurs libres, avec  $P_{\text{switch}} = 1.86 \text{ mW}$  (soit  $\Delta n_{\text{max}} \approx -0.02$ ) et  $\Delta t_{\text{pulse}} = 200 \text{ ps}$ . Le spot laser de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre est décalé par rapport à l'axe du micropilier, de (a)  $0.00 \mu\text{m}$ , (b)  $0.40 \mu\text{m}$  et (c)  $0.70 \mu\text{m}$ . Les intensités de photoluminescence sont représentées avec une même échelle de couleur pour les trois figures.**

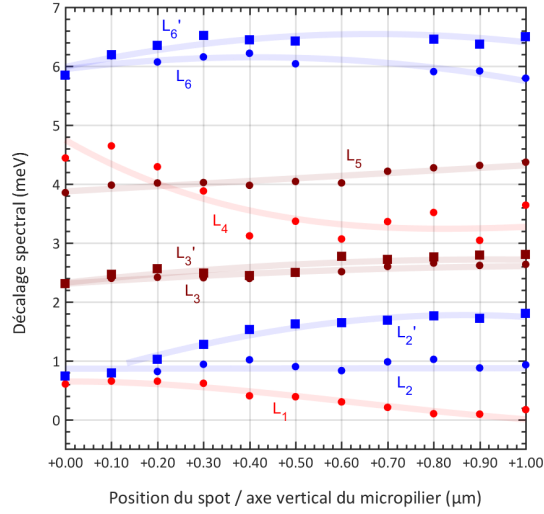
Enfin, on peut noter que l'intensité de photoluminescence générale mesurée diminue à mesure du décalage du spot selon l'axe X du micropilier :  $-4\%$  en moyenne pour un décalage de  $+0.40 \mu\text{m}$  et  $-7\%$  en moyenne pour un décalage de  $+0.70 \mu\text{m}$ . Bien que cette baisse puisse être très marginalement expliquée par une diminution de la collection de la photoluminescence due au décalage de l'objectif, la raison la plus importante de cet abaissement est le changement de l'angle et/ou de l'angle d'ouverture de l'émission dans les modes de cavité, suite à la perturbation : si la direction change, la collection dans le monochromateur s'éloigne de l'angle optimal de collection ; si l'angle d'ouverture est accru pour une intensité de photoluminescence intégrée constante, l'intensité de photoluminescence collectée diminue ; enfin si, l'angle d'ouverture baisse simultanément à un décalage de la direction d'émission, alors l'intensité de photoluminescence diminue également. La seule configuration pour laquelle l'intensité collectée pourrait augmenter est un abaissement de l'angle d'ouverture d'émission conjoint à une direction d'émission maintenue constante ; cela ne semble pas être le cas, au vue de la tendance à la baisse de l'intensité à mesure du décalage du spot.

En décalant davantage le spot laser de l'axe vertical du micropilier et en relevant plus finement les positions transitoires de modes de cavité, on note que la division de la Ligne 2 est toujours renforcée à mesure du décalage du spot, à puissance de commutation constante. Les décalages spectraux engendrés à l'instant de l'impulsion laser sont présentés sur la Figure 2.25, sur laquelle les deux Lignes issues de la division de la Ligne 2 sont notées  $L_2$  et  $L'_2$ . La figure montre également un phénomène similaire avec les





**FIGURE 2.24 : Cartes du champ électrique  $\vec{E}$  et de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  dans le plan du micropilier de  $5.3 \mu\text{m}$  de diamètre, pour les 6 modes de plus basses énergies. Les directions de  $\vec{E}$  sont représentées avec les flèches noires.  $|\vec{E}|^2$  est représenté avec une échelle linéaire de couleurs normalisé à 1 sur chaque carte de champ. (a) Cartes de champs des six premiers modes — les six modes de fréquences les plus basses — d'un micropilier non commuté. (b) Cartes de champs obtenues en introduisant une perturbation locale du champ électrique avec un spot laser hors de l'axe de symétrie cylindrique du micropilier. Le spot est supposé gaussien de  $2.2 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur, et positionné à  $-0.9 \mu\text{m}$  par rapport à l'axe du micropilier. Le changement d'indice maximal  $\Delta n_{\text{max}}$  est supposé avoir lieu au niveau du centre du spot, avec  $\Delta n_{\text{max}} = -0.01$ . La perturbation entraîne une brisure de la symétrie des modes résonants; les modes sont nommés par fréquence croissante. Figure adaptée de [124].**



**FIGURE 2.25 : Décalages spectraux des modes de cavité d'un micropilier de 6.2 μm de diamètre, à l'instant de l'impulsion de commutation,** en fonction de la position du spot laser par rapport à l'axe vertical du micropilier. La position spectrale du mode HE<sub>11</sub> non commuté est prise comme référence. Le spot laser est gaussien de largeur à mi-hauteur 1.5 μm. L'impulsion de commutation est accordée à 785 nm et de puissance  $P_{\text{switch}} = 1.86$  mW (soit  $\Delta n_{\text{max}} \approx -0.02$ ). Les lignes pleines sont des guides pour l'œil. Le décalage de la perturbation entraîne une brisure de la symétrie du système, mise en évidence par la division transitoire de la Ligne 2 (HE<sub>01</sub>/HE<sub>21</sub>/EH<sub>01</sub>). Le même phénomène est également perceptible, dans une plus faible mesure, pour les Lignes 3 (EH<sub>11</sub>/HE<sub>31</sub>) et 6 (HE<sub>02</sub>/HE<sub>22</sub>/EH<sub>02</sub>). La division d'une ligne est repérée par les points carrés et ronds.

Lignes 3 (EH<sub>11</sub>/HE<sub>31</sub>) et 6 (HE<sub>02</sub>/HE<sub>22</sub>/EH<sub>02</sub>), dans une proportion plus faible.

Enfin, on peut remarquer que malgré que les conditions expérimentales permettent un croisement entre la Ligne 4 et 5 lorsque le spot laser est placé sur l'axe du micropilier (+0.00 μm en abscisse, sur la Figure), celui-ci est perdu à partir d'un décalage du spot laser de seulement +0.20 μm! On note donc l'extrême sensibilité de l'expérience de croisement de modes, qui nécessite un contrôle fin et conjoint de la taille du spot laser, de sa position, de sa puissance et des éventuelles dérives au cours de l'expérience.

## 2.5 Étude de l'amplitude de commutation maximale

Il a été montré dans les sections précédentes, que l'amplitude de commutation était proportionnelle au changement de l'indice de réfraction du matériau, lui même proportionnel à la puissance de l'impulsion laser. Une relation a été estimée pour une impulsion à 787 nm, sur un micropilier de 6.2 μm de diamètre et un spot gaussien de 1.5 μm de diamètre :



$$\frac{|\Delta n_{\max}|}{P_{\text{switch}}} (785\text{nm}) = 10^{-5} \mu\text{W}^{-1} \quad (2.20)$$

Cette partie s'attache à étudier l'amplitude de commutation d'un micropilier, en fonction de la puissance laser  $P_{\text{switch}}$  incidente. Afin d'étayer la relation 2.20 précédemment établie, des mesures de l'amplitude de commutation expérimentale du mode fondamental d'un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre, sont présentées dans cette section, suivies d'une modélisation du phénomène basée sur la Méthode des Matrices de Transfert. La modélisation consiste à estimer le nombre de charges libres générées dans chaque couche consécutivement à l'impulsion laser, afin d'en déduire le changement engendré sur l'indice de réfraction et donc sur la résonance de la cavité. Plus généralement, la modélisation vise à retrouver par le calcul la relation entre l'amplitude de commutation maximale du mode  $\Delta E_{\max}$  et la puissance de commutation  $P_{\text{switch}}$ . Le calcul nécessitera de mobiliser une relation de la littérature scientifique, entre la densité de charges libres dans le GaAs  $G_{e-h+}$  et  $\Delta n$ . En outre, la modélisation permettra d'évaluer les contributions des charges libres dans l'espaceur et dans les miroirs, sur l'amplitude de commutation du mode et donc de discuter de la pertinence de la relation linéaire entre  $\Delta n_{\max}$  et  $P_{\text{switch}}$ . Le domaine de validité de ces modélisations sera déterminé en définissant un seuil de saturation en charge libres  $G_{\text{sat}}$  de la structure.

Trois configurations seront donc présentées, selon que l'on tienne compte ou non du changement d'indice dans les miroirs de Bragg et/ou dans l'espaceur :

- Miroirs de Bragg & Espaceur absorbants  $\Rightarrow$  Similaire à la configuration expérimentale.
- Miroirs de Bragg & Espaceur absorbants, mais conservation du profil d'indice initial dans les miroirs  $\Rightarrow$  Isolation de la contribution des miroirs sur la commutation de mode.
- Miroirs de Bragg & Espaceur absorbants, mais conservation du profil d'indice initial dans l'espaceur  $\Rightarrow$  Isolation de la contribution de l'espaceur sur la commutation de mode.

### 2.5.1 Saturation de commutation expérimentale

L'amplitude de commutation du mode fondamental  $\text{HE}_{11}$  d'un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la puissance de l'impulsion  $P_{\text{switch}}$  a été étudiée expérimentalement. Le spot laser est centré sur l'axe vertical du micropilier et sa dimension est ajustée au diamètre du micropilier, soit une largeur à mi-hauteur de  $2 \mu\text{m}$ . La puissance de l'impulsion de pompe des boîtes quantiques  $P_{\text{pompe}}$  est maintenue constante à  $7 \mu\text{W}$  et celle de commutation  $P_{\text{switch}}$  est ajustée entre  $10 \mu\text{W}$  et  $8 \text{mW}$ . Les mesures ont été effectuées pour quatre longueurs d'onde laser différentes :  $775 \text{ nm}$ ,  $785 \text{ nm}$ ,  $795 \text{ nm}$  et  $805 \text{ nm}$ .

La Figure 2.26 présente une série d'images de caméra à balayage de fente, mettant en évidence la dépendance de l'amplitude de commutation à la longueur d'onde du laser. Ainsi, conformément aux prédictions, l'amplitude de commutation maximale du mode  $\Delta E_{\max}$  à  $P_{\text{switch}}$  donnée dépend fortement de la densité d'états disponibles dans la bande de valence pour une énergie de photon donnée. Comme précédemment, les positions des modes sont extraites des images par ajustement lorentzien de l'intensité

de photoluminescence en chaque instant, desquelles sont déduites  $\Delta E_{\max}$ . On a donc :

$$\Delta E_{\max}^{805 \text{ nm}} < \Delta E_{\max}^{795 \text{ nm}} < \Delta E_{\max}^{785 \text{ nm}} < \Delta E_{\max}^{775 \text{ nm}} \quad (2.21)$$

Les résultats sur tout l'intervalle de puissances étudié sont présentés sur la Figure 2.27. Il mettent en évidence une relation parfaitement linéaire entre  $\Delta E_{\max}$  et  $P_{\text{switch}}$  similaire pour toutes les longueurs d'onde, jusqu'à une puissance laser de 0.5 mW environ. On peut nuancer cette observation en notant que l'amplitude de commutation pour les très basses puissances (jusqu'à 0.33 mW environ) semble légèrement plus élevée aux grandes longueurs d'onde qu'aux plus courtes. L'effet est particulièrement visible à 0.3 mW et 805 nm, où il semblerait que  $\Delta E_{\max}^{805 \text{ nm}} > \Delta E_{\max}^{795 \text{ nm}} > \Delta E_{\max}^{785 \text{ nm}} > \Delta E_{\max}^{775 \text{ nm}}$ , aux intervalles d'incertitudes près.

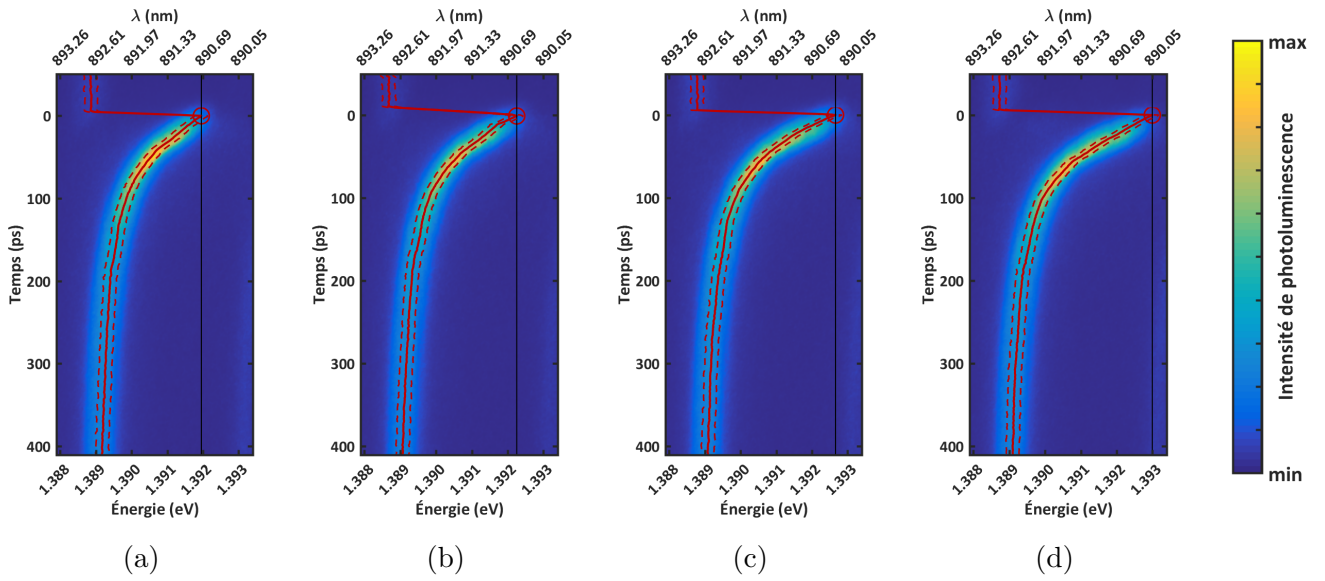
Pour les puissances supérieures, la relation entre  $\Delta E_{\max}$  et  $P_{\text{switch}}$  devient sous-linéaire, jusqu'à atteindre plus clairement un palier vers 2 mW : on observe donc une saturation de l'absorption du GaAs. Le passage entre la relation de linéarité et le palier s'étalant sur 1.5 mW, il est difficile d'estimer expérimentalement les puissances à la saturation de la structure. On peut cependant noter que l'écart à la linéarité est d'autant plus brutal que la longueur d'onde est élevée. De plus, l'amplitude de commutation à la saturation est d'autant plus faible que la longueur d'onde est grande.

En outre, par ajustement linéaire de  $\Delta E_{\max}$  en fonction de  $P_{\text{switch}}$  (Figure 2.27 (b)), on trouve une pente de 4.5 meV/mW. Cette valeur signifie que sur la portion linéaire de commutation maximale du mode HE<sub>11</sub>,  $\Delta E_{\max}$  est proportionnelle à la puissance laser moyennée temporellement  $P_{\text{switch}}$ . En supposant que l'amplitude de commutation relative  $\Delta E/E$  est égale au changement relatif de l'indice de réfraction de la cavité  $\Delta n/n$ , sachant  $\Delta E_{\max}$  par la mesure et en prenant  $n_{\text{GaAs}} = 3.60$ , on peut en déduire le changement d'indice supposé  $\Delta n_{\max}$  dans la cavité. Dans ce cas, on obtient un changement d'indice par unité de puissance laser  $\Delta n_{\max}/P_{\text{switch}}$  de  $1 \cdot 10^{-5} \mu\text{W}^{-1}$ , ce qui est conforme à la relation 2.20 déterminée dans la section précédente, même après la prise en compte de la différence de dimension relative du micropilier et du spot laser entre les deux expériences. L'hypothèse sous-jacente à cette estimation est qu'il existe une relation linéaire entre la densité de charges libres dans la structure et la puissance et que la commutation soit essentiellement imputable au changement d'indice dans l'espaceur.

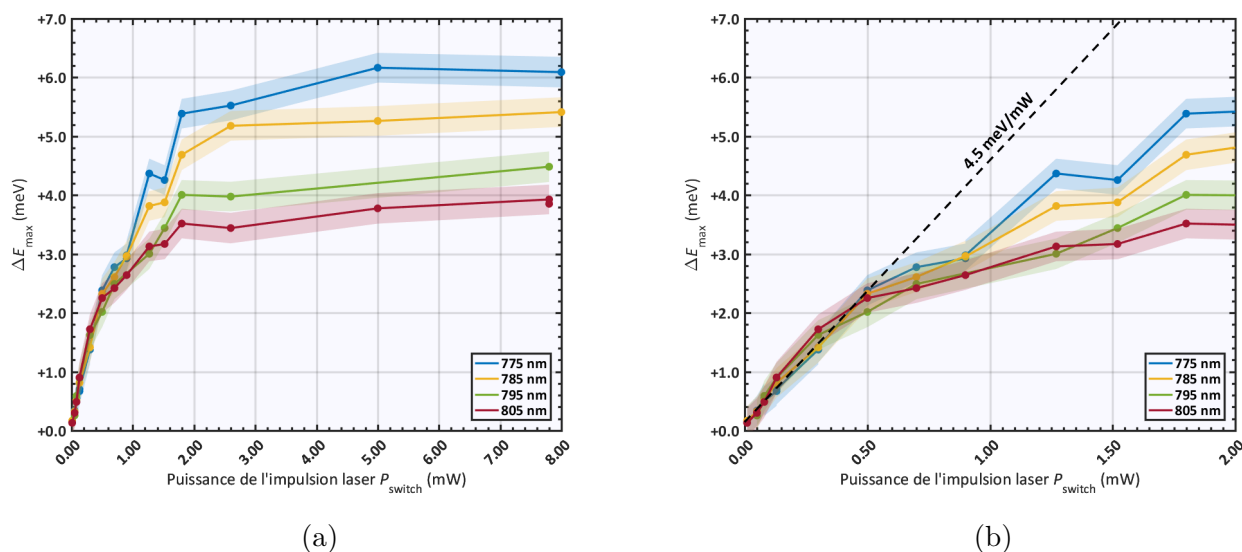
Pour expliquer d'un point de vue plus fondamental les contributions à la commutation du mode de cavité, une modélisation du phénomène basée sur la méthode des matrices de transfert a été effectuée et est présentée dans la section suivante.

## 2.6 Modélisation de l'amplitude de commutation maximale

La modélisation de l'amplitude de commutation est effectuée avec une méthode numérique basée sur la Méthode de Matrices de Transfert (TMM : *Transfer Matrix Method*). Cette méthode peut être utilisée



**FIGURE 2.26 : Commutation d'un micropilier de GaAs/AlAs  $\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre, avec  $P_{\text{pompe}} = 7 \mu\text{W}$ ,  $P_{\text{switch}} = 1.52 \text{ mW}$ ,  $\Delta t_{\text{pulse}} = 200 \text{ ps}$ . Les longueurs d'onde des impulsions laser sont accordées à (a) 805 nm, (b) 795 nm, (c) 785 nm, (d) 775 nm. Les lignes pleines rouges repèrent les positions spectrales des modes au cours du temps. Elles sont estimées par ajustement lorentzien de l'intensité de photoluminescence en chaque instant et les lignes en pointillés sont leurs largeurs à mi-hauteur. L'amplitude de commutation maximale  $\Delta E_{\text{max}}$  du mode fondamental  $HE_{11}$  est repérée sur chaque image par un cercle rouge et une ligne pleine verticale noire.  $\Delta E_{\text{max}}$  est d'autant plus élevée à puissance constante, que les longueurs d'onde de commutation sont courtes :  $\Delta E_{\text{max}} =$  (a) +3.2 meV, (b) +3.4 meV, (c) +3.9 meV et (d) +4.3 meV. Les intensités de photoluminescence sont représentées avec une même échelle de couleur pour les trois figures.**



**FIGURE 2.27 :**  $\Delta E_{\max}$  et  $\Delta n_{\max}$  du mode  $HE_{11}$  d'un micropilier  $\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre à  $6 \text{ K}$ , en fonction de la puissance de l'impulsion de commutation. Les mesures sont effectuées avec un laser accordé à 775 nm, 785 nm, 795 nm et 805 nm. (a)  $\Delta E_{\max}$  sur tout l'intervalle de puissances. Les amplitudes  $\Delta E_{\max}$  sont extraites des images de caméra à balayage de fente, par ajustement lorentzien sur l'intensité de photoluminescence collectée à l'instant de l'impulsion. La largeur à mi-hauteur des ajustements lorentziens avant et à la position de l'amplitude maximale de commutation permettent d'estimer l'incertitude sur  $\Delta E_{\max}$  ; celles-ci sont affichées sous la forme de bandes de couleur autour de chaque courbe. Les valeurs de  $\Delta E_{\max}$  permettent d'estimer  $\Delta n_{\max}$ , sur les axes des ordonnées à gauche de chaque figure. (b) Agrandissement entre 0 et 2.00 mW et ajustement linéaire sur l'intervalle 0 à 0.5 mW :  $\Delta n_{\max}/P_{\text{switch}} \approx 1 \mu\text{W}^{-1}$ .

pour calculer la **réflectance** et la **transmittance** d'une structure. Elle peut également être utilisée pour calculer la répartition spatiale du champ électrique dans une structure multicouches, composée de matériaux homogènes plans. Connaissant cette répartition à une intensité de champ électrique, il est possible d'en déduire la fraction de charges libres générées dans chaque couche de la structure à une intensité de champ électrique choisie. Cette section présente d'abord la Méthode de Matrice de Transfert classique, applicable directement pour les cavités planaires (2D), puis sera ensuite modifiée pour modéliser de l'amplitude de commutation d'un micropilier (0D). Les calculs nécessitant les indices de réfraction des matériaux composant la structure, deux modèles de dispersion des indices de réfraction de GaAs et AlAs sont également présentés dans cette section.

### 2.6.1 La Méthode des Matrices de Transfert

Soit une onde incidente plane monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  se propageant en direction de la face supérieure d'une cavité planaire, parallèlement à sa normale. Un calcul formel du champ électrique dans la structure au cours de sa propagation permettrait d'en déduire sa réflexion  $R(\lambda)$  et sa transmission  $T(\lambda)$  à la longueur d'onde considérée. Ce calcul nécessite cependant de tenir compte des réflexions et transmissions à chaque interface, des effets d'interférences constructives et destructives, ainsi que de l'éventuelle absorption. Il est d'autant plus fastidieux que le nombre d'interfaces est élevé. Une méthode alternative particulièrement adaptée aux structures périodiques est la Méthode des Matrices de Transfert (TMM) dont cette partie s'attache à présenter le formalisme.

La TMM consiste à assigner une *matrice dynamique*  $D_j$ , et une *matrice de propagation*  $P_j$  à chaque milieu  $j$  de la structure, puis de les combiner par produits vectoriels, afin d'en déduire une matrice de transfert globale représentative de la structure à une longueur d'onde donnée. Les paramètres des matrices dynamiques sont : l'indice de réfraction du milieu, l'angle du faisceau incident, la polarisation du faisceau incident (TE : Transverse Électrique, ou TM : Transverse Magnétique). Les calculs peuvent cependant être généralisés aux polarisations elliptiques par combinaison linéaire des polarisations rectilignes TE et TM. Le calcul des matrices de propagation impose, quant à lui, de connaître les épaisseurs des couches de la structure en plus des paramètres précédents. En outre, la méthode peut être utilisée avec des indices de réfraction complexes, afin que le calcul tienne compte de l'absorption de la structure.

Ci-dessous est décrit chaque élément permettant le calcul de la matrice de transfert globale. Si nécessaire, le lecteur pourra se référer au livre *Optical Waves in Layered Media*, de l'auteur Yeh, qui décrit la méthode de manière plus exhaustive [16].

Les matrices dynamiques découlent directement du théorème de Snell-Descartes, appliqué à une interface plane, et avec une onde incidente plane monochromatique. De ce fait, le système peut être décrit par la somme des ondes planes progressives incidentes, réfléchies, et transmises (Équation 2.22).

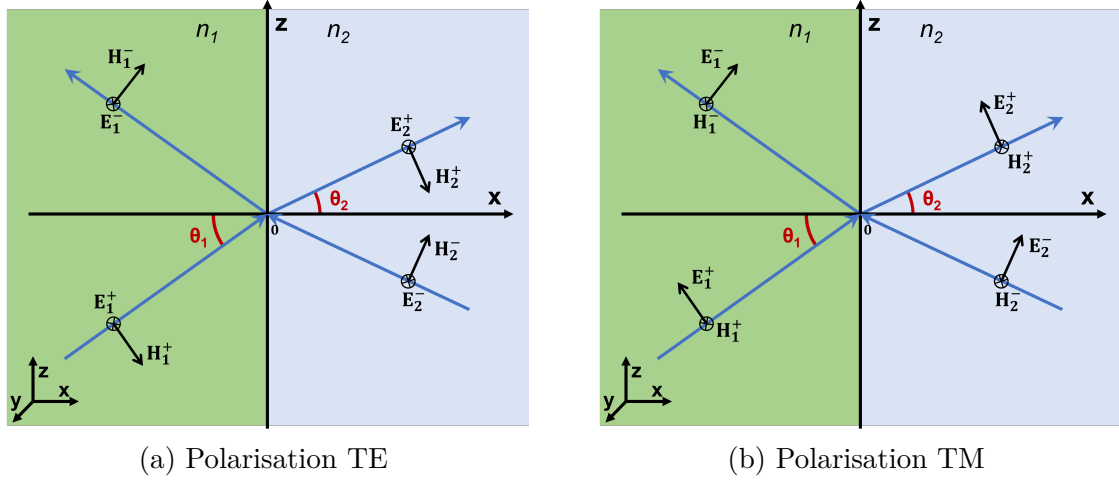


FIGURE 2.28 : Schéma récapitulatif des champs électriques et magnétiques incidents, réfractés, et transmis, dans la configuration à 1 interface. (a) Onde incidente plane monochromatique en polarisation transverse électrique (TE). (b) Onde incidente plane monochromatique en polarisation transverse magnétique (TM).

$$E = \begin{cases} (E_1^+ e^{-ik_1^+ \cdot \vec{r}} + E_1^- e^{-ik_1^- \cdot \vec{r}}) e^{i\omega t} & , \text{ pour } x < 0 \\ (E_2^+ e^{-ik_2^+ \cdot \vec{r}} + E_2^- e^{-ik_2^- \cdot \vec{r}}) e^{i\omega t} & , \text{ pour } x > 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

$E_1^+$  étant le champ électrique incident dans le milieu d'indice  $n_1$ ,  $E_1^-$  le champ électrique réfléchi, et  $E_2^+$  le champ électrique transmis dans le milieu d'indice  $n_2$ .  $E_2^-$  est un champ régressif, résultat des réflexions sur les éventuelles interfaces supplémentaires, et n'existe donc pas dans le cas précis d'une configuration à une seule interface ; il est cependant ajouté ici afin de décrire le cas général à de multiples interfaces.  $H_1^+$ ,  $H_1^-$ ,  $H_2^+$ , et  $H_2^-$  sont les champs magnétiques associés. La configuration est récapitulée sur la Figure 2.28.

En imposant la continuité du champ électrique et du champ magnétique à l'interface  $x = 0$ , on peut en déduire un système à deux équations, dépendant de la polarisation TE (Équation 2.23) ou TM (Équation 2.24).

$$\text{Polarisation TE : } \begin{cases} E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^- \\ (H_1^+ + H_1^-) \times \cos(\theta_1) = (H_2^+ + H_2^-) \times \cos(\theta_2) \end{cases} \quad (2.23)$$

$$\text{Polarisation TM : } \begin{cases} (E_1^+ + E_1^-) \times \cos(\theta_1) = (E_2^+ + E_2^-) \times \cos(\theta_2) \\ H_1^+ + H_1^- = H_2^+ + H_2^- \end{cases} \quad (2.24)$$

Dans le cas de matériaux non magnétiques, comme le sont GaAs et AlAs, on peut développer de la façon suivante :

$$\text{Polarisation TE : } \begin{cases} E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^- \\ n_1 \times (E_1^+ + E_1^-) \times \cos(\theta_1) = n_1 \times (E_2^+ + E_2^-) \times \cos(\theta_2) \end{cases} \quad (2.25)$$

$$\text{Polarisation TM : } \begin{cases} (E_1^+ + E_1^-) \times \cos(\theta_1) = (E_2^+ + E_2^-) \times \cos(\theta_2) \\ n_1 \times (E_1^+ + E_1^-) = n_1 \times (E_2^+ + E_2^-) \end{cases} \quad (2.26)$$

Les expressions peuvent être mises sous formes matricielles (2.27), parfaitement équivalentes aux formes formelles. Cette forme fait apparaître les matrices dynamiques  $D_j$  (TE) et  $D_j$  (TM) propres aux polarisations TE (2.28) et TM (2.29). On peut cependant noter que ces matrices dynamiques sont similaires, quelle que soit la polarisation, si l'angle d'incidence  $\theta_j$  est nul.

$$D_1 \times \begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = D_2 \times \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

$$\text{Polarisation TE : } D_j = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_j \times \cos(\theta_j) & -n_j \times \cos(\theta_j) \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$\text{Polarisation TM : } D_j = \begin{bmatrix} \cos(\theta_j) & \cos(\theta_j) \\ n_j & -n_j \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

Par manipulation des matrices dynamiques, deux modes de calcul du champ électrique sont possibles. Le premier mode de calcul consiste à déduire les champs électriques immédiatement **après** l'interface à l'aide des champs électriques immédiatement **avant** l'interface (mode propagatif), alors que le second mode de calcul consiste à déduire les champs électriques immédiatement **avant** l'interface à l'aide des champs électriques immédiatement **après** l'interface (mode rétropropagatif). C'est ce second mode de calcul qui a été utilisé. Quels que soient la polarisation et/ou l'angle d'incidence, on obtient alors :

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = D_1^{-1} \times D_2 \times \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix} \equiv L_{1,2} \times \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

On peut alors assigner le produit matriciel  $D_1^{-1} \times D_2$  à une matrice  $L_{1,2}$ , permettant le calcul des champs électriques du milieu d'indice  $n_1$ , à partir des champs électriques du milieu d'indice  $n_2$ . Cette matrice est la *matrice de transfert* du champ électrique entre le matériau 1 et le matériau 2.

De la même manière que pour la description du comportement du champ électrique à une interface, on peut établir un système d'équations décrivant la propagation du champ électrique progressif (2.31) et régressif (2.32), dans un milieu  $j$  d'indice  $n_j$ , en fonction de sa profondeur  $x$  dans le milieu.

$$E_j^+(x) = E_j^+(0) \times e^{i\Phi_j} \quad (2.31)$$

$$E_j^-(x) = E_j^-(0) \times e^{-i\Phi_j} \quad (2.32)$$

$$\Phi_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j \times x \times \cos(\theta_j) \quad (2.33)$$

La forme matricielle 2.34 fait apparaître la *matrice de propagation*  $P_j$ .

$$\begin{bmatrix} E_j^+(x) \\ E_j^-(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\Phi_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\Phi_j} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_j^+(0) \\ E_j^-(0) \end{bmatrix} \equiv P_j \times \begin{bmatrix} E_j^+(0) \\ E_j^-(0) \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Les champs électriques progressifs et régressifs en entrée et en sortie de la structure peuvent être obtenus par combinaison linéaire des matrices de transfert et des matrices de propagation. Dans le cas particulier d'une structure dotée d'un milieu incident  $j$ , d'un milieu de propagation  $j + 1$  d'épaisseur connue, et d'un milieu de sortie  $j + 2$ , on obtient l'expression 2.35.

$$\begin{bmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{bmatrix} = L_{j,j+1} \times P_{j+1} \times L_{j+1,j+2} \begin{bmatrix} E_{j+2}^+ \\ E_{j+2}^- \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

Le calcul peut être généralisé à  $m$  interfaces, et  $m - 1$  milieux de propagation, de manière à faire apparaître la matrice de transfert globale, entre un milieu  $j$  et un milieu  $m$  (Équation 2.36).

$$\begin{bmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{bmatrix} = L_{j,j+1} \prod_{k=j+1}^{m-1} P_k L_{k,k+1} \begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

Les amplitudes des champs électriques de part et d'autre de la structure permettent d'en déduire les coefficients de réflexion et de transmission complexes  $r$  et  $t$  à la longueur d'onde de calcul  $\lambda$  (Équations 2.37 et 2.39), ainsi que leurs homologues en énergie  $R$  et  $T$  (Équations 2.38 et 2.40).

$$r(\lambda) = \frac{E_1^-}{E_1^+} \quad (2.37)$$

$$R(\lambda) = \left| \frac{E_1^-}{E_1^+} \right|^2 = |r(\lambda)|^2 \quad (2.38)$$

$$t(\lambda) = \frac{E_m^+}{E_1^+} \quad (2.39)$$

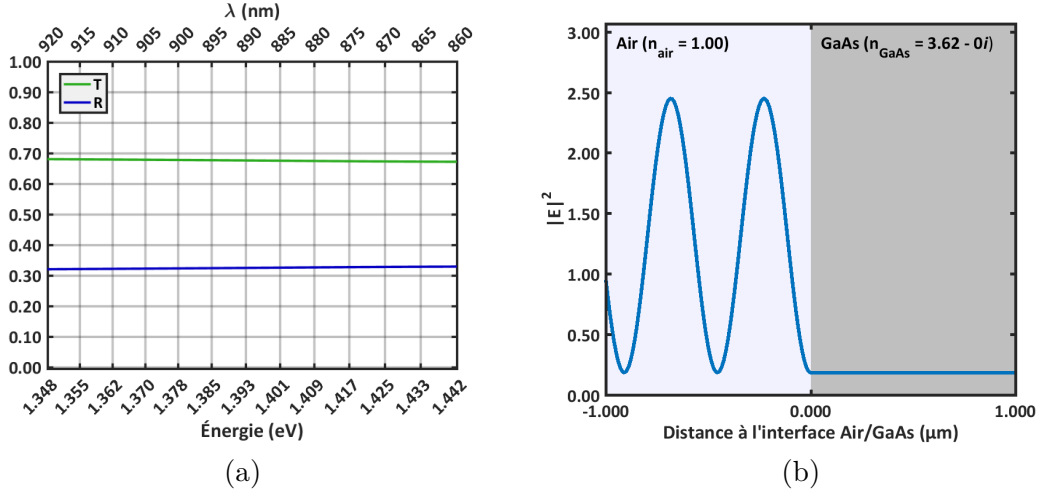
$$T(\lambda) = \left| \frac{E_m^+}{E_1^+} \right|^2 = |t(\lambda)|^2 \quad (2.40)$$

Il est par ailleurs possible de déterminer l'intensité du champ électrique longitudinal  $|E_j|^2$  dans chaque milieu  $j$  de la structure :

$$|E_j|^2 = |E_j^+ + E_j^-|^2 \quad (2.41)$$

De plus, les calculs étant linéaires, l'amplitude du champ électrique en entrée de la structure  $E_1^+$  est directement proportionnelle à celle en sortie  $E_m^+$ . Plus généralement, c'est dans toute la structure que les amplitudes des champs électriques progressifs  $E_j^+$  et régressifs  $E_j^-$  sont directement proportionnels à  $E_m^+$ . À partir d'un unique calcul de matrices de transfert avec une valeur de  $E_m^+$  arbitraire, il est donc





**FIGURE 2.29 : Calcul de TMM sur une interface unique Air/GaAs en incidence normale.** (a) Les coefficients de réflexion  $R$ , et de transmission  $T$  déterminés correspondent à ceux estimés avec les coefficients de Fresnel en incidence normale  $R = \left(\frac{n_{\text{GaAs}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{air}}}\right)^2$  et  $T = \left(\frac{2n_{\text{air}}}{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{air}}}\right)^2$ . Le calcul est effectué avec le modèle de dispersion d'indices de Ozaki & Adachi sans absorption (section 2.6.2). (b) L'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  dans le milieu incident est modélisé par les interférences entre le champ électrique incident et le champ électrique réfracté à l'interface Air/GaAs. L'intensité du champ électrique incident est fixé à  $E_1^+ = 1$ . Le calcul a été effectué pour une lumière incidente monochromatique de 910 nm.

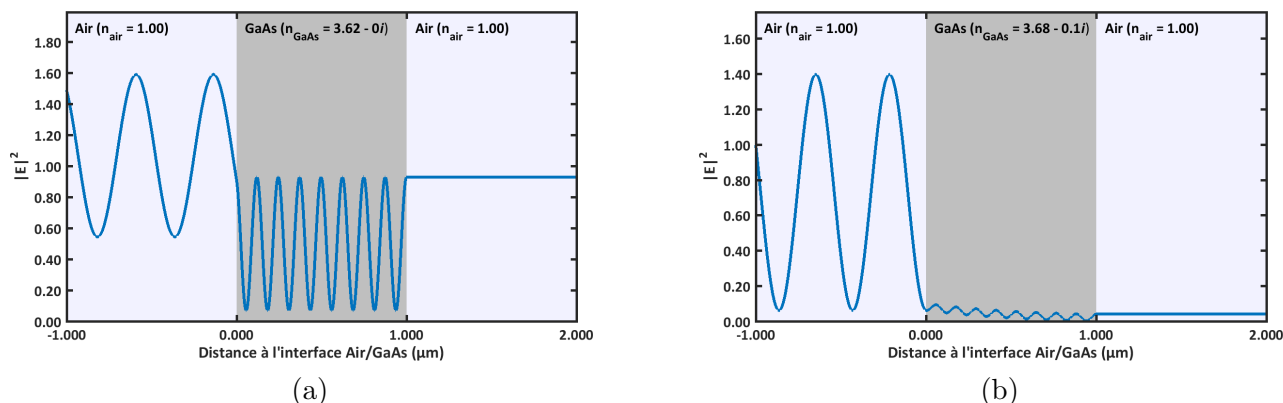
possible de déterminer les amplitudes des champs électriques longitudinaux dans chaque milieu  $j$ , pour des amplitudes de champs électriques en entrée  $E_1^{+'}$  différentes. On a alors :

$$\frac{E_1^{+'}}{E_1^+} \cdot \begin{bmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{bmatrix} = L_{j,j+1} \prod_{k=j+1}^{m-1} P_k L_{k,k+1} \begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} \cdot \frac{E_1^{+'}}{E_1^+} \quad (2.42)$$

Les matrices  $D_j$  et  $P_j$  sont donc des outils facilement manipulables, permettant d'obtenir des résultats similaires aux calculs formels, et sont donc particulièrement adaptés aux structures périodiques telles que les cavités optiques planaires.

Un calcul de TMM permet d'estimer  $E_j^+$  et  $E_j^-$  dans chaque milieu  $j$  de la structure et d'en déduire  $R$  et  $T$  à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée. Les calculs sont donc répétés afin de construire les spectres sur l'intervalle de longueurs d'onde souhaité. La Figure 2.29 montre le résultat d'un calcul de matrice de transfert sur une interface unique Air/GaAs, dans un intervalle de longueurs d'ondes comprises entre 860 nm et 920 nm. Un calcul de la forme de l'intensité du champ électrique permet de mettre en évidence un effet d'interférence entre le champ incident et le champ réfracté à l'interface Air/GaAs (Figure 2.29 (b)).

Une membrane de GaAs de  $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur en suspension dans l'air, correspond, dans le cadre de la TMM, à une structure à deux interfaces (Air/GaAs et GaAs/Air) entre lesquelles est situé le milieu



**FIGURE 2.30 : Calcul de l'intensité du champ électrique  $|\vec{E}|^2$  par TMM, sur une membrane de  $1 \mu\text{m}$  de GaAs.** L'intensité du champ électrique incident est fixé à  $E_1^+ = 1$ . (a) Calcul effectué à  $910 \text{ nm}$ , soit à une longueur d'onde à laquelle l'absorption de GaAs est nulle. Les oscillations dans la membrane sont dues aux effets interférences du champ électrique dans la membrane, après réflexions aux interfaces GaAs/Air. (b) Calcul effectué à  $865 \text{ nm}$ , soit une dizaine de nanomètres au dessous de la longueur d'onde de gap. L'intensité du champ électrique est réduite dans la membrane, par absorption de GaAs.

de propagation, qu'est GaAs, de  $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Le résultat du calcul permet de mettre en évidence l'effet de l'absorption à  $865 \text{ nm}$  sur la forme de l'intensité du champ électrique (Figure 2.30).

L'indice de réfraction des matériaux n'étant néanmoins pas identique à toutes les longueurs d'ondes, il est nécessaire d'utiliser des modèles de dispersion  $\tilde{n}_{\text{GaAs}}(\lambda)$  et  $\tilde{n}_{\text{AlAs}}(\lambda)$  pour rendre compte correctement des phénomènes de réflexion et de transmission. Les modèles de dispersion utilisés sont l'objet du paragraphe suivant.

### 2.6.2 Modèles de dispersion des indices de réfraction de GaAs et AlAs

La dispersion des indices de GaAs et de AlAs peuvent notamment être déterminés à partir de modèles issus de deux articles de la littérature scientifique : celui de Ozaki & Adachi, 1995 [131] et celui de Rakić & Majewski, 1996 [132]. Ces modèles permettent le calcul de la partie imaginaire de l'indice de réfraction simultanément à sa partie réelle, et donc de tenir compte de l'absorption du matériau. En outre, ils sont basés sur des mesures expérimentales, ajustées avec un modèle basé sur les transitions interbandes des matériaux ("points critiques"); l'ajustement des énergies de transitions en fonction de la température permet donc d'extrapoler les modèles à d'autres températures.

Rakić & Majewski proposent dans le même article un modèle de dispersion de AlAs, et un modèle de dispersion de GaAs. Ce n'est pas le cas pour Ozaki & Adachi, qui ne proposent qu'un modèle de dispersion de GaAs. L'utilisation du modèle de dispersion de GaAs de Ozaki & Adachi nécessite donc d'être complété avec le modèle de Rakić & Majewski de AlAs. Pour simplifier la lisibilité dans la suite du texte, on parlera du modèle de Ozaki & Adachi pour ce couple de modèles de dispersion hybride.

Les deux couples de modèles de dispersions sont présentés sur la Figure 2.31. Les lignes pleines représente les indices de réfraction des matériaux à température ambiante, tels qu'ils ont été rapportés par les auteurs. Par ailleurs, ces modèles sont basés sur l'estimation de paramètres appelés "points critiques", qui sont les différentes énergies de transitions interbandes de l'AlAs et du GaAs. Divers travaux ont permis d'estimer la valeur de ces points critiques en fonction de la température [133–136]; par extrapolation, il est ainsi possible d'en déduire les modèles de dispersion à plus basses températures basés sur les deux couples de modèles à température ambiante. La Figure 2.31 montre l'extrapolation à la température utilisée lors des expériences de commutation, soit 6 K, en plus des modèles à température ambiante.

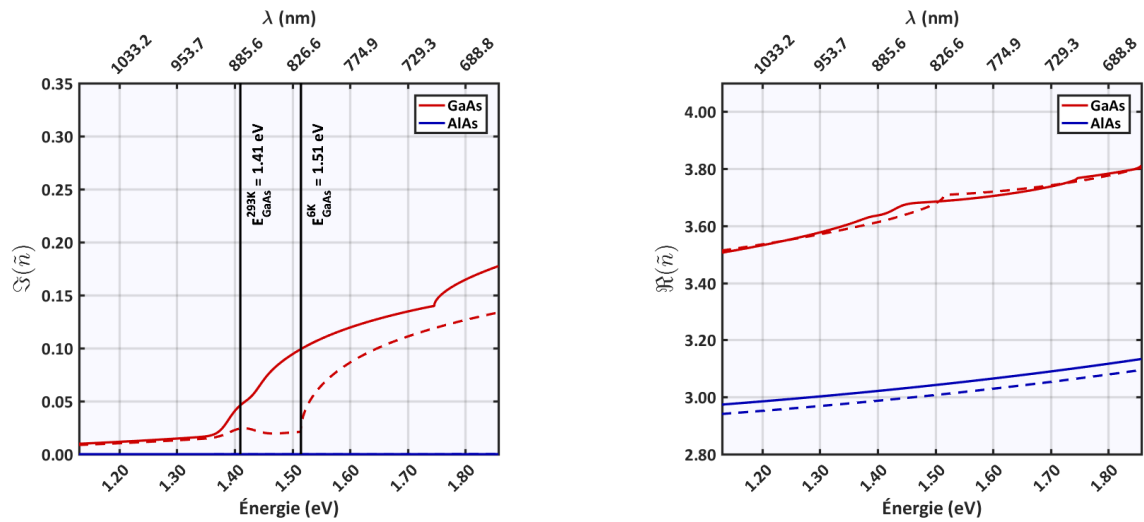
Enfin, l'absorption de GaAs et AlAs au-dessous de leurs énergies de gap sera considérée comme nulle pour la modélisation de l'amplitude de commutation du micropilier. Une discussion plus exhaustive concernant les adaptations des modèles de dispersion aux conditions expérimentales sera par ailleurs faite dans le Chapitre 3.

### 2.6.3 Application à la modélisation de l'amplitude de commutation d'un micropilier

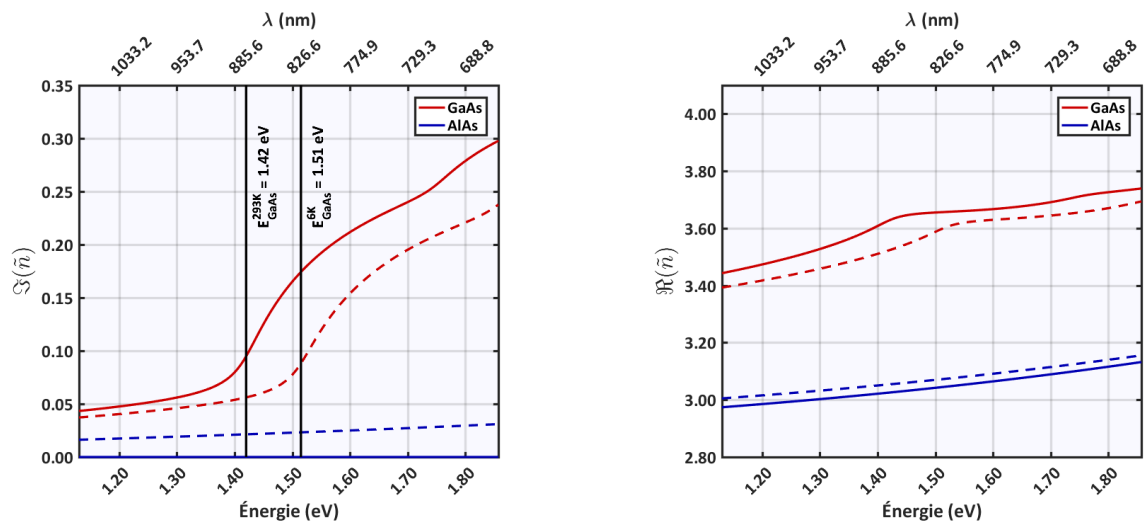
Le principe de la modélisation de l'amplitude de commutation d'un micropilier consiste à déterminer la densité de charges libres  $G_{e-h+}$  dans chaque couche de la cavité optique, puis d'en déduire  $\Delta n$ . Cette modélisation s'adosse donc à (i) la relation entre  $G_{e-h+}$  et  $\Delta n$  et (ii) à la détermination de  $G_{e-h+}$ . Le premier aspect est basé sur des travaux rapportés dans la littérature, alors que le deuxième consiste à une modification de la méthode de matrice de transfert.

En 1990, Bennett *et al.* ont estimé le changement d'indice théorique de plusieurs matériaux, par injection de charges libres [137]. Les auteurs ont identifié trois phénomènes responsables du changement de l'indice de réfraction  $\Delta n$ , après injection de charges libres dans les matériaux InP, GaAs, et InGaAsP à 300 K : le remplissage de bande (effet Burstein-Moss), le rétrécissement de bande, l'effet plasma. Ces trois contributions aboutissent à une relation entre le changement d'indice  $\Delta n$  et la concentration en charges libres dans le matériau  $G_{e-h+}$ .

Bennett *et al.* rendent notamment compte de la relation entre indice et densité de charges libres dans le GaAs à température ambiante, à une longueur d'onde  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  (Figure 2.32 (a)); par extrapolation linéaire, on a alors  $\Delta n/G_{e-h+}(1.3 \mu\text{m}, 293\text{K}) \approx 6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$ . Cependant, cette relation ne correspond pas exactement aux conditions expérimentales de l'étude des micropiliers de GaAs. D'abord, les modes de cavité sont situés vers 900 nm et non vers  $1.3 \mu\text{m}$ ; ensuite, les expériences sont menées à température cryogénique (6 K) et non à température ambiante. Par ailleurs, l'article rapporte des données de  $\Delta n$  sur InP pour trois densités de charges différentes ( $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ;  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) sur une fenêtre spectrale comprise entre 0.8 eV ( $1.55 \mu\text{m}$ ) et 2.0 eV (620 nm). Les calculs permettant l'estimation de  $\Delta n$  n'étant pas triviaux, le choix est fait d'extrapoler les résultats de l'InP à température

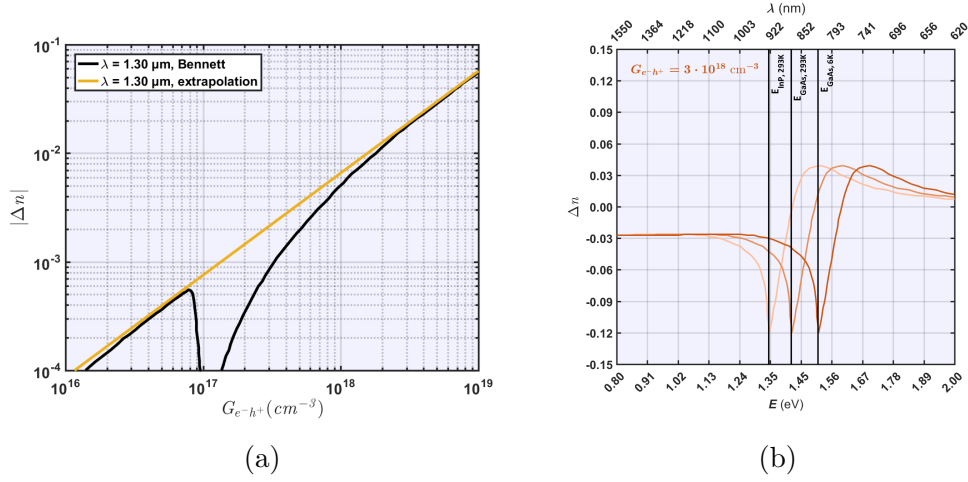


(a)



(b)

**FIGURE 2.31 : Modèles de dispersion des indices de réfraction de GaAs et de AlAs.** Les parties imaginaires des indices sont présentées sur les figures de gauche et les parties réelles sur les figures de droite. (a) Modèle de Rakić & Majewski. (b) Modèle de Ozaki & Adachi. Les courbes pleines sont les valeurs à température ambiante, alors que les courbes en pointillés sont les valeurs d'indices extrapolées à 6 K.



**FIGURE 2.32 : Changement de l'indice de réfraction  $\Delta n$  dans le GaAs d'après Bennett et al. [137].** (a) À 300 K et à la longueur d'onde  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ . La courbe noire montre l'estimation théorique [137]. La ligne jaune est une extrapolation quasi-linéaire sur l'intervalle de longueurs d'onde considéré, de pente  $\Delta n/G_{e-h+} \approx 6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$ . (b) Décalage rigide des données de  $\Delta n$  à  $G_{e-h+} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  de l'InP à température ambiante pour extrapolation au GaAs à 6 K. L'amplitude du décalage est égal à la différence entre les énergies de gap de l'InP et du GaAs. Par extrapolation linéaire des valeurs de  $\Delta n$  à 900 nm, pour  $G_{e-h+} = 3 \cdot 10^{16}$ ,  $3 \cdot 10^{17}$  et  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , on estime que pour le GaAs à 6 K :  $\Delta n/G_{e-h+} \approx 2.34 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ .

ambiante au GaAs à température cryogénique, en raison de la forte ressemblance de forme de leurs diagrammes de bandes. Pour cela, les calculs de Bennett entre 0.8 et 2.0 eV pour l'InP sont décalés de façon rigide, d'une valeur égale à la différence entre l'énergie de gap de l'InP à température ambiante (1.34 eV) et celle du GaAs à 6 K (1.51 eV) (Figure 2.32 (b)). La relation entre  $\Delta n$  et  $G_{e-h+}$  est ensuite estimée par ajustement linéaire à 900 nm, avec les trois valeurs de  $G_{e-h+}$ . On obtient alors, pour le GaAs  $\Delta n/G_{e-h+}$  (900 nm, 6K)  $\approx 2.34 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ .

La relation entre  $G_{e-h+}$  et  $\Delta n$  étant posée, il reste à déterminer  $G_{e-h+}$ . Cette estimation est basée sur la Méthode des Matrices de Transfert (TMM) modifiée et présentée ci-après.

La TMM permet de déterminer la répartition des champs électriques progressifs  $E^+$  et régressifs  $E^-$  dans la structure. Avec cette information, il est possible d'en déduire les flux entrants et sortants, c'est à dire les vecteurs de Poynting progressifs  $S^+$  et régressifs  $S^-$ .

La forme de l'intensité du champ électrique dans le micropilier est modulée par les interférences entre les ondes réfléchies et transmises aux interfaces de la structure périodique. À la résonance, ces interférences peuvent même générer une onde stationnaire dans la structure. Dans ce cas, le vecteur de Poynting est alors également stationnaire. Dans le cas général, celui-ci reste doublement modulé : par rapport à sa direction de propagation et par rapport au temps. Cependant, les expressions des champs électriques  $E^+$

et  $E^-$  ne tiennent pas compte de la modulation temporelle. Afin de palier à cette limitation, la méthode employée dans le cadre de cette modélisation consiste à calculer deux vecteurs de Poynting en opposition de phase  $S_{\varphi=0}$  et  $S_{\varphi=\pi/2}$ . Pour cela, on ajoute un terme de phase aux champs électriques progressifs et régressifs calculés avec la méthode des matrices de transfert, de manière à obtenir leurs homologues en opposition de phase. Formulé différemment, l'ajout d'un terme de phase  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \pi/2$  à  $E^+$  et  $E^-$  aboutit à la génération de deux couples de champs électriques progressifs et régressifs en opposition de phase et à leurs maxima d'amplitudes de modulation temporelles. Il est donc ainsi possible de calculer deux vecteurs de Poynting en opposition de phase sommables  $S_{\varphi=0}$  et  $S_{\varphi=\pi/2}$ , afin d'en déduire une valeur du flux d'énergie moyenné temporellement  $\langle S \rangle_t$ .

$$\begin{bmatrix} E_{\varphi=\pi/2}^+ \\ E_{\varphi=\pi/2}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{\varphi=0}^+ \cdot i \\ E_{\varphi=0}^- \cdot i \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$\begin{bmatrix} B_{\varphi=\pi/2}^+ \\ B_{\varphi=\pi/2}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{n}}{c} E_{\varphi=\pi/2}^+ \\ \frac{\tilde{n}}{c} E_{\varphi=\pi/2}^- \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

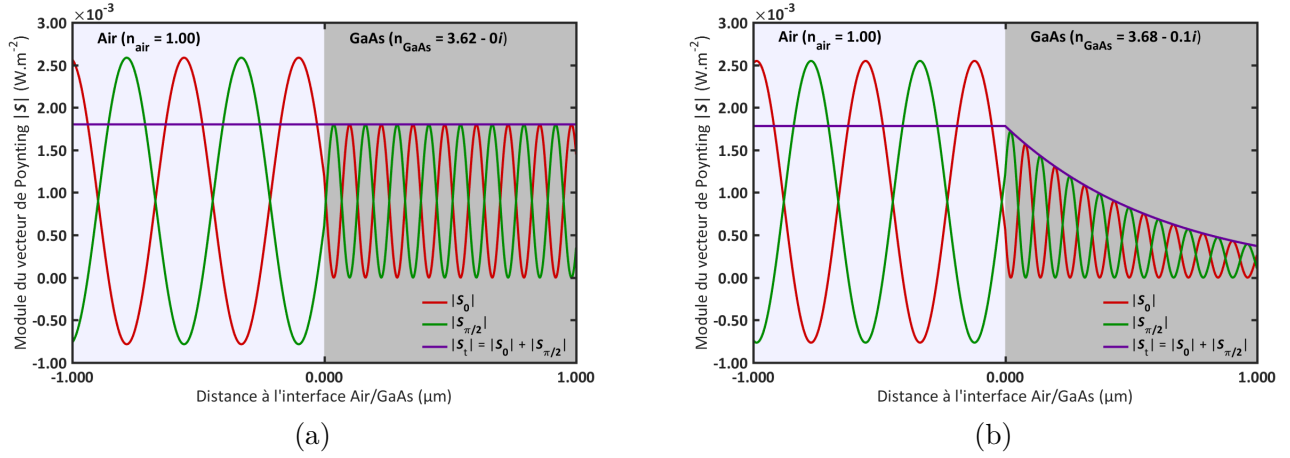
$$\begin{bmatrix} B_{\varphi=0}^+ \\ B_{\varphi=0}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{n}}{c} E_{\varphi=0}^+ \\ \frac{\tilde{n}}{c} E_{\varphi=0}^- \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$S_{\varphi=0} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \Re\{E_{\varphi=0}^+ + E_{\varphi=0}^-\} \times \Re\{B_{\varphi=0}^+ + B_{\varphi=0}^-\} \quad (2.46)$$

$$S_{\varphi=\pi/2} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \Re\{E_{\varphi=\pi/2}^+ + E_{\varphi=\pi/2}^-\} \times \Re\{B_{\varphi=\pi/2}^+ + B_{\varphi=\pi/2}^-\} \quad (2.47)$$

$$\langle S \rangle_t = S_{\varphi=0} + S_{\varphi=\pi/2} \quad (2.48)$$

Une structure simple est présentée ci-dessous, mettant en évidence le principe de calcul de la valeur moyenne  $\langle S \rangle_t$  (Figure 2.33). Il s'agit d'une unique interface Air/GaAs sur laquelle est appliqué un faisceau monochromatique en incidence normale. Deux calculs sont présentés : (a) avec et (b) sans absorption du GaAs. Dans le cas d'un modèle sans absorption, on note que la somme des modules des vecteurs de Poynting en opposition de phase  $\langle S \rangle_t$  est constante dans la structure (Figure 2.33 (a)). Autrement dit, le flux moyen  $\langle S \rangle_t$  ne varie pas aux interfaces. En effet, cette valeur correspond au bilan des flux incidents, réfléchis et transmis à travers la structure ; le bilan des flux du milieu incident (avant l'interface Air/GaAs) est donc bien égal au flux transmis (après l'interface Air/GaAs). Le flux moyen  $\langle S \rangle_t$  est donc bien constant dans toute la structure et égal à la somme des flux progressifs et régressifs dans chaque couche. Dans le cas du modèle tenant compte de l'absorption,  $\langle S \rangle_t$  décroît exponentiellement à mesure de sa progression dans la couche de GaAs (Figure 2.33 (b)). Ce profil est parfaitement équivalent à celui pouvant être calculé trivialement avec le coefficient d'absorption linéique du matériau  $\alpha$  :  $\langle S \rangle_t^x / \langle S \rangle_t^{x=0} = e^{-\alpha x}$ .



**FIGURE 2.33 : Calcul de TMM sur une interface unique Air/GaAs en incidence normale.** L'intensité du champ électrique incident est fixé à  $E_1^+ = 1$ . Il se propage dans le sens croissant par rapport à la distance à l'interface Air/GaAs. (a) En l'absence d'absorption, la somme des flux progressifs et régressifs est identique dans l'ensemble de la structure, en tout point. (b) L'utilisation d'un indice de réfraction complexe dans le modèle permet de tenir compte de l'absorption dans la couche de GaAs. La puissance transmise décroît exponentiellement dans le matériau :  $\langle S \rangle_t^x / \langle S \rangle_t^{x=0} = e^{-\alpha x}$ , avec  $\alpha = 4\pi/\lambda \cdot \text{Im}\{\tilde{n}_{\text{GaAs}}\}$ .

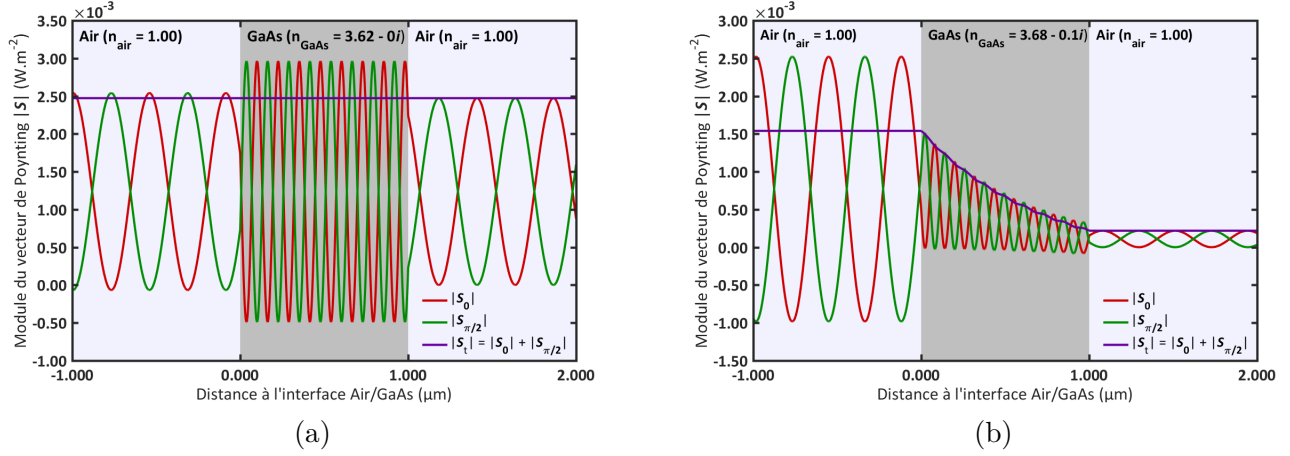
Une seconde structure est présentée ci-dessous, constituée de deux interfaces Air/GaAs et GaAs/Air, que l'on peut assimiler à une lame de GaAs d'épaisseur  $e_{\text{GaAs}} = 1 \mu\text{m}$  placée dans l'air (Figure 2.34). On note que le bilan des flux est constant dans toute la structure si la lame de GaAs est non absorbante à la longueur d'onde considérée, de la même manière que dans la structure précédente (Figure 2.34 (a)). En ajoutant l'absorption au modèle, on note une décroissance exponentielle de  $\langle S \rangle_t$  dans le GaAs, modulée par un léger effet de cavité (Figure 2.34 (b)). On remarque en outre que  $\langle S \rangle_t$  du milieu incident (entre  $-1 \mu\text{m}$  et  $0 \mu\text{m}$ ), décroît lorsque l'absorption de la couche de GaAs est ajoutée au modèle, en passant de  $2.50 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$  à  $1.50 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$  environ. La raison de ce phénomène est que l'absorption réduit la fraction du flux réfléchi à la seconde interface de la structure (GaAs/Air, à  $1 \mu\text{m}$ ) ; le bilan des flux progressifs et régressifs est donc réduit d'autant dans le milieu incident. Ce phénomène ne peut en revanche être observé avec la structure précédente, composée d'une interface Air/GaAs unique, du fait de l'absence de contributions de flux d'énergies régressifs en dehors de celui du milieu incident (Figure 2.33).

$\langle S \rangle_t$  nous informe donc sur la puissance surfacique moyenne par seconde, soit le flux moyen, à une profondeur donnée de la structure. Le flux moyen absorbé dans une couche peut être calculé à partir de la différence du flux moyen en sortie de cette couche avec le flux moyen en entrée de cette même couche. Dans le cas de la structure Air/GaAs/Air, le flux moyen absorbé est donc :

$$\langle S \rangle_{t, \text{abs}} = \langle S \rangle_t^{x=e_{\text{GaAs}}} - \langle S \rangle_t^{x=0} \quad (2.49)$$

Numériquement, le matériau peut être vu comme un empilement de couches d'épaisseurs  $\Delta x$ . Il est

## 2. Commutation différentielle des modes résonants d'un micropilier



**FIGURE 2.34 : Calcul de TMM sur une structure Air/GaAs/Air (deux interfaces) en incidence normale.** L'intensité du champ électrique incident est fixé à  $E_1^+ = 1$ . Il se propage dans le sens des distances croissantes. (a) En l'absence d'absorption, la somme des flux progressifs et régressifs est identique dans l'ensemble de la structure, en tout point. (b) L'utilisation d'un indice de réfraction complexe dans le modèle permet de tenir compte de l'absorption dans la couche de GaAs.  $\langle S \rangle_t$  est modulée dans le matériau par un léger effet de cavité.

donc possible de déterminer le flux absorbé dans chacune de ses couches et ainsi d'estimer le flux moyen absorbé par le matériau  $\langle S \rangle_{t, \text{abs}}(x)$  en chaque point de l'espace. La Figure 2.35 présente le calcul pour la structure Air/GaAs/Air. La somme des flux absorbé en chaque point est égale au flux total absorbé dans la couche d'épaisseur  $e_{\text{GaAs}}$ , tel qu'il peut être calculé avec l'Équation 2.49.

Connaissant la surface d'illumination, il est possible de déterminer le flux d'énergie absorbé  $\zeta_{\text{abs}}$  en chaque point  $x$  de la structure. Expérimentalement, cette surface correspond au recouvrement de la cavité par le spot laser et sera notée  $A_{\text{spot}}$ . Pour un laser impulsionnel cadencé à la fréquence  $f$ , on a alors :

$$\zeta_{\text{abs}}(x) = \frac{A_{\text{spot}}}{f} \cdot \langle S \rangle_{t, \text{abs}}(x) \quad (2.50)$$

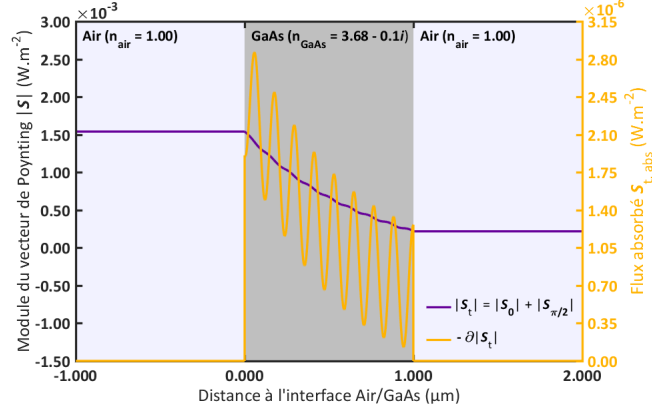
Avec  $E_{\text{laser}}$  l'énergie d'accord du laser (en eV), on en déduit le nombre de photons absorbés  $q_{\text{abs}}$  :

$$q_{\text{abs}}(x) = \frac{\zeta_{\text{abs}}(x)}{qE_{\text{laser}}} = \frac{A_{\text{spot}}}{qE_{\text{laser}}f} \cdot \langle S \rangle_{t, \text{abs}}(x) \quad (2.51)$$

En généralisant à une cavité planaire illuminée par un spot laser de surface  $A_{\text{spot}}$ , il est ainsi possible de déterminer le flux moyen absorbé dans chaque couche et donc le nombre de paires électron-trou créées dans le matériau, ainsi que leurs localisations : dans l'espaceur ou dans les miroirs.

Il est important de noter que les calculs de TMM ne rendent pas compte de la dynamique temporelle du système immédiatement après l'impulsion laser, c'est-à-dire de l'impact du changement d'indice





**FIGURE 2.35 : Estimation du flux moyen absorbé  $\langle S \rangle_{t,abs}$  en chaque point de la structure Air/GaAs/Air.** Les paramètres de calcul sont similaires à ceux de la Figure 2.34. Le flux moyen absorbé correspond à la ligne pleine jaune.

dans le micropilier sur cette même impulsion, à mesure de sa progression dans la structure. Autrement dit, le modèle développé ne permet pas de révéler les éventuels comportements non linéaires introduits par la forme impulsionnelle du laser, plutôt que continue. Cependant, la durée de l'impulsion laser est grande devant celle d'établissement du régime stationnaire dans la cavité, à plus forte raison pour une longueur d'onde de pompe  $\lambda_{pompe}$  hors résonance. On peut estimer que pour un laser de pompe accordé sur la gamme 775 à 805 nm, l'onde incidente traverse le micropilier en 70 fs environ. Cette durée étant très faible devant celle de l'impulsion laser ( $< 5$  ps), il est pertinent de négliger le régime transitoire d'établissement de l'onde électromagnétique dans la structure.

Étant donné que l'on néglige les effets non linéaires éventuels liés à l'impulsion laser, l'intensité du champ électrique dans la structure reste toujours directement proportionnelle à l'intensité du champ électrique incident  $|E_1|^2$  (avec  $|E_1|^2 = |E_1^+ + E_1^-|^2$  et  $E_1^- = 0$ ). La puissance incidente  $P_{switch}$  étant en outre elle-même proportionnelle à  $|E_1|^2$ , on peut déterminer  $\langle S \rangle_{t,abs}$ ,  $E_{abs}$  et  $q_{abs}$  en fonction de  $P_{switch}$  à partir d'un seul calcul de matrice de transfert à la longueur d'onde de commutation  $\lambda_{switch}$ . On a alors :

$$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{c}{n_1} \cdot \mu_0 \mu \cdot \frac{P_{switch}}{A_{spot}}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

On supposera que les charges libres peuvent se déplacer librement dans chaque couche de matériau d'épaisseur  $\Delta x$ . De plus, dans la configuration où la surface  $A_{spot}$  est inférieure ou égale à celle de la face supérieure du micropilier, la densité de charges libres  $G_{e-h^+}$  dans un micropilier de rayon  $r$  est donnée par :

$$G_{e-h^+} = \frac{q_{abs}(x)}{\pi r^2 \Delta x} \quad (2.53)$$

Avec la relation de Bennett évoquée précédemment, on détermine finalement  $\Delta n$  à partir de  $G_{e-h^+}$ .

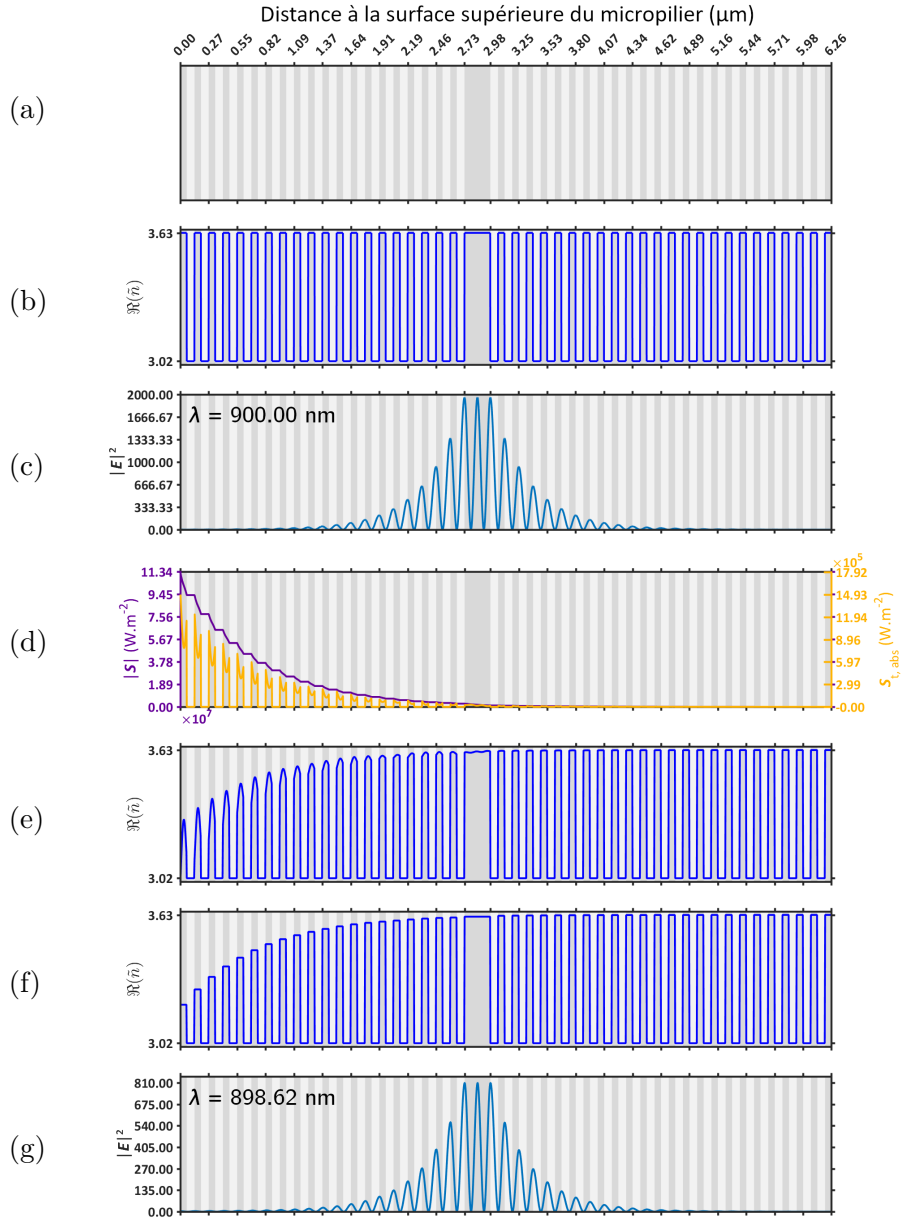
Un calcul de TMM peut alors être effectué avec la nouvelle structure, composée d'un empilement de couches d'épaisseurs  $\Delta x$  aux indices de réfraction modifiés, afin de déterminer la position de la résonance. Il faut noter que le calcul ne tient pas compte du confinement latéral du micropilier : il s'agit d'une structure de cavité planaire  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$ , dans laquelle les charges libres sont circonscrites à un diamètre égal à celui du micropilier. Cette approximation est pertinente dans la mesure où le changement relatif de l'indice de l'AlAs introduit par le confinement latéral du micropilier est égal à celui du GaAs. Autrement dit, le confinement vertical d'une cavité planaire est identique à celui d'un micropilier. On suppose par ailleurs implicitement que l'amplitude de commutation estimée du mode de la cavité planaire est identique à celle du mode fondamental d'un micropilier étudié expérimentalement.

La Figure 2.36 présente les étapes du calcul du changement de l'indice de réfraction par injection de charges libres, dans un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre et avec un laser impulsionnel cadencé à 76 MHz, de 0.4 mW puissance moyenne  $P_{\text{switch}}$  et accordé à 775 nm. Le calcul révèle que le changement d'indice principal a lieu dans le miroir supérieur, sur lequel est appliquée l'impulsion laser. En outre, le vecteur de Poynting étant modulé par effet d'interférences (Figure 2.36 (d)), le changement d'indice de réfraction n'est pas homogène dans les couches de GaAs (Figure 2.36 (e)). En règle générale, l'indice de réfraction est plus faible aux bords des couches qu'en leurs centres. Il faut néanmoins noter que la modulation à l'intérieur même des couches de GaAs suppose une absence de diffusion des charges libres vers le périmètre du micropilier. Étant donné les faibles dimensions des couches mises en jeu, on considérera que les charges libres sont totalement diffusées dans chaque couche ; le profil d'indice à l'instant de la perturbation est en conséquence, homogène dans chaque couche (Figure 2.36 (e)).

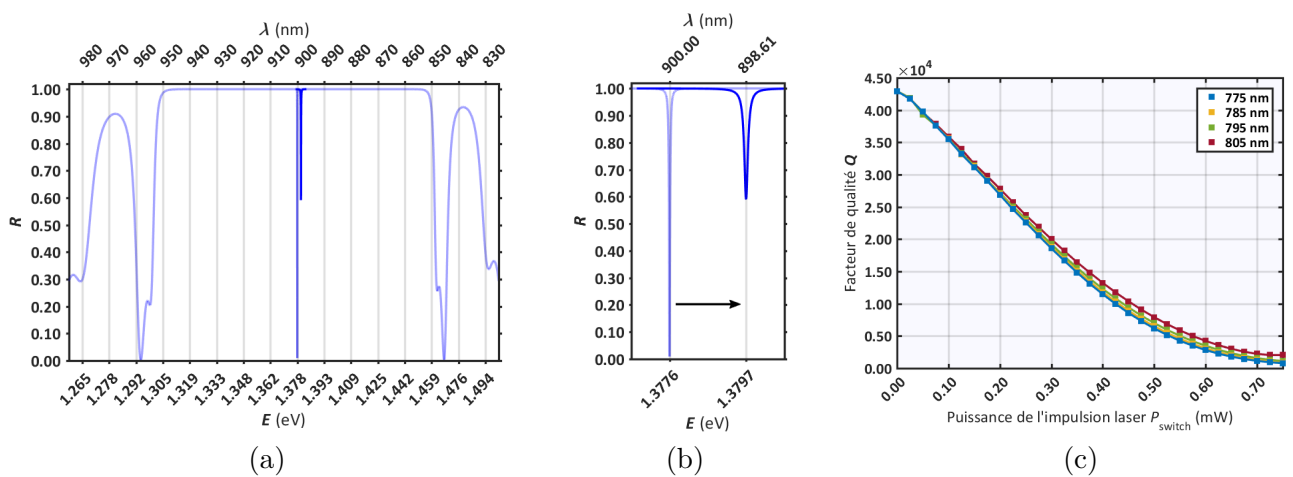
La comparaison entre la forme de l'intensité du champ électrique dans la structure avant et après l'injection de charges libres met en évidence une forte diminution du confinement dans la couche cavité (Figure 2.36 (c) et (f)). En effet, pour un champ électrique incident  $E_1^+ = 1$ , on note que son intensité maximale culmine à 2000 au centre de la couche cavité, avant la perturbation contre seulement 810 après la perturbation.

En effectuant un calcul de matrices de transfert avec la structure aux indices de réfraction modifiés, on obtient son spectre après perturbation via l'impulsion laser. Il est ainsi possible d'en déduire la nouvelle position du mode de cavité et donc de l'amplitude de commutation (Figure 2.37).

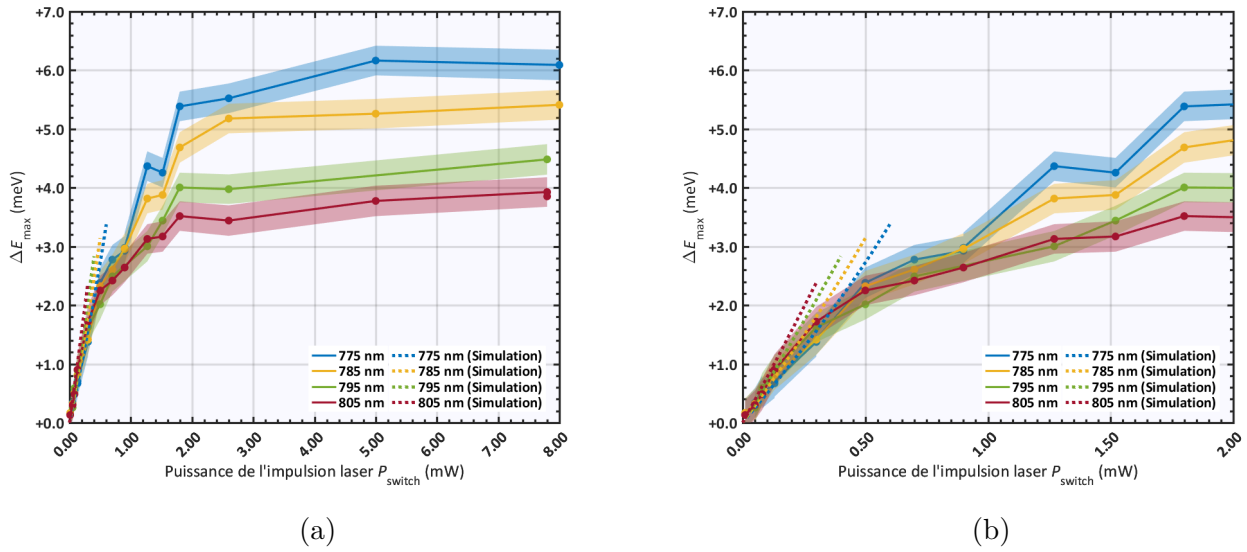
Les amplitudes de commutation maximales  $\Delta E_{\text{max}}$  du micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la puissance de commutation  $P_{\text{switch}}$  sont récapitulées sur la Figure 2.38, pour des longueurs d'onde de 775 nm, 785 nm, 795 nm et 805 nm. Les  $\Delta E_{\text{max}}$  déterminées sont en bon accord avec les mesures expérimentales sur la portion linéaire. Cette observation est un argument en faveur de la validité de la relation linéaire entre  $\Delta n$  et  $G_{e-h^+}$  rapportées par Bennett et al. et des extrapolations effectuées. Néanmoins, la modélisation ne tenant pas compte du phénomène de saturation en charges libres dans la structure, elle ne rend pas compte du palier atteint expérimentalement sur l'amplitude de commutation. On note



**FIGURE 2.36 : Modélisation de la perturbation d'une cavité optique.** (a) Structure d'une cavité optique plane GaAs/AlAs de longueur  $\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  ( $\lambda_0 = 900$  nm); les miroirs de Bragg sont composés de 20 et 24 paires de deux couches de dimensions  $\lambda_0/4n_{\text{GaAs}}$  et  $\lambda_0/4n_{\text{AlAs}}$ . Le GaAs est représenté en gris foncé et l'AlAs en gris clair. (b) Profil initial de l'indice de réfraction dans la structure à 900 nm. (c) Amplitude du champ électrique dans la structure non perturbée. L'intensité du champ électrique incident est fixé à  $E_1^+ = 1$  pour le calcul. (d) Module du vecteur de Poynting  $\langle S \rangle_t$  dans la structure et puissance surfacique absorbée  $\langle S \rangle_{t, \text{abs}}$ , pour une puissance laser  $P_{\text{switch}} = 0.4$  mW à 775 nm. (e) Profil de l'indice de réfraction à 900 nm dans la structure perturbée, pour une puissance laser  $P_{\text{switch}} = 0.4$  mW à 775 nm, sans diffusion des charges libres et (f) en considérant que les charges libres ont totalement diffusé dans chaque couche. (g) Amplitude du champ électrique dans la structure perturbée, à la nouvelle résonance (898.62 nm), avec  $E_1^+ = 1$ . Les calculs ont été effectués avec le modèle de dispersion d'indices de Ozaki & Adachi.



**FIGURE 2.37 : Spectre en réflexion simulé d'une cavité planaire avant et après injection de charges libres.** La perturbation sur le profil d'indices est calculée à partir d'un laser impulsionnel cadencé à 76 MHz, accordé à 775 nm et de puissance moyenne sur la période de  $P_{\text{switch}} = 0.4$  mW. Les densités de charges libres sont calculées pour un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre. Le spectre avant commutation est affiché en ligne pleine transparente; la position du mode après commutation est tracée avec une ligne pleine opaque. (a) Affichage du spectre sur tout l'intervalle de calcul; (b) agrandissement autour des positions des modes avant et après la commutation. On relève une amplitude de commutation (flèche noire) de 2.1 meV parallèlement à un abaissement du facteur de qualité du mode. (c) Facteur de qualité  $Q$  du mode en fonction de  $P_{\text{switch}}$  pour des longueurs d'onde incidentes de 775 nm à 805 nm.



**FIGURE 2.38 : Amplitudes de commutation  $\Delta E_{\max}$  expérimentales et simulées d'un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre en fonction de la puissance de commutation  $P_{\text{switch}}$ .** Les simulations ont été effectuées pour quatre longueurs d'onde de commutation : 775 nm, 785 nm, 795 nm et 805 nm, identiques aux longueurs d'onde expérimentales. Les amplitudes simulées sont représentées avec les lignes pointillées. (a)  $\Delta E_{\max}$  sur tout l'intervalle de puissances. (b) Agrandissement entre 0 et 2.00 mW.

également que la pente  $\Delta E_{\max}/P_{\text{switch}}$  de la modélisation est étonnamment inférieure à une longueur d'onde d'impulsion laser de 775 nm qu'à une longueur d'onde de 805 nm. En outre, les raisons de la plus grande amplitude de commutation observée expérimentalement à 705 nm qu'à 805 nm à  $P_{\text{switch}}$  donnée et non avec la modélisation, sont discutées ci-après.

Dans la gamme de puissances comprises entre 0 et 0.5 mW, on relève un changement d'indice élevé dans les couches de GaAs du miroir supérieur, plus faible dans l'espaceur et marginal dans le miroir inférieur (Figure 2.36). On peut donc faire deux hypothèses : (i) la commutation du mode de cavité sur la portion linéaire de  $\Delta E_{\max} = f(P_{\text{switch}})$  est principalement imputable au changement du profil de l'indice de réfraction dans les miroirs et non dans l'espaceur ; (ii) le confinement du champ électromagnétique dans l'espaceur renforce la commutation du mode de cavité, en dépit d'un très faible changement d'indice dans cette partie de la structure. Afin de déterminer laquelle de ces deux hypothèses est correcte, deux modélisations complémentaires ont été effectuées : la première consiste à ne considérer que les charges libres générées dans l'espaceur ; la deuxième consiste à ne tenir compte que des charges libres générées dans les miroirs. Ces deux modélisations permettent d'isoler respectivement la contribution des miroirs  $\Delta E_{\max}^{\text{miroirs}}$  et de l'espaceur  $\Delta E_{\max}^{\text{espaceur}}$  sur l'amplitude de commutation totale  $\Delta E_{\max}^{\text{tot}}$  du mode de cavité.

La Figure 2.39 montre les profils d'indice de réfraction de la structure pour des longueurs d'onde laser de 775 nm et 805 nm, après isolation du changement d'indice dans les miroirs ((a) & (c)) et dans

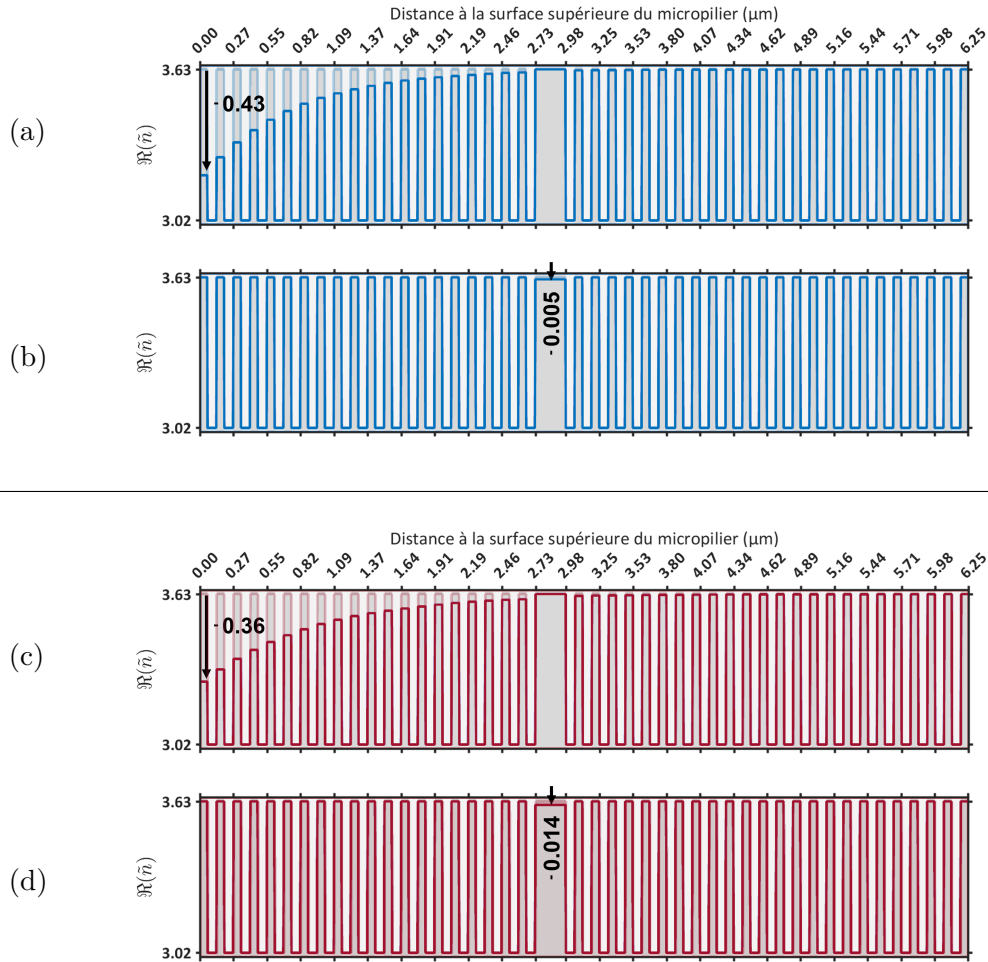
l'espaceur ((b) & (d)), pour  $P_{\text{switch}} = 0.4$  mW. L'absorption du GaAs étant plus forte de deux ordres de grandeur à 775 nm ( $\alpha_{775 \text{ nm}} = 3.4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ) qu'à 805 nm ( $\alpha_{805 \text{ nm}} = 1.2 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$ ), une proportion plus grande de charges libres est générée dans le miroir de Bragg supérieur à 775 nm qu'à 805 nm. Cette forte absorption limite donc la longueur de pénétration de l'onde dans la structure. En conséquence, la modélisation prévoit un changement d'indice de réfraction  $\Delta n_{\text{max}}$  dans l'espaceur plus faible à 775 nm qu'à 805 nm. Plus précisément, pour  $P_{\text{switch}} = 0.4$  mW, on a dans l'espaceur :  $\Delta n_{\text{max}}^{775 \text{ nm}} = -0.009$ ,  $\Delta n_{\text{max}}^{785 \text{ nm}} = -0.010$ ,  $\Delta n_{\text{max}}^{795 \text{ nm}} = -0.012$  et  $\Delta n_{\text{max}}^{805 \text{ nm}} = -0.014$ . C'est la raison pour laquelle on observe expérimentalement une amplitude de commutation plus forte à 805 nm qu'à 775 nm, à basse puissance. Par exemple, à  $P_{\text{switch}} = 0.3$  mW, on a :  $\Delta E_{\text{max}}^{805 \text{ nm}} > \Delta E_{\text{max}}^{795 \text{ nm}} > \Delta E_{\text{max}}^{785 \text{ nm}} > \Delta E_{\text{max}}^{775 \text{ nm}}$ . À cette puissance, il semblerait que l'essentiel des charges libres soit générée dans le miroir supérieur, ce qui limite d'autant leur génération dans l'espaceur. Comme la fraction de commutation imputable au changement d'indice est supérieure à celle dans les miroirs, il est logique qu'une grande longueur d'onde — donc un faible coefficient d'absorption — introduise une longueur de pénétration élevée de l'onde et donc une plus grande amplitude de commutation.

Les résultats des modélisations pour des longueurs d'onde laser de 775 nm et 805 nm, sont présentées sur les Figures 2.40 (a) et (b). Sur chacune d'entre elles sont montrées les contributions du changement d'indice sur l'amplitude de commutation du mode de cavité, dans les miroirs, dans l'espaceur et dans toute la structure (miroirs & espaceur), tel que, au premier ordre :

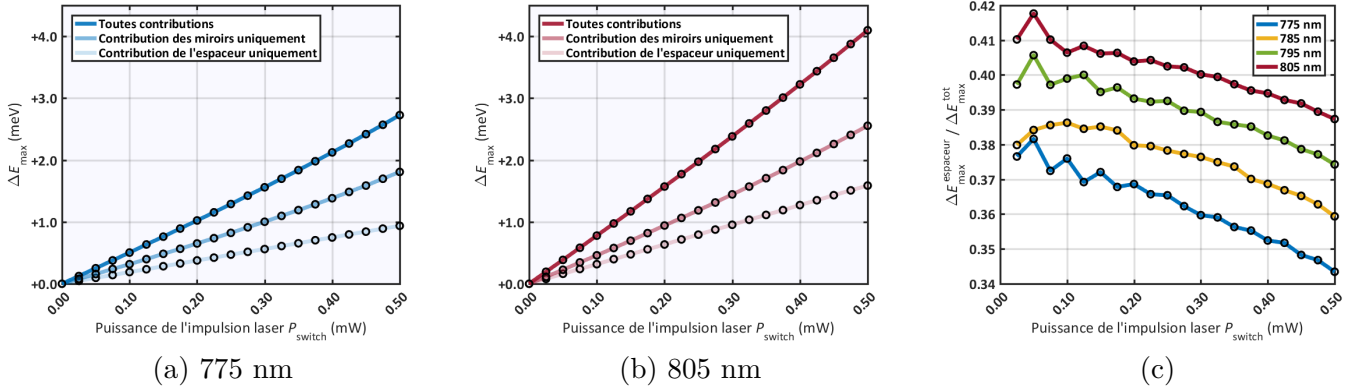
$$\Delta E_{\text{max}}^{\text{tot}} = \Delta E_{\text{max}}^{\text{espaceur}} + \Delta E_{\text{max}}^{\text{miroirs}} \quad (2.54)$$

Cette égalité suppose que les changements d'indice dans les miroirs et dans l'espaceur contribuent à la commutation de manière parfaitement indépendante. Cela implique que la répartition du champ électrique longitudinal soit presque identique, que l'on tienne compte ou non du changement d'indice dans les miroirs ou dans l'espaceur. Dans le cadre de l'étude d'une cavité optique, le champ électrique est essentiellement localisé dans l'espaceur. C'est la raison pour laquelle la relation 2.54 est vérifiée.

Le rapport  $\Delta E_{\text{max}}^{\text{espaceur}} / \Delta E_{\text{max}}^{\text{tot}}$  permet de mettre en évidence la fraction de l'amplitude de commutation totale imputable au changement d'indice dans l'espaceur (Figure 2.40 (c)). Quelle que soit la longueur d'onde de calcul (775 nm, 785 nm, 795 nm ou 805 nm), ce rapport est toujours inférieur à 0.5, sur tout l'intervalle de puissances sondé. Cela signifie que l'amplitude de commutation est toujours majoritairement imputable au changement d'indice dans les miroirs de Bragg. On note toutefois que  $\Delta E_{\text{max}}^{\text{espaceur}} / \Delta E_{\text{max}}^{\text{tot}}$  est compris entre 0.34 et 0.42 ; compte tenu du faible changement d'indice dans l'espaceur par rapport à celui dans les miroirs, cela signifie que l'impact du changement d'indice est proportionnellement plus fort dans l'espaceur que dans les miroirs. En outre, la fraction de l'amplitude de commutation imputable au changement d'indice dans l'espaceur, est plus fort à 805 nm qu'à 775 nm. Cette observation rentre en parfait accord avec la remarque précédente, selon laquelle le changement d'indice dans l'espaceur y est plus élevé que dans les miroirs de Bragg, lorsque le coefficient d'absorption  $\alpha$  à la longueur d'onde considérée est faible. Ce phénomène semble d'autant plus marqué que la puissance



**FIGURE 2.39 : Profils d'indice de réfraction de la cavité optique planaire GaAs/AlAs de longueur  $\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  ( $\lambda_0 = 900 \text{ nm}$ ), pour une puissance laser  $P_{\text{switch}} = 0.4 \text{ mW}$ . Contributions des charges libres sur le changement d'indice de réfraction pour une impulsion laser accordée à 775 nm, (a) dans les miroirs de Bragg uniquement et (b) dans l'espaceur uniquement. Contributions des charges libres sur le changement d'indice de réfraction pour une impulsion laser accordée à 805 nm, (c) dans les miroirs de Bragg uniquement et (d) dans l'espaceur uniquement. Le changement d'indice  $\Delta n_{\text{max}}$  dans l'espaceur à l'instant de l'impulsion laser est de  $0.85 \cdot 10^{-2}$  à 775 nm contre  $1.24 \cdot 10^{-2}$  à 805 nm.**



**FIGURE 2.40 : Contributions des charges libres dans les miroirs et dans l'espaceur, à la commutation du mode de cavité pour une puissance comprise entre 0 et 0.5 mW.** Pour une longueur d'onde de commutation de (a) 775 nm et (b) 805 nm. Les cercles noirs correspondent aux modélisations et les lignes pleines colorées sont leurs interpolations. (c) Le rapport  $\Delta E_{\max}^{\text{espaceur}} / \Delta E_{\max}^{\text{tot}} < 0.5$  met en évidence une contribution dominante des miroirs de Bragg sur l'amplitude de commutation du mode à 775 nm, 785 nm, 795 nm et 805 nm.

( $P_{\text{switch}} = 0.025$  mW) est faible.

La modélisation ne tient cependant pas compte du phénomène de saturation de la structure en charges libres. On peut donc définir une limite de validité du calcul, lorsque la densité de charges libres  $G_{e-h^+}$  calculée est supérieure à la densité d'états disponibles dans l'une des couches de la structure à la longueur d'onde considérée ( $G_{e-h^+} > G_{\text{sat}}$ ). Le paragraphe suivant s'attachera à estimer  $G_{\text{sat}}$ , qui permettra ensuite l'estimation de la puissance  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$  à laquelle l'une des couche au moins de la structure périodique est saturée.

### 2.6.4 Estimation de $G_{\text{sat}}$

L'absorption d'un photon dans un semi-conducteur peut avoir lieu si son énergie est supérieure à son énergie de gap. Dans ce schéma, l'absorption du photon laser est associée à une transition verticale d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. En d'autres termes, l'absorption a lieu en conservant l'énergie et le vecteur d'onde du photon. À l'issue du processus, un électron occupe donc un des états disponibles à l'énergie du photon incident. En parallèle, la bande de valence perd un électron, formant un trou.

Ensuite, le schéma le plus probable est la relaxation de l'électron depuis son énergie initiale jusqu'au bas de la bande de conduction, qui se recombine alors avec le trou de la bande de valence. Si le nombre de photons absorbé en un intervalle de temps fixé et à une énergie donnée, est suffisamment élevé, alors tous les états disponibles dans la bande de valence à l'énergie de la transition et aux énergies inférieures



peuvent être peuplés ; expérimentalement, on observe alors un effet de saturation de l'amplitude de commutation.

D'autre part, ce processus de génération et relaxation des porteurs libres explique la durée non nulle de commutation discutée dans la section 2.2.1, même dans le cas d'un recouvrement parfait entre la perturbation et l'intensité du champ électrique associée au mode.

Une estimation de la densité de charges libres à la saturation  $G_{\text{sat}}$  a été proposée dans le manuscrit de thèse d'Emanuel Peinke, qui a considéré qu'elle était atteinte lorsque tous les états du système d'énergies inférieures et égales à l'énergie de transition étaient peuplés [127]. Soit  $E_{\text{laser}}$  l'énergie des photons incidents et  $E_{\text{GaAs}}$  l'énergie de gap de GaAs, la densité maximale de charges électron-trou  $G_{\text{sat}}$  peut alors être exprimée sous la forme,

$$G_{\text{sat}} \approx \frac{\sqrt{2m^* (E_{\text{laser}} - E_{\text{GaAs}})^3}}{3\pi^2 \hbar^3} \quad (2.55)$$

avec  $m^*$  la masse effective moyennée des électrons et des trous :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} = \frac{1}{0.067m_e} + \frac{1}{0.45m_e} \quad (2.56)$$

Les estimations de  $G_{\text{sat}}$  ont été effectuées entre 720 nm et 850 nm et sont présentées sur la Figure 2.41 (a). Sa valeur est de  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à 775 nm, puis chute de plusieurs ordres de grandeurs à mesure du rapprochement de la longueur d'onde considérée avec le gap de GaAs ( $\sim 816 \text{ nm}$  à 6 K). Elle est de  $0.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à 785 nm,  $0.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à 795 nm et  $0.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  à 805 nm. Ce sont les longueurs d'onde du laser utilisées expérimentalement et sont repérées par des cercles et des lignes verticales sur la figure.

À la lumière de ces estimations de  $G_{\text{sat}}$ , il est ainsi possible de déterminer la puissance à la saturation  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$  à laquelle la densité de charges libres  $G_{e-h+}$  dans la couche de GaAs de surface atteint  $G_{\text{sat}}$ . C'est en effet toujours la couche de surface de GaAs du miroir de Bragg supérieur qui sature la première. En examinant la densité de charges libres dans cette couche, on peut donc déterminer le domaine de validité de la modélisation :  $0 \leq P_{\text{switch}} \leq P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$ .

La Figure 2.42 rapporte les densités de charges libres  $G_{e-h+}$  dans la couche de GaAs de surface, calculées pour un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre, pour des impulsions laser de puissance  $P_{\text{switch}}$  comprises entre 0 et 0.75 mW. Les modélisations révèlent que  $G_{\text{sat}}$  est atteint pour des puissances très faibles : 0.036 mW à 775 nm, 0.025 mW à 785 nm, 0.014 mW à 795 nm et 0.006 mW à 805 nm. La discussion sur les fractions de l'amplitude de commutation imputable aux miroirs de Bragg et à l'espaceur reste néanmoins valable jusqu'à  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$ . Pour les puissances supérieures, l'égalité entre l'amplitude de commutation relative et le changement d'indice relatif  $\Delta E/E = \Delta n/n$  n'est plus garantie. Le fait que la pente de la portion linéaire  $\Delta n_{\text{max}}/P_{\text{switch}} = 1 \cdot 10^{-5} \mu\text{W}^{-1}$  soit cohérente avec celle de la section

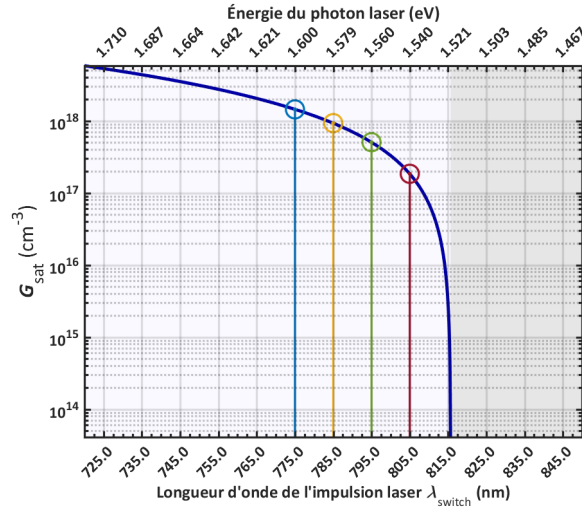


FIGURE 2.41 : Densités de porteurs de charges théoriques  $G_{\text{sat}}$  à la saturation, à 6 K. À cette température, le gap de GaAs est 1.52 eV ( $\sim 816$  nm), sous lequel l'absorption est considérée comme nulle (zone grise sur la partie droite de la figure). Les longueurs d'ondes de commutation expérimentales (775 nm, 785 nm, 795 nm, 805 nm) sont repérées par des cercles et des lignes pleines verticales sur les figures.

précédente suppose un probable phénomène de compensation de la saturation de la première couche par une absorption accrue dans la suivante, jusqu'à l'espaceur. Cette dernière observation montre clairement la nécessité de la prise en compte de la saturation en charges libres dans la modélisation, pour pouvoir conclure sur la contribution de chaque couche à la commutation à des puissances supérieures à  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$ .

Ainsi, alors que l'amplitude de commutation a été déterminée expérimentalement comme étant directement proportionnelle à la puissance de l'impulsion laser dans la section 2.3.2, les modélisations présentées mettent en évidence un mécanisme plus complexe, composée d'une contribution du changement d'indice dans les miroirs de Braggs et d'une contribution de l'espaceur. Il est pour l'heure difficile d'estimer la fraction de l'amplitude de commutation imputable aux miroirs et celle imputable à l'espaceur, au delà de la puissance laser  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$ , à partir de laquelle la première couche de GaAs du miroir supérieur atteint la saturation en charges libres ( $G_{e-h^+} = G_{\text{sat}}$ ) — soit 0.036 mW au maximum pour une longueur d'onde de 775 nm —. Néanmoins, la modélisation étant à un stade avancé, la simple prise en compte de la saturation en charges libres dans les couches de GaAs de la structure permettra le plus probablement de rendre compte à la fois du palier sur l'amplitude de commutation du mode en fonction de  $P_{\text{switch}}$  et du fait que l'amplitude de commutation n'est expérimentalement pas supérieure avec une impulsion laser à 805 nm qu'avec une impulsion laser à 775 nm, au-dessus de 0.5 mW.

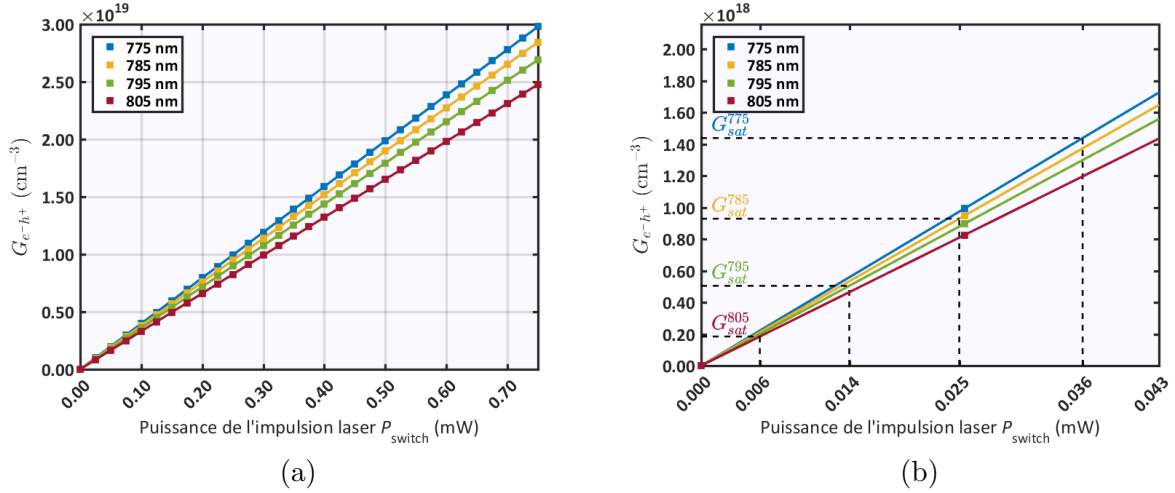


FIGURE 2.42 : Densités de porteurs de charges  $G_{e-h+}$  maximales calculées dans le micropilier en fonction de  $P_{\text{switch}}$ , à 6 K, pour un micropilier de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre. (a)  $G_{e-h+}$  sur tout l'intervalle de puissance calculé. Les carrés de couleurs représentent les calculs effectués et les lignes pleines sont leurs interpolations linéaires. (b) Agrandissement autour des puissances  $P_{\text{switch}}$  pour lesquelles  $G_{\text{sat}}$  est atteinte dans la première couche du miroir supérieur du micropilier.

## 2.7 Conclusion

L'injection localisée de porteurs libres a permis d'effectuer des expériences de commutations différentielles sur un micropilier de  $6.2 \mu\text{m}$  de diamètre, en appliquant un spot laser de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre sur l'axe vertical du micropilier. Trois points ont été mis en évidence. Premièrement, un réarrangement transitoire de la structure modale du micropilier à l'échelle d'une dizaine de picosecondes a été démontré par une absence d'anticroisement, (i) lorsque la puissance de commutation est choisie de façon à porter le mode  $\text{HE}_{11}$  (Ligne  $L_4$ ) à la position spectrale des modes  $\text{EH}_{21}/\text{HE}_{41}$  (Ligne  $L_5$ ) et (ii) à une puissance de commutation supérieure, lorsque la Ligne  $L_4$  croise la Ligne  $L_5$  au cours de sa phase de retour à sa position spectrale initiale (*switch-off*). Deuxièmement, il a été montré la pertinence du modèle de dispersion dans le cadre de la description de la commutation des modes d'un micropilier, avec des paramètres de recombinaison et de diffusion choisis; cette méthode, couplée à un calcul avec la méthode des éléments finis, a permis de déterminer les positions spectrales théoriques des modes à l'instant de la perturbation et au cours de la recombinaison. Ces dernières ont permis de démontrer une absence de saturation de l'absorption jusqu'à des puissances d'impulsion de commutation de  $2700 \mu\text{W}$ , ainsi qu'une relation linéaire entre le changement d'indice et puissance de commutation à  $787 \text{ nm}$  ( $|\Delta n_{\text{max}}|/P_{\text{switch}} = 10^{-5} \mu\text{W}^{-1}$ ).

Les expériences de commutation différentielle avec un spot laser similaire placé hors axe du même micropilier ont permis de mettre en évidence une brisure transitoire de la symétrie du système, se manifestant sur les images de caméra à balayage de fente, par la division de certaines lignes formées à l'état non

commutées par la contribution de plusieurs modes. La perturbation asymétrique change transitoirement les énergies associées à ces contributions, pouvant donc être mesurées à des positions spectrales différentes. La durée de ce phénomène est de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes dans les conditions de l'étude. L'observation la plus notable est la scission de la Ligne L<sub>2</sub> (HE<sub>01</sub>/HE<sub>21</sub>/EH<sub>01</sub>) en deux, dont l'amplitude de séparation est d'autant plus grande que le spot est éloigné de l'axe vertical du micropilier. L'observation de la levée de dégénérescence de modes est en accord avec les simulations par éléments finis des cartes d'intensité de champs électriques des modes d'un micropilier de diamètre comparable, au cours d'une perturbation gaussienne hors axe de l'indice de réfraction de la cavité.

Des mesures expérimentales de l'amplitude de commutation du mode fondamental HE<sub>11</sub> d'un micropilier de 4 μm de diamètre ont permis de mettre en évidence deux régimes de commutation. À basse puissance, l'amplitude de commutation du mode  $\Delta E_{\max}$  est proportionnelle à la puissance laser  $P_{\text{switch}}$ . À plus haute puissance,  $\Delta E_{\max}$  atteint un palier. Le passage entre ces deux régimes a lieu du fait de la saturation en charges libres dans le micropilier, c'est à dire lorsque tous les états électroniques disponibles dans la bande de conduction se voient occupés. Une modélisation du régime linéaire avec un micropilier de 4 μm de diamètre, a permis d'identifier que l'amplitude de commutation était principalement imputable au changement d'indice de réfraction dans les couches de GaAs du miroir de Bragg supérieur et non dans l'espaceur. Un examen plus profond de la modélisation a montré que cette affirmation n'était valable que pour des puissances de commutation  $P_{\text{switch}}$  inférieures à la puissance de saturation  $P_{\text{switch}}^{\text{sat}}$ , identifiée à 0.036 mW à 775 nm. Pour rendre compte du phénomène aux puissances supérieures, la prise en compte de la saturation de l'absorption sera nécessaire. Seul ce paramètre doit être ajouté pour obtenir d'une modélisation complète de la saturation de l'absorption en fonction de  $P_{\text{switch}}$ .





# Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Structure</b>	<b>112</b>
3.1.1	Conception des cavités	112
3.1.2	Caractérisation par Diffraction de Rayons X	114
3.1.3	Caractérisation du gradient latéral	114
3.1.4	Ajustement des modèles de dispersion d'indice	117
3.1.5	Détermination de l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs	119
<b>3.2</b>	<b><i>Ring-Down</i> sur cavité planaire</b>	<b>132</b>
3.2.1	Configuration expérimentale	132
3.2.2	Méthode d'ajustement des profils de <i>Ring-Down</i>	133
3.2.3	Résultats sur la cavité planaire homogène (Cavité n°1)	138
3.2.4	Étude du profil de décroissance de la cavité planaire homogène (Cavité n°1)	140
3.2.5	Modélisation du comportement des modes en fonction de la température : positions et facteurs de qualité	154
3.2.6	Résultats sur la cavité planaire avec gradient d'épaisseurs (Cavité n°2)	155
<b>3.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>159</b>

---

Ce chapitre est dédié à l'étude de cavités planaires. Celles-ci peuvent être utilisées en tant que filtres en fréquence, éventuellement accordables, comme il a été décrit dans le Chapitre 1, ou en tant qu'objet capable de changer l'énergie d'un photon en cavité. En effet, en changeant la position du mode de résonance d'une cavité par injection de porteurs libres, alors qu'un photon y est temporairement stocké, celui-ci ne pourra s'échapper de la cavité que sur la résonance, donc à une énergie différente de celle avec laquelle il y était initialement entré. Ce processus permet ainsi de changer de façon adiabatique l'énergie d'un photon en cavité ; autrement dit, il est possible de "changer sa couleur" [138].

L'expérience de changement de la couleur requiert un long temps de stockage ; en d'autres termes, un grand facteur de qualité. *A contrario*, elle ne demande pas un confinement tridimensionnel ou un volume de cavité réduit (contrairement à l'effet Purcell). Nous étudions ici des cavités planaires à "espaceur géant" qui permettent en principe d'augmenter le facteur de qualité  $Q$  en proportion de l'épaisseur de l'espaceur, à paramètres de miroirs de Bragg constants.

## 3.1 Structure

Cette section présente la conception de la cavité souhaitée, les caractérisations par Spectroscopie Infrarouge à Transformée de Fourier, ainsi que les adaptations effectuées sur les modèles disponibles dans la littérature pour les dispersions d'indice de réfraction de GaAs et AlAs. La Spectroscopie Infrarouge à Transformée de Fourier sera désignée par son acronyme anglais FTIR (*Fourier-Transform Infrared Spectroscopy*) dans la suite du chapitre.

### 3.1.1 Conception des cavités

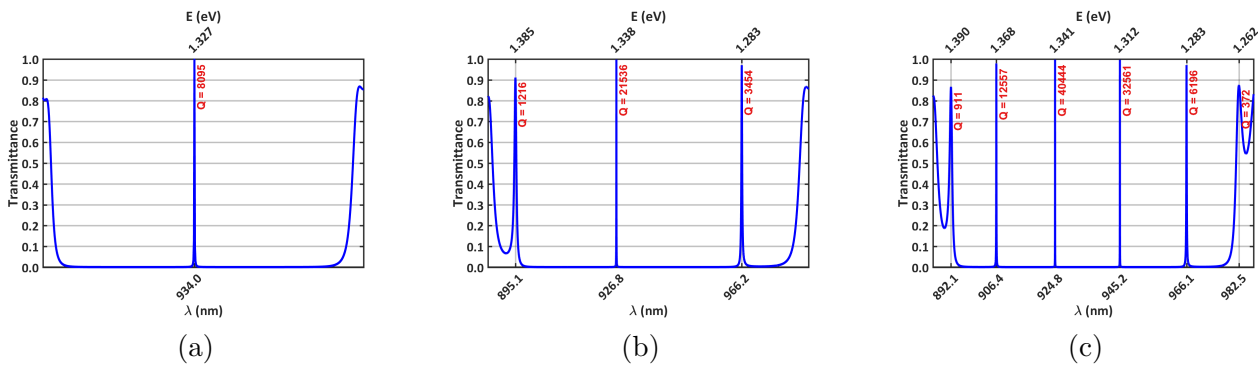
Les facteurs de qualité sont des caractéristiques importantes à la fois pour l'application du filtre en fréquence, et pour l'application du changement de couleur. Dans le premier cas, une forte sélectivité spectrale du filtre nécessite une faible largeur spectrale du mode de résonance, ce qui implique un grand facteur de qualité. Dans le second cas, le temps de stockage de la cavité doit être supérieur à son temps de commutation afin de pouvoir observer un déchargement des photons dans la cavité à une énergie supérieure à leur énergie d'entrée. Un long temps de stockage en cavité est équivalent à un facteur de qualité important. Les temps de stockage souhaités sont de l'ordre de la centaine de picosecondes, ce qui correspond à des facteurs de qualité  $Q$  de l'ordre de  $2 \times 10^5$  (vers 920 nm), alors que les cavités planaires  $\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  présentent typiquement des facteurs de qualité de l'ordre de  $1 \times 10^4$ .

Deux solutions sont possibles pour accroître le facteur de qualité d'une cavité optique : par accroissement de la réflectivité des miroirs, ou par accroissement de l'ordre  $k$  de la cavité (Figure 3.1). Bien que la méthode de croissance par épitaxie par jets moléculaires soit bien maîtrisée, les écarts aux épaisseurs nominales des couches des miroirs de Bragg, ou les éventuels défauts de rugosité ne permettent pas d'augmenter les coefficients de réflexion des miroirs au-delà d'un certain palier. La réalisation d'une cavité optique présentant des modes de très grands facteurs de qualité implique donc nécessairement un accroissement de son ordre, en parallèle à une optimisation des miroirs de Bragg. En effet, les facteurs de qualité  $Q_m$  des modes sont proportionnels à  $k$ , à finesse  $F_m$  constante ( $Q_m = k \times F_m$ ) [139]. Pour augmenter l'ordre de la cavité, il faut donc naturellement accroître sa longueur nominale  $L_0$ . La principale contrainte de cette méthode est technique, puisqu'une longueur de cavité plus longue implique une durée de croissance élevée et donc de potentielles dérives de flux des espèces à déposer. Cette contrainte reste cependant plus légère que celle associée à la fabrication de miroirs de Bragg à très grand nombre de paires.

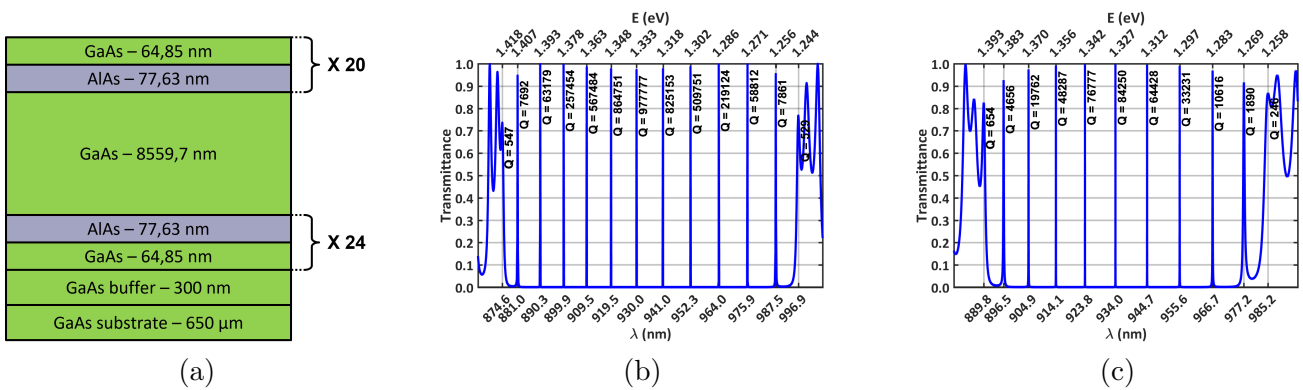
Les cavités optiques planaires sont centrées à  $E_0 = 1.35$  eV (soit  $\lambda_0 \approx 918$  nm) et dimensionnées avec un espaceur de longueur nominale  $L_0 = 33 \times \lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  ( $N \approx 66$ ), entouré de miroirs de Bragg inférieur et supérieur, de respectivement 24 et 20 paires (Figure 3.2 (a)). La cavité est donc d'ordre  $k \approx 71$ , et les facteurs de qualité de ses modes seraient d'environ  $9 \times 10^4$  à  $1 \times 10^6$  selon les modèles de dispersion d'indice employés (Figure 3.2 (b) et (c)).

Deux échantillons ont été confectionnés par épitaxie par jets moléculaires, par l'équipe de Bruno

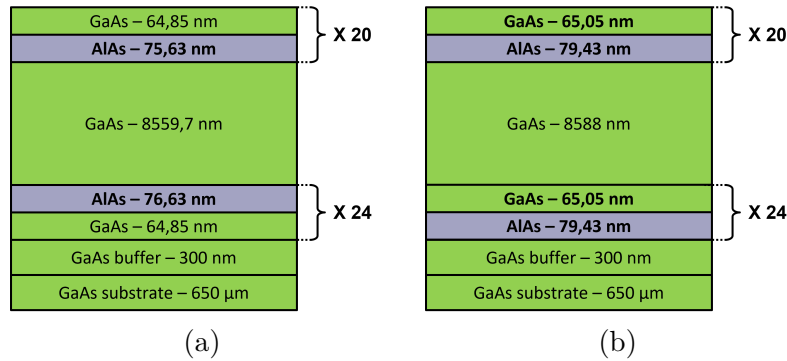




**FIGURE 3.1 : Spectres de cavités en GaAs/AIAs : accroissement des facteurs de qualité des modes d'une cavité plane par augmentation de son ordre.**  $L_0 = N \times \lambda_0 / 2n_{\text{GaAs}}$ , avec  $N \in \mathbb{N}$ . (a)  $N = 1$ , soit  $k \approx 6$ . (b)  $N = 13$ , soit  $k \approx 18$ . (c)  $N = 31$ , soit  $k \approx 36$ . Les facteurs de qualité sont approximativement proportionnels à  $k$ . Les trois figures sont obtenues avec la méthode des matrices de transfert, utilisant le modèle de dispersion d'indices de Ozaki & Adachi, sans absorption.



**FIGURE 3.2 : Conception d'une cavité plane de GaAs/AIAs, de modes de très grands facteurs de qualité.** (a) Structure nominale  $L_0 = 33 \times \lambda_0 / n_{\text{GaAs}}$  ( $\lambda_0 \approx 918$  nm). Spectres de la cavité, obtenus avec la méthode des matrices de transfert, (b) avec le modèle de dispersion d'indices de Rakić & Majewski, sans absorption, (c) avec le modèle de dispersion d'indices de Ozaki & Adachi sans absorption.



**FIGURE 3.3 : Structure des cavités planaires GaAs/AIAs  $33 \times \lambda_0/n_{\text{GaAs}}$  ( $\lambda_0 \approx 918 \text{ nm}$ ).** (a) Structure de la cavité n°1 obtenue par DRX : la structure est proche de celle attendue, hormis une légère asymétrie des miroirs sur les couches en AIAs. (b) Structure de la cavité n°2 obtenue par DRX : l'espaceur est de plus grande longueur que celle attendue, du fait d'une inversion de l'enchaînement des couches du miroir inférieur.

Gérard, au *III-V Lab*, Laboratoire de Thalès *Research & Technology* à Palaiseau. Leurs épaisseurs ont été caractérisées par Diffraction de Rayons X (DRX). Les cavités seront notées n°1 et n°2 dans la suite du manuscrit.

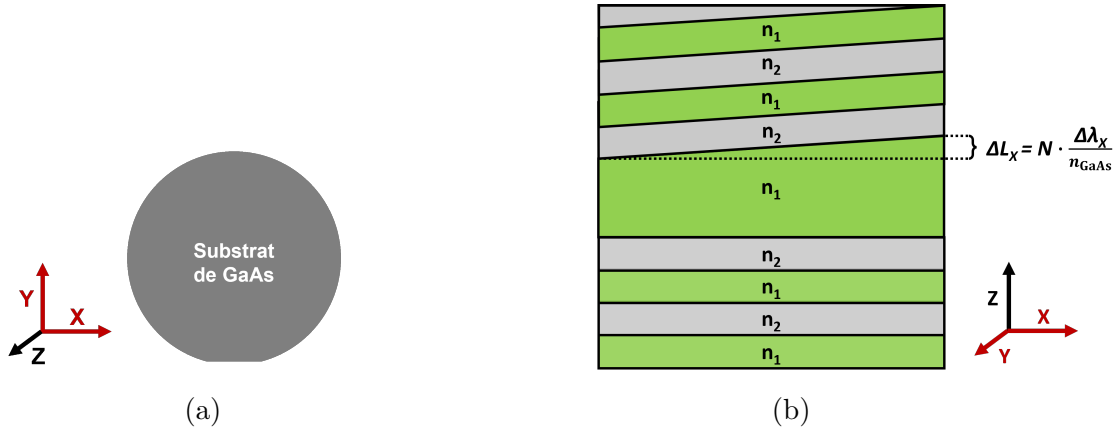
### 3.1.2 Caractérisation par Diffraction de Rayons X

Les structures obtenues diffèrent légèrement des structures nominales : la cavité n°1 possède une légère asymétrie entre les couches de AIAs du Bragg inférieur et du Bragg supérieur, en plus d'un écart systématique de -1 nm à la valeur nominale (Figure 3.3). La structure de cette première cavité est néanmoins globalement très proche de la structure attendue. La cavité n°2 est notamment dotée d'un espaceur de longueur supérieure à celle attendue du fait d'une inversion dans l'enchaînement des couches. Elle possède en outre également un écart systématique des épaisseurs des couches des miroirs de Bragg, ainsi qu'un gradient latéral d'épaisseurs, dont il sera question plus en détail dans la section 3.1.3.

### 3.1.3 Caractérisation du gradient latéral

Les gradients d'épaisseur latéraux des cavités optiques planaires sont caractérisés au FTIR en transmission. La caractérisation est effectuée selon les deux axes X et Y des substrats de GaAs (Figure 3.4 (a)). En effet, selon l'architecture de la chambre d'épitaxie, la position du substrat par rapport aux cellules à effusion, et la longueur de diffusion des éléments, il est possible que les couches de GaAs et AIAs aient des épaisseurs différentes entre le centre et le périmètre du substrat (Figure 3.4 (b)). Dans ce cas, les épaisseurs des dépôts sont généralement plus élevées au centre du substrat que sur son périmètre. Il est donc important de déterminer l'amplitude de cet éventuel gradient pour évaluer son impact sur les mesures de *Ring-Down*.

Les modes étant mieux résolus sur le flanc des grandes longueurs d'onde, les gradients latéraux sont



**FIGURE 3.4 : Gradient latéral d'une cavité optique.** (a) Schéma d'un substrat de GaAs. Les cavités planaires sont crues sur des substrats monocristallins de GaAs d'orientation [100], non dopés. Leurs gradients latéraux sont caractérisés suivant les axes X et Y. (b) Schéma du gradient latéral. Les cavités peuvent présenter des gradients latéraux selon les deux axes X et Y dans le plan :  $g_X$  et  $g_Y$ . Le décalage spectral  $\Delta\lambda$  des modes sur une distance donnée, selon les axes X et Y, est proportionnel à  $\Delta L$  :  $\Delta L = N \cdot \frac{\Delta\lambda}{n_{\text{GaAs}}}$ , soit  $\Delta L \approx 9.16 \cdot \Delta\lambda$  à 920.5 nm.

mesurés avec les modes autour de 963 nm, et non pas avec les modes centraux des cavités. Cela n'a pour objectif que de déterminer avec plus de précision le gradient et n'a pas d'incidence décelable sur sa valeur au long des distances sondées.

Les mesures selon l'axe X révèlent des gradients latéraux identiques et relativement faibles, sur les deux cavités ( $g_X = 0.04$  nm/mm), alors que le gradient selon l'axe Y vaut  $g_Y = 0.17$  nm/mm pour la cavité n°2. Le gradient selon l'axe X de la cavité n°1 est similaire à son gradient selon l'axe Y. La cavité n°1 est donc considérée comme homogène (Figure 3.5), alors que le gradient de la cavité n°2 est orienté selon l'axe Y, sans composante X (Figure 3.6). Il est très important de noter que  $g_X$  et  $g_Y$  sont les gradients sur les positions spectrales des modes de cavité et non sur la longueur de l'espaceur  $g_X^{\text{espaceur}}$  et  $g_Y^{\text{espaceur}}$ . Les deux valeurs sont reliées avec la dimension de la cavité  $N$  et l'indice de réfraction de l'espaceur  $n_{\text{GaAs}}$  :  $g_X^{\text{espaceur}}$  et  $g_Y^{\text{espaceur}}$  peuvent respectivement être calculés avec les produits  $\frac{N}{n_{\text{GaAs}}} \times g_X$  et  $\frac{N}{n_{\text{GaAs}}} \times g_Y$ . Soit  $g = \sqrt{g_X^2 + g_Y^2}$  le gradient sur le mode de cavité, on a donc :

$$g^{\text{espaceur}} = \frac{N}{n_{\text{GaAs}}} \cdot g \quad (3.1)$$

Pour une cavité GaAs de dimension  $33\lambda_0/n_{\text{GaAs}}$ , avec  $\lambda_0 = 920.5$  nm, on a donc :

$$g^{\text{espaceur}} \approx 9.16 \cdot g \quad (3.2)$$

### 3. Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel

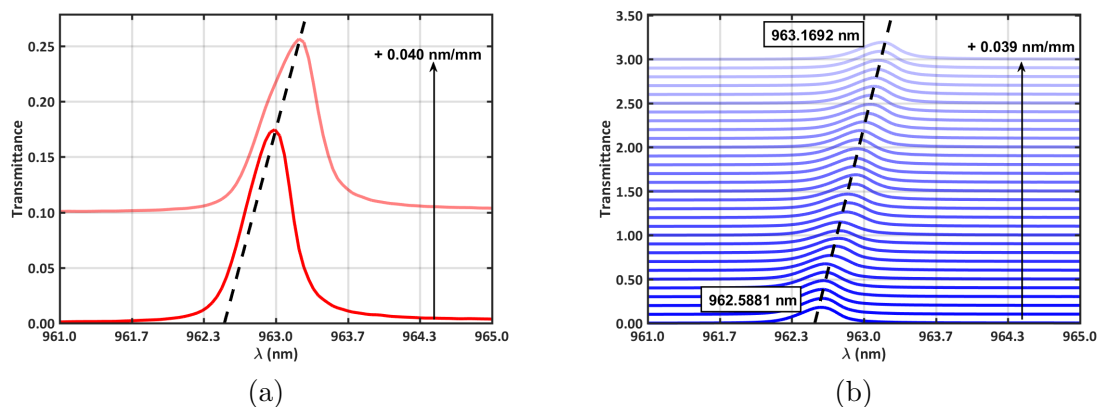


FIGURE 3.5 : Gradients de la cavité n°1. (a)  $g_X$  : selon l'axe X. (b)  $g_Y$  : selon l'axe Y. La transmittance est décalée verticalement de  $+0.10$  à chaque mesure pour faciliter la lecture.

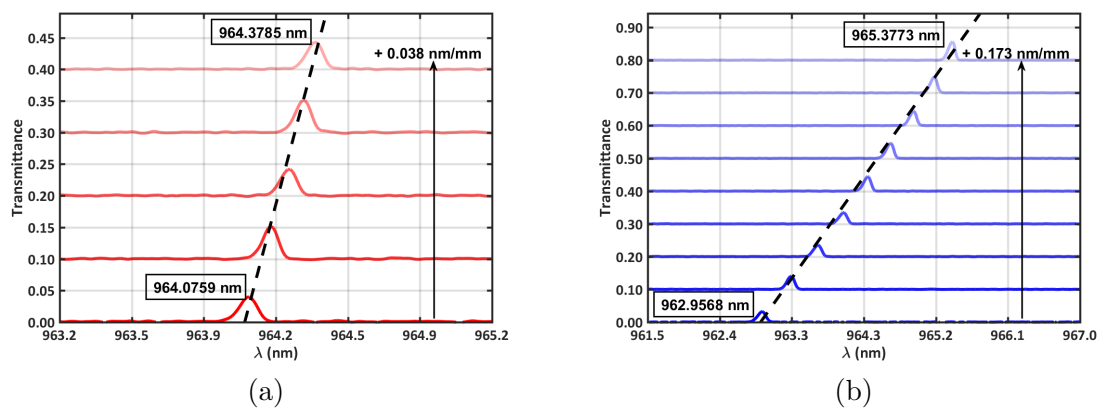


FIGURE 3.6 : Gradients de la cavité n°2. (a)  $g_X$  : selon l'axe X. (b)  $g_Y$  : selon l'axe Y. La transmittance est décalée verticalement de  $+0.10$  à chaque mesure pour faciliter la lecture.

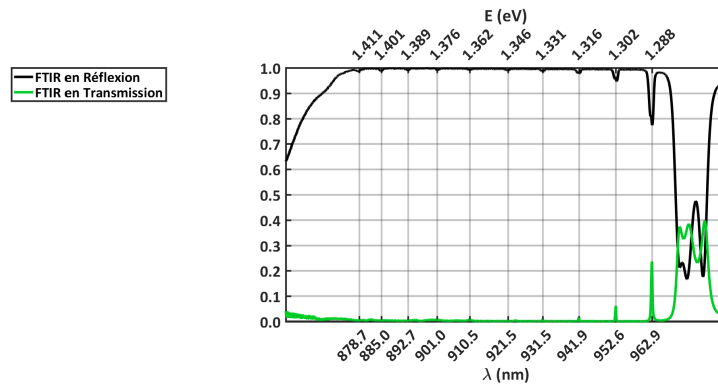


FIGURE 3.7 : Spectres FTIR expérimentaux obtenus avec la cavité n°1. Les positions des modes estimées en réflexion ( $\theta \approx 40^\circ$ ) correspondent précisément à celles estimées en transmission ( $\theta = 0$ ).

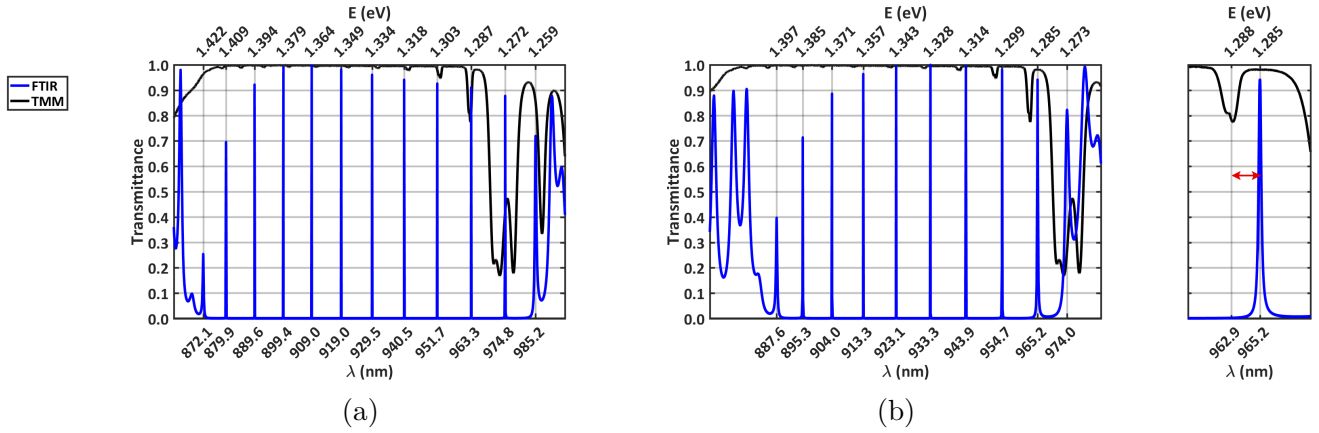
### 3.1.4 Ajustement des modèles de dispersion d'indice

Les positions spectrales des modes de résonance de la cavité optique n°1 sont estimées par des mesures FTIR en réflexion. Ces mesures sont cependant insuffisamment résolues pour déterminer correctement les facteurs de qualité des modes. En effet, la résolution ultime du matériel utilisé est de  $1 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui ne permet pas de résoudre correctement les largeurs spectrales des modes autour de 920 nm dont les facteurs de qualité sont au-delà de quelques milliers, alors que les facteurs attendus peuvent dépasser plusieurs centaines de milliers. Il est néanmoins possible de déterminer simultanément la position spectrale de tous les modes de la cavité avec cette méthode.

Une comparaison des mesures FTIR en réflexion et en transmission a été effectuée. En effet, la mesure en réflexion implique un angle d'incidence non nul entre la source et la normale à la surface de l'échantillon, contrairement à une mesure similaire en transmission, ce qui peut entraîner des différences sur les positions spectrales des modes. Après vérification expérimentale, aucune différence notable sur la position spectrale des modes n'a été observée. La mesure en réflexion permet cependant une meilleure résolution des modes sur le flanc des hautes énergies car elle n'est pas affectée par l'absorption résiduelle du substrat de GaAs (Figure 3.7). Les mesures FTIR en réflexion sont donc privilégiées pour l'identification de la position spectrale des modes.

La mesure est effectuée afin de comparer les positions des modes à celles obtenues avec les modélisations via la méthode des matrices de transfert. Les mesures révèlent un désaccord notable entre les positions expérimentales et simulées (Figure 3.8).

La densité de puissance de la source FTIR étant beaucoup trop faible pour commuter les cavités, à plus forte raison au-dessous du gap de GaAs, ce désaccord ne peut provenir que de la modélisation des indices de réfraction de GaAs et AlAs. La mesure de FTIR peut donc être utilisée pour ajuster ces

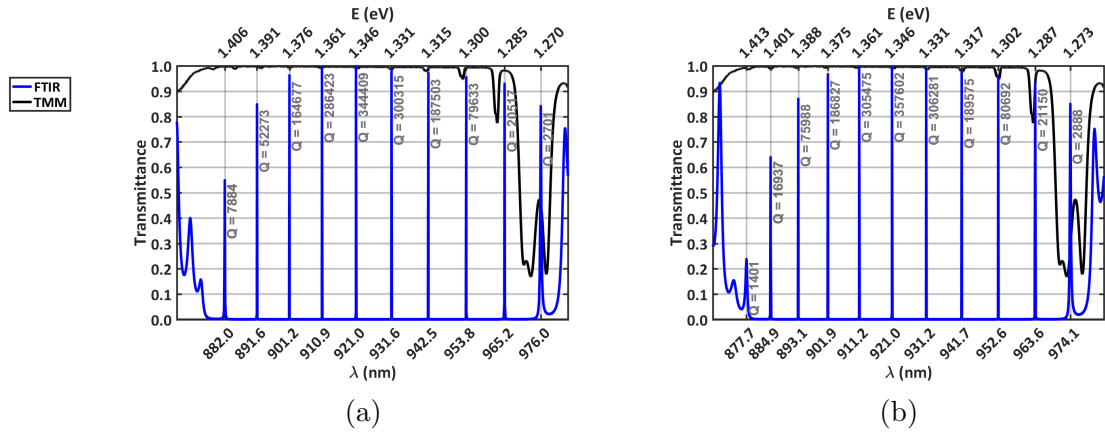


**FIGURE 3.8 : Spectre FTIR expérimental en réflexion de la cavité n°1 (en noir), et sa modélisation en transmission via TMM(en bleu).** (a) Modèle de Rakić & Majewski brut, sans absorption. (b) Modèle de Ozaki & Adachi brut, sans absorption. L'encart met en évidence le décalage entre la mesure FTIR et la modélisation via TMM.

modèles avec de très légers décalages globaux des indices de réfraction, de façon à faire coïncider les simulations aux mesures expérimentales.

Des décalages  $\Delta n_{\text{GaAs}} = +0.0439$  &  $\Delta n_{\text{AlAs}} = -0.0540$  sur les parties réelles des indices ont été fixés pour le modèle de Ozaki & Adachi, et  $\Delta n_{\text{GaAs}} = -0.0442$  &  $\Delta n_{\text{AlAs}} = +0.0389$  pour le modèle de Rakić & Majewski. Ces ajustements permettent l'obtention de simulations correspondant aux mesures expérimentales (Figure 3.9). On peut néanmoins noter un meilleur accord expérience/simulation avec le modèle de dispersion de Ozaki & Adachi qu'avec le modèle de Rakić & Majewski sur le flanc basse énergie. En outre, dans les deux cas, il semblerait que les bandes interdites simulées soient plus grandes que les bandes interdites réelles. Cette différence peut être expliquée pour partie par un mode de résonance de grande largeur, à l'extrémité de la bande interdite, qui rend difficile l'identification de la frontière de la bande interdite. Enfin, le changement d'indices a pour conséquence la modification des facteurs de qualité estimés à la conception. Leurs valeurs sont du même ordre de grandeur dans les deux modèles, soit plus de  $3 \times 10^5$  au centre de la bande interdite ( $\sim 921$  nm).

Cependant, les estimations de  $Q$  sont effectuées jusque là sans les parties imaginaires des indices de réfraction des modèles de Ozaki & Adachi et de Rakić & Majewski ( $\tilde{n} = n - i\kappa$ , avec  $\kappa = 0$ ). Les  $Q$  sont donc estimés en considérant que l'absorption est nulle sous l'énergie de gap de GaAs aux positions spectrales des modes. On sait pourtant que le facteur de qualité d'un mode est très dépendant de l'absorption dans le matériau. Dès lors, les estimations ne peuvent être considérées comme correctes que sous réserve d'une absorption sous le gap nulle, ou tout le moins très résiduelle. Un calcul du spectre en transmission via TMM d'une structure identique à la précédente, en tenant compte de l'absorption du GaAs ( $\tilde{n} = n - i\kappa$ , avec  $\kappa \neq 0$ ) est donc effectué afin de vérifier cette hypothèse (Figure 3.10). D'après Ozaki &



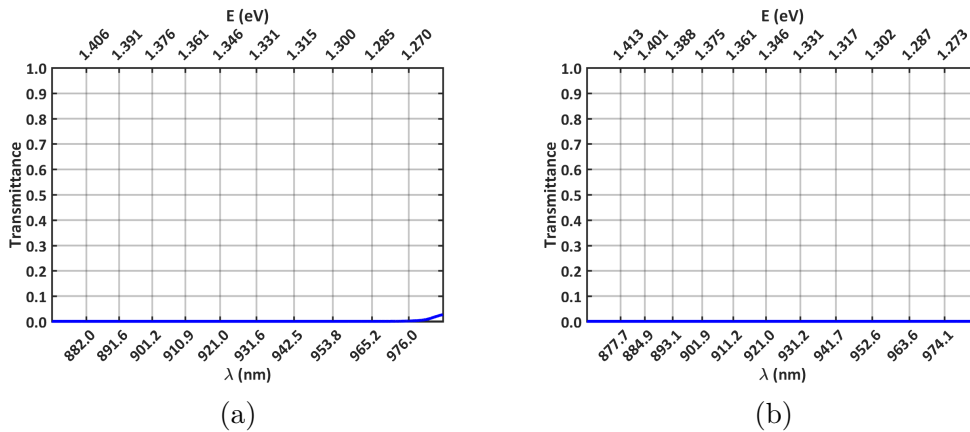
**FIGURE 3.9 : Spectre FTIR expérimental en réflexion de la cavité n°1 (en noir), et sa modélisation en transmission via TMM (en bleu).** (a) Modèle de Rakić & Majewski, sans absorption, avec des décalages  $\Delta n_{\text{GaAs}} = -0.0442$  et  $\Delta n_{\text{AlAs}} = +0.0389$  sur les indices réels. (b) Modèle de Ozaki & Adachi, sans absorption, avec des décalages  $\Delta n_{\text{GaAs}} = +0.0439$ , et  $\Delta n_{\text{AlAs}} = -0.0540$  sur les indices réels.

Adachi, l'indice de réfraction du GaAs vers 920 nm est  $\tilde{n} = 3.5606 - 0.0627i$ , contre  $\tilde{n} = 3.6042 - 0.0166i$  pour Rakić & Majewski; ce sont des valeurs traduisant des absorptions *a priori* relativement faibles comparativement à celles au-dessus de l'énergie de gap ( $\tilde{n} = 3.6603 - 0.1920i$  et  $\tilde{n} = 3.6932 - 0.1087i$  à 800 nm, respectivement). Pourtant, le calcul révèle une telle sensibilité des modes à l'absorption que plus aucune résonance n'est présente dans la bande interdite (Figure 3.10), en contradiction avec les mesures expérimentales en FTIR (Figure 3.9).

Les mesures expérimentales prévalant sur les estimations des modèles, nous choisissons d'enrichir les deux modèles de dispersion de Ozaki & Adachi et de Rakić & Majewski pour qu'ils rendent compte de l'absorption réelle du GaAs dans nos conditions expérimentales. C'est l'objet de la section suivante.

### 3.1.5 Détermination de l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs

Les coefficients d'absorption des modèles de dispersion de Ozaki & Adachi et de Rakić & Majewski (Figure 2.31), doivent être considérés avec précaution. En effet, ils sont évalués à partir de mesures expérimentales effectuées sur des matériaux GaAs et AlAs qui peuvent différer en certains aspects de ceux utilisés expérimentalement. Alors que nos couches de AlAs et GaAs sont crues par épitaxie par jets moléculaires, les deux modèles sont basés sur des mesures expérimentales — notamment d'élipsométrie — de matériaux massifs et potentiellement dopés. L'épaisseur du substrat de GaAs (100) utilisé par Ozaki & Adachi est de 50  $\mu\text{m}$  environ et son dopage résiduel est de l'ordre de  $p = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Les modèles de Rakić & Majewski empruntent quant à eux, des mesures expérimentales de Garriga *et al.* [134] et de Herzinger *et al.* [140] pour l'AlAs, obtenues sur une couche d'AlAs épitaxiée sur GaAs (001) et éventuellement protégée de l'oxydation par une couche épitaxiée de GaAs de quelques dizaines d'ångströms. Les

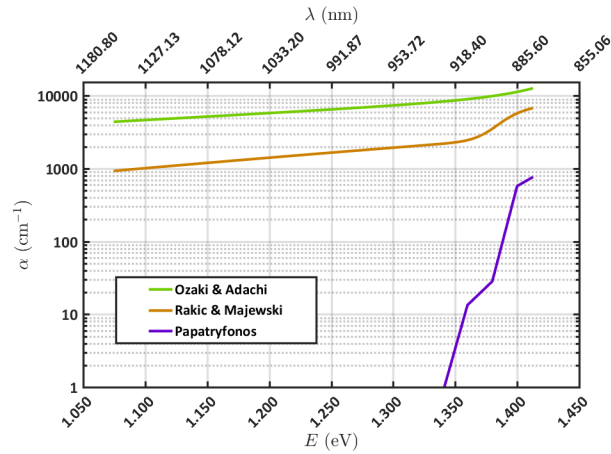


**FIGURE 3.10 : Spectre de transmission de la cavité n°1 obtenue via TMM avec les coefficients d'absorption bruts des modèles de dispersion de GaAs.** L'absorption dans l'espaceur de GaAs cause la disparition des modes de résonance. (a) Modèle de Rakić & Majewski, avec l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs et des décalages sur les indices réels de  $\Delta n_{\text{GaAs}} = -0.0442$  et  $\Delta n_{\text{AlAs}} = +0.0389$ . (b) Modèle de Ozaki & Adachi, avec l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs et des décalages sur les indices réels de  $\Delta n_{\text{GaAs}} = +0.0439$ , et  $\Delta n_{\text{AlAs}} = -0.0540$ .

données concernant le GaAs sont empruntées de différentes sources fusionnées par Palik *et al.* [141]. On peut considérer que fusion de données cohérentes de différents auteurs et différentes expériences tendent à solidifier l'estimation de l'indice de réfraction de GaAs et AlAs, en lissant les éventuelles incertitudes et différences sur la structure de l'échantillon, le dopage résiduel ou encore sur les méthodes de mesures. Cette approximation est pertinente pour des indices de réfraction complexes au-dessus de l'énergie de gap du matériau, pour lesquelles l'introduction d'une éventuelle incertitude est en proportion moins critique qu'à proximité et au-dessous de son énergie de gap. Cependant, les modèles de dispersion utilisés dans la TMM pour le calcul des spectres en transmission des cavités planaires (Figure 3.10) entrent en conflit avec les spectres FTIR expérimentaux (Figure 3.9). Il semblerait donc que les parties imaginaires des indices de réfraction du GaAs et de l'AlAs GaAs au-dessous du gap doivent être déterminées plus finement, pour être intégrées aux modèles de Ozaki & Adachi et de Rakić & Majewski.

On peut d'abord noter que le gap de AlAs est de 2.99 eV à température ambiante, alors que l'intervalle d'énergies dans lequel sont situés les modes des cavités optiques s'étend de 1.24 à 1.42 eV ; on peut donc raisonnablement considérer que l'absorption de AlAs est nulle dans le cas de l'étude des modes. En outre, le champ électrique aux résonances étant majoritairement confiné dans l'espaceur de GaAs, c'est l'absorption du GaAs qui est le plus enclin à détériorer le facteur de qualité des modes et non celle de l'AlAs. Une absorption dans les couches d'AlAs serait en outre limitée aux miroirs de Bragg ; elle aurait donc moins de conséquence sur le facteur de qualité de la résonance qu'une absorption équivalente dans l'espaceur de GaAs. L'absorption critique est donc bien celle de GaAs au voisinage de son énergie de gap.



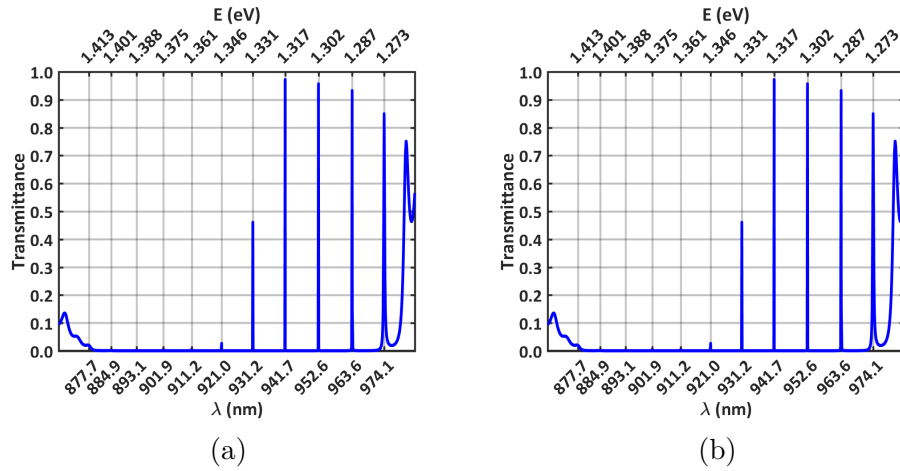


**FIGURE 3.11 : Complétion des modèles de dispersion au voisinage du gap GaAs avec les données expérimentales de  $\alpha$  de Papatryfonos et al.** Les modèles de Ozaki & Adachi (courbe verte), et de Rakić & Majewski (courbe orange) reposent sur des mesures expérimentales issues de la littérature. Les échantillons utilisés diffèrent du GaAs épitaxié de nos cavités (dopage, orientation cristallographique du substrat, ou mode de croissance), ce qui introduit une forte incertitude sur  $\alpha$  (et donc  $\kappa$ ). Les mesures de Papatryfonos (courbe violette) ont été effectuées sur un matériau GaAs non dopé, cru par épitaxie sur substrat GaAs (100) dopé. Les données sont interpolées linéairement.

La complétion des modèles de dispersions de GaAs peut être effectuée soit en empruntant des valeurs issues de la littérature, soit en effectuant notre propre estimation. Dans les deux cas, l'objectif est d'obtenir une estimation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction de GaAs  $\mathcal{I}(\tilde{n}) = \kappa$ , entre 1.24 à 1.42 eV. Les valeurs de  $\kappa$  devront permettre une estimation des positions spectrales des modes via TMM conforme à celles des mesures FTIR en transmission, ainsi qu'une estimation de leurs facteurs de qualité.

Les mesures expérimentales de Papatryfonos et al. [142] permettent aux auteurs d'estimer des valeurs de  $\kappa$  très inférieures à celles de Ozaki & Adachi et de Rakić & Majewski (Figure 3.11).

L'échantillon de GaAs utilisé pour l'estimation est cru par épitaxie par jets moléculaires sur substrat de GaAs (100), ce qui correspond aux conditions de croissance de nos cavités optiques, à l'exception du fait que les auteurs utilisent un substrat dopé au zinc ( $p \approx 7.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). On a alors  $\kappa = 0.001$  à 920 nm, contre  $\kappa = 0.0627$  pour Ozaki & Adachi et  $\kappa = 0.0166$  Rakić & Majewski. Cependant, la quantité de données est faible autour des longueurs d'onde d'intérêt et implique d'effectuer une interpolation pour estimer  $\kappa$ ; on introduit donc nécessairement une incertitude sur sa valeur. Par ailleurs, après fusion des  $\kappa$  de Papatryfonos et al. estimés entre 1.24 à 1.42 eV, avec les modèles de dispersion de de Ozaki & Adachi et Rakić & Majewski, il est possible d'effectuer un calcul de TMM pour vérifier, au moins qualitativement la validité des valeurs de  $\kappa$ . Le calcul révèle une disparition partielle des modes, en dépit d'une absorption plus faible dans l'intervalle spectral des modes de cavité (Figure 3.12). Cette disparition n'est pas contradictoire avec les mesures FTIR, pour lesquelles les modes les plus proches de l'énergie de

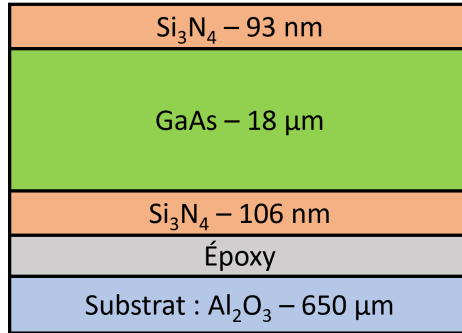


**FIGURE 3.12 : Spectre de transmittance obtenu avec la TMM, pour la structure de la cavité n°1, avec  $\alpha$  au voisinage du gap de GaAs issu des mesures de Papatryfonos et les modèles de dispersion de (a) Rakić & Majewski et (b) Ozaki & Adachi adaptés.**

gap étaient presque invisibles expérimentalement ; cependant, nous choisissons d’effectuer des mesures expérimentales complémentaires afin de conforter la pertinence des estimations de  $\kappa$  de Papatryfonos pour nos échantillons.

La seconde voie possible pour la complétion des modèles de dispersion est d’effectuer notre propre estimation de  $\kappa$  avec une membrane de GaAs épitaxiée. Deux méthodes d’interprétations sont explorées : (i) la méthode de Hakki & Paoli [143, 144], et (ii) la mesure de transmittance d’une impulsion laser à proximité du gap. Dans les deux cas, il s’agit d’estimer l’absorption d’un matériau avec des mesures de transmission. L’échantillon est commun aux deux méthodes : une membrane de GaAs épitaxiée de 18  $\mu\text{m}$  d’épaisseur reportée sur substrat de saphir et entourées de couches antireflets de nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposées par dépôt chimique en phase vapeur assistée par plasma (PECVD : *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) (Figure 3.13). Dans les deux cas, le faisceau incident est appliqué du côté de la couche antireflet supérieure et mesurée en sortie du substrat de saphir. La structure totale est donc  $\text{Air}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaAs}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Colle}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Air}$ .

Les estimations aboutiront à un coefficient d’absorption linéique  $\alpha$ , qui peut se lire comme la fraction absorbée de l’intensité d’un faisceau incident par unité de longueur ( $I = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$ ). Ce paramètre est plus facilement manipulable dans le cadre de mesures de transmission sur un échantillon d’épaisseur donnée, que la partie imaginaire de l’indice de réfraction  $\kappa$ . C’est pour cette raison que le coefficient d’absorption  $\alpha$  sera préférentiellement employé au cours de la description des deux méthodes et de la description de leurs résultats. Une relation entre  $\alpha$  et  $\kappa$  sera ensuite exploitée pour intégrer  $\kappa$  dans les modèles de dispersion de GaAs (Équation 3.3).



**FIGURE 3.13 : Schéma de la structure de la membrane de GaAs reportée sur saphir.** Les couches antireflet  $\lambda/4n_{\text{Si}_3\text{N}_4}$  sont obtenues en PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*).

$$\kappa = \frac{\lambda\alpha}{4\pi} \quad (3.3)$$

On peut en outre noter que ces deux méthodes ne sont pas radicalement différentes, puisqu'elles sont toutes deux basées sur des mesures de transmission, et à plus forte raison sur le même échantillon. Par soucis de clarté, elles font néanmoins ici chacune l'objet d'une explication dédiée afin de présenter les points qui leur sont spécifiques. Le paragraphe suivant traite de la première méthode d'estimation, dite *méthode de Hakki & Paoli*.

### 3.1.5.1 Méthode de Hakki & Paoli

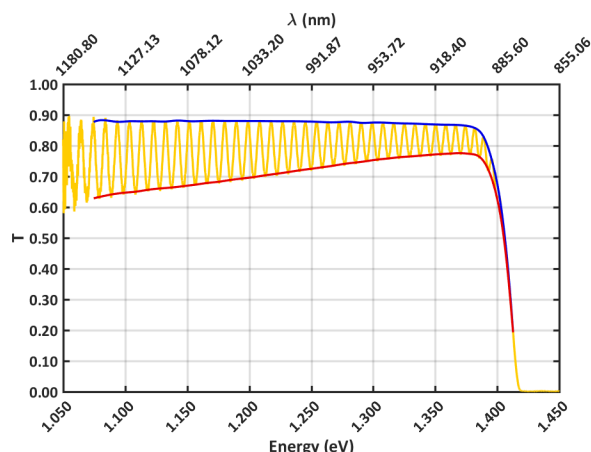
La méthode de Hakki & Paoli (Figure 3.14) consiste à estimer les pertes d'un matériau en évaluant les amplitudes des oscillations de Fabry-Perot d'une membrane du matériau, par mesure FTIR en transmission. La Figure 3.14 montre la mesure FTIR en transmission à 300 K de la membrane de GaAs de 18  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (en jaune). Les courbes rouges et bleues sont les interpolations des minima et des maxima des oscillations Fabry-Perot.

Les pertes peuvent alors être estimées à partir des intensités relatives des minima et des maxima des oscillations, en tenant compte de l'éventuelle non uniformité du coefficient de réflexion sur l'intervalle spectral de mesure (Équation 3.4). Cette méthode permet donc d'estimer le coefficient d'absorption linéique  $\alpha$  d'un matériau sous le gap avec une relative facilité de mise en œuvre, mais est sensible aux incertitudes sur les réflectivités utilisées.

$$\alpha = \frac{1}{L} \times \ln\left(\frac{r+1}{r-1}\right) + \frac{1}{2L} \times \ln(R_1 \times R_2) \quad (3.4)$$

où  $r$  est le rapport des valeurs maximales ( $P^+$ ) et minimales ( $P^-$ ) des oscillations de Fabry-Perot :

$$r = \frac{P^+}{P^-} \quad (3.5)$$



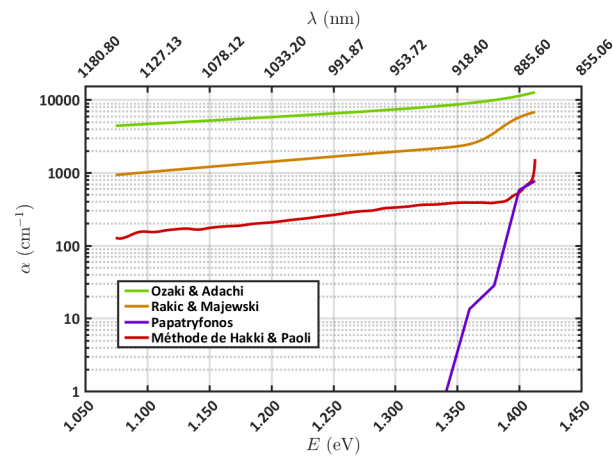
**FIGURE 3.14 : Mesure FTIR en Transmission de la membrane de GaAs de 18  $\mu\text{m}$  à 300 K.** L'enveloppe du signal du spectre obtenu en FTIR permet de déterminer le coefficient d'absorption au-dessous du gap de GaAs, selon la méthode de Hakki & Paoli. Les courbes rouge ( $P^-$ ) et bleue ( $P^+$ ) sont respectivement les interpolations des minima et des maxima des oscillations.

Ces réflectivités  $R_1$  et  $R_2$  sont évaluées avec la TMM, pour des structures Air/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/GaAs et GaAs/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, respectivement. Le modèle de dispersion de GaAs utilisé pour le calcul est celui de Ozaki & Adachi, et celui de Luke [145] pour évaluer l'indice de réfraction du nitrure de silicium. Le choix a été fait de limiter l'évaluation de  $R_2$  à l'interface GaAs/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et non à GaAs/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/Colle/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Air, de manière à limiter l'introduction d'incertitudes supplémentaires liées à l'épaisseur de la couche de colle, et à l'utilisation de modèles de dispersion pour la colle et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dont il est possible qu'ils soient imprécis, alors que ces couches n'ont que très peu d'impact sur les oscillations de Fabry-Perot.

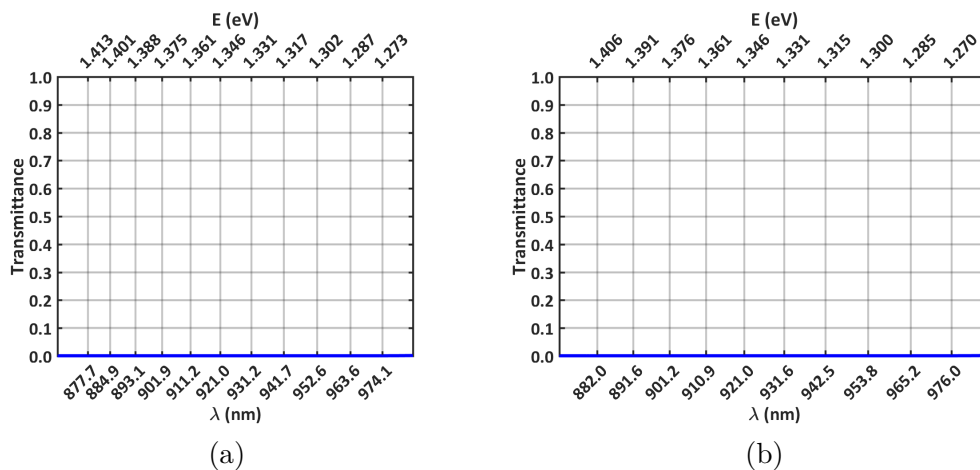
On détermine ainsi des valeurs de  $\alpha$  expérimentales largement inférieures à celles déduites des modèles de Rakić & Majewski, et de Ozaki & Adachi (Figure 3.15).

Cependant, le calcul du spectre en TMM utilisant ces valeurs expérimentales ne permettent pas de résoudre la position des modes (Figure 3.16). Les coefficients d'absorption déterminés sont par ailleurs supérieurs à ceux de Papatryfonos *et al.*, alors même que ces derniers étaient déjà trop élevés. De façon surprenante, la méthode de Hakki & Paoli semble ne pas permettre une estimation correcte des valeurs de  $\kappa$ , malgré le fait qu'elle soit réalisée sur une couche épitaxiée proche de celle de nos cavités planaires.

On peut tenter d'expliquer cette probable surestimation des coefficients d'absorption par le fait que la méthode de Hakki & Paoli suppose une connaissance parfaite des réflectivités de part et d'autre de la membrane de GaAs. Ces paramètres sont critiques dans le cas d'une faible absorption, puisqu'ils introduisent une incertitude proportionnellement plus grande sur le coefficient d'absorption que dans le cas d'une absorption élevée. Ainsi, aux environs du gap, une erreur de 1 % sur les indices de réfraction



**FIGURE 3.15 : Complétion des modèles de dispersion au voisinage du gap GaAs avec la méthode de Hakki & Paoli.** Les modèles de Ozaki & Adachi (courbe verte), et de Rakić & Majewski (courbe orange) reposent sur des mesures expérimentales issues de la littérature. Les échantillons utilisés diffèrent du GaAs épitaxié de nos cavités (dopage, orientation cristallographique du substrat, ou mode de croissance), ce qui introduit une forte incertitude sur  $\alpha$  (et donc  $\kappa$ ). Les mesures de Papatryfonos (courbe violette) ont été effectuées sur un matériau GaAs non dopé, cru par épitaxie sur substrat GaAs (100) dopé. L'estimation du coefficient d'absorption avec la méthode de Hakki & Paoli (courbe rouge) est très dépendante de la connaissance des réflectivités aux interfaces.



**FIGURE 3.16 : Spectre de transmittance obtenu avec la TMM, pour la structure de la cavité n°1, avec  $\alpha$  au voisinage du gap de GaAs obtenu avec la méthode de Hakki & Paoli et les modèles de dispersion de (a) Rakić & Majewski et (b) Ozaki & Adachi adaptés.**

estimés de GaAs et Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> entraîne une erreur de 12 % sur le coefficient d'absorption. L'identification des maxima des oscillations est également critique, et introduit une incertitude sur  $\alpha$  difficilement quantifiable. En outre, les données expérimentales utilisées pour mettre en œuvre la méthode de Hakki & Paoli sont acquises à très basse densité de puissance, qui ne permet donc pas de sonder un comportement éventuellement différent du matériau dans les conditions précises des expériences de *cavity Ring-Down*.

La seconde méthode de détermination de  $\alpha$  (et donc  $\kappa$ ) consiste à limiter autant que possible l'incertitude sur les réflectivités, ainsi que d'utiliser un laser impulsionnel identique à celui qui sera utilisé au cours des expériences de *cavity Ring-Down*. Elle est décrite dans le paragraphe suivant.

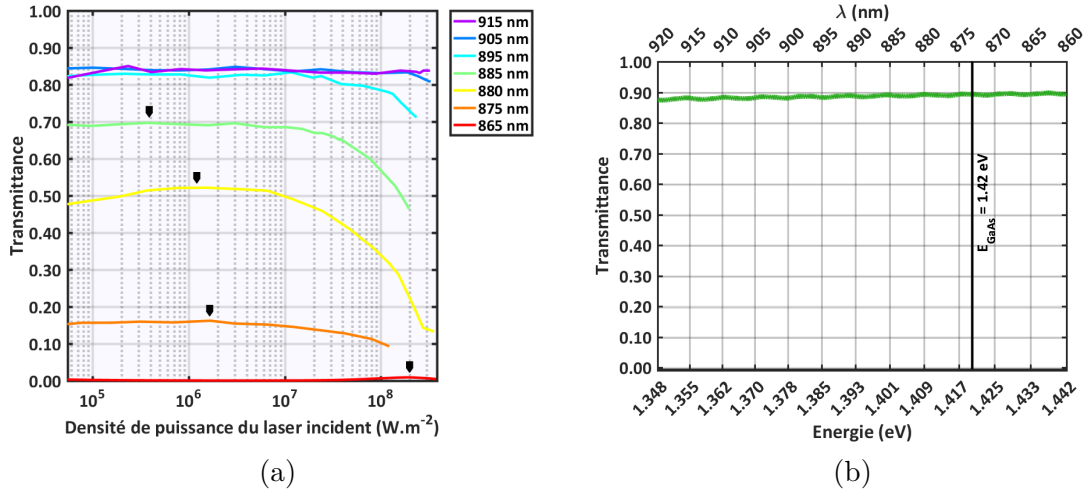
### 3.1.5.2 Méthode de mesure de la transmission d'une impulsion laser

La deuxième méthode pour obtenir un modèle de dispersion d'indice de GaAs complet, consiste à estimer l'absorption au voisinage du gap par mesure de transmission d'une impulsion laser identique à celle des expériences de *Ring-Down* appliquée sur la membrane de GaAs. Cette méthode permet de s'affranchir des erreurs d'estimation sur les coefficients de réflexion de la méthode de Hakki & Paoli, tout en se plaçant dans des conditions expérimentales proches de celles des expériences de *Ring-Down* : une impulsion laser à densité de puissance choisie, et non une source continue à basse puissance. En effet, si l'on fait l'hypothèse que l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs est due à la présence d'une queue de densité d'états de défauts et que le nombre d'états disponibles est faible, alors il est théoriquement possible de saturer l'absorption avec une densité de puissance incidente suffisamment élevée ; le coefficient d'absorption effectif est donc dépendant de la densité de puissance laser utilisée. En d'autres termes, il est possible d'abaisser le coefficient d'absorption du matériau en appliquant un laser de puissance suffisamment élevée. En utilisant la même source laser impulsionnelle accordable que celle qui sera utilisée dans le cadre des expériences de *Ring-Down*, on peut donc déterminer  $\alpha$  dans un intervalle de densités de puissance et d'énergies (1.24 à 1.42 eV) choisis.

Le plus grand bénéfice de cette méthode reste cependant le fait qu'elle permette de s'affranchir des estimations des réflectivités de la structure  $R_1$  et  $R_2$  pour la détermination de  $\alpha$ , nécessaires avec la méthode de Hakki & Paoli. En supposant que l'absorption  $A$  est nulle au dessus d'une certaine longueur d'onde laser incidente  $\lambda_{A=0}$  et que la réflectivité  $R = \sqrt{R_1 R_2}$  est identique sur tout l'intervalle de longueurs d'onde d'intérêt, alors la mesure de la transmission  $T$  nous permet d'en déduire  $R$  par complémentarité à 1 :  $R = 1 - T$ .

Connaissant la fraction réfléchiée et en faisant l'hypothèse d'un milieu homogène, on suppose une décroissance exponentielle de l'intensité dans la membrane. On peut alors déterminer  $\alpha$  à chaque longueur d'onde  $\lambda$  auxquelles les mesures de transmission ont été effectuées :

$$\alpha(\lambda) = -\ln\left(\frac{T(\lambda)}{1-R}\right) \times \frac{1}{e_{\text{GaAs}}} \quad (3.6)$$



**FIGURE 3.17 : Mesure de transmission aux environs du gap de GaAs à 300 K ( $\sim 875$  nm).** Un laser Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> impulsif accordable est focalisée sur la face supérieure d'une membrane de GaAs entourée de couches antireflets, puis collimatée pour mesurer sa puissance transmise. (a) La densité de puissance laser utilisée pour les mesures de *Ring-Down* est comprise entre  $7 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> et  $1 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup>, soit dans un intervalle dont l'absorption est constante à partir de 885 nm, et saturée pour les longueurs d'onde plus élevées. Les flèches noires repèrent les maxima de transmittance. (b) La transmittance est estimée à 0.88 via la TMM de la structure, pour  $\lambda \geq 895$  nm. On suppose donc que la transmittance expérimentale à  $\lambda \geq 895$  nm est limitée uniquement par les réflexions aux interfaces.

Les mesures expérimentales mettent en évidence des valeurs de  $T$  quasi-similaires pour les longueurs d'onde supérieures à 895 nm et proches de 0.83 sur tout l'intervalle de puissances sondé (Figure 3.17 (a)). On peut donc raisonnablement supposer que la transmittance est limitée expérimentalement uniquement par les réflexions aux interfaces d'entrée et de sortie de l'échantillon et que l'absorption de GaAs est nulle pour  $\lambda \geq 895$  nm (Équation 3.7). Cette hypothèse est étayée par le calcul par TMM de  $T$ , évalué à 0.88 avec le modèle de Ozaki & Adachi sans absorption, sur un large intervalle de longueurs d'onde (Figure 3.17 (b)). On en déduit donc que  $\lambda_{A=0} = 895$  nm et que  $R = 1 - 0.83 = 0.17$ .

$$\begin{cases} R(\lambda) + T(\lambda) = 1 \\ A(\lambda) = 0 \end{cases}, \quad \text{pour } \lambda \geq 895 \text{ nm} \quad (3.7)$$

On note par ailleurs une baisse de la transmittance pour les longueurs d'onde plus courtes que 895 nm, sur tout l'intervalle de puissances sondé; cette différence de transmittance est attribuée à l'absorption du matériau. Il est donc probable que le facteur de qualité d'un éventuel mode à 885 nm soit limité par l'absorption.

À ce stade d'interprétation des mesures, on connaît la fraction d'énergie réfléchiée sur la face supérieure de l'échantillon  $R$ , que l'on considère identique pour toutes les longueurs d'onde sondées (de 865

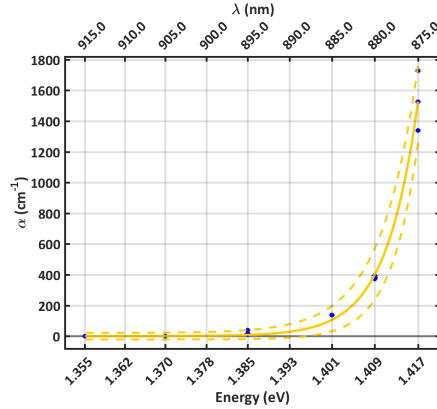
nm à 915 nm), ainsi que la transmittance  $T(\lambda)$ , que l'on connaît par la mesure. On peut donc déterminer le coefficient d'absorption linéique  $\alpha(\lambda)$  de GaAs avec l'Équation 3.6.

Par ailleurs, les mesures révèlent un accroissement (un abaissement) de la transmittance (de l'absorption) à mesure de l'augmentation de la densité de puissance, puis sa chute (son augmentation) après un maxima (minima). Les positions des maxima de transmittance sont repérées avec les flèches noires sur la Figure 3.17 (a). Cette observation suppose que le coefficient d'absorption  $\alpha$  est élevé aux basses et aux hautes puissances et passe par un minimum aux densités de puissances intermédiaires. Cela suggère une compétition entre deux phénomènes antagonistes, comme éventuellement un blanchiment de l'absorption ( $\rightarrow$  baisse de  $\alpha$ ) en compétition avec l'absorption liée aux porteurs libres ( $\rightarrow$  augmentation de  $\alpha$ ). Cette hypothèse est renforcée par la dépendance du maximum d'absorption à la proximité de la longueur d'onde incidente au gap du GaAs : le maximum d'absorption à 865 nm survient vers  $2 \times 10^8$  W/m<sup>2</sup>, alors qu'il apparaît à des densités de puissances plus faibles aux longueurs d'onde plus loin du gap (vers  $2 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup> à 875 nm,  $1 \times 10^6$  à 880 nm et  $4 \times 10^5$  W/m<sup>2</sup> à 885 nm).

La dépendance de  $T$  mesurée à la densité de puissance incidente suppose donc que le coefficient  $\alpha(\lambda)$  soit lui-même dépendant de la densité de puissance incidente. La détermination de  $\alpha(\lambda)$  doit nécessairement être effectuée dans la même gamme de densité de puissances que celles qui seront utilisées dans les expériences de *cavity Ring-Down*. On choisit un intervalle de densités de puissances compris entre  $7 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> et  $1 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup>. En supposant que les facteurs de qualité  $Q$  des modes de la cavité sont de 300000 environ, leurs largeurs spectrales  $\Delta\lambda$  à 920 nm est égale à  $3 \cdot 10^{-3}$  nm. Avec un laser de 5 nm de largeur spectrale, l'intensité laser dans le mode de cavité  $I_{\text{mode}}$  ne représente qu'une très faible fraction de l'intensité incidente  $I_0$  :  $I_0 = \frac{5}{3 \cdot 10^{-3}} I_{\text{mode}}$ . Les coefficients  $\alpha$  déterminés sur l'intervalle de densités de puissances compris entre 4 W/m<sup>2</sup> et 600 W/m<sup>2</sup> sur la membrane de GaAs sont donc équivalents à ceux des cavités planaires pour des densités de puissances incidentes comprises entre  $7 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> et  $1 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup>. Dans cet intervalle, en supposant que la densité d'états disponibles sous le gap prend la forme d'une queue d'Urbach [146], on peut extrapoler les mesures pour obtenir une estimation des coefficients d'absorption au voisinage du gap (Figure 3.18).

Les mesures expérimentales du coefficient d'absorption par Papatryfonos *et al.* sont plus proches de la queue d'Urbach déduite de nos mesures expérimentales (Figure 3.19) ; il subsiste néanmoins un facteur moyen de 6 entre les deux estimations. Les mesures de Papatryfonos ont été effectuées sur une membrane de GaAs crue sur un substrat dopé ; il est donc possible qu'une très faible contamination de la membrane de GaAs ait contribué à l'absorption et soit la cause d'une surestimation de  $\alpha$ . De plus, la quantité de données est faible dans l'intervalle d'énergies ciblé, ce qui diminue la qualité des valeurs extrapolées. Pour ces raisons, le modèle privilégié pour décrire l'absorption résiduelle sous le gap de GaAs est celui de la queue d'Urbach. En outre, cette dernière estimation permet de s'affranchir de la connaissance préalable des réflectivités aux interfaces de la membrane de GaAs, contrairement à la méthode dites de *Hakki & Paoli*.





**FIGURE 3.18 : Coefficient d'absorption linéique  $\alpha$  de GaAs, pour l'étude des cavités optiques n°1 et 2 à des densités de puissances incidentes comprises entre  $7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  et  $1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ . La forme de la densité de défauts sous le gap est assimilée à une queue d'Urbach, d'où l'expression du coefficient d'absorption, qui lui est proportionnel :  $\alpha = 1375.9 \times e^{(E-1.4163) \times 166.4} \text{ cm}^{-1}$ . Les courbes pointillées indiquent l'incertitude sur l'ajustement, pour un intervalle de confiance de 95 %.**

Dans le cas de l'étude de *Ring-Down* sur cavité planaire, le modèle d'absorption privilégié sous le gap de GaAs est donc celui déterminé expérimentalement, par assimilation de la queue de défauts à une queue d'Urbach. Nous avons donc choisi d'intégrer les valeurs de  $\kappa$  issues de la queue d'Urbach aux modèles de Rakić & Majewski et de Ozaki & Adachi, pour être utilisée dans les calculs de TMM.

En résumé, les deux couples de modèles de dispersion sont donc adaptés sur trois aspects :

- Par des décalages rigides  $\Delta n_{\text{GaAs}}$  &  $\Delta n_{\text{AlAs}}$  sur les indices de réfraction réels.
- En assimilant une absorption résiduelle sous le gap de GaAs à une queue d'Urbach déterminée expérimentalement.
- En considérant une absorption de AlAs nulle dans la gamme spectrale des modes de cavité.

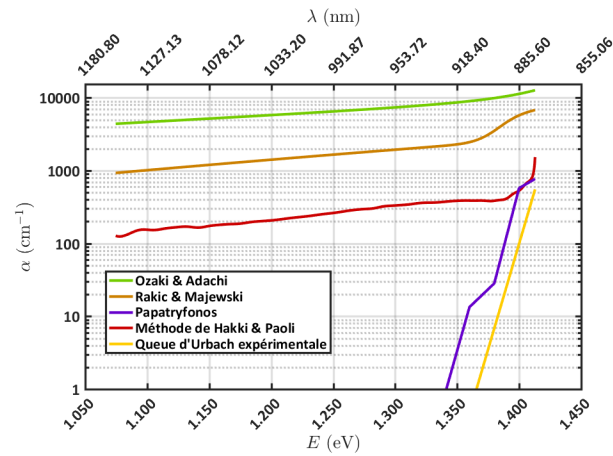
On peut alors utiliser ces modèles de dispersion pour estimer les facteurs de qualité des modes des deux cavités planaires.

### 3.1.5.3 Estimations de $Q$ par la Méthode des Matrices de Transfert

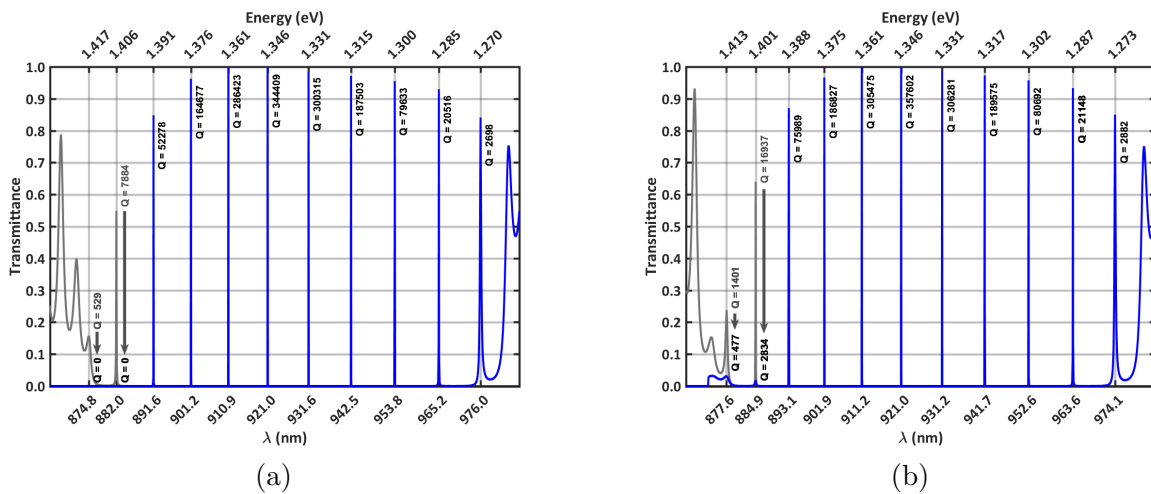
Les facteurs de qualité des modes des cavités planaires peuvent être estimés dans le domaine spectral après calcul de leurs positions spectrales via la TMM utilisant les modèles de dispersion adaptés. La Figure 3.20 montre les spectres calculés de la cavité planaire n°1, avec les modèles de Rakić & Majewski et de Ozaki & Adachi, alors que la Figure 3.21 montre les spectres calculés de la cavité n°2.

Les largeurs des modes des deux cavités sont estimées par ajustement à un profil lorentzien, desquelles sont déduits les facteurs de qualité  $Q$ . Les valeurs estimées sont récapitulées dans la Table 3.1 ci-dessous :

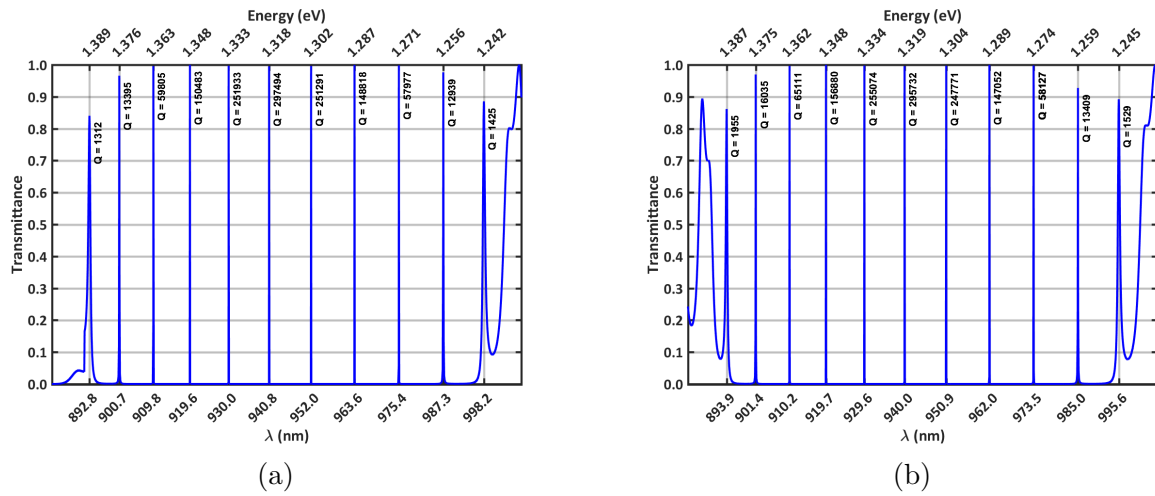
### 3. Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel



**FIGURE 3.19 : Coefficient d'absorption linéique  $\alpha$  de GaAs au voisinage du gap.** Les modèles de Ozaki & Adachi (courbe verte), et de Rakić & Majewski (courbe orange) reposent sur des mesures expérimentales issues de la littérature. Les échantillons utilisés diffèrent du GaAs épitaxié de nos cavités (dopage, orientation cristallographique du substrat, ou mode de croissance), ce qui introduit une forte incertitude sur  $\alpha$  (et donc  $\kappa$ ). L'estimation du coefficient d'absorption avec la méthode de Hakki & Paoli (courbe rouge) est très dépendante de la connaissance des réflectivités aux interfaces. Les mesures de Papatryfonos (courbe violette) ont été effectuées sur un matériau GaAs non dopé, cru sur substrat GaAs (100) dopé. L'estimation de la queue d'Urbach (courbe jaune) est effectuée pour des densités de puissances incidentes aux cavités optiques n°1 et 2 comprises entre  $7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  et  $1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$ .



**FIGURE 3.20 : Spectre de transmittance obtenu avec la TMM, pour la structure de la cavité n°1.** Le spectre bleu a été calculé avec une absorption au voisinage du gap de GaAs prenant la forme d'une queue d'Urbach. La partie de spectre grise correspond au même calcul sans absorption. La TMM permet à fois de déterminer la position et les facteurs de qualité  $Q$  des modes, par ajustement à un profil lorentzien. Les facteurs de qualité des deux modes les plus proches du gap sont fortement impactés par l'absorption résiduelle. (a) TMM avec les modèles de dispersion de Rakić & Majewski. (b) TMM avec les modèles de dispersion de Ozaki & Adachi.



**FIGURE 3.21 : Spectre de transmittance obtenu avec la TMM, pour la structure de la cavité n°2. L'absorption au voisinage du gap de GaAs prend la forme d'une queue d'Urbach. La TMM permet à la fois de déterminer la position et les facteurs de qualité  $Q$  des modes, par ajustement à un profil lorentzien. (a) TMM avec les modèles de dispersion de Rakić & Majewski adaptés. (b) TMM avec les modèles de dispersion de Ozaki & Adachi adaptés.**

Cavité n°1				Cavité n°2			
Rakić & Majewski		Ozaki & Adachi		Rakić & Majewski		Ozaki & Adachi	
Mode / nm	$Q$	Mode / nm	$Q$	Mode / nm	$Q$	Mode / nm	$Q$
874.8	0	877.6	500	892.8	1300	893.9	2000
882.0	0	884.9	2800	900.7	13400	901.4	16000
891.6	52000	893.1	76000	909.8	59800	910.2	65000
901.2	165000	901.9	187000	919.6	150500	919.7	157000
910.9	286000	911.2	305000	930.0	252000	929.6	255000
921.0	344000	921.0	358000	940.8	297000	940.0	296000
931.6	300000	931.2	306000	952.0	251000	950.9	248000
942.5	188000	941.7	190000	963.6	149000	962.0	147000
953.8	80000	952.6	81000	975.4	58000	973.5	58000
965.2	21000	963.6	21000	987.3	13000	985.0	13400
976.0	2700	974.1	2900	998.2	1400	995.6	1500

**TABLE 3.1 : Positions et facteurs de qualité  $Q$  des modes des cavités n°1 et n°2 estimés par TMM avec les modèles de dispersion de GaAs et AlAs de Rakić & Majewski et de Ozaki & Adachi adaptés.**

Ces estimations prévoient que le mode au centre de la bande interdite de la cavité n°1 est positionné à 921.0 nm et de facteur de qualité  $Q = 344000$  selon Rakić & Majewski et  $Q = 358000$  selon Ozaki & Adachi. Ce léger décalage à la longueur d'onde de dimensionnement de la structure ( $\lambda_0 = 920.5$  nm) est dû à l'asymétrie des couches de AlAs entre les miroirs inférieur et supérieur. La chute des facteurs de qualité sur le flanc haute énergie s'explique également par cette asymétrie entre les deux miroirs, en plus de leurs abaissement "naturel" à mesure de leurs écartement au mode central.

L'espaceur de la cavité n°2 étant plus grand que celui de la cavité n°1, la bande interdite et les modes de résonances sont décalés vers les plus grandes longueurs d'onde. Selon Rakić & Majewski, le mode central de la cavité n°1 est positionné à 940.8 nm pour un facteur de qualité  $Q = 297000$  et à 940.8 nm selon Ozaki & Adachi, pour un facteur de qualité  $Q = 296000$ .

On note que les facteurs de qualité des deux modes les plus proches du gap de GaAs de la cavité n°1 sont fortement impactés par l'absorption résiduelle sous le gap (en gris et bleu sur la Figure 3.20). Ainsi, selon Rakić & Majewski, les facteurs de qualité des modes de la cavité n°1 positionnés à 874.8 nm et 882.0 nm passent respectivement de 500 à 0 et de 2800 à 0, du fait de l'absorption. Ces deux modes sont ainsi "effacés" de la bande interdite. Au conytraire, la position du premier mode de la cavité n°2 étant estimée à 893.9 nm (Figure 3.21), il est suffisamment loin du gap de GaAs pour ne pas être affecté par l'absorption résiduelle, quel que soit le modèle de dispersion.

## 3.2 *Ring-Down* sur cavité planaire

### 3.2.1 Configuration expérimentale

Étant donné les facteurs de qualité élevés attendus pour les cavités planaires, leur estimation dans le domaine spectral implique une excellente résolution spectrale. Un mode à 920.5 nm (1.35 eV) avec un facteur de qualité  $Q$  de 100000 présentera une largeur à mi-hauteur théorique proche de 0.01 nm (13  $\mu$ eV). Des expériences de transmission et réflexion conduites avec un laser accordable de haute finesse spectrale ont permis à Rivera et. al [46] d'estimer les facteurs de qualité de modes de 0.073 nm largeurs spectrales ( $Q \approx 11700$ ). Cependant, la mise en œuvre d'une telle mesure est généralement difficile avec les résolutions spectrales accessibles sur un monochromateur à réseau. Une seconde approche est de mesurer les facteurs de qualité dans le domaine temporel, à travers une expérience de *Ring-Down*. Celle-ci consiste en l'envoi d'une impulsion laser spectralement accordée sur un mode de cavité, ce qui permet de stocker des photons dans la cavité, puis à mesurer le temps caractéristique  $\tau$  de déclin lié au relargage progressif de ces photons. Ainsi, le mode à 920.5 nm avec un facteur de qualité  $Q = 100000$  présentera un temps de déclin  $\tau$  de 49 ps ; un équipement avec un temps de réponse suffisamment rapide permet donc d'estimer  $Q$ . On voit ainsi qu'il est aisé de mesurer dans le domaine spectral des facteurs de qualité faibles — inférieurs à 5000, ce qui sera difficile dans le domaine temporel, puisque les temps de déclin seront inférieurs à 3 ps. Inversement, les facteurs de qualité élevés — supérieurs à  $10^5$  — seront possibles à mesurer dans le domaine temporel, puisque correspondant à des temps de déclin de 50 ps ou plus, mais quasi-inatteignables par des mesures spectrales, puisque réclamant des résolutions en longueur d'onde inférieures à 10 pm. Ces résolutions temporelles de quelques dizaines de picosecondes ou moins ne sont cependant actuellement accessibles qu'aux détecteurs très particuliers que sont les caméras à balayage de fente, ou *Streak Cameras*.

Pour notre expérience de *Ring-Down*, nous utilisons une caméra à balayage de fente Hamamatsu C10910 couplée à un monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 (Figure 3.22). La résolution temporelle de ce système est de l'ordre de la picoseconde. La source est un laser Coherent Mira 900F, accordable et pouvant fonctionner en mode impulsif. Son milieu amplificateur est un cristal de saphir dopé au titane (Ti:saphir), dont la courbe de gain va de 600 à 1100 nm. La largeur temporelle de l'impulsion laser est d'environ 200 fs à la sortie du laser, et est mesurée à  $4.5 \pm 1$  ps à 905 nm avec la caméra à balayage de fente, après son passage dans une fibre optique de silice monomode à une puissance moyenne de 1 mW (Figure 3.23). La largeur spectrale du laser est estimée à  $5 \pm 0.5$  nm à 905 nm, ce qui peut permettre le recouvrement de plusieurs modes de cavités simultanément. La longueur d'onde du laser peut être accordée de 700 nm à 950 nm, pour sonder un large intervalle de modes de cavité.

La puissance de l'impulsion du laser Ti:saphir est contrôlée par une paire de polariseurs rotatifs placés sur le chemin optique, à la sortie du laser. Le laser est injecté avec un objectif Zeiss A-Plan 10x/0,25 dans une fibre optique monomode, puis est recollimaté avec un deuxième objectif identique. Le laser est focalisé sur la surface supérieure de la cavité planaire avec une lentille de 75 mm de focale (L1), et le signal en sortie est récupéré sur sa face arrière, à travers le substrat, avec une lentille de collimation identique (L2). Le signal est focalisé sur l'entrée d'un monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 avec une troisième lentille identique aux deux autres (L3); le monochromateur est doté de deux réseaux 150 traits/mm et 1200 traits/mm placés sur une tourelle. La résolution temporelle ultime de  $4.6 \pm 1$  ps est obtenue avec le réseau 1200 traits/mm, sur un intervalle spectral d'environ 8 nm autour de 920 nm. L'échantillon peut être placé dans un cryostat à circulation d'hélium, à très basse température, ou sur un porte-échantillon escamotable pour les mesures à température ambiante.

La surface supérieure de l'échantillon peut être imagée en l'illuminant avec une diode à 850 nm, à l'aide d'un miroir escamotable. Pour cela, la lumière réfléchie à la surface de l'échantillon est partiellement redirigée vers un cube séparateur de faisceau 90/10 escamotable. La position de l'échantillon peut être ajustée avec une platine trois axes. Un décalage de l'échantillon selon l'axe parallèle au chemin optique permet d'ajuster le diamètre du spot laser illuminant la cavité, tout en conservant un point focal commun entre les lentilles L1 et L2; le diamètre minimum du spot laser est mesuré à  $18 \mu\text{m}$  dans cette configuration (Figure 3.24).

### 3.2.2 Méthode d'ajustement des profils de *Ring-Down*

Dans le domaine temporel, la cavité peut être vue comme un objet stockant des photons de manière transitoire. En d'autres termes, la cavité introduit à la fois un retard et un élargissement temporel de l'impulsion laser. Le profil temporel de l'impulsion sortant de la cavité peut être modélisé comme la convolution de l'impulsion laser avec la réponse de la cavité. Cette dernière est considérée comme étant une exponentielle décroissante de paramètre  $\tau$  tandis que l'impulsion laser est assimilée à une lorentzienne de largeur à mi-hauteur de  $5 \pm 1$  ps. Les profils temporels expérimentaux sont ajustés avec une

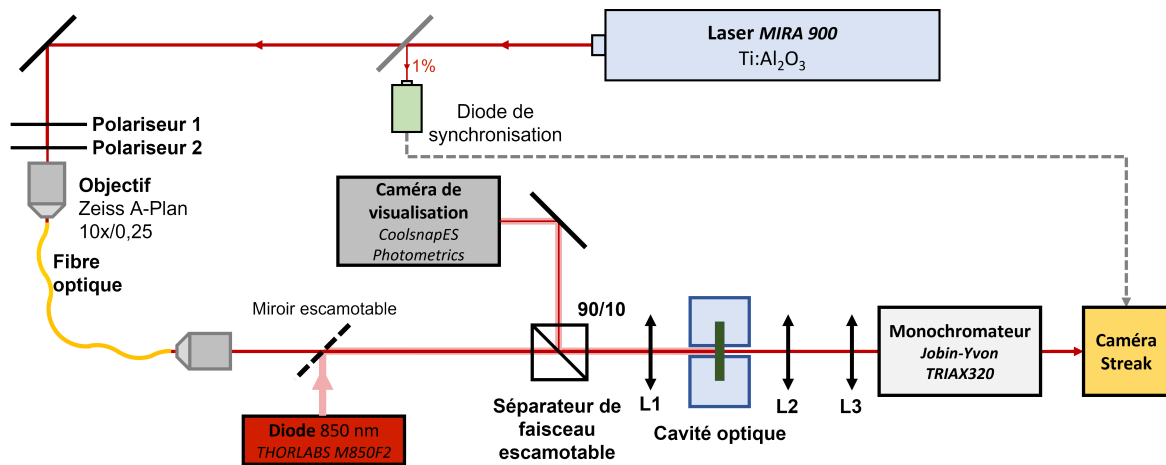


FIGURE 3.22 : Schéma de l'expérience de *Ring-Down* sur cavité planaire. Les lentilles de focalisation (L1 & L3) et de collimation (L2) sont identiques et de focale 75 mm, et placées sur des platines trois axes. La cavité optique est placée au point focal commun des lentilles L1 et L2. La caméra à balayage de fente (*streak camera*) est synchronisée avec la fréquence d'impulsion laser.

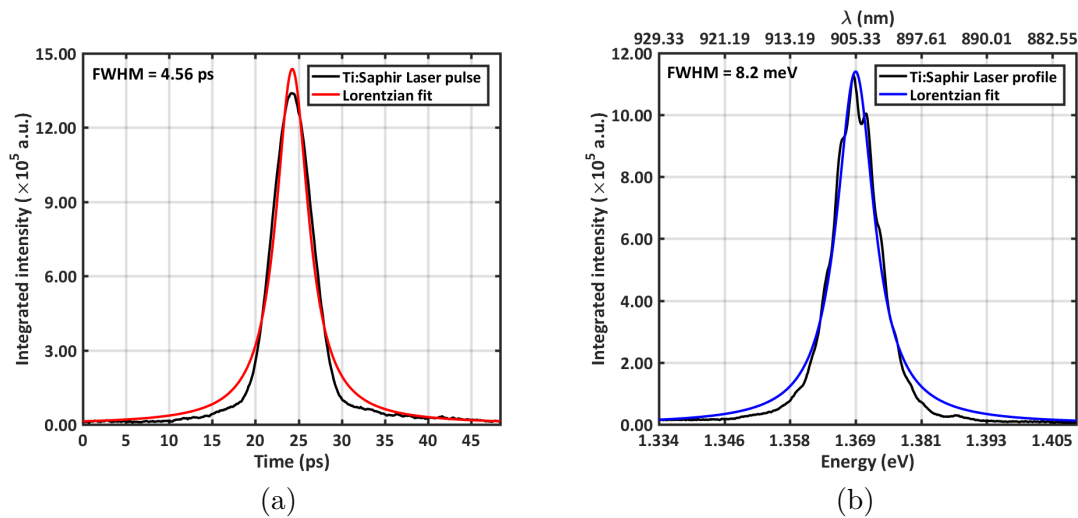
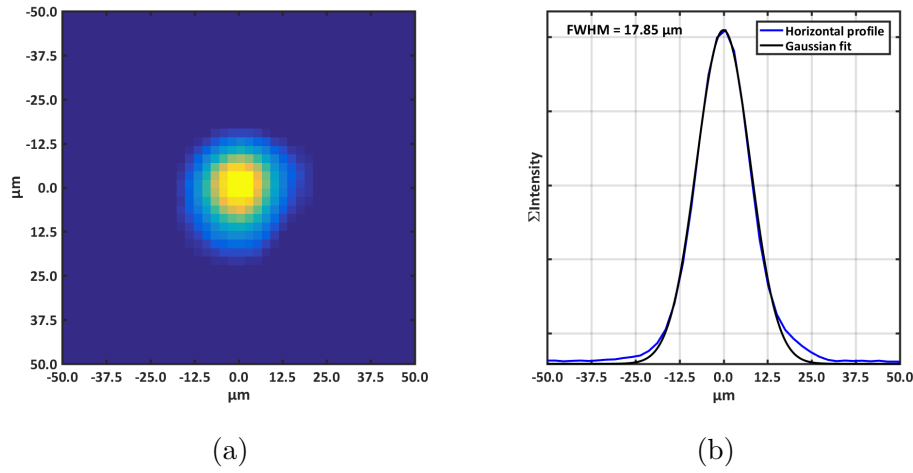


FIGURE 3.23 : Ajustements lorentziens d'une impulsion laser à 905 nm. L'impulsion laser est mesurée avec un monochromateur Jobin-Yvon TRIAX320 et un réseau 150 traits/mm, couplé à une *streak camera* Hamamatsu C10910. (a) La durée de l'impulsion est estimée à  $4.5 \pm 1$  ps. (b) La largeur spectrale du laser est estimée à  $5 \pm 0.5$  nm, soit  $8.2 \pm 1.4$  meV.



**FIGURE 3.24 : Mesure du spot laser de diamètre minimal de l'expérience de *Ring-Down*.** (a) Le spot est imagé sur la caméra de visualisation *CoolSnapES Photometrics*. (b) Le diamètre minimal du spot laser est estimé à  $18 \mu\text{m}$  par ajustement gaussien, et peut être changé par décalage sur l'axe du chemin optique de la platine supportant l'échantillon.

fonction numérique qui est la convolution d'un profil lorentzien et d'un profil de décroissance exponentielle (Figure 3.25).

La convolution d'un profil lorentzien et d'un profil exponentiel décroissant, avec des paramètres connus, permet de valider la méthode d'ajustement : les paramètres initiaux sont retrouvés à partir du profil convolué. Il faut néanmoins noter que les incertitudes sur les paramètres, habituellement déterminés via les écarts-types, ne sont souvent pas assez larges pour couvrir les valeurs des paramètres connus. En effet, la procédure d'ajustement minimise la fonction objectif 3.8, somme des carrés de écarts ; le nombre de paramètres étant élevé—5, il est fréquent d'obtenir un jeu de paramètres minimisant localement la fonction objectif, mais ne correspondant pas au minimum global. Comme la durée de l'impulsion laser varie légèrement entre les expériences, il n'est pas possible de fixer ce paramètre pour faciliter la convergence vers le minimum global de la fonction objectif. Cette variation peut être due à une instabilité laser, ou à d'éventuels effets non linéaires dépendants de la puissance injectée dans la fibre optique. La déconvolution directe d'une mesure de l'impulsion laser et du profil expérimental est théoriquement possible, mais entachée de tellement d'instabilités qu'elle est en pratique inutilisable.

$$\sum_i (y_i^{\text{ajustement}} - y_i^{\text{expérience}})^2 \quad (3.8)$$

L'estimation de l'incertitude sur  $\tau$  est critique. En effet, dans la gamme de longueurs d'onde des modes, une erreur de 1 ps sur  $\tau$  entraîne une erreur de l'ordre de 2000 sur l'estimation du facteur de qualité  $Q$  du mode. L'incertitude sur  $\tau$  est donc estimée par une procédure de comparaison systématique entre les paramètres connus d'un profil simulé, et leur estimation par ajustement.

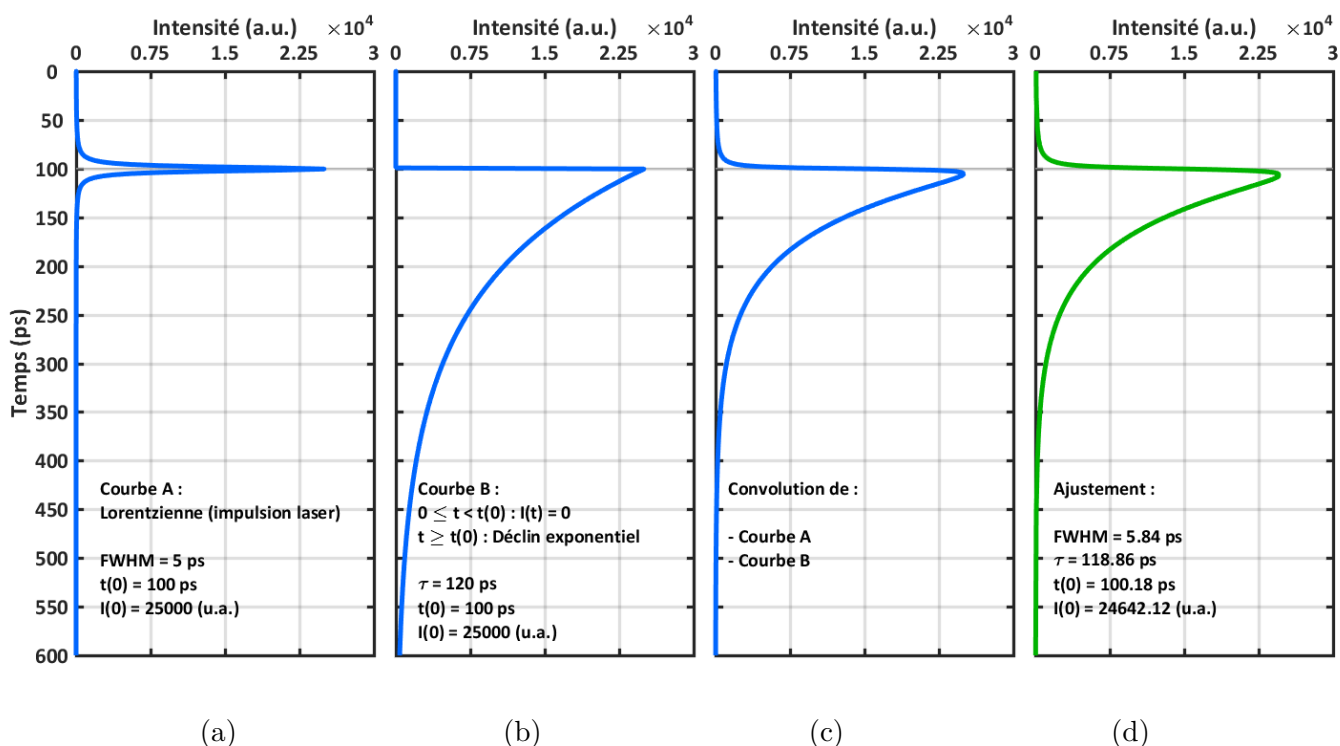
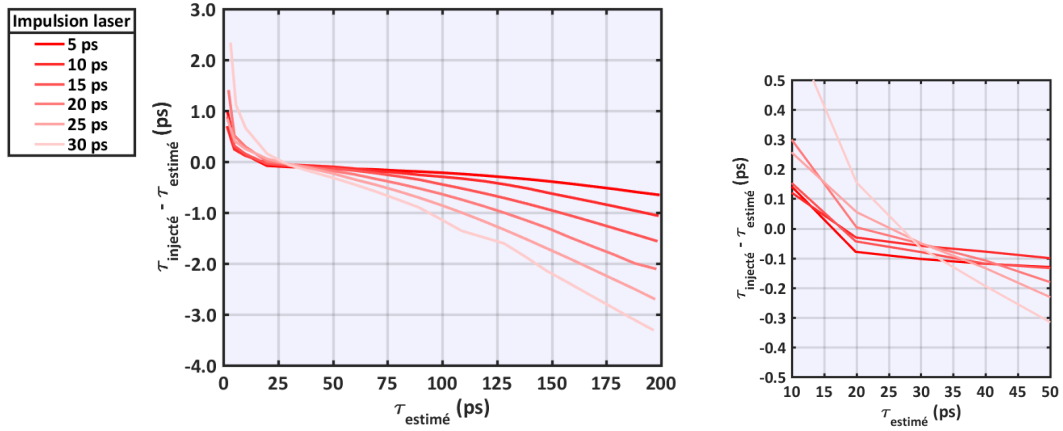


FIGURE 3.25 : Méthode de d'ajustement des profils de *Ring-Down* : génération d'un profil convolué et détermination de ses paramètres. (a) L'impulsion laser d'intensité  $I(0)$  est assimilée à une lorentzienne de durée 5 ps. (b) La cavité se décharge de manière exponentielle à partir de l'instant  $t(0)$  de l'impulsion, selon un profil exponentiel décroissant de temps caractéristique  $\tau$ . (c) Le profil mesuré est la convolution du profil Lorentzien avec le profil de décroissance exponentielle. (d) Les paramètres du profil de convolution généré sont retrouvés avec la procédure d'ajustement. Les incertitudes sur les paramètres déterminés via l'écart-type ne sont pas affichés ici car non pertinents dans le cas précis de cette procédure.



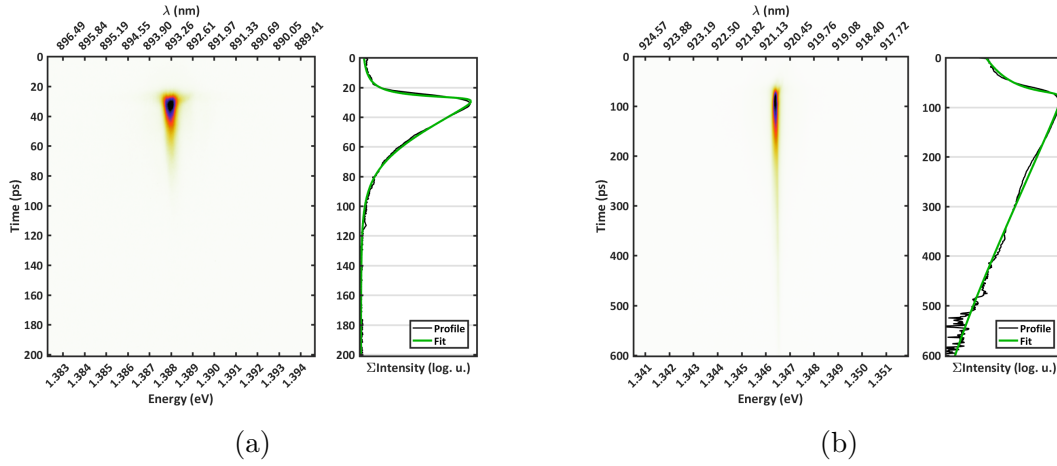


**FIGURE 3.26 : Estimation de l'incertitude sur  $\tau$  de la procédure de déconvolution.** L'écart entre le paramètre  $\tau_{\text{injecté}}$  injecté dans un profil convolué et le paramètre  $\tau_{\text{estimé}}$  estimé est calculé pour des durées d'impulsions laser comprises entre 5 et 30 ps. Encart de droite : l'écart minimum à la valeur réelle est atteint pour des valeurs de  $\tau_{\text{injecté}}$  différentes selon les longueurs temporelles des impulsions injectées.

Pour prévenir au maximum l'introduction d'erreurs supplémentaires, les paramètres des profils simulés pour l'estimation de l'incertitude sont fixés avec des valeurs proches des valeurs expérimentales :  $t(0)$  est fixé à 100 ps, et  $I(0)$  à 25000. En outre, un bruit blanc gaussien égal à 1% du maximum du signal, comparable au bruit expérimental de la *streak camera* est ajouté au profil simulé par convolution numérique (Figure 3.26). Les incertitudes sur  $\tau$  estimées de cette manière sont ajoutées aux incertitudes obtenues à partir des écarts-types.

Le second point à caractériser de notre méthode est sa résolution minimale, c'est à dire le facteur de qualité minimum quantifiable. Cette résolution est limitée par la durée de l'impulsion laser ; une déconvolution du profil temporel d'une impulsion laser, mesuré avec la caméra à balayage de fente, permet d'estimer à 6.2 ps la résolution sur  $\tau$  de notre processus de mesure, ce qui correspond à une résolution ultime sur  $Q$  de l'ordre de 12000 à 13000.

Ainsi, les ajustements des profils convolués permettent de déterminer les facteurs de qualité des modes. Les incertitudes sont tolérables, de l'ordre de quelques picosecondes. Le temps minimum de déclin mesurable  $\tau_{\text{min}}$  est de 6.2 ps, ce qui est acceptable dans le cadre de l'étude de modes dont les temps de déclin sont plus de 10 fois plus grands. D'autres sources d'incertitudes, tels qu'un bruit dans les données expérimentales trop important, ou une instabilité du laser peuvent cependant accroître l'écart à la valeur réelle du facteur de qualité.



**FIGURE 3.27 : Profils de *Ring-Down* de la cavité n°1.** Les profils temporels sont ajustés par la convolution d’une lorentzienne avec une exponentielle décroissante afin d’extraire le temps de stockage du mode de cavité  $\tau$  et d’en déduire son facteur de qualité  $Q$ . (a) Profil du mode à 893 nm :  $\tau(893 \text{ nm}) \approx 26 \text{ ps}$  et  $Q(893 \text{ nm}) \approx 54200$ . (b) Profil du mode central ( $\approx 921 \text{ nm}$ ) :  $\tau(921 \text{ nm}) \approx 152 \text{ ps}$  et  $Q(921 \text{ nm}) \approx 311000$ .

### 3.2.3 Résultats sur la cavité planaire homogène (Cavité n°1)

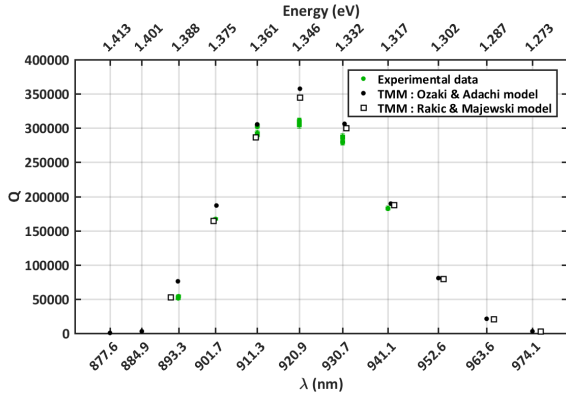
Les modes de la cavité planaire homogène étant sondés avec le réseau 1200 traits/mm, la fenêtre spectrale est réduite à environ 8 nm, ce qui ne permet de sonder qu’un seul mode par mesure.

Conformément aux estimations par TMM, les facteurs de qualité estimés sont exceptionnellement élevés, notamment pour le mode à 921 nm pour lequel  $Q \approx 3.1 \times 10^5$  (Figure 3.27).

Les temps de déclin caractéristiques de la cavité planaire homogène sans masque, et leurs facteurs de qualité sont récapitulés et présentés sur la Figure 3.28. Les positions des modes et leurs facteurs de qualité sont correctement estimés par les deux modèles.

Le modèle de Rakić & Majewski tend néanmoins à très légèrement sous-estimer le facteur de qualité par rapport aux données expérimentales, et à prédire une position de mode légèrement décalée par rapport à la position spectrale expérimentale : jusqu’à -2 nm sur le flanc des courtes longueurs d’onde par rapport au mode central, et +1 nm pour les longueurs d’onde supérieures. Les positions des modes estimées par le modèle de Ozaki & Adachi sont en excellent accord avec les données expérimentales, avec des écarts de l’ordre de +0.2 nm au maximum sur le flanc des courtes longueurs d’onde, et +0.6 nm sur le flanc des grandes longueurs d’onde. Ces écarts aux positions mesurées sont presque totalement couverts par l’incertitude expérimentale, qui vaut  $\pm 0.5 \text{ nm}$ .

De plus, la modification des modèles de dispersion bruts a uniquement consisté en un très léger décalage des indices de réfraction de GaAs et AlAs, de l’ordre de  $4 \times 10^{-2}$ , de valeur unique sur tout



Mode / nm	$\tau$ / ps	$Q$
893.9*	$24.8 \pm 0.1$	$52000 \pm 200$
901.7	$80.0 \pm 0.3$	$167000 \pm 600$
911.3*	$143.7 \pm 0.3$	$297000 \pm 600$
920.9*	$150.6 \pm 0.3$	$308000 \pm 1900$
930.7*	$139.1 \pm 0.4$	$283000 \pm 900$
941.1	$91.3 \pm 0.9$	$183000 \pm 1800$

**FIGURE 3.28 : Modes de la cavité n°1.** Les temps de vie  $\tau$  et facteurs de qualité  $Q$  des modes ont été estimés par ajustement du profil temporel de chaque mode après mesure avec la caméra à balayage de fente. Les positions spectrales des modes sont déterminées expérimentalement lorsque cela est possible, ou par TMM sinon (modèle de Ozaki & Adachi à 293 K, dont l'absorption au voisinage du gap de GaAs prend la forme d'une queue d'Urbach). Les estimations des modes repérés par une étoile \* sont issues d'une moyenne de plusieurs mesures.

l'intervalle spectral ; les formes des courbes d'indice de réfraction sont donc similaires à celles des modèles bruts. La position des modes étant dépendante du contraste d'indice entre GaAs et AlAs, le désaccord entre les positions expérimentales et les positions simulées permettent d'estimer qualitativement l'écart entre le contraste d'indices du couple {GaAs, AlAs} réel et celui estimé par les modèles de dispersion. C'est le modèle de Ozaki & Adachi qui permet de prédire avec la plus grande précision la position des modes sur l'intervalle de mesure, et qui semble donc rendre compte du contraste d'indices réel. Le facteur de qualité étant également lui-même dépendant du contraste d'indice du couple {GaAs, AlAs}, nous utiliserons dans la suite du manuscrit ce modèle pour l'estimation des facteurs de qualité d'une cavité optique planaire.

Les expériences mettent en évidence une forte sensibilité aux réglages des différentes optiques et à la position du spot laser sur la cavité planaire. La Figure 3.29 montre un exemple de profil de décroissance perturbé du mode à 921.0 nm de la cavité n°1. Ce phénomène a été discuté dans le manuscrit de thèse de Guilherme Torelly qui suggère une dépendance entre les oscillations du profil de décroissance mesuré et le gradient latéral de la cavité [147]. Ses expériences étaient alors menées avec la cavité même cavité optique que celle nommée "cavité n°2" dans ce manuscrit. Ces oscillations ont été en grande partie supprimées en déposant un masque métallique composées d'ouvertures circulaires dont il sera question dans la section suivante.

Le gradient de la cavité n°1 ( $g = \sqrt{0.04^2 + 0.04^2} \approx 0.06$  nm/mm) étant très faible devant celui de la cavité n°2 ( $g = \sqrt{0.04^2 + 0.24^2} \approx 0.24$  nm/mm), il n'est pas a priori certain qu'il s'agisse de la raison principale de la mesure de profils perturbés. Cette hypothèse est néanmoins examinée dans la section suivante, en étudiant l'impact de la taille et de la forme d'un spot laser sur le profil de décroissance.

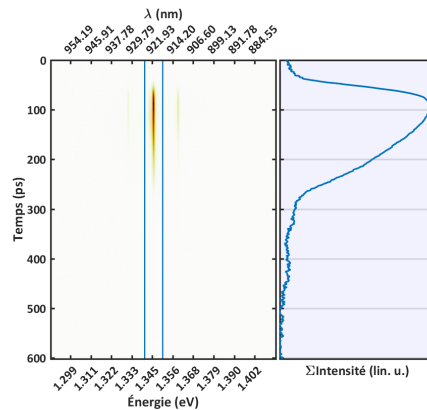


FIGURE 3.29 : Profil de *Ring-Down* perturbé du mode central la cavité n°1. Le profil présente un écart notable à la décroissance exponentielle à partir de  $t = 300$  ps.

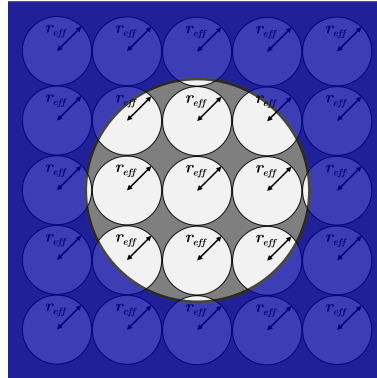
Des modélisations des profils de décroissance sont d’abord présentées en fonction de la taille du spot laser et en fonction du diamètre de l’ouverture du masque métallique. Elles mettront en évidence la plus grande efficacité de la réduction du diamètre des ouvertures pour réduire les oscillations sur les profils de décroissance, par rapport à la simple réduction du diamètre du spot. Des mesures expérimentales des temps de déclin en fonction de l’ouverture métallique seront ensuite présentées et discutées en regard des hypothèses effectuées au cours de la modélisation.

### 3.2.4 Étude du profil de décroissance de la cavité planaire homogène (Cavité n°1)

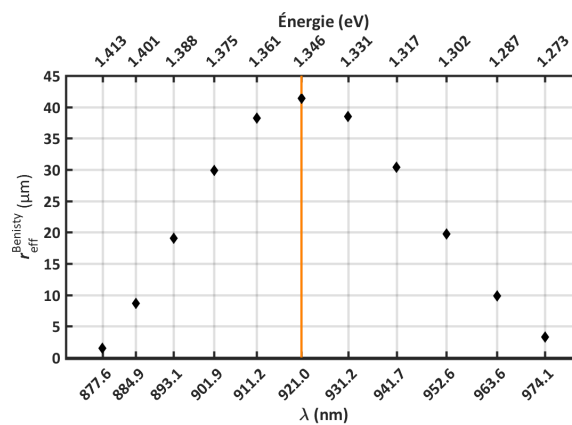
Les ouvertures du masque métallique permettent de circonscrire le laser à un endroit de l’espace, pour supprimer les contributions éventuelles des modes périphériques sur le profil de décroissance de la cavité (Figure 3.30).

En effet, si l’on considère une cavité avec un gradient latéral non nul, on peut faire l’hypothèse que le profil de décroissance de la cavité optique est la somme de la contribution de  $M$  modes de cavités optiques juxtaposées les unes aux autres, avec des rayons effectifs  $r_{\text{eff}}$  distincts [147]. Les rayons des modes sont estimés à partir de l’expression 1.29 donnée par Benisty *et al.* (cf. section 1.2.2) et présentés sur la Figure 3.31. Le mode central de la cavité n°1 (à 921 nm) présente ainsi un rayon effectif de 42  $\mu\text{m}$ . La valeur du rayon effectif est plus faible pour les modes périphériques.

Ces contributions peuvent être modélisées pour déterminer le profil de décroissance de la cavité, en assignant une onde plane à chaque mode de cavité sondé par le laser. Ce sera l’objet du paragraphe suivant. Les formes de décroissance théoriques en fonction du diamètre du spot et du diamètre de l’ouverture seront mises en regard des résultats expérimentaux. Un critère de validité de la modélisation sera ensuite proposé pour compléter l’interprétation des mesures.



**FIGURE 3.30 : Schéma de principe de la suppression des contributions des modes périphériques par un masque métallique.** Le masque métallique est représenté en bleu, alors que les modes sont représentés par les cercles gris clair. Les dimensions des modes de cavité juxtaposés sont estimées avec leurs rayons effectifs  $r_{\text{eff}}$ . Le nombre  $M$  de modes sondés dépend donc de la surface du spot laser  $S_{\text{spot}}$  vigneté par l'ouverture du masque, par rapport à la surface effective des modes  $S_{\text{eff}}$ .



**FIGURE 3.31 : Rayons effectifs des modes de la cavité planaire n°1.** Les rayons ont été calculés avec l'expression 1.29 [26] en estimant les coefficients de réflexion avec la TMM, utilisant le modèle de Ozaki & Adachi.

### 3.2.4.1 Modélisation du profil de décroissance

En considérant que la cavité peut être divisée en plusieurs sous-cavités de longueurs d'onde proches, on note  $M$  le nombre de cavités juxtaposées, sondées par un spot laser. Le nombre  $M$  de modes sondés peut être estimé avec le rapport entre la surface couverte par le spot laser sur l'échantillon  $S_{\text{spot}}$  et la surface effective des modes  $S_{\text{eff}} = \pi r_{\text{eff}}^2$  :

$$M = \frac{S_{\text{spot}}}{S_{\text{eff}}} = \frac{S_{\text{spot}}}{\pi r_{\text{eff}}^2} \quad (3.9)$$

Chaque onde plane possède alors une phase qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda_j$  du mode. En considérant une collection en incidence normale, les ondes se propagent toutes de façon parallèle les unes aux autres, leurs déphasages ne dépendent pas de la position ; il n'est donc pas nécessaire d'introduire une contribution de la propagation sur la phase (Équation 3.10).

$$E_j(t) = E_j(0) \cdot e^{i\omega_j t} \cdot e^{-\frac{t}{2\tau}} = E_j(0) \cdot e^{i\frac{2\pi c}{\lambda_j} t} \cdot e^{-\frac{t}{2\tau}} \quad (3.10)$$

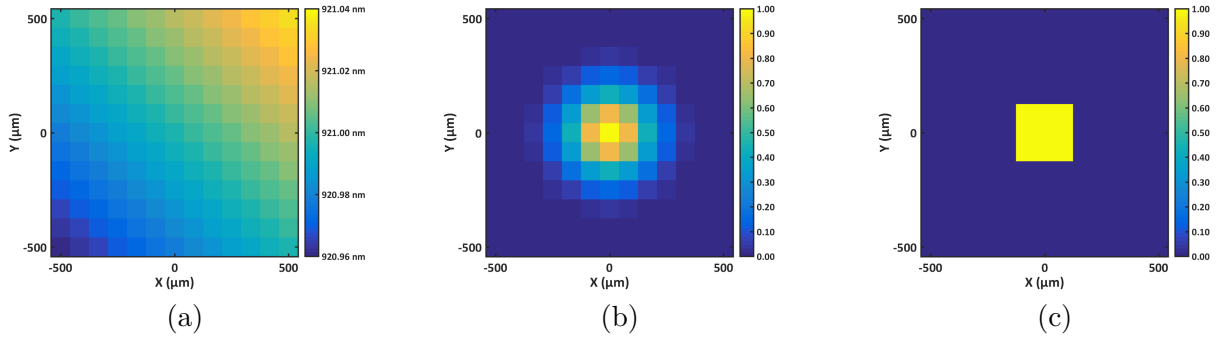
On en déduit l'amplitude du champ électrique, puis l'intensité du profil en chaque instant :

$$E(t) = \sum_{j=0}^M E_j \quad (3.11)$$

$$I(t) = |E(t)|^2 \quad (3.12)$$

Les spots laser peuvent prendre deux formes de profils différents : soit gaussien dans la configuration sans masque métallique, soit cylindrique, si le spot laser est appliqué sur une ouverture du masque de diamètre inférieur à celui du spot laser. Ces formes de perturbations imposent des amplitudes initiales des ondes électromagnétiques  $E_j(0)$  différentes. Ainsi, la forme cylindrique impose des amplitudes initiales identiques et donc des contributions égales pour chaque onde électromagnétique. Au contraire, la forme gaussienne implique de tenir compte des différentes amplitudes initiales des ondes, qui viennent pondérer leurs interférences (Figure 3.32).

Les profils de décroissance du mode de la cavité n°1 à 921 nm, pour lequel  $Q$  est égal à 344000, et dont le rayon effectif est 42  $\mu\text{m}$  sont calculés sur un intervalle de temps de 600 ps après l'application de l'impulsion laser. Ces calculs sont effectués pour des diamètres de spot correspondant aux diamètres des ouvertures du masque métallique de la cavité n°1, à partir de 110  $\mu\text{m}$ , jusqu'à 300  $\mu\text{m}$ . On note tout d'abord que le très faible gradient de la cavité n°1 est suffisant pour initier des oscillations dans le profil de décroissance des modes. En outre, on note que les résultats sont très différents selon que le spot soit gaussien ou cylindrique (Figure 3.33). Par exemple, pour un spot Gaussien de 300  $\mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur, le profil chute brutalement de cinq ordres de grandeur en 200 ps, couvrant la totalité de la dynamique de détection de la caméra à balayage de fente. Aucun rebond dans le profil n'est détectable sur l'intervalle temporel de calcul. Au contraire, pour une perturbation homogène — un spot cylindrique

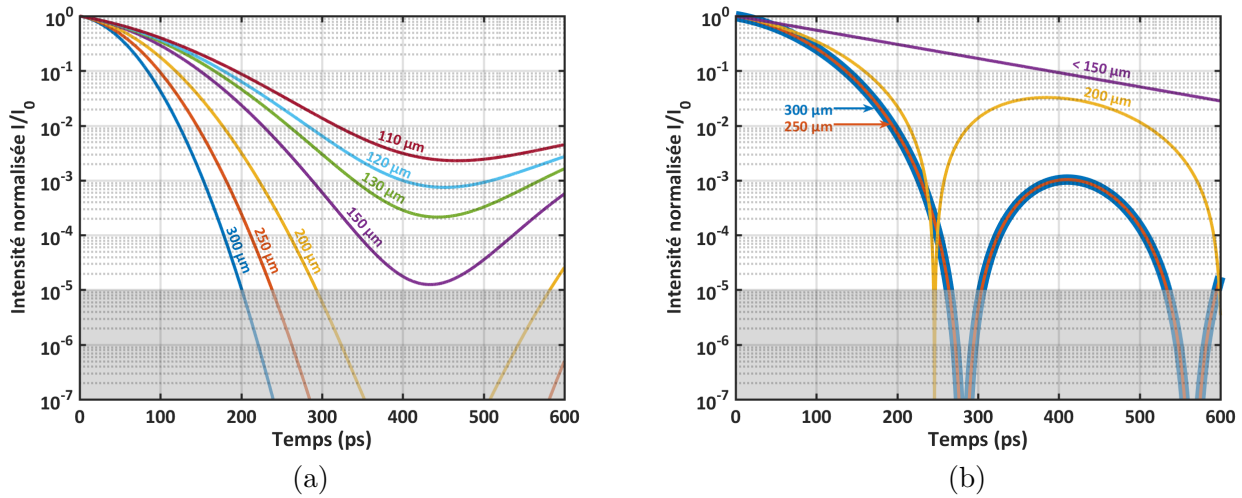


**FIGURE 3.32 : Principe de modélisation du profil de décroissance d'un mode de cavité planaire avec gradient latéral.** La position spectrale du mode est fixée à 921 nm avec deux gradient latéraux sur les modes identiques et perpendiculaires de  $g = 0.04$  nm/mm. (a) Cartographie des positions spectrales des modes de cavité, sur une zone de 1 mm de côté. Chaque carré correspond à une cavité optique, dont le côté est égal au rayon effectif du mode. (b) Spot Gaussien de  $300 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur. Les amplitudes des champs électriques à  $t = 0$  dépendent de la position spatiale de chaque carré sur la zone de calcul. (c) Spot cylindrique de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre. Les amplitudes des champs électriques à  $t = 0$  sont identiques sur tout le diamètre du spot. Dans l'exemple de la figure, le nombre de modes sondés par le spot laser circulaire ne permet que de sonder les 9 modes au centre de la zone de calcul, correspondant à une ouverture carrée dans le masque.

— sur une ouverture de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre, le profil de décroissance présente une chute moins brutale et montre des rebonds.

La forme des profils temporels de décroissance des modes de cavité est donc à la fois dépendante de la forme du spot laser et du nombre  $M$  de modes sondé. En effet, plus le nombre de modes contribuant au profil de décroissance sur une surface  $S_{\text{spot}}$  donnée est élevé, plus les interférences entre les ondes planes attribuées à chaque mode sont nombreuses. Par ailleurs,  $M$  étant inversement proportionnel à  $r_{\text{eff}}$ , les interférences sont d'autant plus marquées que le rayon effectif est faible, à taille de spot constante.

La configuration avec l'ouverture du masque limite donc l'impact du gradient latéral de cavité sur la forme du profil temporel. Quel que soit le type de spot, le modèle prévoit une diminution de l'impact du gradient sur le profil temporel lorsque la taille du spot diminue. Expérimentalement, cela se traduirait donc par un accroissement du temps de déclin caractéristique  $\tau$  du profil temporel en sortie de cavité (et donc un accroissement de  $Q$ ) jusqu'à une valeur maximale, ou tout le moins la mesure d'un profil exponentiel non perturbé. Le profil de décroissance du spot gaussien le plus fin ( $110 \mu\text{m}$ ) présente cependant toujours une oscillation — sur deux ordres de grandeur — sur 600 ps, alors que les oscillations sont complètement supprimées pour un spot cylindrique dès  $150 \mu\text{m}$  de diamètre. Les modélisations montrent donc que le vignettage du spot laser avec un masque métallique est plus efficace pour réduire les oscillations sur le profil de décroissance que la simple réduction du diamètre du spot laser gaussien.

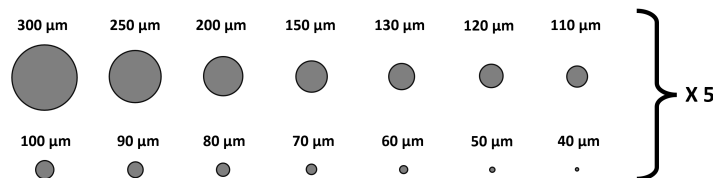


**FIGURE 3.33 : Modélisation des oscillations du profil du mode central à 921 nm de la cavité n°1 en fonction du diamètre de la perturbation.** Le facteur de qualité du mode est fixé à 344000, ce qui correspond à un rayon effectif  $r_{\text{eff}} = 42 \mu\text{m}$ . La partie inférieure grise repère l'intensité au-dessous du seuil de détection de la caméra à balayage de fente (5 ordres de grandeurs). (a) Simulations effectuées avec des diamètres de spots Gaussiens compris entre  $110 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$ . (b) Simulations effectuées avec des diamètres similaires d'ouvertures d'un masque métallique. L'intensité du laser est considérée comme homogène sur toute l'ouverture.

### 3.2.4.2 Résultats expérimentaux avec un masque métallique sur la cavité

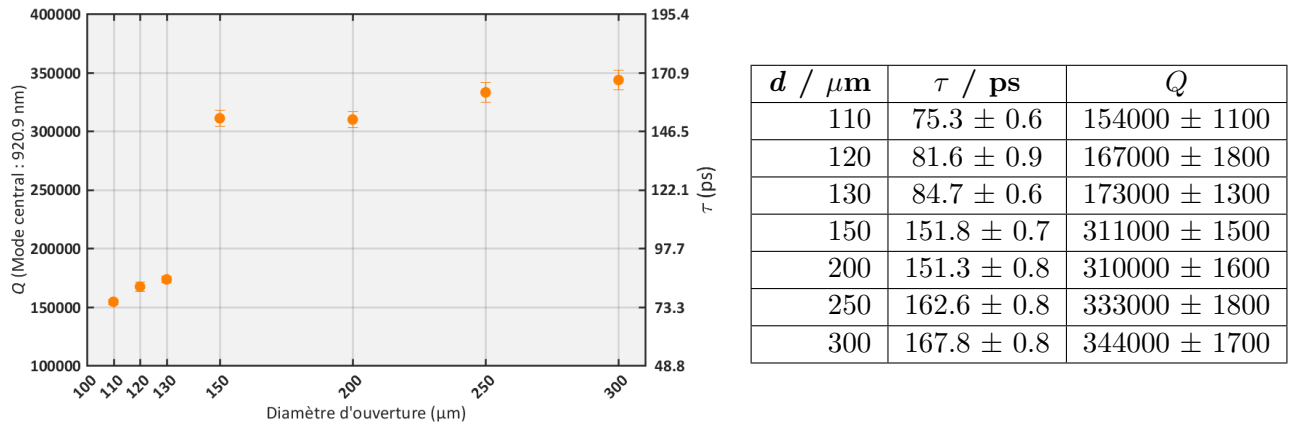
La cavités optiques est clivée pour être partiellement recouvertes de masques métalliques, composés d'ouvertures de différents diamètres. Le motif élémentaire de la cavité n°1 est composé d'une première ligne d'ouvertures de diamètres 300, 250, 200, 150, 130, 120 et  $110 \mu\text{m}$ , et une seconde ligne d'ouvertures de diamètres 100, 90, 80, 70, 60, 50 et  $40 \mu\text{m}$ . Les motifs sont dupliqués 5 fois sur chaque masque, de manière à couvrir la totalité des échantillons (Figure 3.34).

La relation entre le facteur de qualité  $Q$  et le diamètre d'ouverture du masque a été explorée expérimentalement avec le mode central de la cavité optique, à 921 nm. Les mesures expérimentales sont



**FIGURE 3.34 : Motifs élémentaires des ouvertures des masques métalliques déposés sur les cavités planaires.** Le masque est composé d'ouvertures de diamètres compris entre  $40 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$ .





**FIGURE 3.35 : Facteur de qualité  $Q$  et temps de déclin  $\tau$  du mode central de la cavité n°1 en fonction du diamètre  $d$  de l'ouverture du masque métallique.** Les mesures révèlent un diamètre seuil situé entre  $130 \mu\text{m}$  et  $150 \mu\text{m}$  au-dessous duquel le facteur de qualité baisse brutalement.

récapitulées et présentées sur la Figure 3.35.

Contrairement à ce que la modélisation prévoit, aucune tendance à la hausse du facteur de qualité n'est observée expérimentalement à mesure de la diminution du diamètre de l'ouverture. Au contraire, les mesures révèlent une diminution monotone de  $Q$  pour les diamètres d'ouverture compris entre  $300 \mu\text{m}$  et  $150 \mu\text{m}$ , qui passe de  $344000$  à  $311000$ .  $Q$  chute ensuite brutalement pour les ouvertures de diamètre inférieurs à  $150 \mu\text{m}$ , atteignant  $173000$  pour un diamètre de  $130 \mu\text{m}$ , puis diminuant jusqu'à  $154000$  à  $110 \mu\text{m}$  de diamètre.

On peut cependant noter que les estimations des facteurs de qualité expérimentaux du même mode, sans masque, sont de  $308000$  environ, soit une valeur inférieure à celles obtenues avec des ouvertures de diamètres compris entre  $150 \mu\text{m}$  et  $300 \mu\text{m}$ . L'interprétation la plus probable est que l'ouverture du masque supprime effectivement les contributions des modes périphériques au centre du spot laser, augmentant donc le temps de déclin mesuré et donc le facteur de qualité. On peut également noter que le facteur de qualité est estimé à  $344000$  pour l'ouverture de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre, ce qui correspond au facteur de qualité théorique estimé avec la TMM. Cependant, cette mesure entre en contradiction avec la modélisation, qui prévoit de fortes oscillations du profil pour une ouverture de  $300 \mu\text{m}$ . Une diminution des amplitudes des oscillations n'est prévue par le modèle que lorsque la dimension du spot laser est de l'ordre de grandeur de celle du mode. De façon générale, le seuil de diminution du facteur de qualité de la cavité n'est pas prédit par le modèle.

Plusieurs explications potentielles à l'écart entre le modèle et les mesures expérimentales sont possibles pour expliquer ces différences. Elles sont listées ci-dessous. Les deux premières concernent les éventuelles erreurs sur les paramètres en entrée du modèle; les suivantes concernent les hypothèses

sous-jacentes effectuées lors de son élaboration.

- Les gradients latéraux sur la position du mode (0.04 nm/mm) sont surestimés. À l'échelle de l'ouverture, les déphasages des ondes planes seraient alors trop faibles pour que le profil temporel soit impacté significativement.
- Les rayons effectifs des modes sont sous-estimés. Le nombre  $M$  de contributions au profil temporel est donc sur-estimé.
- La diffraction sur le périmètre de l'ouverture a un effet non négligeable sur la forme du profil temporel.
- La cavité ne se comporte pas comme une somme de cavité indépendantes juxtaposées. En sommant des contributions de modes de cavités de longueurs différentes, on suppose que leurs comportements sont parfaitement indépendants les uns des autres. On peut définir un critère de validité de l'hypothèse qui est  $\Delta\lambda > g \times r_{\text{eff}}$  : si la largeur spectrale des modes est supérieure au gradient d'émission à l'échelle du diamètre du mode, alors la cavité se comporte comme une cavité planaire avec un unique mode. On ne peut alors pas faire l'hypothèse de la somme de cavités juxtaposées.

Une erreur significative sur le gradient paraît peu probable étant donné le grand nombre de mesures FTIR effectuées sur la cavité optique. On supposera donc dans la suite que l'écart entre les données expérimentales et le modèle ne peut pas être imputée aux mesures du gradient. Par ailleurs, la diffraction sur le périmètre de l'ouverture dépend fortement de la forme du spot laser et est donc pour le moment difficilement quantifiable. La suite de la discussion portera donc sur le dernier point, à propos de la validité de l'hypothèse selon laquelle la cavité se comporterait comme une juxtaposition de cavités indépendantes.

#### 3.2.4.3 Détermination du domaine de validité de la modélisation

Pour un mode à 921 nm et de facteur de qualité  $Q = 344000$ , sa largeur spectrale est  $\Delta\lambda = 2.7 \cdot 10^{-3}$  nm. Pour un gradient sur la position spectrale du mode central  $g = \sqrt{0.04^2 + 0.04^2} = 0.057$  nm/mm et de rayon effectif  $r_{\text{eff}} = 42 \mu\text{m}$ , on a donc  $g \times r_{\text{eff}} = 2.4 \cdot 10^{-3}$ . La largeur spectrale du mode  $\Delta\lambda$  est donc *a priori* presque égale au décalage spectral du mode dû au gradient :  $\Delta\lambda \approx g \times r_{\text{eff}}$ . Cependant, le rayon effectif de la cavité dépend lui aussi du gradient et n'est maximal que dans le cas particulier d'une cavité parfaitement planaire. Afin de le vérifier, une méthode d'estimation de  $r_{\text{eff}}$  dans le cas général d'une cavité planaire avec un gradient est développée dans la suite de la section. Le modèle mis en place permettra d'estimer plus finement si la cavité n°1 doit être assimilée à une somme de cavités juxtaposées ( $\Delta\lambda < g \times r_{\text{eff}}$ ), ou au contraire à une cavité parfaitement plane ( $\Delta\lambda > g \times r_{\text{eff}}$ ).

L'expression du rayon effectif du mode est basée sur l'assimilation de l'angle d'ouverture du mode de cavité à un angle de même valeur provenant d'un phénomène de diffraction sur une ouverture circulaire. Cette analogie permet d'assigner un rayon au mode, identique au rayon de l'ouverture. Bien que l'approximation semble forte, elle aboutit à des estimations proches de celles obtenues par De Martini à partir du principe d'incertitude [22]. Il est donc possible de raisonner sur les rayons effectifs estimés, tout en gardant à l'esprit que leurs estimations peuvent ne pas être parfaitement exactes.

Afin de vérifier à la fois la validité de l'expression du rayon effectif, ainsi que l'hypothèse selon laquelle la cavité se comporte comme la superposition linéaire de cavités accolées les unes aux autres, une seconde modélisation d'une cavité planaire avec gradient latéral a été effectuée. Celle-ci consiste à déterminer les ouvertures angulaires des modes de cavité pour en déduire les rayons effectifs. Il s'agit du raisonnement similaire à celui employé par Benisty *et al.* et par la quasi-totalité des auteurs ayant cherché à estimer le rayon d'un mode de cavité (cf. section 1.2.2.2). L'angle d'ouverture du mode est déterminée sur un modèle basée sur la méthode de Kastler présentée ci-dessous.

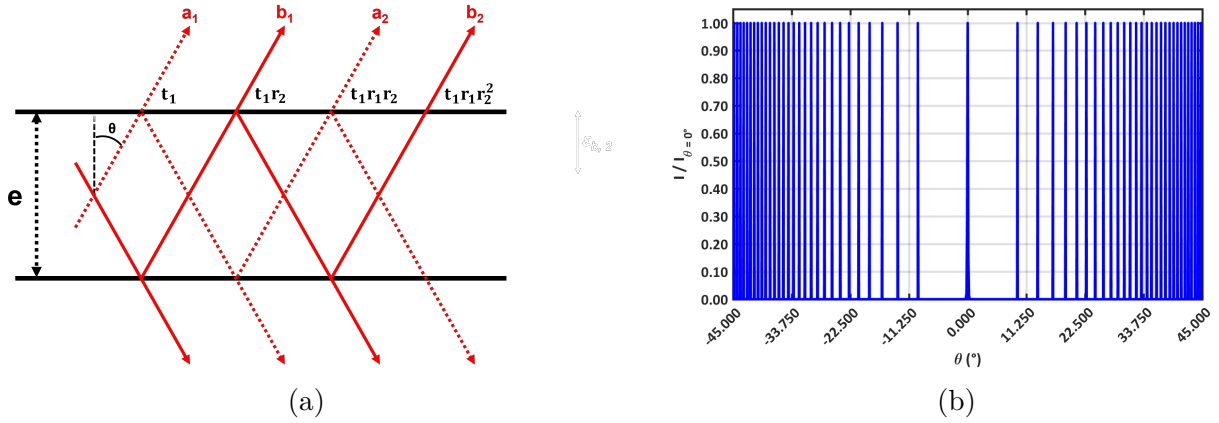
Kastler a publié en 1961 une étude théorique des propriétés optiques des cavités de type Fabry-Perot, dans lesquelles sont insérés des émetteurs monochromatiques [139]. Le modèle de Kastler permet notamment de déterminer le diagramme de rayonnement d'une cavité optique planaire. Le principe est de considérer un émetteur au centre d'une cavité de longueur  $e$ , puis de sommer les amplitudes des ondes résultantes en sortie pour tous les angles  $\theta$  d'intérêt. Si l'on considère un émetteur monochromatique isotrope placé au centre de la cavité à la position  $e/2$ , deux suites d'ondes  $a_n$  et  $b_n$  contribuent au diagramme de rayonnement des modes de la cavité ;  $n$  indique ici le nombre d'allers-retours à l'intérieur de la cavité. Ces deux contributions proviennent de l'émission dans la direction  $\theta$  et  $\pi - \theta$ , respectivement (Figure 3.36).

Les amplitudes des ondes en sortie de cavité sont pondérées par le coefficient de transmission du miroir supérieur  $t_1$  et des coefficients de réflexion des miroirs supérieur  $r_1$  et inférieur  $r_2$  après  $n$  allers-retours (Équation 3.13).

$$\begin{aligned} \text{Pour } a_n : t_1, t_1 r_1 r_2, t_1 r_1^2 r_2^2, t_1 r_1^3 r_2^3, t_1 r_1^4 r_2^4, \dots, t_1 r_1^{n-1} r_2^{n-1} \\ \text{Pour } b_n : t_1 r_2, t_1 r_1 r_2^2, t_1 r_1^2 r_2^3, t_1 r_1^3 r_2^4, \dots, t_1 r_1^{n-1} r_2^n \end{aligned} \quad (3.13)$$

Kastler introduit la différence de phase des deux suites plutôt que les phases de chaque onde. Cette méthode facilite les manipulations algébriques pour aboutir à une expression de l'intensité du champ électrique. Cela n'est possible que si la différence de marche entre les ondes en sortie de cavité s'accroît d'une même valeur  $\delta$  à chaque réflexion. Cette propriété n'est respectée que si la cavité est parfaitement plane. Dans l'optique d'étendre le calcul à une cavité avec gradient sur l'épaisseur, le choix est donc fait d'exprimer l'amplitude des ondes en fonction des distances de propagation dans la cavité  $z_{a_n}$  et  $z_{b_n}$  (Équations 3.14 et 3.15). Les amplitudes initiales sont fixées à 1.

$$\begin{aligned} a_n(\theta) = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_{cav} \times \frac{z_{a_n}}{\cos(\theta)} - \omega t\right) \times t_1 r_1^{n-1} r_2^{n-1} \\ z_{a_n} = \left[2(n-1) + \frac{1}{2}\right] e \end{aligned} \quad (3.14)$$



**FIGURE 3.36 : Calcul du diagramme de rayonnement d'une cavité Fabry-Perot planaire  $I = f(\theta)$ .** (a) Schéma de principe du calcul : un émetteur isotrope est placé au centre de la cavité. Les émissions orientées vers  $\theta$  et  $\pi - \theta$  forment deux suites de faisceaux monochromatiques  $a_n$  et  $b_n$  interférant pour former le diagramme de rayonnement. (b) Diagramme de rayonnement d'une cavité planaire d'ordre  $k = 71$  sans gradient latéral, de longueur  $e = k2\pi/(2\lambda_0)$ , avec  $\lambda_0 = 921$  nm, entre  $\theta = -45^\circ$  et  $\theta = +45^\circ$ . Les calculs ont été effectués à une longueur d'onde correspondant à la position spectrale du mode central de la cavité planaire, soit 921 nm.

$$b_n(\theta) = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}n_{cav} \times \frac{z_{b_n}}{\cos(\theta)} - \omega t\right) \times t_1 r_1^{n-1} r_2^n \quad (3.15)$$

$$z_{b_n} = \left[2n - \frac{1}{2}\right] e$$

L'amplitude du champ électrique  $E(\theta)$  à un angle  $\theta$  donné, peut être déduite en sommant chaque onde plane.

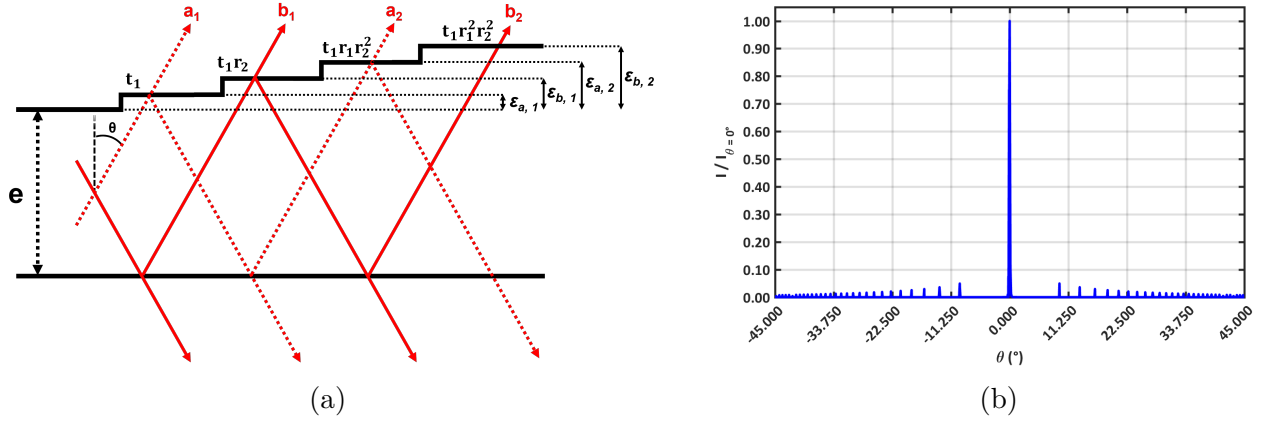
$$E(\theta) = \sum_{j=1}^n a_j(\theta) + b_j(\theta) \quad (3.16)$$

On en déduit ensuite son intensité  $I(\theta)$  :

$$I(\theta) = |E(\theta)|^2 \quad (3.17)$$

Il peut être surprenant de constater que l'effet de la réfraction ne soit pas pris en compte dans le calcul de  $E(\theta)$ . On cherche en effet à déterminer l'ouverture angulaire  $\Delta\theta$  d'un mode à l'intérieur de la cavité. Pour cela, il faut donc calculer l'amplitude du champ électrique en fonction de l'angle de propagation interne de l'onde électromagnétique et non en fonction de l'angle de l'onde réfractée.  $\theta$  doit donc ici être considéré comme l'angle interne de propagation de l'onde électromagnétique.

Pour étendre le modèle à une cavité avec un gradient latéral, il convient d'ajouter à chaque réflexion la distance supérieure ou inférieure parcourue par le faisceau. Pour faciliter les calculs, on suppose que



**FIGURE 3.37 : Calcul du diagramme de rayonnement d'une cavité Fabry-Perot  $I = f(\theta)$  avec gradient d'épaisseur de 0.24 nm/mm.** (a) Schéma de principe du calcul : un émetteur isotrope est placé au centre de la cavité. Les émissions orientées vers  $\theta$  et  $\pi - \theta$  forment deux suites de faisceaux monochromatiques  $a_n$  et  $b_n$  interférant pour former un diagramme de rayonnement. La différence de marche des ondes augmente à mesure des réflexions internes de par l'accroissement des distances de propagation. (b) Diagramme de rayonnement d'une cavité planaire d'ordre  $k = 71$  avec gradient d'épaisseur de 0.24 nm/mm, de longueur nominale  $e = k2\pi/(2\lambda_0)$ , avec  $\lambda_0 = 921$  nm, entre  $\theta = -45^\circ$  et  $\theta = +45^\circ$ . Les calculs ont été effectués à une longueur d'onde correspondant à la position spectrale du mode central de la cavité planaire, soit 921 nm.

le gradient n'impacte pas les angles  $\theta$  des faisceaux ; les interférences en sortie de ce modèle par rapport au modèle sans gradient ne sont impactées que par le changement de leurs distances de propagation (Figure 3.37). Les accroissements de ces trajets à chaque réflexion sont notés  $\epsilon_{a_n}$  et  $\epsilon_{b_n}$ . Des expressions plus générales des distances de propagation  $z_{a_n}$  et  $z_{b_n}$  peuvent donc être utilisées (Équations 3.18 et 3.19).

$$z_{a_n} = \left[ 2(n-1) + \frac{1}{2} \right] e + \epsilon_{a_n} \quad (3.18)$$

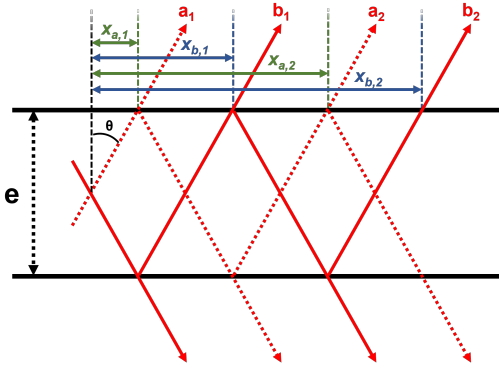
$$\epsilon_{a_n} = \left( 2 \sum_{j=1}^n \epsilon_{a_j} \right) - \epsilon_{a_n}$$

$$z_{b_n} = \left[ 2n - \frac{1}{2} \right] e + \epsilon_{b_n}$$

$$\epsilon_{b_n} = \left( 2 \sum_{j=1}^n \epsilon_{b_j} \right) - \epsilon_{b_n} \quad (3.19)$$

Les positions de chaque réflexion  $x_{a_n}$  et  $x_{b_n}$  sont calculées à partir de la longueur de cavité  $e$  et de l'angle  $\theta$  (Équations 3.20 et 3.21). Les hauteurs  $\epsilon_{a,n}$  et  $\epsilon_{b,n}$  peuvent alors être déduites du gradient d'épaisseur  $g^{\text{espaceur}}$  de la cavité :

$$\epsilon_{a_n} = g^{\text{espaceur}} \times x_{a_n} \quad (3.22)$$



$$x_{a_n} = \left[ 2(n-1) + \frac{1}{2} \right] e \tan(\theta) \quad (3.20)$$

$$x_{b_n} = \left[ 2n - \frac{1}{2} \right] e \tan(\theta) \quad (3.21)$$

**FIGURE 3.38 : Détermination du décalage latéral à chaque réflexion.** Schéma de principe de détermination de la longueur latérale parcourue par les faisceaux émis selon l'angle  $\theta$  et  $\pi - \theta$  après  $n$  réflexions et leurs équations associées.

$$\varepsilon_{b_n} = g^{\text{espaceur}} \times x_{b_n} \quad (3.23)$$

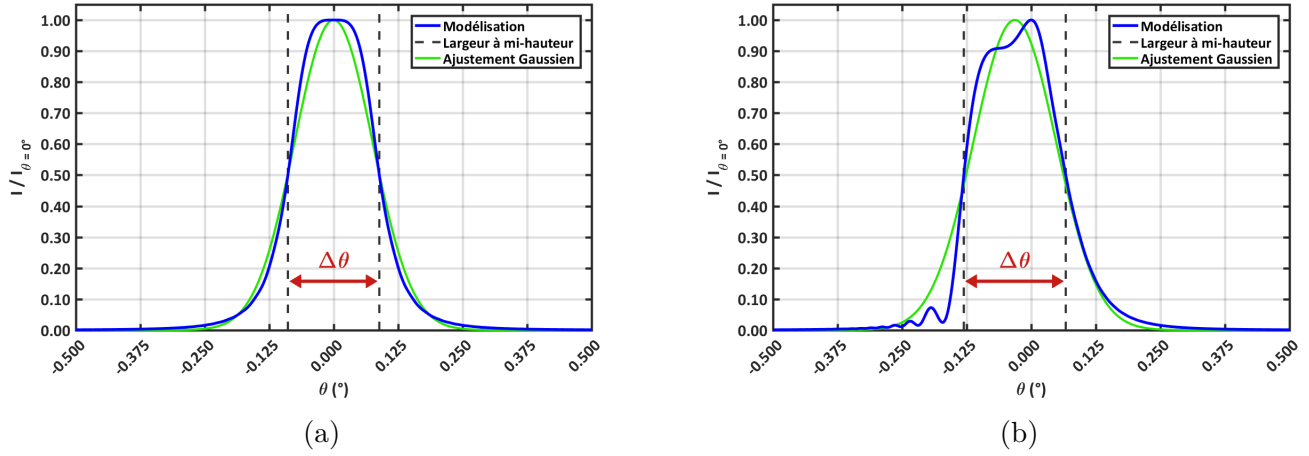
Pour prévenir toute confusion dans la suite du texte, le lecteur devra être attentif à la différence entre le gradient latéral d'épaisseur  $g^{\text{espaceur}}$  et le gradient latéral sur le mode de cavité  $g$ . Le premier concerne le gradient d'épaisseur de l'espaceur, c'est à dire le changement de sa longueur "physique", alors que le second est la conséquence du premier sur la position du mode de cavité (cf. section 3.1.3).

Le rayon du mode  $r_{\text{eff}}$  est estimé en considérant que le diagramme de rayonnement du lobe central provient de la diffraction à travers une ouverture circulaire de rayon  $r_{\text{eff}}$ , selon l'Équation 3.24, où  $\Delta\theta$  est l'angle d'ouverture estimé par ajustement gaussien de la largeur à mi-hauteur du lobe central d'émission (Figure 3.39).

$$r_{\text{eff}} = \frac{1.616 \times \lambda}{2\pi \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) n_{\text{cav}}} \quad (3.24)$$

La présence d'un gradient d'épaisseur latéral réduit sans surprise la dimension du mode de cavité, en passant de  $42.5 \mu\text{m}$  pour un gradient nul, à  $38.2 \mu\text{m}$  pour un gradient  $g = 0.130 \text{ nm/mm}$  (Figure 3.40 (a)). On note que le rayon estimé pour une cavité sans gradient est très proche de celui estimé avec l'expression de Benisty. Cette observation permet de confirmer la validité de cette dernière dans le cadre d'une cavité planaire à gradient nul, sans pour autant permettre de définir le rayon autrement que par son assimilation à une ouverture diffractante.

Les estimations du rayon de mode en fonction du gradient permettent de mettre en évidence le seuil au-dessus duquel l'approximation des cavités juxtaposées peut être considérée comme correcte. Ce seuil est fixé à la largeur spectrale  $\Delta\lambda_{\text{exp}}$  du mode estimée dans les mesure de *Ring-Down* : si la différence de



**FIGURE 3.39 : Diagramme de rayonnement du lobe central du mode à 921 nm de la cavité planaire n°2.** Calcul effectué entre  $-0.5^\circ$  et  $+0.5^\circ$ . (a) Sans gradient d'épaisseur latéral ( $g^{\text{espaceur}} = 0.00$  nm/mm). (a) Avec un gradient d'épaisseur latéral ( $g^{\text{espaceur}} = 0.13$  nm/mm).

longueur de cavité à l'échelle du rayon du mode — quantifiée par le produit  $g \times r_{\text{eff}}$  — est supérieure à sa largeur spectrale, l'hypothèse selon laquelle des cavités juxtaposées se comportent indépendamment les unes des autres est correcte.

La modélisation effectuée permet de mettre en évidence que les très faibles gradients de la cavité n°1 ( $g = \sqrt{0.040^2 + 0.040^2} \approx 0.057$  nm/mm) ne permet pas de considérer que la cavité se comporte comme une somme de cavités juxtaposées, mais est plus proche d'une cavité unique parfaitement planaire (Point rouge sur la Figure 3.40 (b)).

Revenons maintenant à la comparaison entre la modélisation du profil de décroissance et les résultats expérimentaux sur la cavité n°1 recouverte d'un masque métallique entamée précédemment (cf. section 3.2.4.2). À la lumière des calculs du rayon effectif  $r_{\text{eff}}$  du mode central, basée sur la méthode de Kastler et tenant compte du gradient latéral de la cavité, on peut maintenant affirmer que la cavité n°1 a un comportement plus proche d'une cavité unique parfaitement planaire, que d'une juxtaposition de cavités aux résonances légèrement différentes. La chute du facteur de qualité  $Q$  du mode sondé à travers une ouverture de masque inférieure à un diamètre de vignettage seuil peut donc être attribuée à la seconde source potentielle de perturbation du profil pour le moment non examinée : la diffraction sur le périmètre des ouvertures. Il faut cependant noter la frontière entre la première configuration et la seconde ne peut pas être brutale ; bien que la cavité semble *a priori* se comporter comme une cavité planaire unique, on ne peut pas exclure une contribution marginale de modes périphériques due au gradient. On remarque d'ailleurs que le facteur de qualité du mode central, mesuré en positionnant notamment le spot laser sur une ouverture de 250 ou de 300  $\mu\text{m}$ , est supérieur à celui mesuré sur une cavité planaire sans masque : respectivement 333000 et 344000 (Figure 3.28), contre 308000 (Figure 3.35) pour la mesure sans masque.

### 3. Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel

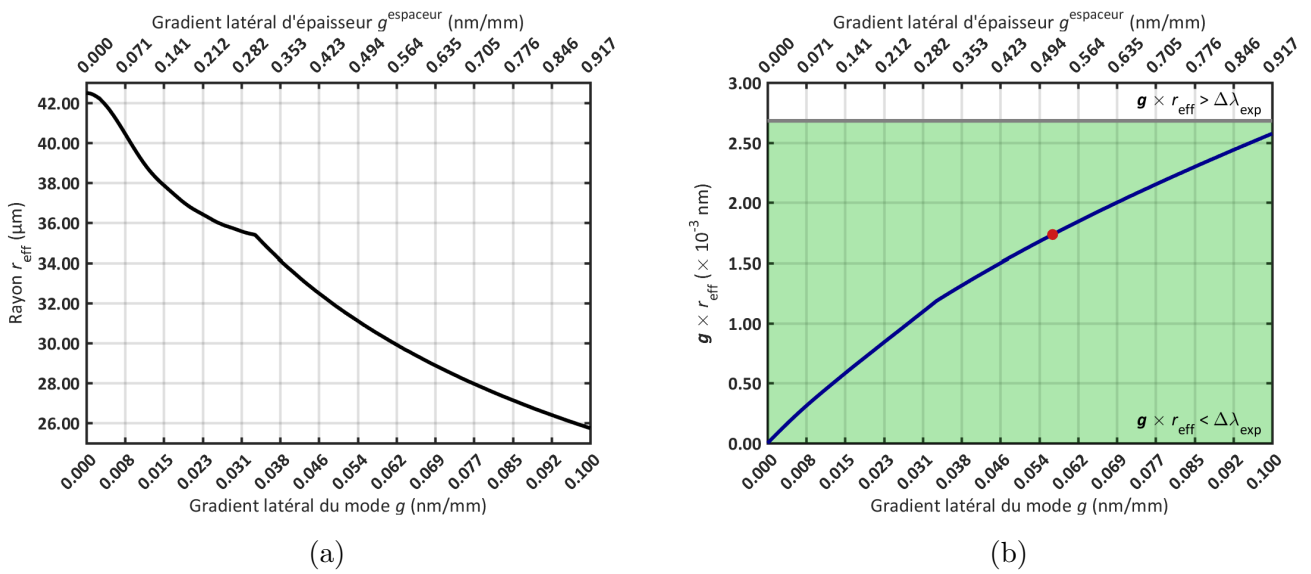
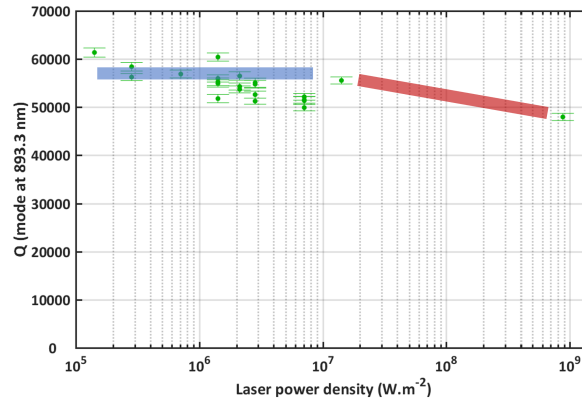


FIGURE 3.40 : Résultats d'estimation du rayon effectif du mode central d'une cavité planaire de longueur  $33\lambda_0/n_{\text{cav}}$  ( $\lambda_0 = 920.5 \text{ nm}$ ). Estimations (a) du rayon du mode central ( $\lambda = 920.9 \text{ nm}$ ) de la cavité planaire et (b) du gradient d'épaisseur à l'échelle du diamètre du mode ( $g \times r_{\text{eff}}$ ), en fonction du gradient latéral  $g = \sqrt{g_X^2 + g_Y^2}$  et du gradient d'épaisseur  $g^{\text{espaceur}}$ . Le rayon est estimé à  $31.0 \mu\text{m}$  avec le gradient  $g$  de la cavité n°1. La zone verte indique que la cavité peut être assimilée à une cavité plane ( $g \times r_{\text{eff}} < \Delta\lambda$ ). Lorsque  $g \times r_{\text{eff}} > \Delta\lambda$ , la cavité est assimilée à une juxtaposition de cavités aux résonances légèrement différentes. Le point rouge repère la configuration de la cavité n°1.





**FIGURE 3.41 : Facteur de qualité  $Q$  du mode à 893.3 nm de la cavité n°1 en fonction de la puissance de l'impulsion laser.** Le mode à 893.3 nm étant le mode le plus proche du gap du GaAs, il s'agit du mode le plus sensible à une augmentation du coefficient d'absorption à haute densité de puissance. La ligne rouge correspond à l'intervalle de densité de puissance pour lequel le facteur de qualité est stable. La ligne bleue correspond à l'intervalle pour lequel une chute notable du facteur de qualité est observée.

Cette faible amélioration peut justement être attribuée à la suppression des contributions marginales en périphérie du spot laser gaussien.

#### 3.2.4.4 Facteur de qualité en fonction de la densité de puissance de l'impulsion laser

Afin d'estimer la robustesse de notre estimation de  $Q$  vis-à-vis des conditions expérimentales, nous avons effectué une série d'estimations du facteur de qualité du mode à 893.3 nm de la cavité à des densités de puissances comprises entre  $3 \times 10^5$  W/m<sup>2</sup> et  $8 \times 10^8$  W/m<sup>2</sup>. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.41. Les mesures mettent en évidence une légère dépendance du facteur de qualité estimé à la densité de puissance de l'impulsion laser incidente, au-dessus d'une certaine densité de puissance. La densité de puissance habituellement utilisée pour les mesures de temps de déclin est comprise entre  $7 \times 10^4$  W/m<sup>2</sup> et  $1 \times 10^6$  W/m<sup>2</sup>. Les facteurs de qualités estimés dans cet intervalle sont sensiblement identiques :  $59900 \pm 1300$  (Ligne bleue). Cela signifie que dans cette gamme, il n'y a pas de blanchiment notable de l'absorption. Une mesure à plus basse puissance introduit néanmoins une forte incertitude sur les estimations, due à une baisse du rapport signal/bruit. Par ailleurs, le facteur de qualité baisse à très haute densité de puissance, pour atteindre  $48000 \pm 800$  à  $8 \times 10^8$  W/m<sup>2</sup> (Ligne rouge). Cet abaissement du facteur de qualité pourrait être dû à une absorption par les charges libres générées par absorption résiduelle sous le gap ; cette observation est cohérente avec les mesures de la baisse du coefficient d'absorption constaté au-dessus d'une certaine densité de puissance sur la membrane de GaAs de 18  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (cf. section 3.1.5.2).

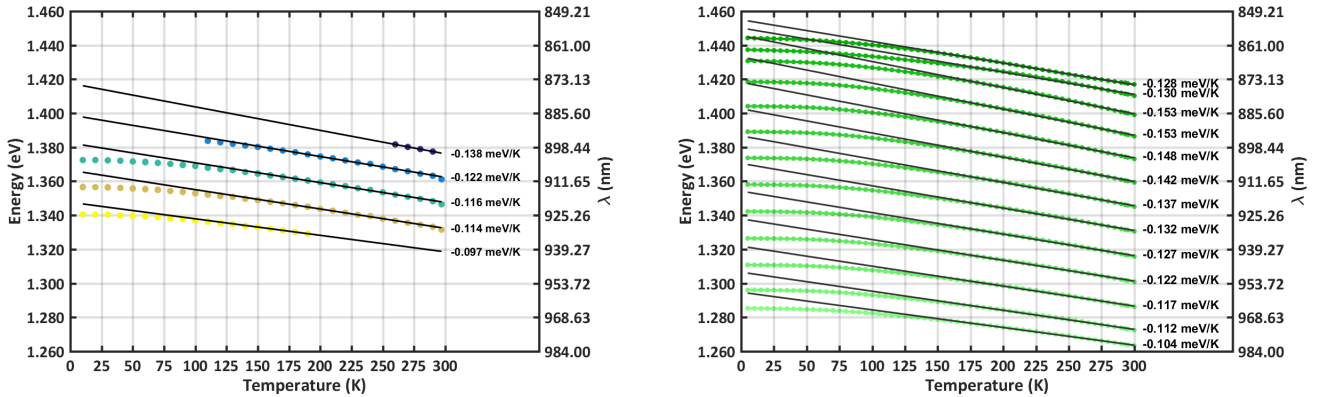
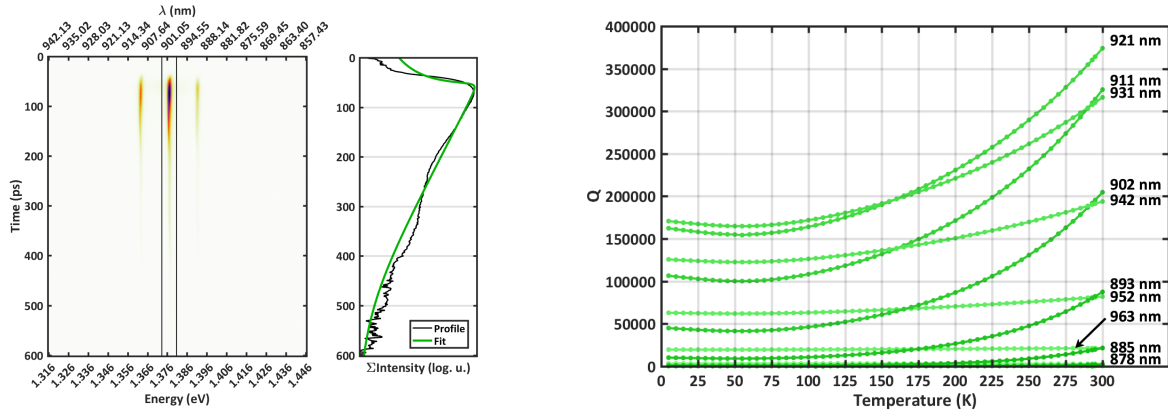


FIGURE 3.42 : Positions spectrales des modes centraux de la cavité n°1 en fonction de la température. (a) Positions expérimentales. Les ajustements linéaires du décalage en énergies sont calculés sur l'intervalle 150 K à 300 K. (b) Positions obtenues par TMM, avec le modèle de Ozaki & Adachi extrapolé entre 5 K et 300 K. Les ajustements linéaires du décalage en énergies sont calculés sur l'intervalle 150 K à 300 K.

### 3.2.5 Modélisation du comportement des modes en fonction de la température : positions et facteurs de qualité

Les positions spectrales des modes de la cavité planaire ont été mesurées et comparées avec les positions spectrales de modes issues des calculs de TMM utilisant les modèles de dispersion de GaAs et AlAs de Ozaki & Adachi extrapolés en température. Les décalages spectraux entre les modes expérimentaux et simulés sont cohérents, de l'ordre de  $-0.1 \text{ meV/K}$  entre 300 K et 150 K dans les deux cas, et sensiblement similaires pour tous les modes.

L'abaissement de la température au-dessous de 300 K faisant apparaître de fortes oscillations sur les profils de décroissance, il devient difficile d'estimer correctement les facteurs de qualité (Figure 3.43 (a)). Ces oscillations pourraient éventuellement être dues à une thermalisation inhomogène de la cavité, entraînant un gradient de dilatation thermique latéral, et donc un gradient d'épaisseur. Si tel est le cas, ce gradient ajustable pourrait ouvrir la voie à un ajustement fin de la direction du faisceau. Les modèles de dispersion d'indices de GaAs et AlAs de Ozaki & Adachi modifiés et extrapolés en température, permettent néanmoins d'estimer les facteurs de qualité théoriques des modes en fonction de la température (Figure 3.43 (b)). On remarque que les facteurs de qualité des modes ont des évolutions différentes en fonction de la température : le mode de facteur de qualité le plus élevé à température ambiante, situé à 921 nm ( $Q_{921 \text{ nm}}^{293 \text{ K}} = 3.74 \times 10^5$ ), voit son facteur de qualité passer au-dessous de celui du mode situé à 931 nm à température ambiante, pour les températures inférieures à 158 K ( $Q_{921 \text{ nm}}^T < 158 \text{ K} \leq Q_{931 \text{ nm}}^T < 158 \text{ K}$ ). Le même "croisement" des valeurs des facteurs de qualité est également observé entre les modes situés à 911 nm et 942 nm à température ambiante, au dessous de 161 K ( $Q_{911 \text{ nm}}^T < 161 \text{ K} \leq Q_{942 \text{ nm}}^T < 161 \text{ K}$ ), alors que leurs positions spectrales relatives restent identiques.



**FIGURE 3.43 : Facteur de qualité en fonction de la température.** (a) Apparition d'oscillations du profil temporel des modes centraux, à 150 K. Le mode dont le profil est tracé est positionné à 911.3 nm (1.361 eV) à 293 K, et est décalé à 900.4 nm (1.377 eV) à 150 K. (b) Facteurs de qualité estimés par TMM en fonction de la température. Calculs effectués avec le modèle de Ozaki & Adachi modifié, extrapolé en température. Les longueurs d'onde indiquées en noir correspondent à la position des modes à 293 K.

### 3.2.6 Résultats sur la cavité planaire avec gradient d'épaisseurs (Cavité n°2)

Les modes de la cavité planaire n°2 ont été sondés avec un réseau  $150 \text{ mm}^{-1}$ , de manière à mesurer simultanément les temps de déclin de plusieurs modes à proximité de la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser. Les mesures sont néanmoins beaucoup plus sensibles aux réglages de position des lentilles L1 et L2, ainsi qu'à la focalisation du spot laser que pour la cavité n°1. Les profils temporels résultants peuvent présenter de fortes oscillations rendant difficile l'estimation des facteurs de qualité (Figure 3.44). La plus forte dépendance des oscillations du profil de décroissance aux réglages pour cette cavité n°2 que pour la cavité n°1 confirme d'emblée l'hypothèse selon laquelle les oscillations proviennent, au moins pour partie, des gradients latéraux d'épaisseurs sur la cavité.

De la même manière que pour la cavité n°1, la cavité n°2 est recouverte d'un masque métallique d'ouvertures de différents diamètres dans le but de réduire les oscillations dans le profil de décroissance. Des mesures effectuées au travers les ouvertures du masque métallique ont mis en évidence une suppression des oscillations des profils temporels des modes sur ce même échantillon, jusqu'à un diamètre seuil de  $80 \mu\text{m}$ , au-dessous duquel le facteur de qualité chute [147]. Les mesures expérimentales rapportées ici ont donc été effectuées sur une ouverture de  $80 \mu\text{m}$  de diamètre.

Les temps de déclin caractéristiques, et leurs facteurs de qualité sont récapitulés et présentés sur la Figure 3.45. Seuls quatre modes ont été sondés sur les onze estimés avec la TMM, à cause de l'impossibilité d'accorder de manière stable le laser au-delà du mode à 931.5 nm. Les profils temporels des modes de longueurs d'onde 921.2 nm et 931.5 nm sont présentés Figure 3.46. On note à la fois que le modèle de dispersion permet une estimation satisfaisante de la position spectrale des modes aux positions où ils

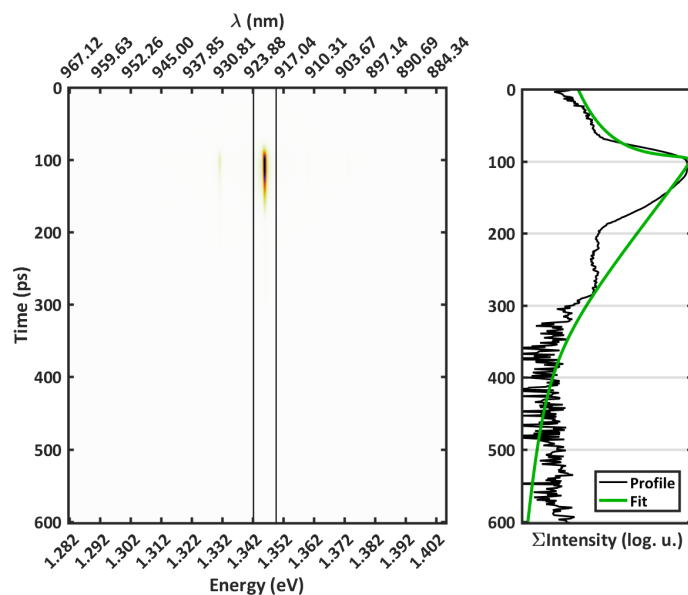


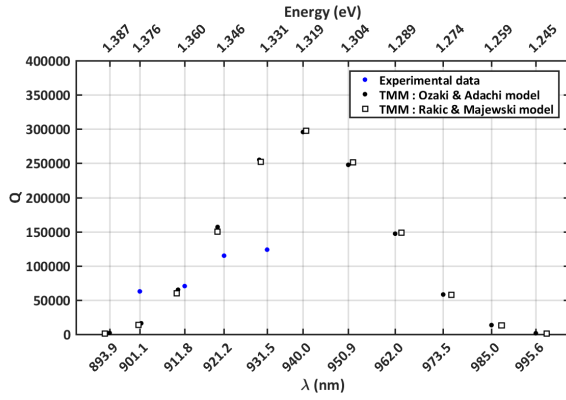
FIGURE 3.44 : Profil du mode à 921.2 nm de la cavité n°2. Le profil du mode présente de fortes oscillations.

ont été sondés sur l'échantillon, sans pour autant que les facteurs de qualités estimés correspondent à ceux déterminés expérimentalement.

Il faut noter que les facteurs de qualités estimés expérimentalement sont alors supérieurs à ceux calculés par la TMM sur la base des mesures de DRX. Les positions spectrales des modes sont également différentes. Ces écarts peuvent s'expliquer par les gradients d'épaisseurs latéraux de l'échantillon : il est probable que les mesures de DRX et de *Ring-Down* n'aient pas été effectuées sur la même zone de l'échantillon, ce qui entraîne des estimations sur les positions et les facteurs de qualité des modes différentes entre les deux méthodes.

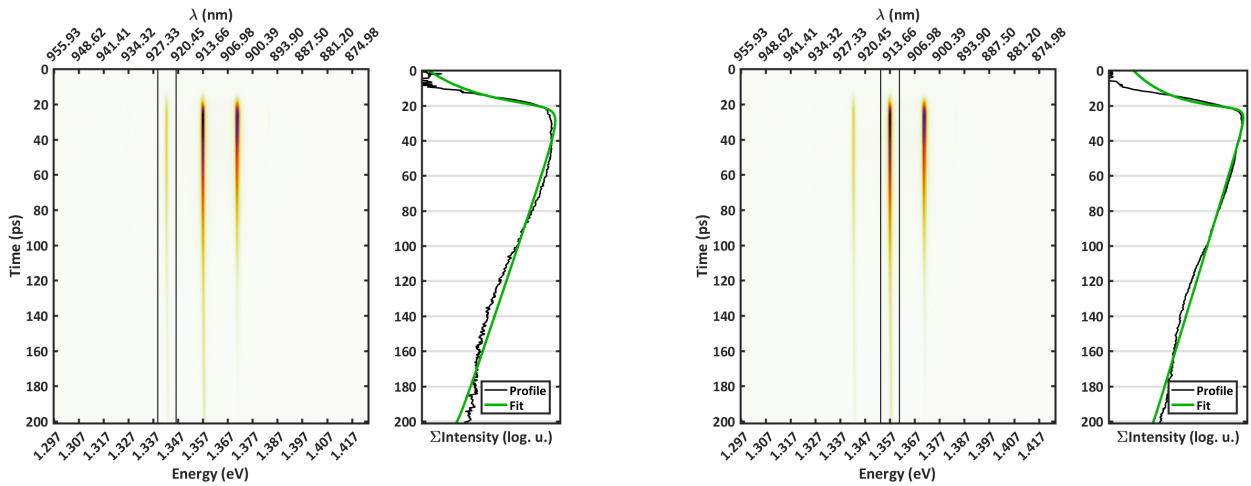
Les profils temporels restent sensibles aux réglages, même après le dépôt du masque métallique. Néanmoins, une mesure effectuée sur une ouverture de masque de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre montre des formes de profils temporels satisfaisants (Figure 3.46). Au-dessous de ce diamètre, les formes des profils et des facteurs de qualité sont dégradés.

Tout comme sur la cavité n°1, à faible gradient, on observe donc sur la cavité n°2 un diamètre seuil de l'ouverture du masque au-dessous duquel le facteur de qualité est dégradé. Ces diamètres sont cependant différents ( $< 150 \mu\text{m}$  pour la cavité n°1 et  $< 80 \mu\text{m}$  pour la cavité n°2) et semblent donc dépendre des gradients d'épaisseur latéraux  $g_X$  et  $g_Y$  de la cavité. Cette différence pourrait être expliquée par le rayon du mode, plus faible dans le cas de la cavité n°1 que dans la cavité n°2 : respectivement 31.0  $\mu\text{m}$  et 28.0  $\mu\text{m}$ . En effet, malgré sa longueur de cavité supérieure, le rayon de la cavité n°2 est porté à une

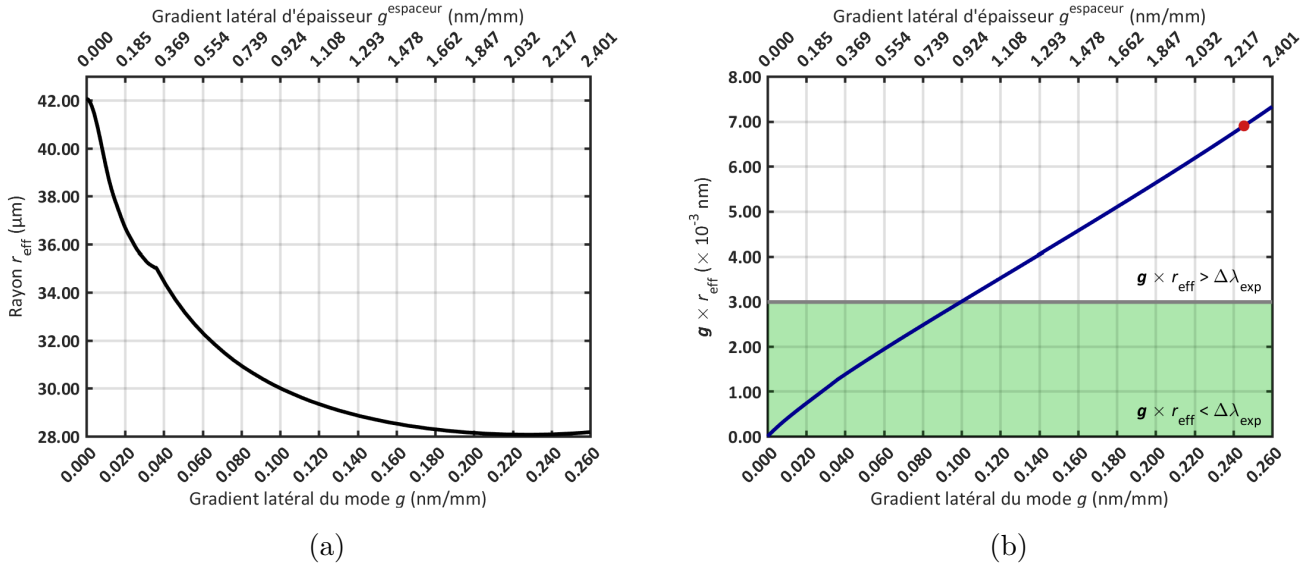


Mode / nm	$\tau$ / ps	$Q$
901.1	$30.0 \pm 0.3$	$63000 \pm 700$
911.8	$34.1 \pm 0.2$	$71000 \pm 400$
921.2	$56.2 \pm 0.5$	$115000 \pm 1000$
931.5	$61.2 \pm 0.4$	$124000 \pm 700$

**FIGURE 3.45 : Modes de la cavité n°2.** Les temps de vie  $\tau$  et facteurs de qualité  $Q$  des modes ont été estimés par ajustement du profil temporel de chaque mode après mesure avec la caméra à balayage de fente. Les positions spectrales des modes sont déterminées expérimentalement lorsque cela est possible, ou par TMM sinon (modèle de Ozaki & Adachi à 293 K, avec absorption au voisinage du gap de GaAs de la forme d'une queue d'Urbach).



**FIGURE 3.46 : Profils temporels de modes de la cavité n°2 ( $g \approx 0.24$  nm/mm) sur une ouverture de  $80 \mu\text{m}$  de diamètre.** (a) Mode à 923.5 nm. Les paramètres estimés sont :  $\tau = 121.5 \pm 5.3$  ps, soit  $Q = 248000 \pm 9000$ . (b) Mode à 913.6 nm. Les paramètres estimés sont :  $\tau = 97.2 \pm 2.0$  ps, soit  $Q = 200000 \pm 4000$ . Les différences des positions spectrales des modes avec les positions estimées précédemment sont dues aux gradients latéraux d'épaisseurs sur la cavité.



**FIGURE 3.47 : Résultats d'estimation du rayon effectif du mode central d'une cavité planaire de longueur  $33\lambda_0/n_{\text{cav}} + \lambda_0/4n_{\text{cav}}$  ( $\lambda_0 = 920.5 \text{ nm}$ ).** Estimations (a) du rayon du mode central ( $\lambda = 925.5 \text{ nm}$ ) de la cavité planaire et (b) du gradient d'épaisseur à l'échelle du diamètre du mode ( $g \times r_{\text{eff}}$ ), en fonction du gradient latéral  $g = \sqrt{g_X^2 + g_Y^2}$  et du gradient d'épaisseur  $g^{\text{espaceur}}$ . Le rayon est estimé à  $28.0 \mu\text{m}$  avec le gradient  $g$  de la cavité n°2. La zone verte indique que la cavité peut être assimilée à une cavité plane ( $g \times r_{\text{eff}} < \Delta\lambda$ ). Lorsque  $g \times r_{\text{eff}} > \Delta\lambda$ , la cavité est assimilée à une juxtaposition de cavités aux résonances légèrement différentes. Le point rouge repère la configuration de la cavité n°2.

valeur inférieure à celle de la cavité n°1 à cause de son fort gradient (Figure 3.47 (a)). Indirectement, le gradient de la cavité réduit donc la dimension de l'ouverture seuil du masque métallique.

En outre, l'amélioration du profil de décroissance par vignettage du spot laser permet de conclure que les oscillations sont en effet, pour partie, causées par des effets d'interférences. En examinant le paramètre  $g \times r_{\text{eff}}$ , on note que sa valeur est supérieure à celle de la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  du mode. Cela signifie que la cavité n°2 peut être assimilée à une somme de cavités juxtaposées les unes aux autres et non à une cavité planaire homogène (point rouge sur la Figure 3.47 (b)). L'amélioration des profils expérimentaux avec le masque métallique est donc parfaitement cohérente avec le régime suggéré par le produit  $g \times r_{\text{eff}} > \Delta\lambda$ . D'autre part, malgré que la présence d'un gradient  $g$  réduit le rayon effectif  $r_{\text{eff}}$  du mode (Figure 3.47 (a)), sa valeur est trop élevée dans la cavité n°2 pour que la cavité puisse être considérée comme une cavité planaire homogène. Autrement dit, l'abaissement de  $r_{\text{eff}}$  ne compense pas le gradient latéral.

La largeur spectrale  $\Delta\lambda$  d'un mode à  $925.5 \text{ nm}$  est  $\Delta\lambda = 3 \times 10^{-3} \text{ nm}$ , pour  $Q = 300000$ . La différence de longueur de cavité à l'échelle du diamètre du mode est  $g \times r_{\text{eff}} \approx 6.9 \times 10^{-3} \text{ nm}$ , soit une valeur largement supérieure à  $\Delta\lambda$  ( $g \times r_{\text{eff}} > \Delta\lambda \text{ nm}$ ). Ce paramètre semble donc pertinent pour déterminer si

les profils de décroissance des modes d'une cavité peuvent présenter des oscillations. Le produit  $g \times r_{\text{eff}}$  reste donc à surveiller pour l'élaboration de nouvelles cavités à gradient telles que les cavités n°1 et n°2.

### 3.3 Conclusion

Les expériences de changement de couleur en cavité nécessitent des cavités planaires aux temps de stockage très longs, c'est à dire avec des modes à très grands facteurs de qualité. De tels  $Q$  ont été obtenus avec des cavités à "espaceurs géants" dimensionnés à  $33\lambda_0/n_{\text{cav}}$ . Les mesures de facteurs de qualité apparents de 10000 autour de 900 nm nous sont inaccessibles dans le domaine spectral, c'est pourquoi elles ont été effectuées dans le domaine temporel à travers des expériences dites de *Ring-Down*.

Deux cavités ont été utilisées pour les mesures, de dimensions effectives légèrement différentes : la cavité n°1 de longueur  $33\lambda_0/n_{\text{cav}}$  et la cavité n°2 de longueur  $33\lambda_0/n_{\text{cav}} + \lambda_0/4n_{\text{cav}}$ . Les modèles de dispersion des indices de GaAs et AlAs basés sur les modèles de Rakić & Majewski et Ozaki & Adachi ont été déterminés. Leur utilisation avec la méthode des matrices de transfert permet d'estimer simultanément les positions spectrales et les facteurs de qualités théoriques des modes de la cavité n°1. Ces valeurs théoriques sont vérifiées expérimentalement avec des  $Q$  mesurés de plusieurs centaines de milliers, ce qui est exceptionnellement élevé pour des cavités planaires. Dans le domaine temporel, ces facteurs de qualité correspondent à des temps de stockage supérieurs à la centaine de picosecondes et sont donc parfaitement adaptés à des expériences futures de changement de couleur en cavité. D'autre part, l'extrapolation des modèles de dispersion de GaAs et AlAs à basse température permet de constater à la fois le décalage spectral des modes vérifié expérimentalement, et d'estimer leurs facteurs de qualité.

Les gradients latéraux des cavités sont la cause d'oscillations dans les profils temporels. La solution mise en œuvre pour la suppression de ces oscillations est le dépôt de masques métalliques composées d'ouvertures circulaires de différents diamètres. En effet, si l'on considère qu'un gradient latéral introduit un continuum de cavités sous la surface du spot laser et que les interférences des ondes planes à leur sortie sont la cause des oscillations, alors le vignettage du spot permet de limiter leur amplitude. Ce modèle explique la suppression des oscillations sur les profils de décroissance de la cavité n°2.

Un modèle basé sur la méthode de calcul de l'ouverture angulaire d'un mode de cavité planaire de Kastler est développé et utilisé pour déterminer les rayons effectifs  $r_{\text{eff}}$  des modes centraux des cavités n°1 et n°2, en tenant compte de leurs gradients latéraux  $g$  respectifs. Les résultats permettent de constater un abaissement des rayons effectifs des modes centraux des cavités à mesure de l'accroissement des gradients latéraux. Le critère  $g \times r_{\text{eff}}$  est proposé pour déterminer si la cavité doit être considérée comme une cavité planaire homogène ou comme une somme de cavités juxtaposées de rayon  $r_{\text{eff}}$ . Il en ressort que la cavité n°1 peut être considérée comme une cavité planaire unique à l'échelle de la largeur spectrale du mode ( $g \times r_{\text{eff}} < \Delta\lambda$ ). Cette observation permet de déterminer expérimentalement le diamètre de

### 3. Étude de microcavités optiques planaires dans le domaine temporel

---

l'ouverture du masque métallique au dessous duquel la dégradation du profil peut être essentiellement attribuée à la diffraction. Ce seuil est identifié à  $150 \mu\text{m}$ . Au contraire, la cavité n°2 doit être considérée comme la somme de plusieurs cavités aux résonances proches. Le profil de décroissance du mode central de la cavité n°2 est donc perturbé par les interférences entre les ondes planaire progressives attribuées à chaque cavité juxtaposée ; c'est la raison pour laquelle la présence d'un masque métallique améliore grandement les profils expérimentaux des modes. Le paramètre  $g \times r_{\text{eff}}$  devra donc être scruté attentivement à l'occasion de croissances ultérieures de cavités destinées aux expériences de "changement de couleur".







# Commutation ultrarapide de l'effet Purcell

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Modélisation : Couplage cavité/émetteur unique</b>	<b>164</b>
<b>4.2</b>	<b>Modélisation : Couplage cavité/collection d'émetteurs</b>	<b>171</b>
<b>4.3</b>	<b>Génération d'impulsions courtes à l'échelle de quelques picosecondes par commutation "on-off" de l'effet Purcell</b>	<b>174</b>
<b>4.4</b>	<b>Mesures sur un micropilier à grand Q</b>	<b>177</b>
4.4.1	Estimation des facteurs de Purcell	178
4.4.2	Couplage transitoire	179
4.4.3	Couplage transitoire : Mesure d'émission sur les flancs du micropilier	182
<b>4.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>187</b>

---

En 2014, Jin *et al.* ont démontré la possibilité de modifier le temps de vie radiatif d'une boîte quantique à l'échelle de 200 ps, c'est à dire en un temps plus court que ce même temps de vie [120]. Ce contrôle a été possible dans une cavité à cristaux photoniques, par commutation d'un mode de cavité par injection de charges libres. Avec une perturbation séparée spatialement de la position de l'émetteur (système de lasers pompe-sonde synchronisés), les auteurs ont pu montrer qu'il était possible de changer la vitesse de son émission spontanée en cavité, en "branchant" ou au contraire en "débranchant" l'effet Purcell en jouant sur le couplage émetteur/cavité. Le travail décrit dans ce chapitre vient compléter ces résultats, en se focalisant sur les signatures de l'effet Purcell pendant et à la suite d'un couplage transitoire entre une collection d'émetteurs et un mode de cavité optique de type *micropilier*. Nous montrerons également la maîtrise de la durée du couplage transitoire, à l'échelle de 5 ps, qui ouvre la voie au contrôle de l'enveloppe temporelle du photon à l'échelle de la boîte quantique unique.

En premier lieu, il sera présenté la modélisation du couplage transitoire entre un mode de cavité et un émetteur unique, permettant de prévoir l'évolution de sa population excitonique, ainsi que de l'intensité de photoluminescence au cours du temps. La modélisation montrera à la fois le principe de génération d'impulsions de photoluminescence ultracourtes via le couplage transitoire, ainsi que la possibilité d'observer une signature de l'effet Purcell via une mesure de l'intensité de photoluminescence après le couplage. Les paramètres permettant l'obtention de ces deux phénomènes seront mis en évidence et la modélisation sera ensuite étendue à une collection d'émetteurs. Ensuite, les prédictions du modèle seront mises en regard de résultats expérimentaux obtenus sur des micropiliers de GaAs/AlAs.

Les mesures expérimentales ont été effectuées sur deux jeux de micropiliers :

- Un échantillon de micropiliers de diamètres compris entre 1.7  $\mu\text{m}$  et 6.0  $\mu\text{m}$ , fabriqués en 1996 au Centre National d'Études des Télécommunications (CNET), dont l'étude a par ailleurs déjà été rapportée dans la littérature [39]. Ils sont composés d'un espaceur de dimension  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$  entouré de deux miroirs de Bragg inférieur et supérieur GaAs/AlAs de 20 et 24 paires, respectivement.
- Un échantillon de micropiliers de diamètres compris entre 3.0  $\mu\text{m}$  et 8.0  $\mu\text{m}$ , fourni par l'équipe de Sven Höfling (Université de Würzburg), pour cette étude. Ils sont composés d'un espaceur de dimension  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$  entouré de deux miroirs de Bragg inférieur et supérieur GaAs/AlAs de 28 et 32 paires, respectivement.

## 4.1 Modélisation : Couplage cavité/émetteur unique

Les microcavités optiques tels que les micropiliers, présentent à la fois des modes résonants et un continuum de modes non résonants, appelés modes de fuite. Lorsqu'un émetteur de fréquence  $\omega_{\text{QD}}$ , tel qu'une boîte quantique, est placé en cavité, alors son taux d'émission spontanée est fonction de son couplage avec ces deux familles de modes. En première approximation, on supposera que son taux d'émission spontanée dans les modes de fuites  $\gamma\tau_0$  ne dépend pas de son désaccord spectral avec les modes résonants discrets  $\omega_m$ . Si par ailleurs l'émetteur est spectralement accordé au mode de cavité ( $\omega_{\text{QD}} = \omega_m$ ), alors, dans un régime de couplage faible, l'émission spontanée est exaltée d'un facteur  $F_p$  par effet Purcell. L'émetteur est alors à la fois couplé aux modes résonants et aux modes de fuite ; la fraction de l'émission spontanée imputable au couplage de l'émetteur aux modes résonants  $\beta = \frac{F_p}{F_p + \gamma}$  tend néanmoins à dominer celles des modes de fuite à mesure de l'accroissement du facteur de Purcell ( $\beta \rightarrow 1$ ) [5].

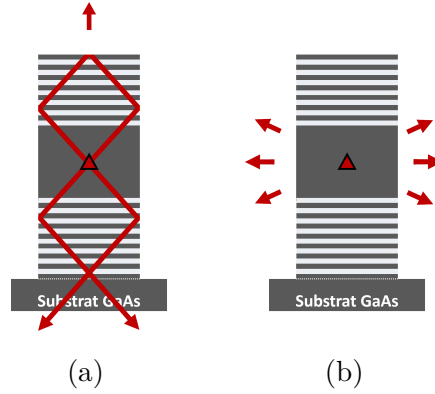
Les modes résonants ne sont pas infiniment fins, mais ont des largeurs spectrales finies  $\Delta\omega_m$  inversement proportionnelles à leurs facteurs de qualité  $Q_m$ . L'accélération de l'émission spontanée est donc maximale si l'accord spectral entre l'émetteur et le mode résonant est parfait ( $\omega_{\text{QD}} = \omega_m$ ) ou dégradée mais non nulle sinon ( $\omega_{\text{QD}} \neq \omega_m$ ). En supposant que la forme du mode est lorentzienne, le facteur d'exaltation de l'émission spontanée dans le mode  $F$  peut alors être calculé avec :

$$F = F_p \cdot \frac{(\Delta\omega_m/2)^2}{(\Delta\omega_m/2)^2 + (\omega_m - \omega_{\text{QD}})^2} \quad (4.1)$$

Le taux d'émission spontanée total est donc  $\frac{\gamma+F}{\tau_0}$ . Pour  $\omega_{\text{QD}} = \omega_m$ , il est donc égal à  $\frac{\gamma+F_p}{\tau_0}$  et tend vers le taux d'émission spontanée dans les modes non résonants  $\frac{\gamma}{\tau_0}$  sinon.

La population excitonique d'un émetteur au cours du temps  $P(t)$  satisfait l'équation différentielle 4.2 :

$$\frac{dP}{dt} = -P \cdot \left( \frac{\gamma}{\tau_0} + \frac{F}{\tau_0} \right) \quad (4.2)$$



**FIGURE 4.1 : Schéma des deux catégories de modes non résonants dans un micropilier.** (a) Modes guidés par le cylindre de haut indice et non confinés entre les miroirs de Bragg. (b) Modes de fuite.

Expérimentalement, on mesure l'intensité lumineuse du système {émetteur + cavité}. Cette intensité lumineuse dépend de la population excitonique  $P(t)$  ainsi que du couplage aux modes résonants et aux modes de fuite en chaque instant. Cependant, selon la géométrie de la cavité optique, la collection de certains modes peut être plus favorable par rapport à d'autres. Pour un micropilier, le diagramme de rayonnement du mode fondamental est très directif et collecté très efficacement en incidence normale, à l'aide d'une optique d'ouverture numérique relativement modeste ( $\approx 0.3$ ) [148]. *A contrario*, avec cette géométrie, on collecte mal l'émission spontanée dans les modes de fuite, qui s'échappe par les flancs du micropilier. Il faut donc prendre en compte les différents taux de collection propres à ces deux familles de modes, lorsque l'on veut modéliser l'intensité collectée en fonction du temps :  $\eta_m$  pour le mode résonant et  $\eta_{nr}$  pour les modes non résonants. L'intensité mesurée en chaque instant  $I(t)$  est alors donnée par :

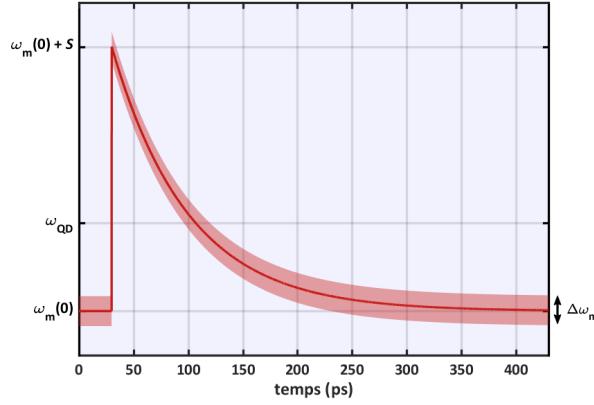
$$I(t) = P(t) \cdot \left( \eta_{nr} \times \frac{\gamma}{\tau_0} + \eta_m \times \frac{F}{\tau_0} \right) \quad (4.3)$$

Il faut cependant noter que le paramètre  $\eta_{nr}$  regroupe les taux de collection de l'émission dans tous les modes non résonants, qui peuvent être de natures et de directions d'émission différentes. Il existe des modes non confinés guidés verticalement par le cylindre de haut indice mais non par les miroirs de Bragg (Figure 4.1 (a)) et les modes non guidés qui fuient par les flancs du micropilier (Figure 4.1 (b)).  $\eta_{nr}$  désigne ici le taux de collection moyen de l'émission dans les modes non résonants.

En outre, la position spectrale du mode peut être ajustée par commutation, par exemple par injection de charges libres. En introduisant une commutation d'amplitude  $S$  à l'instant  $t_s$  et en supposant que la recombinaison des charges libres suit une loi exponentielle décroissante de constante  $\tau_R$ , alors la position spectrale  $\omega_m(t)$  est donnée par la relation :

$$\omega_m(t) = \omega_m(0) + S \cdot e^{-\frac{t-t_s}{\tau_R}} \quad (4.4)$$

On suppose que la commutation est immédiate à l'instant  $t_s$ . La position du mode  $m$ , de largeur à



**FIGURE 4.2 : Loi exponentielle décroissante attribuée à la relaxation d'un mode de cavité commuté.** Le mode de fréquence initiale  $\omega_m$  est commuté d'une amplitude  $S$  à l'instant  $t_s$ . La relaxation suit une loi exponentielle décroissante de constante de temps  $\tau_R = 70$  ps. Le mode est de forme lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega_m$  est repérée par la ligne large rouge.

mi-hauteur  $\Delta\omega_m$  est représentée sur la Figure 4.2.

Si la fréquence de l'émetteur  $\omega_{\text{QD}}$  est comprise entre la fréquence initiale du mode  $\omega_m(0)$  et la fréquence au maximum de la commutation  $\omega_m(0) + S$ , alors l'émetteur peut être couplé transitoirement au mode de cavité au cours de sa relaxation. Le facteur d'exaltation  $F$  devient donc dépendant du temps :

$$F(t) = F_p \cdot \frac{(\Delta\omega_m/2)^2}{(\Delta\omega_m/2)^2 + (\omega_m(t) - \omega_{\text{QD}})^2} \quad (4.5)$$

Ainsi, l'émission spontanée de l'émetteur est exaltée pendant une durée  $\Delta t$ , au cours de laquelle sa fréquence est en résonance avec celle du mode, à sa largeur à mi-hauteur près ( $\omega_{\text{QD}} = \omega_m(t) \pm \Delta\omega_m/2$ ). En faisant l'hypothèse d'une loi de relaxation exponentielle de temps caractéristique  $\tau_R$ , cette durée peut être estimée avec le rapport entre la largeur du mode et la vitesse de décalage de sa position spectrale :

$$\Delta t = \frac{\Delta\omega_m}{\frac{\omega_{\text{QD}} - \omega_m(0)}{\tau_R}} = \frac{\tau_R}{Q} \cdot \frac{\omega_m(0)}{\omega_{\text{QD}} - \omega_m(0)} \quad (4.6)$$

La durée d'interaction  $\Delta t$  dépend donc à la fois du facteur de qualité  $Q$  du mode et des positions spectrales relatives entre l'émetteur  $\omega_{\text{QD}}$  et le mode de cavité  $\omega_m(0)$  (Figure 4.3 (a) et (b)). Si l'écart entre  $\omega_{\text{QD}}$  et la position spectrale initiale du mode  $\omega_m(0)$  est faible, alors le couplage a lieu à un instant  $t_{\text{QD}}$  élevé; la relaxation  $\omega_m(t)$  devenant plus lente aux temps longs, une interaction à un instant  $t_{\text{QD}}$  élevé a pour conséquence une plus longue durée d'interaction  $\Delta t$ . Les Figures 4.3 (a) et (b), mettent en évidence qu'à paramètres identiques, la durée  $\Delta t$  peut être fortement allongée selon la valeur de  $\omega_{\text{QD}}$ .

L'accélération de l'émission spontanée pendant cette période initie une impulsion de durée  $\Delta t$  équivalente à celle du couplage (Figure 4.3 (c) et (d)). Appelons  $I_m$  l'intensité collectée lorsque l'émetteur

et la cavité sont en résonance et  $I_{nr}$  l'intensité collectée en l'absence de mode résonant ; on voit que l'intensité lors du couplage est multipliée par un facteur  $I_m/I_{nr}$ , donné par :

$$\frac{I_m}{I_{nr}} = \frac{P(t)/\tau_0}{P(t)/\tau_0} \cdot \frac{\eta_{nr}\gamma + \eta_m F(t)}{\eta_{nr}\gamma} = 1 + \frac{F}{\gamma} \cdot \frac{\eta_m}{\eta_{nr}} \quad (4.7)$$

Lorsque l'émetteur est en résonance avec le mode,  $F \geq \gamma$  et  $\eta_m \geq \eta_{nr}$ . L'étude de  $I(t)$  permet donc de révéler une première signature très claire de l'effet Purcell au cours du couplage transitoire.

En outre, on peut noter une marche "négative" sur le taux d'émission spontanée de l'émetteur et sur l'intensité, à l'instant de la commutation  $t_s$ . La commutation réduit donc le couplage de l'émetteur avec les ailes des modes en augmentant le décalage spectral entre l'émetteur et le mode. En effet, on suppose au premier ordre que le couplage a lieu à  $\omega_{QD} = \omega_m(t) \pm \Delta\omega_m/2$  ; cependant, son émission spontanée est en réalité impactée dans une plus faible mesure au delà de  $\pm\Delta\omega_m/2$ . En portant le mode à une position spectrale  $\omega_m(t_s)$  plus éloignée de la position initiale  $\omega_m(0)$ , le taux d'émission spontanée est donc légèrement abaissé. On note également que le maxima de l'impulsion précède légèrement le maxima du taux d'émission spontanée de l'émetteur ( $t_I < t_{QD}$ ) du fait du dépeuplement de l'émetteur avant l'instant  $t_{QD}$ .

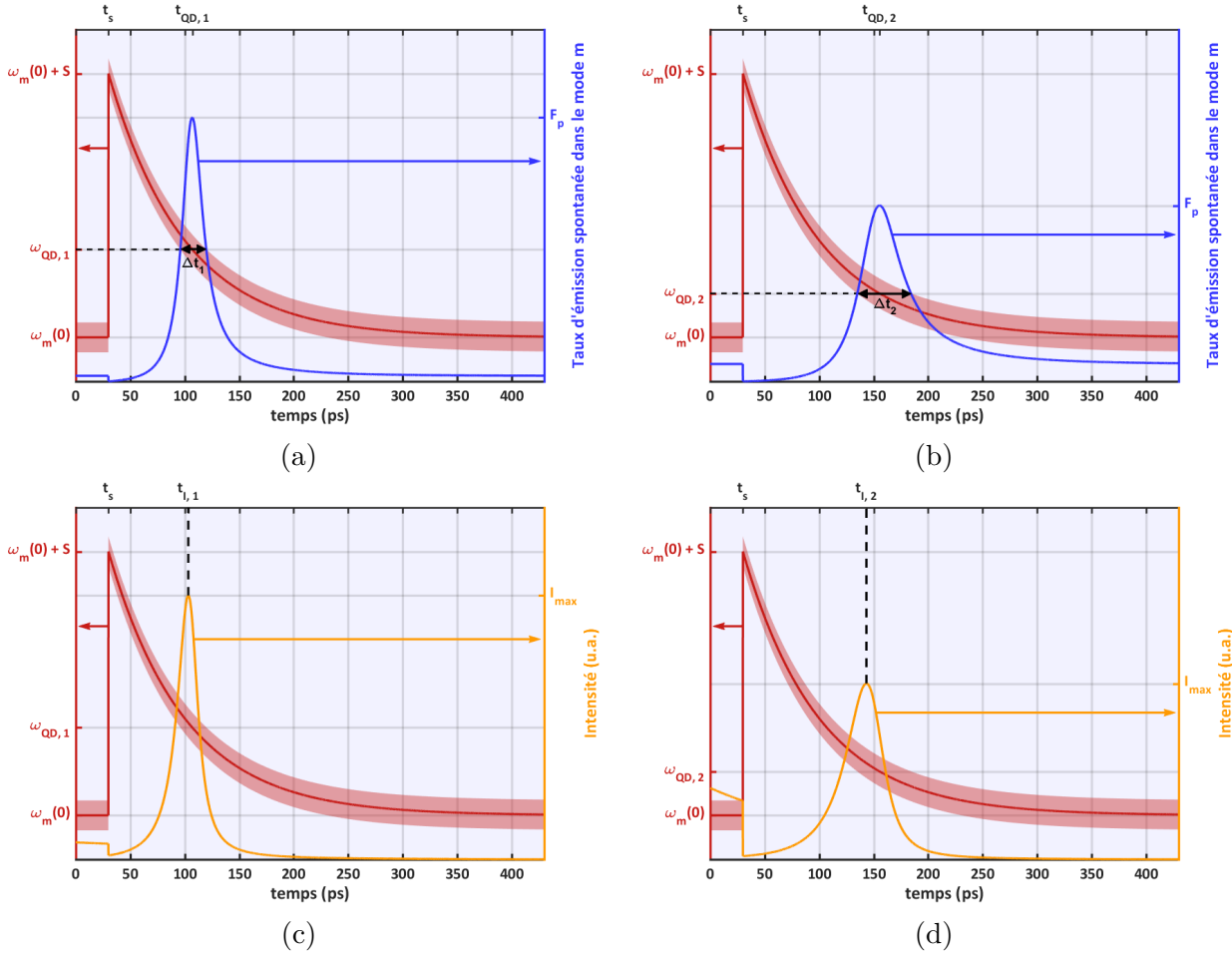
Une autre signature de la commutation de l'effet Purcell est révélée par l'évolution de la population d'un émetteur transitoirement couplé au mode de cavité  $P(t)$ , tracée en Figure 4.4 (a) pour un jeu de paramètres donné, avec différents facteurs de qualité  $Q$ . La chute de la population a lieu du fait du couplage entre l'émetteur et la cavité, accroissant son émission spontanée au cours d'une durée  $\Delta t$  : pendant cette durée, le dépeuplement est accru d'un facteur  $F_p$  par rapport à une durée équivalente hors résonance. L'amplitude de la chute de population  $\Delta P$  peut être estimée au premier ordre avec le taux d'émission spontanée de l'émetteur  $F_p/\tau_0$  pendant la durée  $\Delta t$  :

$$\Delta P = \frac{F_p}{\tau_0} \cdot \Delta t = \frac{F_p}{Q} \cdot \frac{\tau_R}{\tau_0} \cdot \frac{\omega_m(0)}{\omega_{QD} - \omega_m(0)} \quad (4.8)$$

L'amplitude de la chute de population ne dépend donc pas de  $Q$  et  $F_p$  pris indépendamment les uns des autres, mais du rapport entre  $F_p$  et  $Q$ . Or,  $F_p \propto Q/V_{eff}$  ; donc, à dimensions de cavité constantes,  $\Delta P$  est indépendante de  $F_p$  et  $Q$ . En d'autres termes, sur la Figure 4.4, les amplitudes  $\Delta P$  diffèrent du fait que  $F_p$  est maintenu constant.

À l'inverse, si le rapport  $Q/F_p$  est maintenu constant, on note effectivement un  $\Delta P$  constant (Figure 4.5 (a)). Ceci se conçoit aisément : toutes choses égales par ailleurs, une augmentation de  $Q$  accroît le facteur de Purcell  $F_p$ , mais réduit le temps caractéristique de l'interaction entre l'émetteur et le mode dans la même proportion.

Dans une expérience de photoluminescence conventionnelle, l'intensité de photoluminescence reflète l'évolution de la population d'émetteurs excités (ou la probabilité d'être excité dans le cas d'un émetteur



**FIGURE 4.3 : Principe d'une expérience de commutation "on-off" de l'effet Purcell pour un émetteur unique en cavité optique.** La position spectrale du mode  $m$  en fonction du temps  $\omega_m(t)$  est repérée par la ligne rouge fine sur les schémas (a), (b), (c) et (d). Le mode est initialement positionné à la fréquence  $\omega_m(0) = 1.358$  eV ; à l'instant  $t_s = 30$  ps, il est commuté d'une amplitude  $S = 6$  meV jusqu'à  $\omega_m(0) + S$ , puis revient à sa position initiale selon une loi exponentielle décroissante de constante caractéristique  $\tau_R = 70$  ps. Le mode est de forme lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega_m$  est repérée par la ligne large rouge. La population excitonique  $P(t)$  est maximale et égale à 1 à  $t = 0$  ps. Les courbes bleues sur (a) et (b) mettent en évidence la dépendance entre le taux d'émission spontanée de l'émetteur en cavité (de fréquence  $\omega_{QD}$ ) et son accord spectral avec le mode  $m$  : celui-ci est maximal et égal à  $F_p + \gamma$  à  $\omega_m(t_{QD}) = \omega_{QD}$ . Au premier ordre, l'émission spontanée est exaltée pendant une durée  $\Delta t$ , correspondant à l'intervalle de temps pendant lequel  $\omega_{QD} = \omega_m(t) \pm \Delta\omega_m/2$ . À amplitude de commutation  $S$  fixée, la durée de cet intervalle dépend de l'instant  $t_{QD}$  auquel  $\omega_m(t_{QD}) = \omega_{QD}$  et donc indirectement de la position spectrale  $\omega_{QD}$  de l'émetteur : (a)  $\omega_{QD,1} = 1.360$  eV & (b)  $\omega_{QD,2} = 1.359$  eV ;  $\omega_{QD,1} > \omega_{QD,2}$ , donc  $t_{QD,1} < t_{QD,2}$  et  $\Delta t_1 < \Delta t_2$ . Les lignes oranges de (c) et (d) correspondent aux intensités collectées pour ces deux configurations, pour  $Q = 2000$  et  $F_p = 70$ , avec  $\eta_m = 1.0$  et  $\eta_{nr} = 0.1$ . On peut noter deux choses : les instants auxquels les intensités sont à leurs maxima  $t_{l,1}$  et  $t_{l,2}$  sont légèrement en amont de  $t_{QD,1}$  et  $t_{QD,2}$  du fait du dépeuplement excitonique de l'émetteur ; les largeurs des pics d'intensités sont bien corrélées aux temps de couplage émetteur/cavité  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$ . On notera que le signal entre  $t = 0$  ps et  $t_s$  est dû au couplage résiduel avec le mode.



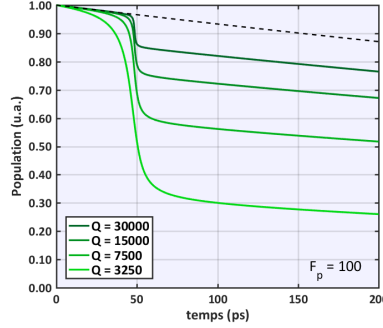


FIGURE 4.4 : Évolution de la probabilité d'excitation d'un émetteur en cavité en fonction du temps, pour  $Q = 30000, 15000, 7500,$  et  $3250$ . À  $F_p$  constant, la chute de population  $\Delta P$  est proportionnelle à  $Q$ . Tous les paramètres de la modélisation à l'exception de  $F_p$  sont similaires à ceux de la Figure 4.5.

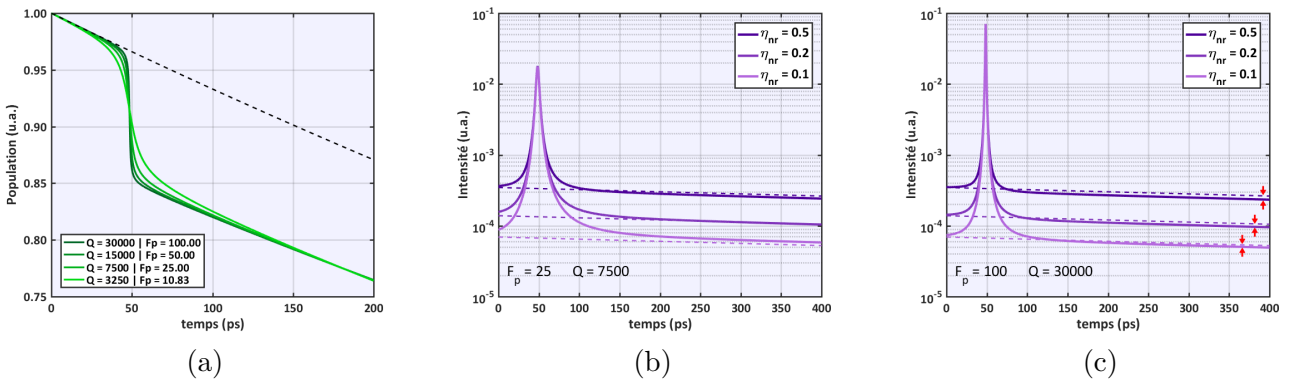


FIGURE 4.5 : Modélisation du couplage transitoire entre un émetteur unique et un mode de cavité optique  $m$ , avec les paramètres du mode fixés à  $\omega_m(0) = 1.380$  eV,  $S = 6$  meV,  $\tau_R = 70$  ps et les paramètres d'émission fixés à  $\omega_{QD} = 1.383$  eV,  $\tau_0 = 1.3$  ns,  $\eta_m = 1$ ,  $\gamma = 0.9$  et  $Q/F_p = 300$ . (a) Population de l'émetteur en fonction du temps  $P(t)$  pour  $Q = 30000, 15000, 7500,$  et  $3250$ . L'émetteur et la cavité sont en résonance ( $\omega_m(t) = \omega_{QD}$ ) vers  $t = 50$  ps, causant une chute de sa population excitonique. La droite noire en pointillés repère la décroissance de la population pour  $F_p = 0$ . Les courbes vérifient le fait que  $\Delta P$  est proportionnel au rapport  $F_p/Q$ . (b), (c) Intensités mesurées en sortie de cavité, pour des taux de collection des modes de fuite  $\eta_{nr} = 0.5, 0.2$  et  $0.1$ , avec (b)  $Q = 7500$  et (c)  $Q = 30000$ . Les droites en pointillés repèrent les intensités qui auraient été mesurées en l'absence d'effet Purcell ( $F_p = 0$ ). Les flèches rouges repèrent les différences entre l'intensité d'émission d'un émetteur dépeuplé transitoirement par effet Purcell ( $F_p \neq 0$ ) et celle sans effet Purcell ( $F_p = 0$ ).

unique). Ce n'est pas du tout vrai pour une expérience de commutation ultrarapide, comme on peut le voir de manière saisissante en comparant l'évolution temporelle de la population excitée (Figure 4.4) et  $I(t)$  (Figure 4.3 (c) et (d)). En effet, dans une telle expérience, l'évolution de  $I(t)$  est dominée par l'effet Purcell transitoire, bien plus que par l'évolution de la population. Pour résoudre ce problème et sonder expérimentalement l'évolution de la population excitonique, il a été proposé d'étudier l'émission dans les modes de fuite [5,119], qui varie comme  $\eta_{nr} \times \frac{P(t)\gamma}{\tau_0}$  et reflète par conséquent fidèlement l'évolution de  $P(t)$ .

Expérimentalement, il est donc en théorie possible de comparer ces intensités avec deux émetteurs : (i) le premier couplé aux modes de fuite et de façon transitoire au mode de cavité ; (ii) le second couplé uniquement aux modes de fuite. Ceci implique néanmoins une bonne collection de l'émission dans ces derniers par rapport à celle dans les modes résonants ( $\eta_m \ll \eta_{nr}$ ) afin que l'intensité des premiers ne domine pas celle des seconds. Cette configuration est possible pour des cavités de type microdisque ou des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, du fait que la collection de leurs modes non résonants est plus favorable dans la direction normale au plan que celle de leurs modes résonants. Au contraire, la géométrie des micropiliers favorise largement la collection des modes résonants par rapport à celle des modes non résonants ( $\eta_m \gg \eta_{nr}$ ), ce qui en fait un cas non idéal pour une observation expérimentale du dépeuplement de l'émetteur via la mesure de l'intensité de photoluminescence en incidence normale.

Les modélisations des intensités sont reportées sur les Figures 4.5 (b) et (c), pour des couples de paramètres de  $F_p = 25$  ,  $Q = 7500$  et  $F_p = 100$  ,  $Q = 30000$  , respectivement. À chute de population  $\Delta P$  constante, il est possible de noter une marche de l'intensité après le couplage transitoire, pour  $Q = 30000$  (flèches rouges sur (c)). Cette marche est d'autant plus grande que la collection des modes de fuite est élevée, mais reste marginale par rapport à l'intensité globale du signal. Pour des cavités de type micropilier, l'observation d'une signature de l'effet Purcell via l'observation des modes de fuite en incidence normale semble donc difficile expérimentalement.

Pour ces raisons, dans le cas des micropiliers, il est plus sûr d'étudier dans un premier temps l'effet Purcell via la mesure du saut d'intensité lors du couplage transitoire entre émetteur et cavité. Ce sera l'objet des premiers résultats expérimentaux de couplage transitoire des émetteurs, obtenus par commutation géante d'un micropilier de facteur de qualité relativement modeste. Dans un second temps, je présente ici les mesures expérimentales complémentaires, obtenues sur des micropiliers à l'état de l'art fournis par l'Université de Würzburg, qui ont été réalisées dans l'espoir d'observer le dépeuplement des émetteurs. Dans les deux cas, par commodité expérimentale, nos micropiliers ne contiennent non pas un émetteur unique, mais une distribution de boîtes quantiques.

Afin de mieux appréhender les résultats expérimentaux attendus, des simulations complémentaires pour une cavité présentant une collection d'émetteurs, sont présentées dans la section suivante.

## 4.2 Modélisation : Couplage cavité/collection d'émetteurs

Comme expliqué précédemment, il est possible d'utiliser la commutation de cavité pour coupler de manière transitoire un émetteur unique, telle qu'une boîte quantique, avec un mode. Ce couplage entraîne une accélération de l'émission spontanée de l'émetteur par effet Purcell, induisant une impulsion lumineuse de quelques picosecondes. Le dépeuplement accéléré de la boîte quantique, induit par effet Purcell, peut être détecté en mesurant son intensité d'émission spontanée après son couplage avec le mode.

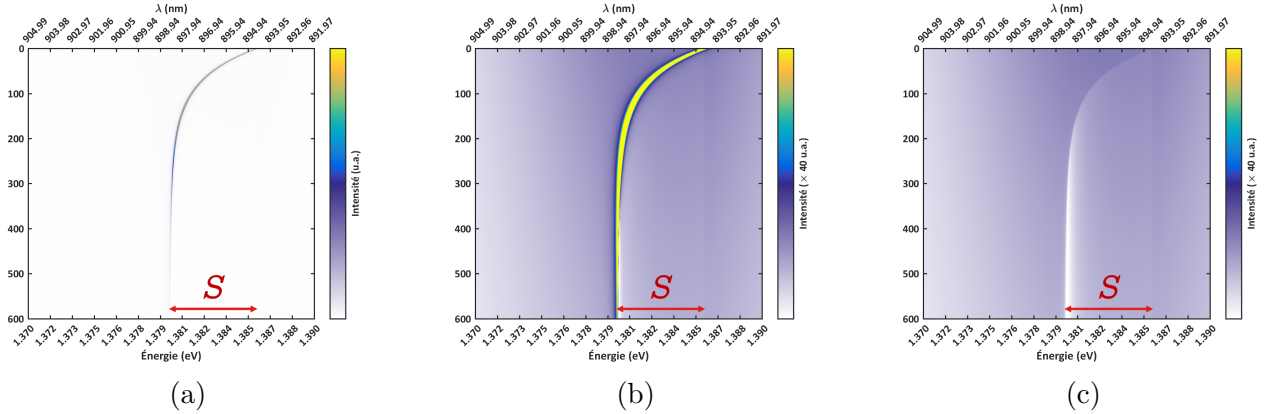
Cette approche peut être étendue aux cavités contenant un ensemble d'émetteurs. C'est l'objet de cette section, qui s'attache à présenter les modélisations de l'intensité de photoluminescence en fonction du temps, dans un intervalle spectral donné, pour une collection d'émetteurs. Ces simulations permettent d'obtenir des images de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, telles qu'elles pourraient être obtenues avec une caméra à balayage de fente sans bruit et sans contrainte sur sa dynamique de détection.

La densité d'émetteurs n'est pas identique à chaque énergie  $\omega_{\text{QD}}$ . On suppose une distribution gaussienne d'émetteurs dans la cavité, centrée en  $\omega_g$  et de largeur  $\Delta\omega_{\text{QD}}$ . La population initiale  $P_{t=0}$  à la position spectrale de chaque émetteur  $\omega_{\text{QD}}$  est donc pondérée avec :

$$P_{t=0}^{\omega_{\text{QD}}} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times e^{-\frac{(\omega_{\text{QD}}-\omega_g)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.9)$$

$$\sigma = \frac{\Delta\omega_{\text{QD}}}{2\sqrt{2\ln(2)}} \quad (4.10)$$

La Figure 4.6 montre le résultat d'une simulation d'une image de caméra à balayage de fente, avec des paramètres de commutation identiques à ceux des simulations de la Figure 4.5, discutée dans la section précédente (cf. section 4.1). La Figure 4.6 (a) met en évidence l'intensité de photoluminescence mesurée dans le mode en fonction du temps et de sa position  $\omega_m(t)$ . Les taux de collection des modes résonants  $\eta_m$  et non résonants  $\eta_{mr}$ , sont fixés à 1.0 et à 0.5, respectivement. L'intensité dans le mode résonant étant largement supérieure à celle dans les modes de fuite, il est difficile de constater la signature d'un éventuel dépeuplement excitonique après le couplage transitoire au mode. L'échelle de couleur est ajustée sur les Figures 4.6 (b) et (c), au prix d'une saturation du mode résonant, de façon à mettre en évidence la signature du dépeuplement sur l'intensité mesurée. On note d'une part que l'intensité sur l'intervalle spectral de commutation  $S$  (repéré par la double flèche rouge) est légèrement plus faible après le couplage ( $\omega_m(t > t_{\text{QD}})$ ), et d'autre part que cette intensité est d'autant plus faible que le temps d'interaction est élevé. Cette observation est encore plus claire dans le cadre d'une simulation identique, avec un taux de collection du mode résonant nul  $\eta_m = 0$  (Figure 4.6 (c)). La position du mode résonant  $\omega_m(t)$  est alors estimée avec l'émission dans les modes de fuite, qui présente une "marche" d'intensité

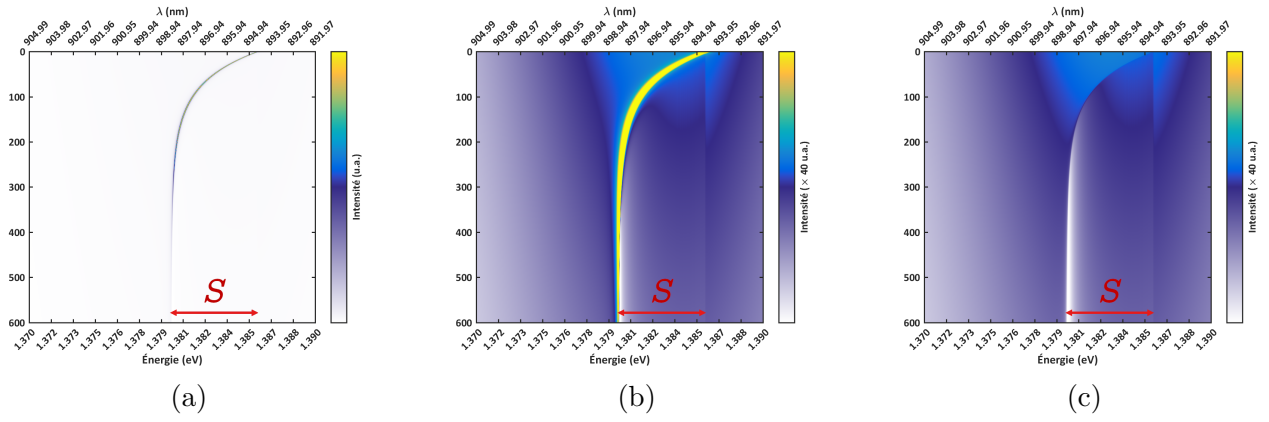


**FIGURE 4.6 : Modélisation du couplage transitoire entre une distribution gaussienne d'émetteurs et un mode de cavité optique  $m$ , avec  $\eta_{nr} = 0.5$ ,  $F_p = 100$ ,  $Q = 30000$  et :** (a)  $\eta_m = 1.0$ ; (b)  $\eta_m = 1.0$ , avec une échelle de couleur ajustée pour mettre en évidence les modes de fuite :  $\times 40$  sur l'intensité; (c)  $\eta_m = 0.0$ , avec une échelle de couleur identique à (b). Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Figure 4.5. La distribution d'émetteurs est centrée à  $\omega_g = 1.383$  eV et de largeur  $\Delta\omega_{QD} = 20$  meV. Les flèches rouges indiquent l'intervalle balayé par le mode au cours de sa relaxation.

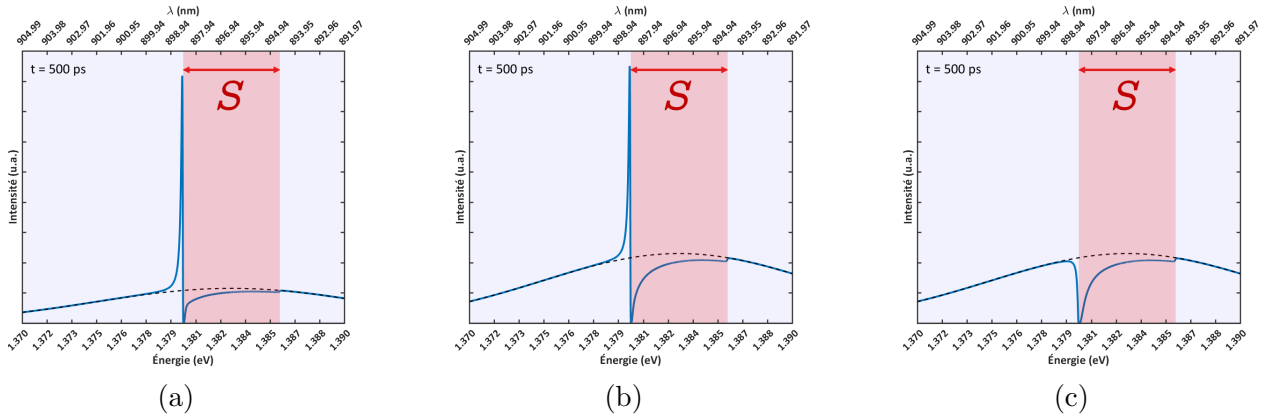
très clairement visible.

Dans le cas hypothétique où la totalité de l'émission dans les modes non résonants est collectée ( $\eta_{nr} = 1.0$ ), un raisonnement similaire peut être effectué, avec une signature plus marquée sur le dépeuplement excitonique (Figure 4.7 (a), (b) et (c)).

À un instant  $t$  donné après la commutation, la collection d'émetteurs antérieurement couplée au mode de cavité, présente des intensités plus faibles qu'en l'absence de couplage. Ceci peut être noté sur la Figure 4.8, qui met en évidence la différence d'intensité de photoluminescence entre la collection d'émetteurs transitoirement couplée au mode de cavité à  $t = 500$  ps (courbe bleue, dans la zone rouge) et des émetteurs identiques n'ayant jamais été couplé au mode de cavité (courbe pointillée noire). Ces simulations mettent également en évidence l'intensité relative collectée entre le mode résonant et les modes non résonants, en fonction de leurs taux de collection respectifs  $\eta_m$  et  $\eta_{nr}$ . Il apparait qu'à  $\eta_{nr}$  donné, l'abaissement de  $\eta_m$  permet d'augmenter l'amplitude relative de la marche d'intensité. Dans le cadre d'une mesure expérimentale, dont la résolution sur l'intensité est limitée à la fois par le bruit et la dynamique du détecteur, la diminution de  $\eta_m$  en parallèle à une augmentation de  $\eta_{nr}$  semble cruciale. En outre, les simulations mettent en évidence, sur une même image, un dépeuplement des émetteurs d'autant plus grand que le temps de couplage  $\Delta t$  avec le mode est grand. Ainsi, sur la Figure 4.8 à  $t = 500$  ps, les émetteurs de fréquences proches (et supérieures) à la fréquence du mode non commuté  $\omega_m(0)$ , présentent des intensités de photoluminescence moindres par rapport aux émetteurs de fréquences plus éloignées de  $\omega_m(0)$ .



**FIGURE 4.7 : Modélisation du couplage transitoire entre une distribution gaussienne d'émetteurs et un mode de cavité optique  $m$ , avec  $\eta_{nr} = 1.0$ ,  $F_p = 100$ ,  $Q = 30000$  et : (a)  $\eta_m = 1.0$ ; (b)  $\eta_m = 1.0$ , avec une échelle de couleur ajustée pour mettre en évidence les modes de fuite :  $\times 40$  sur l'intensité; (c)  $\eta_m = 0.0$ , avec une échelle de couleur identique à (b). Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Figure 4.5. La distribution d'émetteurs est centrée à  $\omega_g = 1.383$  eV et de largeur  $\Delta\omega_{QD} = 20$  meV. Les flèches rouges indiquent l'intervalle balayé par le mode au cours de sa relaxation.**



**FIGURE 4.8 : Intensité de photoluminescence à  $t = 500$  ps, avec  $F_p = 100$ ,  $Q = 30000$  et : (a)  $\eta_m = 1.0$  &  $\eta_{nr} = 0.5$ ; (b)  $\eta_m = 1.0$  &  $\eta_{nr} = 1.0$ ; (c)  $\eta_m = 0.0$  &  $\eta_{nr} = 1.0$ . Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Figure 4.5. Les boîtes quantiques dans l'intervalle spectral de commutation  $S$  (repéré par la flèche et la zone rouges) sont partiellement dépeuplées. Le dépeuplement est noté par le décalage entre l'intensité de photoluminescence en la présence d'un effet Purcell (courbe bleue) et celle en l'absence d'effet Purcell (courbe pointillée noire). Les échelles d'intensité sont identiques sur (a), (b) et (c).**

### 4.3 Génération d'impulsions courtes à l'échelle de quelques picosecondes par commutation "on-off" de l'effet Purcell

Dans le cas de boîtes quantiques auto-assemblées en cavité, le spectre d'émission total est la somme de l'émission de chaque boîte, formant un spectre continu. Il n'est donc pas possible de mesurer l'émission d'une boîte unique. Néanmoins, il est possible de sélectionner une fenêtre spectrale étroite, correspondant à l'émission d'un sous-ensemble de boîtes quantiques aux comportements quasi-similaires.

La durée de l'impulsion lumineuse peut être estimée via l'Équation 4.11 dans le cas général, et via l'Équation 4.12 dans le cas particulier d'une relaxation exponentielle du mode de cavité ; avec  $w$  la largeur de la fenêtre spectrale centrée autour de  $\omega_{\text{QD}}$  et  $t_{\text{QD}}$  l'instant auquel le mode rentre en résonance avec la cavité ( $\omega_{\text{m}}(t_{\text{QD}}) = \omega_{\text{QD}}$ ).

$$\Delta t = \frac{\sqrt{\Delta\omega_{\text{m}}^2 + w^2}}{\frac{d\omega_{\text{m}}}{dt}(t_{\text{QD}})} \quad (4.11)$$

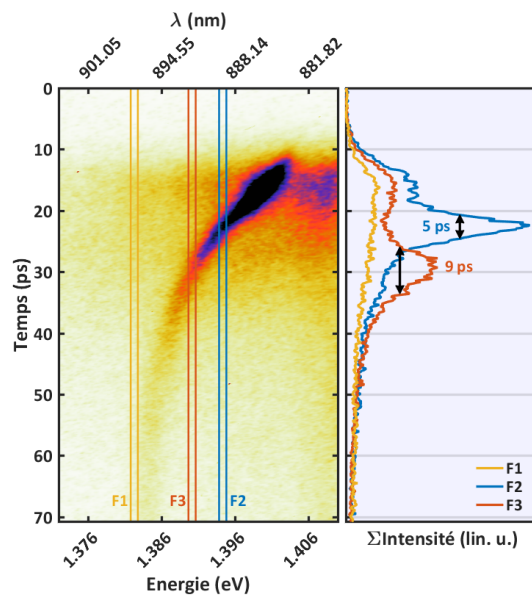
$$\Delta t = \frac{\tau_{\text{R}}}{\omega_{\text{QD}} - \omega_{\text{m}}(0)} \cdot \sqrt{\Delta\omega_{\text{m}}^2 + w^2} \quad (4.12)$$

La Figure 4.9 présente les résultats d'une expérience illustrant la génération de très courtes impulsions obtenues avec un micropilier de 1.6  $\mu\text{m}$  de diamètre, pour lequel une fraction significative de l'émission des boîtes quantiques dans les modes de fuite peut être collectée. Les conditions expérimentales sont choisies à la lumière des Équations 4.6 et 4.7, de façon à obtenir une amplitude de commutation  $S$  élevée et donc une grande vitesse de décalage du mode  $\text{HE}_{11}$  en début de relaxation.

Plus précisément, la commutation est obtenue par injection de charges libres. La densité d'états disponibles étant croissante au-dessus de l'énergie de gap, l'énergie de pompe est fixée à une valeur volontairement élevée (1.7 eV). Cette configuration autorise une grande amplitude de commutation, si toutefois l'énergie délivrée à chaque impulsion laser est suffisante. Elle est fixée à 200 pJ/impulsion, ce qui permet de saturer le GaAs de paires électron-trou et d'obtenir une amplitude de commutation géante de  $S = 20$  meV (soit un décalage spectral relatif de plus de 1%).

Contrairement aux expériences de croisements de modes de la section 4.1, utilisant les boîtes quantiques comme sources de lumière internes, cette expérience utilise une seule impulsion laser. La configuration à impulsion unique permet de pomper les boîtes simultanément à la commutation de cavité, et évite donc leur couplage au mode, avant la commutation.

Les comportements d'émission de trois sous-ensembles de boîtes quantiques F1, F2, et F3, sont comparés. Les émetteurs de la fenêtre spectrale F1 ne sont jamais en résonance avec le mode de cavité, quel



**FIGURE 4.9 : Génération d'impulsions lumineuses de quelques picosecondes par couplage transitoire de boîtes quantiques à un mode de cavité.** L'image est obtenue avec une caméra à balayage de fente sur un micropilier de  $1.6 \mu\text{m}$  de diamètre. Trois profils temporels sont calculés par intégration de l'intensité de photoluminescence des fenêtres spectrales F1, F2 et F3, de largeurs 1 meV et centrées respectivement à 1.382 eV, 1.394 eV et 1.390 eV. Les profils obtenus sont tracés avec des échelles linéaires identiques. La position du mode  $\text{HE}_{11}$  non commuté est 1.384 eV. Une impulsion laser unique vers  $t = 12$  ps permet de commuter le mode simultanément au pompage des boîtes. La commutation est effectuée avec des impulsions de 200 pJ à 1.7 eV, pour une amplitude  $S = 20$  meV. L'émission est dominée par l'émission des boîtes quantiques, en dépit d'une possible contribution de la couche de mouillage de InAs au-dessus de 1.4 eV.

que soit son degré de relaxation, au contraire des émetteurs des fenêtres F2 et F3. Les profils temporels d'émission de ces émetteurs sont obtenus à partir des images obtenues avec la caméra à balayage de fente, par intégration du signal de chacune des fenêtres, dont les largeurs spectrales sont fixées à 1 meV.

En intégrant l'intensité de photoluminescence des trois fenêtres F1, F2 et F3 de la Figure 4.9, on note tout d'abord que les profils générés présentent un accroissement de l'intensité de photoluminescence, entre 0 et 15 ps. Ce comportement s'explique par l'accroissement de l'émission des boîtes quantiques dans les modes de fuites à mesure de la capture et de la relaxation des charges libres, consécutives à l'impulsion laser. Le profil de la fenêtre F1 décroît ensuite lentement et de manière monotone sur tout l'intervalle temporel de mesure ; ce comportement est caractéristique de l'émission spontanée des boîtes quantiques sans interaction avec le mode résonant. En revanche, le profil de la fenêtre F2 présente un pic d'intensité de 5 ps de largeur à mi-hauteur, en raison du couplage transitoire émetteurs/cavité vers  $t_{\text{QD},\text{F2}} = 25$  ps. En effet, à la résonance, le signal collecté est amplifié d'un facteur 3 par rapport à la ligne de base formée par l'émission dans les modes de fuite. Cette impulsion est beaucoup plus courte que celle obtenue par le contrôle non local de l'émission spontanée des boîtes quantiques, effectuée par Jin *et al.* avec une cavité à cristaux photoniques (200 ps) [120]. Il est donc ici démontré la faisabilité du contrôle du couplage émetteurs-cavité à une échelle de quelques picosecondes.

Le pic d'émission est donc le reflet du couplage et du découplage successif du mode  $\text{HE}_{11}$  aux boîtes quantiques à une échelle de quelques picosecondes. Pour les mêmes raisons, le profil de la fenêtre F3 présente également un pic d'intensité de photoluminescence, vers  $t_{\text{QD},\text{F3}} = 30$  ps, d'une largeur de l'ordre de 9 ps. Comme le prédisent les Équations 4.6 et 4.7 de la section précédente (*cf.* section 4.2), étant donné que la position spectrale de F3 est plus proche de celle du mode non commuté  $\omega_{\text{m}}(0)$  que ne l'est celle de F2, le mode entre en résonance avec F3 à un stade de relaxation ultérieur à celui de F2. De ce fait, la durée d'interaction entre les émetteurs de la fenêtre F2 et le mode  $\text{HE}_{11}$  est supérieure entre les émetteurs de la fenêtre F3 et ce même mode.

La génération d'impulsions ultracourtes par couplage transitoire de boîtes quantiques de InAs avec le mode fondamental  $\text{HE}_{11}$  d'un micropilier de GaAs/AlAs est démontrée expérimentalement. L'impulsion la plus courte est de 5 ps, générée avec un couplage transitoire de boîtes quantiques proches du maxima de commutation  $S$  du mode. L'impulsion est allongée pour les émetteurs couplés au mode de cavité à des temps plus longs, c'est-à-dire pour lesquels le mode est proche de sa position spectrale non commutée. Ces observations sont en parfaite adéquation avec le modèle présenté dans les section précédente (*cf.* sections 4.1 et 4.2).

Il faut néanmoins noter que les impulsions lumineuses pourraient ne pas être dues uniquement à l'émission spontanée. En effet, étant donné que le micropilier présente une grande quantité de boîtes quantiques (de l'ordre de 6000 pour un micropilier de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre), une contribution au pic d'intensité de photoluminescence par émission stimulée ne peut être exclue •, sur les profils de F2 et F3.



Pour tester la nature de l'impulsion créée, Peinke *et al.* ont effectué des mesures de cohérence spectrale de l'émission de boîtes quantiques dans un mode résonant [123]. En effectuant des mesures d'intensité de photoluminescence en fonction de la puissance incidente, il a été possible d'identifier un seuil laser autour de 70 pJ/impulsion, à une énergie de pompe de 1.6 eV et sur un micropilier de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le principe de la mesure est d'abord de filtrer spectralement l'émission d'un micropilier contenant des boîtes quantiques, de façon à ne conserver qu'une fenêtre d'émetteurs transitoirement couplé au mode de cavité. La largeur de cette fenêtre est fixée 3 meV pour une amplitude de commutation de l'ordre de 6 meV. Un diffuseur est ensuite placé sur le trajet du signal de photoluminescence et la face de sortie est imagée sur une matrice CCD. L'absence de tavelures ("*speckles*") sur l'image confirme l'absence de cohérence spectrale des impulsions émises. Jusqu'à une puissance seuil, il a été montré que l'intensité moyenne mesurée est directement proportionnelle à la puissance incidente. Comme attendu en régime d'émission spontanée, au-dessus de la puissance seuil, l'intensité mesurée devient sur-linéaire et les acquisitions successives montrent la formation de tavelures sur la facette de sortie du diffuseur, comme observé par ailleurs dans des expériences de contrôle réalisées avec des impulsion laser atténuées. Ces deux signatures (sur-linéarité de la puissance émise et apparition de cohérence spectrale) révèlent l'entrée dans un régime d'émission stimulée. Ainsi, une campagne de mesures similaires sur le micropilier étudié ici permettrait de renforcer l'hypothèse selon laquelle l'impulsion ultracourte est bien imputable uniquement à l'accélération de l'émission spontanée des boîtes quantiques en cavité.

#### 4.4 Mesures sur un micropilier à grand Q

Une seconde signature de l'effet Purcell en cavité étudiée expérimentalement est la mesure du dépeuplement excitonique après le couplage transitoire des émetteurs au mode de cavité. La population des émetteurs n'étant pas immédiatement accessible en spectroscopie de photoluminescence, la méthode utilisée dans cette section consiste à étudier l'évolution de l'intensité de photoluminescence  $I(t)$  au cours du temps. Il s'agit tout particulièrement de comparer l'intensité d'émission dans les modes de fuite avant et après le couplage au mode résonant, afin de noter son éventuelle baisse significative imputable au dépeuplement excitonique, comme prédit par la modélisation présente dans la section 4.1.

La piste suivie pour la mesure de la population dans les modes de fuite est l'étude de micropiliers à grands facteurs de Purcell. En effet, si l'émission spontanée est fortement amplifiée pendant un intervalle de temps donné, on peut espérer un effet sur le dépeuplement plus notable et mesurable via la mesure de l'émission des boîtes quantiques dans les modes de fuite. Nous avons reçu pour cette expérience, un jeu de micropiliers à l'état de l'art de l'équipe de Sven Höfling, de l'Université de Würzburg, présentant des facteurs de Purcell  $F_p$  bien supérieurs à ceux des micropiliers sondés jusqu'alors.

Cette section est divisée en trois parties : la première concerne la caractérisation d'une sélection des micropiliers de l'Université de Würzburg ; la seconde porte sur les résultats expérimentaux dans

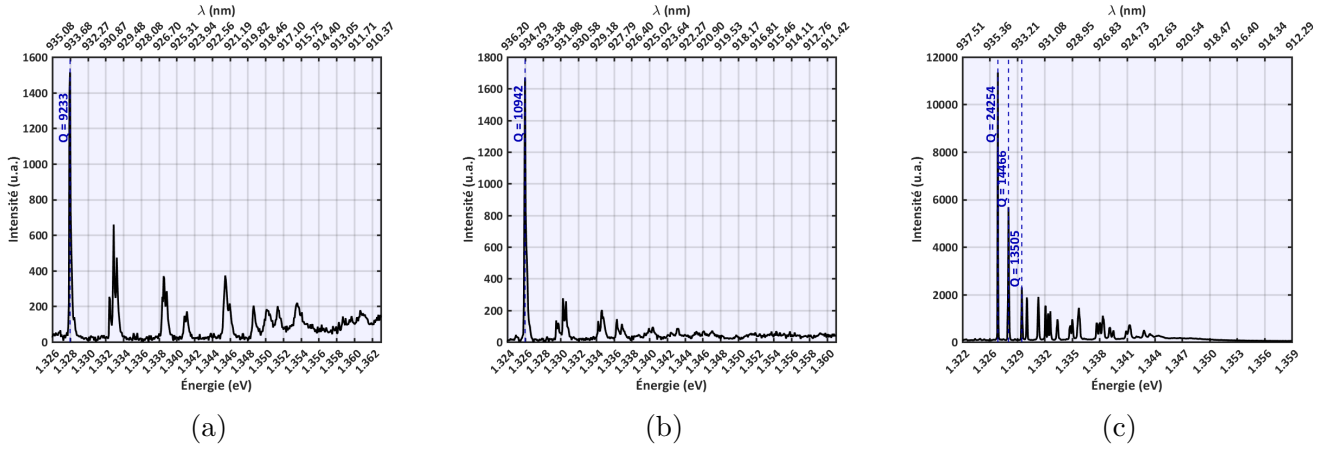


FIGURE 4.10 : Spectres de photoluminescence conventionnelle, pour des micropiliers de (a)  $3.0 \mu\text{m}$  de diamètre, (b)  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre et (c)  $6.0 \mu\text{m}$  de diamètre. La largeur à mi-hauteur et la position de chaque pic sont déterminées par ajustement lorentzien, desquels sont déduits les facteurs de qualité  $Q$ .

des conditions de collection classiques; la troisième porte sur les résultats expérimentaux favorisant la collection des modes de fuite. Dans cette dernière partie, des micropiliers réalisés en 1996 au Centre National d'Études des Télécommunications (CNET) [39] seront mis à contribution, pour l'état de surface de leurs flancs rugueux, qui offre une plus grande facilité de collection de l'émission des boîtes quantiques dans les modes de fuite.

#### 4.4.1 Estimation des facteurs de Purcell

Les facteurs de qualité  $Q$  des modes sont estimés en spectroscopie de photoluminescence conventionnelle par ajustements lorentziens. La Figure 4.10 présente des spectres des micropiliers de  $3.0 \mu\text{m}$ ,  $3.5 \mu\text{m}$  et  $6.0 \mu\text{m}$  de diamètre. Les mesures révèlent un facteur de qualité  $Q$  d'environ 9000 pour le micropilier de  $3.0 \mu\text{m}$  de diamètre, de 11000 pour celui de  $3.5 \mu\text{m}$  et de 24000 environ pour celui de  $6.0 \mu\text{m}$ . Ce sont les micropiliers étudiés en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps dans la suite du manuscrit.

Le volume effectif des modes fondamentaux d'un micropilier en fonction de son diamètre est présenté sur la Figure 4.11 (a). On a :  $V_{\text{eff}} = 0.67 \mu\text{m}^3$  pour un micropilier de  $3.0 \mu\text{m}$  de diamètre,  $V_{\text{eff}} = 0.92 \mu\text{m}^3$  pour  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre et  $V_{\text{eff}} = 2.70 \mu\text{m}^3$  pour  $6.0 \mu\text{m}$ . On en déduit les facteurs de Purcell théoriques  $F_p = 3\lambda^3 Q / 4\pi^2 n_{\text{GaAs}}^3 V_{\text{eff}}$  (Figure 4.11 (b)).

Cependant, seul un émetteur parfaitement couplé au mode peut voir son émission spontanée exaltée d'un facteur  $F_p$ . Dans le cas plus général, les émetteurs peuvent être plus ou moins couplés au mode, selon leur position spatiale et spectrale. En effet, le couplage émetteur/mode est optimal seulement si l'émetteur est placé sur un ventre du champ électrique (longitudinal et latéral) et si sa fréquence d'émis-

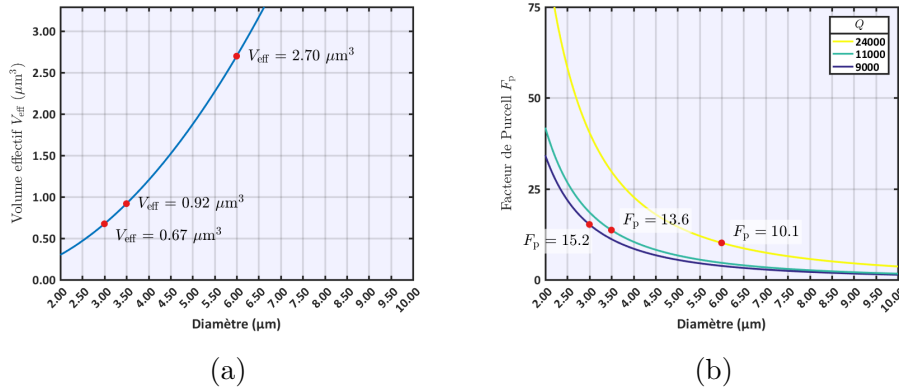


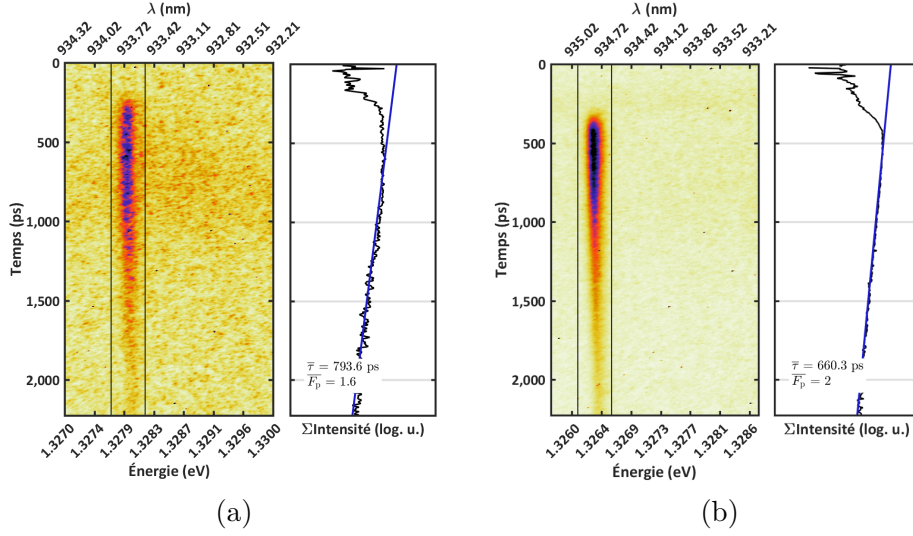
FIGURE 4.11 : Estimations du (a) volume effectif  $V_{\text{eff}}$  et du (b) facteur de Purcell  $F_p$  du mode fondamental d'un micropilier en fonction de son diamètre. Les valeurs de  $V_{\text{eff}}$  sont extrapolées de la relation  $V_{\text{eff}} = 5 \cdot (\lambda/n_{\text{GaAs}})^2$  pour un micropilier de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre [5].

sion est accordée à celle du mode de cavité. Tout écart à cette position entraîne un couplage plus faible et donc une accélération de l'émission spontanée réduite. Pour une collection de boîtes quantiques placée dans un micropilier, on peut donc définir un facteur de Purcell moyen  $\overline{F_p}$ , qui correspond à l'accélération moyenne de l'émission spontanée des émetteurs dans le mode de cavité. Dans le cadre de nos mesures de spectroscopie de photoluminescence, la résolution spectrale de l'expérience et la densité de boîtes quantiques ne permettent pas de résoudre l'émission de boîtes quantiques individuelles. Dans ces conditions expérimentales, les mesures de photoluminescence ne peuvent montrer qu'une accélération de l'émission spontanée d'un facteur  $\overline{F_p}$ . La littérature faisant état d'un facteur huit environ entre  $F_p$  et  $\overline{F_p}$  [5, 149], on estime que :  $\overline{F_p} \approx 15.2/8 \approx 1.9$  et  $\overline{F_p} \approx 13.6/8 \approx 1.7$  pour les micropiliers de  $3.0 \mu\text{m}$  et  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre et  $\overline{F_p} \approx 10.1/8 \approx 1.3$  pour celui de  $6.0 \mu\text{m}$ .

Les facteurs de Purcell théoriques du mode fondamental des micropiliers de  $3.0$  et  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètres sont estimés expérimentalement en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps (Figure 4.12), en mesurant le temps de vie moyen des boîtes quantiques  $\overline{\tau}$  dans le mode par ajustement de l'intensité de photoluminescence avec une loi exponentielle inverse. En supposant que le temps de vie d'une boîte quantique en espace libre  $\tau_0$  est de  $1.3 \text{ ns}$ , on peut alors estimer le facteur de Purcell moyen  $\overline{F_p} = \tau_0/\overline{\tau}$ . Ils sont estimés à  $1.6$  pour le micropilier de  $3.0 \mu\text{m}$  et à  $2.0$  pour le micropilier de  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre.

#### 4.4.2 Couplage transitoire

Une expérience de couplage transitoire boîtes quantiques/mode  $\text{HE}_{11}$  a été menée sur deux micropiliers de  $3.0 \mu\text{m}$  et  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre (Figure 4.13). L'intervalle temporel d'acquisition est lié à la résolution temporelle du système : plus cet intervalle est grand, plus la résolution est faible. La durée des impulsions a pu être étudiée dans la section précédente du fait de l'utilisation d'un intervalle temporel d'acquisition court. Ce n'est pas l'objet de cette mesure, dont la résolution est trop faible pour que les

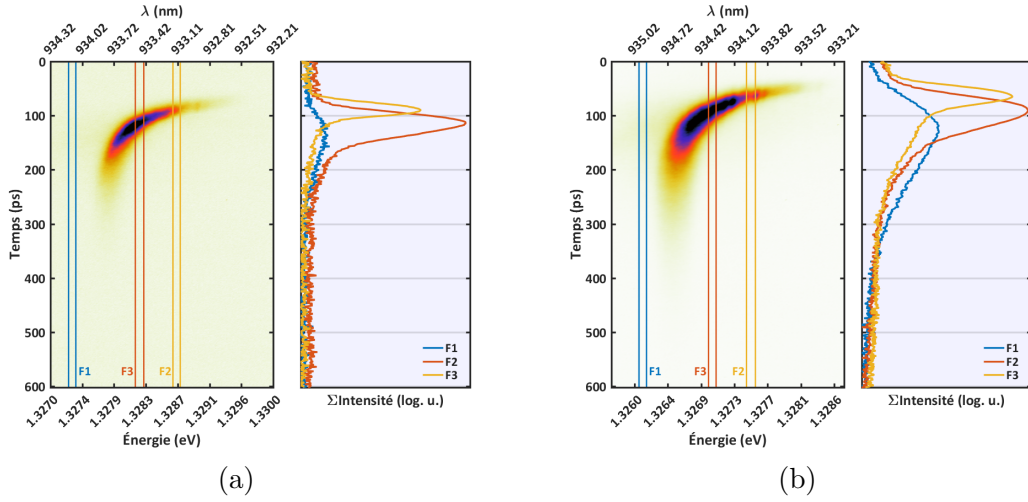


**FIGURE 4.12 : Estimations des facteurs de Purcell moyens  $\bar{F}_p$  des micropilier de (a) 3.0  $\mu\text{m}$  de diamètre et (b) 3.5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les boîtes quantiques sont pompées avec une impulsion laser unique accordée à 840 nm, de façon à ne pas commuter le mode. Les temps de vie moyens  $\bar{\tau}$  sont estimés par ajustement avec une loi exponentielle inverse. En supposant que les temps de vie d'une boîte quantique unique en espace libre est  $\tau_0 = 1.3$  ns, on trouve (a)  $\bar{F}_p = 1.6$  et (b)  $\bar{F}_p = 2.0$ .**

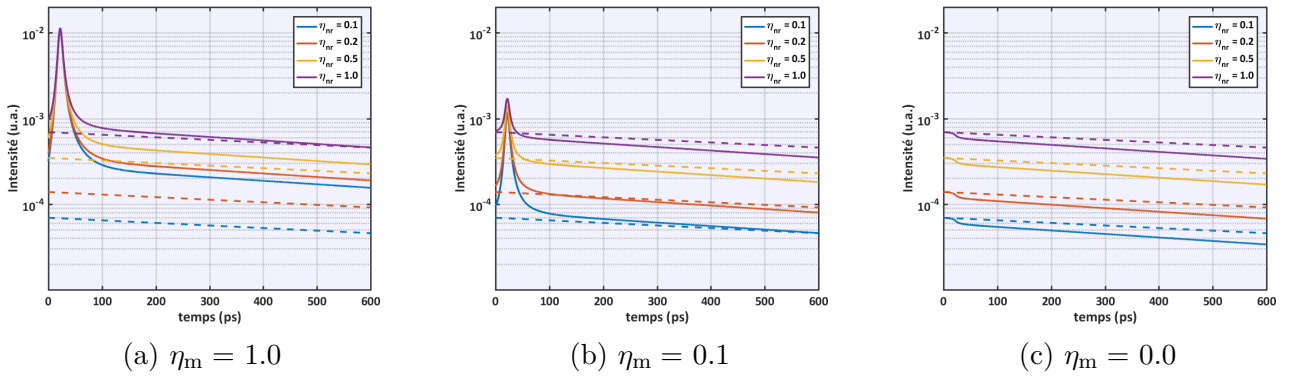
durées d'impulsions des profils F2 et F3 soient déterminés avec fiabilité. La mesure permet en revanche de constater qu'aucune différence d'intensité de photoluminescence ne peut être notée sur les temps longs, après le couplage transitoire.

Les Figures 4.14 (a), (b), (c) reportent les modélisations des intensités de photoluminescence mesurées dans le mode résonant à  $\omega_{\text{QD}} = 1.3275$  eV, en fonction du taux de collection des modes de fuite ( $\eta_{\text{nr}} = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ ) et des modes résonants ( $\eta_{\text{m}} = 1.0, 0.1, 0.0$ ). Pour  $\eta_{\text{m}} = 1.0$  (Figure 4.14 (a)), on remarque que ces intensités sont toujours supérieures à celles de leurs lignes de bases respectives, qui représentent l'intensité de photoluminescence sans effet Purcell. Ainsi, même dans le cas d'un couplage boîtes quantiques/mode parfait (donc pour  $F_p = 15.2$  et  $Q = 9000$ ), la détection du dépeuplement par la mesure de la photoluminescence est impossible quel que soit le taux de collection des modes de fuite.

Les intensités de photoluminescence mesurées sont composées d'une fraction de l'émission dans les modes résonants, et d'une fraction de l'émission dans les modes de fuite. La forte dominance de la première sur la seconde empêche la mesure d'une éventuelle "marche" sur l'intensité, signature du dépeuplement prématuré des boîtes quantiques dû à leur couplage au mode. Une solution serait donc de diminuer la collection des modes résonants pour mieux résoudre cette marche sur l'intensité. La modélisation avec  $\eta_{\text{m}} = 0.1$  (Figure 4.14 (b)) met en évidence qu'à taux de collection dans les modes de fuite  $\eta_{\text{nr}}$  constant, les différences entre les intensités au cours du temps et leurs lignes de bases sont fortement augmentées. Cet accroissement pourrait permettre l'observation expérimentale d'une marche



**FIGURE 4.13 : Couplage transitoire de boîtes quantiques de InAs au mode de cavité  $\text{HE}_{11}$  de micropiliers à grand facteur de Purcell.** Les images sont obtenues avec une caméra à balayage de fente sur des micropiliers de (a) 3.0  $\mu\text{m}$  de diamètre ( $\overline{F_p} = 1.5$ ) et (b) 3.5  $\mu\text{m}$  de diamètre ( $\overline{F_p} = 2.5$ ). Trois profils temporels sont calculés par intégration de l'intensité de photoluminescence des fenêtres spectrales F1, F2 et F3, de largeurs 0.1 meV et centrées respectivement à (a) 1.3273 eV, 1.3287 eV et 1.3282 eV & (b) 1.3261 eV, 1.3275 eV et 1.3270 eV. Les profils obtenus sont tracés avec des échelles logarithmiques identiques sur chaque figure. L'impulsion laser unique permet de commuter le mode simultanément au pompage des boîtes. La commutation est effectuée avec des impulsions de 60 pJ à 1.57 eV, pour une amplitude  $S = 1$  meV.



**FIGURE 4.14 : Modélisation du couplage transitoire entre un émetteur unique et le mode  $\text{HE}_{11}$ ,** avec les paramètres du mode fixés à  $\omega_m(0) = 1.327$  eV,  $S = 1$  meV,  $\tau_R = 32$  ps et les paramètres d'émission fixés à  $\omega_{\text{QD}} = 1.3275$  eV,  $\tau_0 = 1.3$  ns,  $\gamma = 0.9$ ,  $F_p = 15.2$  et  $Q = 9000$ . Le couplage est maximal à l'instant  $\tau_{\text{QD}} = 22$  ps. Les courbes rendent compte des intensités mesurées en sortie de cavité, pour des taux de collection des modes de fuite  $\eta_{nr} = 0.1, 0.2, 0.5, 1.0$ , avec (a)  $\eta_m = 1.0$ , (b)  $\eta_m = 0.1$  et (c)  $\eta_m = 0.0$ . Les droites en pointillés repèrent les intensités pour  $F_p = 0$ .

sur l'intensité, signature de la dépopulation induite par l'effet Purcell transitoire.

En outre, l'absence de collection du mode résonant  $\eta_m = 0.0$  est la configuration permettant de sonder l'émission que dans les modes de fuite ; l'intensité mesurée est alors le reflet direct de la population excitonique (Figure 4.14 (c)). Il s'agit là de la configuration idéale.

L'observation du dépeuplement des boîtes quantiques en cavité nécessite donc une collection des modes de fuite aussi **élevée** que possible ( $\eta_{nr} \rightarrow 1$ ) couplée à une collection du mode résonant aussi **faible** que possible ( $\eta_m \rightarrow 0$ ). La géométrie des micropiliers implique que  $\eta_{nr}$  et  $\eta_m$  dépendent de la direction de collection du signal de photoluminescence. Si le signal est collecté parallèlement à la normale à la face supérieure du micropilier, alors le taux de collection des modes résonants  $\eta_m$  est maximal et  $\eta_{nr}$  est minimal. Au contraire, si le signal est collecté perpendiculairement,  $\eta_m$  est minimal et  $\eta_{nr}$  est maximal. Les taux de couplage sont donc déterminés par un paramètre commun : l'angle de collection. Une approche possible consiste donc à mesurer le signal de photoluminescence selon un angle non nul par rapport à la normale de la face supérieure du micropilier pour accroître la collection des modes de fuite, parallèlement à une réduction de la collection des modes résonants (Figure 4.15).

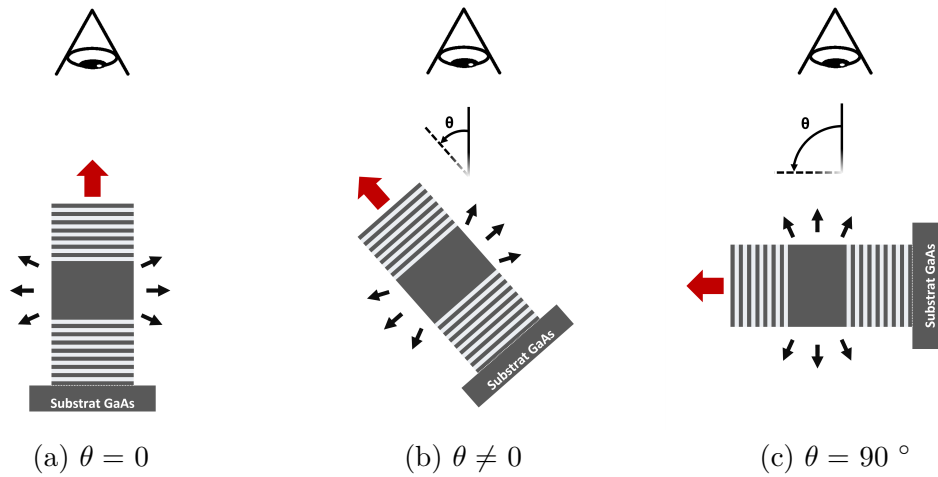
Par ailleurs, la canalisation de l'émission spontanée dans le mode résonant au cours du couplage est autant d'émission spontanée qui n'a pas lieu dans les modes non résonants : une mesure de l'émission à travers les faces latérales du micropilier pourrait donc permettre de repérer la position spectrale en chaque instant du mode de cavité. En d'autres termes, la baisse d'émission spontanée dans les modes de fuite peut permettre d'en déduire la position spectrale du mode de cavité en chaque instant, si toutefois l'intensité collectée est suffisante.

#### 4.4.3 Couplage transitoire : Mesure d'émission sur les flancs du micropilier

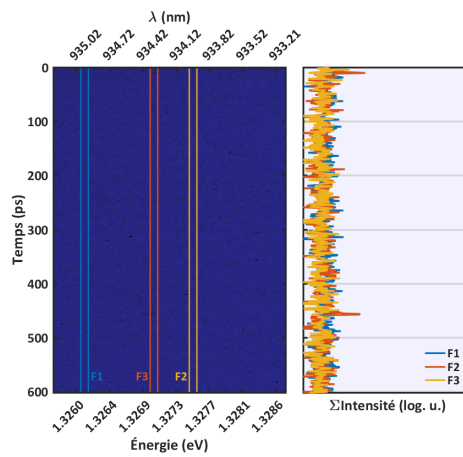
Des mesures de spectroscopie de photoluminescence ont été effectuées sur des micropiliers "penchés" par rapport au chemin optique de collection. L'angle  $\theta$  entre la normale à la surface supérieure du micropilier et le chemin optique de collection est de  $80^\circ$  environ, soit proche de l'angle optimal ( $\theta = 90^\circ$ ). Cet angle est un compromis permettant à la fois de se placer dans des conditions de collection des modes de fuite quasiment optimales, tout en permettant l'imagerie de l'échantillon.

Les mesures expérimentales résolues en temps ne permettent pas d'observer le dépeuplement prématuré des émetteurs. La Figure 4.16 reporte trois profils temporels, positionnés à des énergies équivalentes à celles de la Figure 4.13. Malgré la maximisation de la collection de l'émission dans les modes de fuite, il n'est pas possible de révéler un dépeuplement des boîtes quantiques prématuré en étudiant les profils F1, F2 et F3. En effet, aucune "marche" sur l'intensité ne peut être notée.

Il semblerait donc que l'absence d'une forte directionalité d'émission des boîtes quantiques dans les



**FIGURE 4.15 : Schéma de principe de mesure pour l'accroissement de la collection des modes de fuite d'un micropilier.** La direction des modes résonants est représentée avec une flèche rouge et celles des modes de fuite sont représentées avec les flèches noires. La mesure selon un angle de collection  $\theta$  non nul par rapport à la normale à la face supérieure du micropilier permet l'augmentation du taux de collection des modes de fuite  $\eta_{nr}$  simultanément à l'abaissement du taux de collection dans les modes résonants  $\eta_m$ . (a)  $\eta_m \rightarrow 1.0$  &  $\eta_{nr} \rightarrow 0.0$ , (b)  $\eta_m < 1.0$  &  $\eta_{nr} > 0.0$ , (c)  $\eta_m \rightarrow 0.0$  &  $\eta_{nr} \gg 0.0$ .



**FIGURE 4.16 : Mesure de la photoluminescence des émetteurs sur le flanc latéral d'un micropilier à grand facteur de Purcell.** L'image est obtenue avec une caméra à balayage de fente sur le micropilier de  $3.5 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $F_p = 20$ , dans les mêmes conditions d'excitation que celles de la Figure 4.13. Le micropilier est couché de  $\theta = 80^\circ$  par rapport à la direction de collection du signal de photoluminescence. Trois profils temporels sont calculés par intégration de l'intensité de photoluminescence des fenêtres spectrales F1, F2 et F3, de largeurs  $0.1 \text{ meV}$  et centrées à  $1.326 \text{ eV}$ ,  $1.328 \text{ eV}$  et  $1.327 \text{ eV}$ . Ils sont tracés en échelle logarithmique.



modes de fuite soit la raison de l'impossibilité de mesurer la population  $P(t)$ . En effet, contrairement à l'émission dans les modes résonants, celle dans les modes de fuite a lieu selon une ouverture angulaire non nulle et sur toute la surface latérale du micropilier. Bien que leur collection soit théoriquement maximisée dans le cadre de l'expérience, il semblerait qu'elle reste insuffisante pour une observation, même qualitative du dépeuplement excitonique.

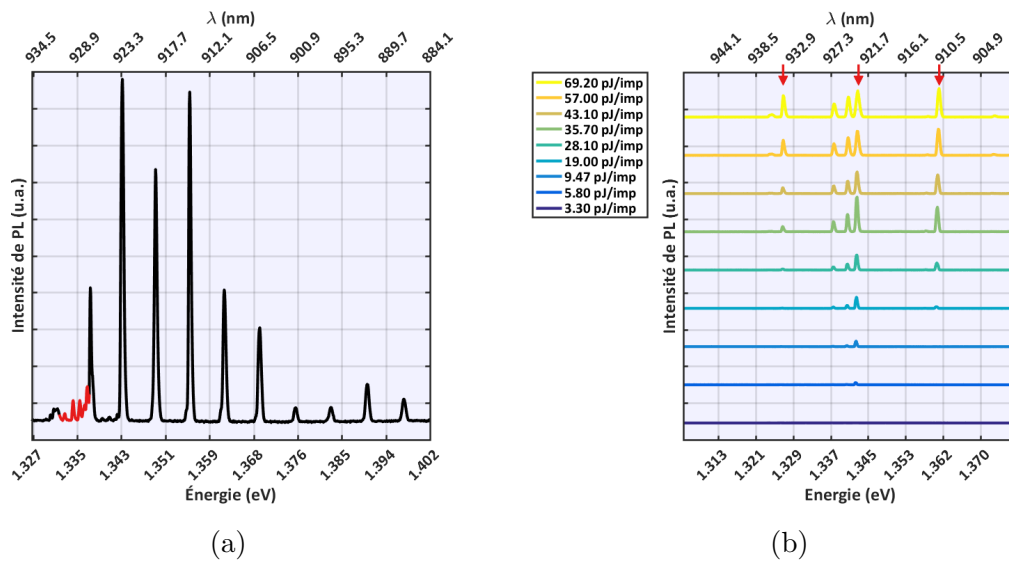
Des mesures de spectroscopie de photoluminescence conventionnelles ont été effectuées pour tenter d'observer uniquement l'émission dans les modes de fuite et donc le reflet de la population excitonique. Ces mesures ont l'avantage d'être beaucoup moins difficiles à mettre en oeuvre que leur homologue résolue en temps et permettent, dans notre cas, de sonder un intervalle spectral plus grand (50 nm environ). La Figure 4.17 (a) montre une acquisition effectuée sur un micropilier de  $4.0 \mu\text{m}$  de diamètre, penché d'un angle  $\theta = 80^\circ$  par rapport à l'axe optique. Sans pouvoir résoudre de façon satisfaisante les positions spectrales des modes, il semblerait que la collection des modes résonants ne soit pas nulle. Si tel avait été le cas, l'émission des boîtes quantiques dans les modes résonants — mis en évidence en rouge sur la figure, vers 1.335 eV —, n'aurait pas pu être collectée.

En outre, la mesure révèle clairement un autre type de mode de cavité, qui n'a pas été pris en compte dans les modélisations (pics bleus de forte intensité sur la figure) et dont la collection semble être favorisée par l'inclinaison du micropilier ( $\theta = 80^\circ$ ). Ce sont des modes de galerie, qui se caractérisent notamment par des intervalles spectraux libres bien définis et par une direction d'émission parallèle au plan du substrat [150]. La mesure met donc en évidence la collection simultanée des modes de galerie et des modes résonants.

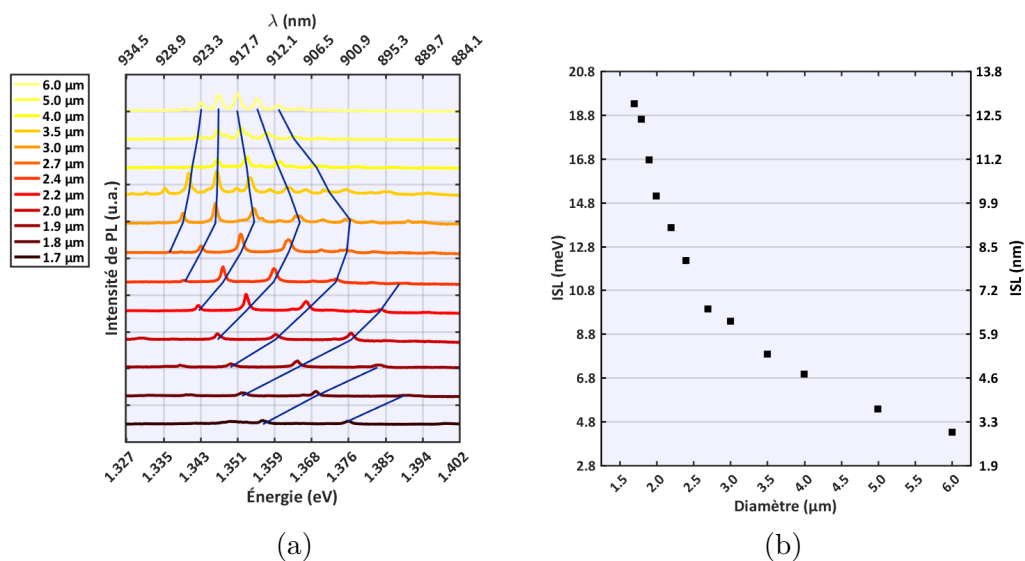
Cette famille de modes a été introduite brièvement au cours de la présentation des microdisques (cf. section 1.1). Ils sont formés par réflexion totale interne sur la face interne du micropilier. L'émission d'un émetteur dans les modes de galerie est donc préférentiellement orientée perpendiculairement aux faces latérales du micropilier ; c'est la raison pour laquelle ils ne sont pas collectés avec un angle de collection nul ( $\theta = 0^\circ$ ). Par ailleurs, ces modes sont particulièrement sensibles aux défauts de surface des flancs du micropilier. La bonne qualité de gravure des micropiliers autorise donc la formation de modes de galerie et la collection efficace de l'émission des boîtes quantiques dans ces modes.

La Figure 4.17 (a) montre les positions spectrales des modes de galerie d'un micropilier de  $4.0 \mu\text{m}$  de diamètre, pour un ISL de 6.7 meV. On voit que l'excellente collection de ces modes ne peut que "noyer" l'éventuelle marche sur l'intensité de photoluminescence mesurée à travers les modes de fuite, quand bien même ceux-ci ne seraient pas collectés du tout. Cet effet est renforcé par le fait que les modes de galerie ne sont pas nourris par les mêmes boîtes quantiques que les modes résonants. Les premiers le sont par les boîtes en périphérie du micropilier, alors que les seconds le sont majoritairement par celles situées en son centre. Le dépeuplement excitonique est donc différent selon la position des boîtes dans la cavité. Réduire l'angle de collection  $\theta$  pour diminuer la collection des modes de galerie accroîtrait la collection





**FIGURE 4.17 : Observation des modes d'un micropilier par spectroscopie de photoluminescence non résolue en temps.** Les modes sont sondés sur la face latérale du micropilier, penché de  $\theta = 80^\circ$  par rapport à l'axe optique. Le laser d'excitation est accordé à 789 nm. (a) Mesure simultanée des modes résonants et des modes de galerie d'un micropilier de  $4.0 \mu\text{m}$  de diamètre ( $ISL = 6.7 \text{ meV}$ ). Les pics de photoluminescence de faible intensité vers 1.335 eV (en rouge) correspondent aux modes résonants de la cavité. Les pics de forte intensité (en bleu) correspondent aux modes de galerie. (b) Modes de galerie de plusieurs micropiliers observés simultanément. Le motif de l'échantillon ne permet pas de sonder un unique micropilier avec le spot laser utilisé. Les flèches rouges indiquent les positions des modes de galerie d'un micropilier de  $2.0 \mu\text{m}$  de diamètre ( $ISL = 15.0 \text{ meV}$ ). La mesure des modes de fuite rentre en compétition avec l'excellente collection des modes de galerie.



**FIGURE 4.18 : Observation des modes de galerie sur des micropiliers aux flancs latéraux dégradés.** Le laser d'excitation est accordé à 789 nm, en mode impulsif, avec 86 pJ/impulsion. (a) Spectres en fonction du diamètre du micropilier. Les lignes bleues indiquent les positions spectrales de chaque mode de galerie en fonction du diamètre. (b) ISL expérimentales, en fonction du diamètre du micropilier.

des modes résonants. L'inverse accroîtrait encore la collection des modes de galerie. L'ajustement de  $\theta$  seul n'est donc pas adapté pour mesurer correctement la faible intensité des modes de fuite et espérer observer la signature de la dépopulation.

Une série de mesures en fonction de la puissance du laser d'excitation a été effectuée sur un micropilier de faible diamètre (2 μm), pour lequel l'effet Purcell est grand (Figure 4.17 (b)), afin de tirer parti de l'éventuelle compétition de la canalisation de l'émission spontanée entre les modes. Quelle que soit la puissance laser utilisée, l'émission dans les modes de galerie est systématiquement trop intense pour résoudre les modes de fuite.

Paradoxalement, la faible collection des modes de fuite pourrait être due à la qualité de gravure de l'échantillon, qui permettrait l'existence de modes de galerie au sein du micropilier. Des mesures identiques sur un micropilier dont les faces latérales sont légèrement plus dégradées permettraient donc d'accroître la collection des modes de fuite, tout en supprimant les modes de galerie. Cette expérience a été effectuée sur des micropiliers de diamètres compris entre 1.7 μm et 6.0 μm et est reportée en Figure 4.18. La mesure révèle que les modes de galerie sont toujours présents et de facteurs de qualité  $Q$  de l'ordre de 100 à 1000, quel que soit le diamètre du micropilier. L'observation est étayée par la dépendance au diamètre des ISL et de leurs valeurs identiques à un diamètre donné. En tout état de cause, il semble de nouveau impossible de résoudre l'intensité d'émission dans les modes de fuite de façon suffisante pour observer l'éventuel dépeuplement des boîtes quantiques.

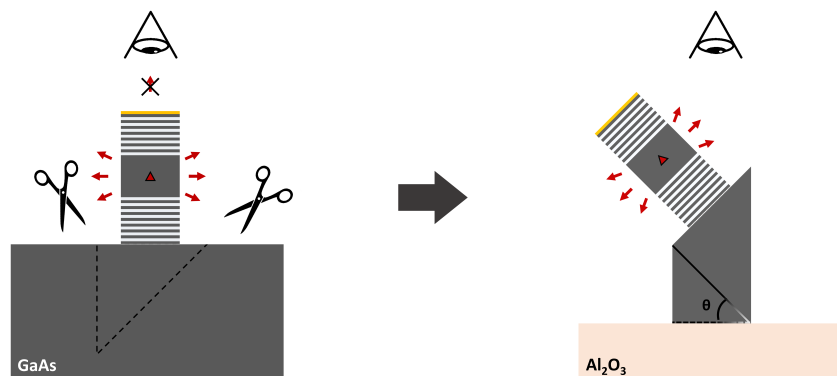


FIGURE 4.19 : Schéma de principe de report d'un micropilier en FIB, dans le but de faciliter la collection de l'émission des boîtes quantiques dans les modes de fuite sans favoriser celle dans les modes de galerie. La collection de l'émission dans les modes résonants et guidés sont par ailleurs supprimées avec un masque métallique.

Une voie possible pour espérer mesurer expérimentalement la dépopulation excitonique pourrait être de combiner une méthode de suppression totale de la collection de l'émission dans les modes résonants et les modes guidés, tout en favorisant celle dans les modes de fuite. D'abord, la suppression de la collection des modes résonants et guidés peut être effectuée avec une méthode proposée par Nowicki *et. al* [150], qui consiste à effectuer un dépôt métallique sur la face supérieure du micropilier. Cette méthode permettrait d'optimiser la collection des modes de fuites en jouant sur  $\theta$ , sans pour autant avoir à pencher le micropilier à des angles entraînant l'apparition des modes de galerie. Par ailleurs, le contrôle de l'angle pourrait être facilité en effectuant un report des micropiliers sur un substrat choisi, via une sonde ionique focalisée (plus communément appelé par son acronyme anglais FIB : *Focused Ion Beam*). La Figure 4.19 montre un schéma du report d'un micropilier recouvert d'un masque métallique sur sa face supérieure, pour  $\theta = 45^\circ$ .

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre a permis d'aborder l'effet de couplage entre un émetteur et une cavité optique. Un modèle permettant de calculer la population excitonique au cours du temps d'un émetteur unique en cavité a été présenté. Le modèle tient compte de l'émission dans le mode résonant d'une cavité ainsi que de l'émission dans les modes de fuite. Il a été montré que le couplage transitoire entre le mode et l'émetteur a une incidence notable sur sa population excitonique, qui chute brutalement par accélération de l'émission spontanée (effet Purcell). La photoluminescence d'un émetteur étant proportionnelle à sa population excitonique, l'intensité de photoluminescence peut être utilisée comme signature du dépeuplement prématuré de l'émetteur dans les modes de fuite. L'introduction de constantes de collection pour le mode résonant et pour les modes de fuite ont permis d'estimer la chute d'intensité de photoluminescence

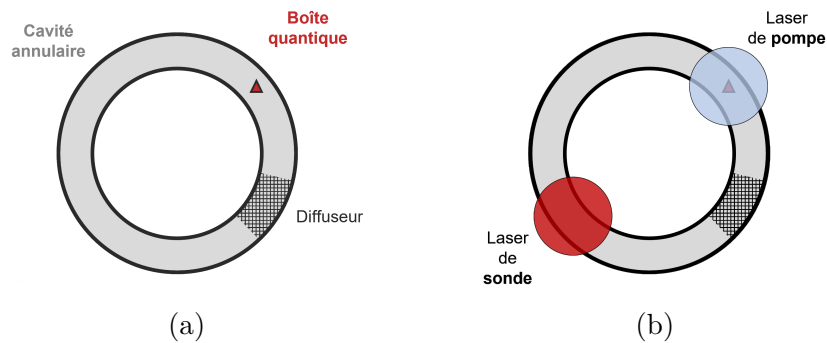
mesurée, imputable à l'effet Purcell.

Ce modèle a été appliqué pour simuler sur un intervalle spectral et temporel donné, une mesure de la photoluminescence d'une distribution gaussienne d'émetteurs en cavité. Les simulations de commutation mettent en évidence, sur une même image, la dépendance de l'amplitude de dépeuplement des émetteurs à leur durée de couplage.

Des mesures expérimentales ont été effectuées sur un micropilier de GaAs/AlAs de  $1.6 \mu\text{m}$  de diamètre, contenant une collection de boîtes quantiques. Une commutation géante de son mode de résonance  $\text{HE}_{11}$  a permis son couplage transitoire avec un sous-ensemble d'émetteurs. La durée de ce couplage est dépendante de la position spectrale du sous-ensemble d'émetteurs considéré et est repérée par la génération d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes. Ces impulsions courtes d'émission spontanée sont de durées inférieures à celles observées par Jin *et al.* [120], en 2014, avec des cavités à cristaux photoniques. Cependant, aucune signature formelle du dépeuplement des boîtes quantiques n'a pu être notée à partir de la photoluminescence collectée. Des mesures complémentaires ont donc été effectuées pour mesurer une éventuelle marche d'intensité, dans des conditions expérimentales favorisant la collection de l'émission dans les modes de fuite. Cette méthode a consisté à pencher le micropilier, de façon à éloigner la direction d'émission des modes résonants de l'axe optique du banc de mesure, tout en rapprochant celle des modes de fuite. Les mesures ont mis en évidence la présence de modes de galerie, dépendant de l'état de surface des flancs du micropilier. Le signal de photoluminescence étant de ce fait dominé par l'émission dans les modes de galerie, il empêche la résolution d'une éventuelle signature du dépeuplement à travers les modes non résonants.

Le couplage transitoire sera étendu à moyen terme à la boîte quantique unique. Cette étape nécessite d'ajouter à notre maîtrise de la commutation ultrarapide, le contrôle non local du mode de cavité tel que proposé par Jin *et al.* sur une cavité à cristaux photoniques [120]. Cela consiste à découpler parfaitement la commutation du pompage de la boîte quantique. Ce découplage peut par exemple être obtenu avec un mode de galerie d'une cavité annulaire et de deux lasers impulsions synchronisés : le premier pour pomper la boîte quantique à la fréquence  $\omega_{\text{pompe}}$ , et le second, de fréquence  $\omega_{\text{sonde}}$  pour commuter le mode de cavité, avec  $\omega_{\text{sonde}} < \omega_{\text{pompe}}$  ; un diffuseur pourra être utilisé pour faciliter la collection de l'émission hors du plan (Figure 4.20).

Dans le cadre de la réalisation de sources de photons uniques indiscernables, il est nécessaire de séparer le laser de pompe des boîtes quantiques de leurs émissions. La méthode employée actuellement consiste à ne collecter que les photons dont la polarisation est parfaitement perpendiculaire à celle du laser de pompe, via l'utilisation de polariseurs croisés, au prix d'une forte baisse de l'efficacité de la source [151, 152]. Le contrôle *on-off* de l'effet Purcell par couplage d'un mode de cavité avec une boîte quantique, pourrait être utilisé pour séparer temporellement l'émission du photon de l'impulsion laser de pompe. Cette méthode permettrait ainsi l'obtention de sources bien plus efficaces en comparaison à

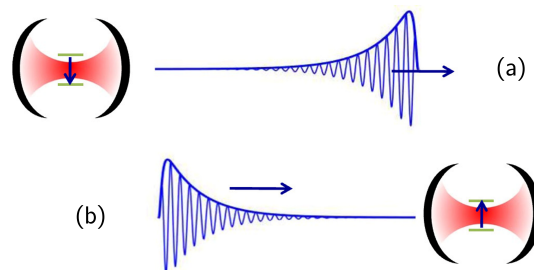


**FIGURE 4.20 : Schéma de principe du contrôle non-local de l'émission spontanée d'une boîte quantique dans une cavité annulaire.** (a) Une boîte quantique est placée dans une microcavité annulaire. Un diffuseur permet de faciliter la collection de l'émission hors du plan. (b) Une impulsion du laser de pompe, de fréquence  $\omega_{\text{pompe}}$ , permet de charger la boîte quantique. Un photon est alors émis par recombinaison radiative de l'exciton dans un mode de galerie de la cavité. L'enveloppe temporelle du photon peut être contrôlée par commutation du mode de galerie, avec une impulsion laser de fréquence  $\omega_{\text{sonde}}$  synchronisée à l'impulsion de pompe ( $\omega_{\text{sonde}} < \omega_{\text{pompe}}$ ).

la méthode des polariseurs croisés.

En outre, la maîtrise du couplage transitoire à l'échelle de la boîte quantique unique ouvrira la voie au contrôle de l'enveloppe du photon émis dans le domaine temporel. L'objectif de ce dernier point est d'optimiser la réabsorption du photon par une boîte quantique similaire à celle dont il est issu. L'enveloppe temporelle du photon est asymétrique et de forme exponentielle décroissante en fonction du temps (Figure 4.21 (a)), si le couplage est identique pendant tout le processus d'émission. Or, pour une réabsorption optimale du photon, il faudrait inverser l'enveloppe temporelle du photon (Figure 4.21 (b)).

Dans le cas de l'enveloppe exponentielle inverse, on peut obtenir avec des paramètres réalistes —



**FIGURE 4.21 : Schéma du processus idéal d'émission et d'absorption d'un photon unique.** (a) Émission d'un photon unique. Un émetteur en cavité émet un photon d'enveloppe temporelle asymétrique. (b) Absorption d'un photon unique. Une réabsorption parfaite du photon unique exige une inversion de son enveloppe temporelle. Figure adaptée de [123].

pour des cavités à l'état de l'art — une probabilité de réabsorption du photon unique supérieure à 90%. On pourrait aussi générer avec une grande fidélité des impulsions d'enveloppe temporelle gaussienne, qui sont connues pour être optimales en vue du calcul quantique avec des photons uniques [127, 153].









# Conclusion & Perspectives

Le principal objet d'études de ce travail de thèse a été la commutation des cavités optiques de GaAs crues par épitaxie par jet moléculaire. Deux géométries de cavité ont été étudiées : les micropiliers de GaAs surmontés de miroirs de Bragg de GaAs/AlAs dans lesquels sont insérées des boîtes quantiques de InAs, de dimensions  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$  et de différents diamètres ; les cavités optiques planaires GaAs de dimensions  $33\lambda/n_{\text{GaAs}}$ , également créées entre deux miroirs de Bragg de GaAs/AlAs, mais n'incluant pas de boîtes quantiques.

Les cavités de type *micropilier* ont été employées à deux fins distinctes : pour l'analyse de leurs modes propres et pour l'étude de l'émission spontanée des boîtes quantiques en régime de commutation, induite par l'injection de porteurs libres. D'une part, elle a été mise en place pour examiner la dynamique de commutation des modes et observer des effets de commutation différentielle et d'autre part, pour étudier la commutation transitoire de l'effet Purcell au sein d'un sous-ensemble de boîtes quantiques. La méthode de commutation a consisté à l'application d'une impulsion laser de longueur d'onde choisie sur le matériau de façon à injecter des porteurs libres et induire un changement de son indice de réfraction.

Sur le volet de l'étude des modes de micropilier, le comportement de la position spectrale des modes de cavité au cours de la commutation a été expliqué par un modèle simple de diffusion des charges libres, couplé à des simulations par éléments finis. Cette approche a permis de mettre en évidence une relation linéaire entre la puissance de l'impulsion laser de commutation et le changement supposé de l'indice de réfraction du matériau. Cette relation a été exploitée dans le contexte de la commutation différentielle des modes d'un micropilier, en tirant parti de la différence de recouvrement entre la perturbation de l'indice de réfraction et les ventres des modes, afin de générer des amplitudes de commutation différentes d'un mode à l'autre à l'instant de l'impulsion. Des expériences de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps ont été menées sur ces structures, et plus particulièrement avec une caméra à balayage de fente, permettant une mesure de la photoluminescence au cours du temps dans une fenêtre spectrale de plusieurs nanomètres. En accord avec les prédictions théoriques, lorsque les conditions expérimentales (puissance laser et position du spot) sont judicieusement choisies, les mesures de spectroscopie de photoluminescence résolue en temps ont montré une absence d'anticroisement entre deux jeux de modes (Lignes 4 et 5). Pour une puissance de commutation plus forte, un croisement entre les modes a claire-

ment été identifié. L'absence d'anticroisement a, en outre, été une seconde fois mise évidence au cours de la relaxation des modes.

L'étude de l'amplitude de commutation du mode fondamental du micropilier a permis de développer un modèle basé sur la Méthode des Matrices de Transfert, expliquant l'amplitude de commutation du mode  $HE_{11}$  à basse puissance de commutation. Cette méthode a permis de montrer que la commutation dans ce régime était, pour une partie non négligeable, imputable au changement d'indice de réfraction des couches de GaAs composant le miroir de Bragg supérieur du micropilier. Pour compléter ce modèle et expliquer l'amplitude de commutation à des puissances laser supérieures, la saturation de l'absorption devra être prise en compte, ce qui impliquera de déterminer expérimentalement le coefficient d'absorption du GaAs en fonction de la puissance du laser en régime impulsionnel.

La commutation de modes a également été exploitée pour étudier l'effet Purcell au cours du couplage transitoire entre les boîtes quantiques et le mode de cavité. Un modèle a été réalisé afin d'identifier les signatures de l'effet Purcell pouvant être mesurées en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps. Deux signatures ont été identifiées : la première est l'exaltation de l'intensité de photoluminescence des émetteurs transitoirement couplé au mode résonant ; la seconde est la baisse de l'intensité de photoluminescence mesurée pour un sous ensemble d'émetteurs après le couplage, due à la vitesse de dépeuplement excitonique transitoirement plus élevée. La commutation de l'effet Purcell à une échelle de quelques picosecondes ( $\sim 5$  ps) a été effectuée, en abaissant autant que possible la durée de l'interaction entre le sous-ensemble d'émetteurs et le mode, dans le but d'observer cette seconde signature de l'effet Purcell. Pour cela, une commutation "géante" du mode  $HE_{11}$  a été obtenue, avec d'un micropilier de  $1.6 \mu\text{m}$  de diamètre. Des mesures complémentaires pourront être réalisées pour confirmer que la nature de l'impulsion générée est due à de l'émission spontanée uniquement. En vue d'observer une seconde signature de l'effet Purcell, c'est à dire le dépeuplement excitonique des boîtes quantiques, la photoluminescence a été acquise sur les flancs latéraux des micropiliers, de façon à augmenter la collection moyenne des modes de fuite tout en réduisant celle des modes résonants. Cette étude n'a pas permis de mesurer le dépeuplement excitonique mais a révélé la présence de modes de galerie dans deux micropiliers d'états de surface différents. Les modélisations montrent par ailleurs que la mesure de la population excitonique des boîtes quantiques avec l'émission dans les modes de fuites est particulièrement difficile à mesurer avec un facteur de Purcell modeste ( $F_p \approx 20$ ), à plus forte raison s'il est moyenné sur un ensemble de boîtes quantiques. En effet, il a été montré que l'effet Purcell moyen associé à un ensemble d'émetteurs, peut être inférieur à l'effet Purcell théorique, associé à un émetteur unique spatialement et spectralement parfaitement accordé au mode de cavité. Le passage à l'étude de l'effet Purcell en cavité à l'échelle de la boîte quantique unique permettra donc l'obtention d'une plus forte accélération de l'émission spontanée et donc d'une signature plus marquée. Cette étape nécessite par ailleurs la réalisation d'une cavité dont la commutation peut être effectuée par perturbation non-locale du mode, tel que Jin *et al.* l'ont fait avec un système à deux lasers, sur des cavités à cristaux photoniques. La maîtrise du positionnement de la boîte quantique en cavité ainsi que celle de la mesure de sa photoluminescence, ouvriront alors la voie

au contrôle de l'enveloppe temporelle du photon.

Les cavités optiques planaires "géantes" — de dimension  $33\lambda/n_{\text{GaAs}}$  — ont également été étudiées en spectroscopie de photoluminescence résolue en temps, à travers des expériences de Ring-Down. Le but de telles expériences est la caractérisation du temps de stockage des photons dans les modes résonants, donc de leurs facteurs de qualité, afin d'utiliser à moyen terme ces cavités planaires en tant que filtres en fréquence accordables ou translateurs de fréquences. Les spectres de ces cavités ont été calculés avec la Méthode des Matrices de Transfert dans le but d'évaluer les facteurs de qualité théorique des modes. Ces calculs nécessitant des modèles de dispersion de GaAs et AlAs qui ne sont que partiellement disponibles dans la littérature, les modèles de Ozaki & Adachi et Rakić & Majewski ont été adaptés et complétés par des mesures expérimentales de l'absorption de GaAs. Les  $Q$  estimés avec ces modèles adaptés sont en excellent accord avec ceux déterminés expérimentalement, soit plus de 300000 pour le mode central. La caractérisation de ces deux cavités montre que le temps de stockage de la lumière dans les modes — de plus de 150 ps, pour certains — est suffisant pour exploiter immédiatement ces dernières pour la translation de fréquence. Celle-ci étant applicable indépendamment de l'énergie de l'impulsion, elle pourra être appliquée pour changer la fréquence de la lumière en cavité à l'échelle du photon unique.

Par ailleurs les gradients latéraux d'épaisseur des deux cavités planaires ont été estimés en spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier. Les profils de décroissance temporels des modes ont été modélisés, en tenant compte des gradients latéraux, en vue d'expliquer leur tendance à présenter des oscillations. Pour cela, le rayon effectif du mode a été évalué, à l'aide d'un calcul itératif basé sur l'estimation de l'angle d'ouverture des modes d'une cavité plane, issu des travaux de Kastler. Il a ainsi été possible d'en déduire le nombre de modes sondé par le spot laser et d'attribuer une onde plane progressive à chaque mode en sortie de cavité, pour finalement modéliser le profil de décroissance temporel et les oscillations générées par interférences. Un critère mettant en relation le gradient de la cavité et la dimension du mode est enfin proposé pour évaluer si la cavité se comporte ou non comme une somme de cavités planaires indépendantes placées les unes à côté des autres. Ce critère est ainsi respecté pour la cavité présentant le plus fort gradient latéral d'épaisseur (2.2 nm/mm). Ce gradient latéral constitue par ailleurs un moyen de générer un signal cohérent dont la direction d'émission change spontanément au cours du temps, par effet d'interférences entre les ondes planes issues du continuum de cavités [154]. Le faisceau émis balaie alors le secteur angulaire correspondant à la divergence d'une cavité isolée en un temps très court, de l'ordre de la centaine de picosecondes. En somme, la conception, l'élaboration et la caractérisation expérimentale d'un tel dispositif constitue une perspective d'application originale pour nos cavités géantes présentant des gradients d'épaisseurs latéraux.





# Bibliographie

- [1] E. M. Purcell. “Spontaneous emission probabilities at radio frequencies.” Phys. Rev., **69**, 674 (1946). [p. 2, 32, 35]
- [2] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, et S. Haroche. “Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission.” Phys. Rev. Lett., **50**, 1903 (1983). [p. 2, 32]
- [3] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, et D. Kleppner. “Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom.” Phys. Rev. Lett., **55**, 2137 (1985). [p. 2, 32]
- [4] S. Haroche et D. Kleppner. “Cavity Quantum Electrodynamics.” Physics Today, **42**, 24 (1989). [p. 2, 32]
- [5] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, et V. Thierry-Mieg. “Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity.” Phys. Rev. Lett., **81**, 1110 (1998). [p. 2, 24, 36, 37, 51, 53, 164, 170, 179]
- [6] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, et M. Lipson. “Micrometre-scale silicon electro-optic modulator.” Nature, **435**, 325 (2005). [p. 2, 44]
- [7] S. F. Preble, Q. Xu, et M. Lipson. “Changing the colour of light in a silicon resonator.” Nature Photonics, **1**, 293 (2007). [p. 2, 43]
- [8] G. Ctistis, E. Yuce, A. Hartsuiker, J. Claudon, M. Bazin, J. M. Gérard, et W. L. Vos. “Ultimate fast optical switching of a planar microcavity in the telecom wavelength range.” Applied Physics Letters, **98**, 161114 (2011). [p. 2, 45, 50]
- [9] P. J. Harding, H. J. Bakker, A. Hartsuiker, J. Claudon, A. P. Mosk, J. M. Gérard, et W. L. Vos. “Observation of a stronger-than-adiabatic change of light trapped in an ultrafast switched GaAs-AlAs microcavity.” J. Opt. Soc. Am. B, **29**, A1 (2012). [p. 2]
- [10] K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, et D. J. Norris. “Plasmonic Films Can Easily Be Better : Rules and Recipes.” ACS Photonics, **2**, 326 (2015). [p. 7]

- [11] W. S. M. Werner, K. Glantschnig, et C. Ambrosch-Draxl. “Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals.” Journal of Physical and Chemical Reference Data, **38**, 1013 (2009). [p. 7]
- [12] M. Ferrera, M. Magnozzi, F. Bisio, et M. Canepa. “Temperature-dependent permittivity of silver and implications for thermoplasmonics.” Phys. Rev. Mater., **3**, 105201 (2019). [p. 7]
- [13] P. B. Johnson et R. W. Christy. “Optical constants of transition metals : Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd.” Phys. Rev. B, **9**, 5056 (1974). [p. 7]
- [14] L. Rayleigh. “CXII. The problem of the whispering gallery.” The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, **20**, 1001 (1910). [p. 7]
- [15] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, et K. J. Vahala. “Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip.” Nature, **421**, 925 (2003). [p. 10]
- [16] A. P. Yeh. Optical waves in layered media. Wiley series in pure and applied optics. New York Chichester Brisbane (1988). ISBN 978-0-471-82866-2. [p. 12, 85]
- [17] H. A. Macleod. Thin-film optical filters. Bristol, 3. ed., repr edition (2003). ISBN 978-0-7503-0688-1. [p. 12]
- [18] R. P. Stanley, R. Houdré, U. Oesterle, M. Ilegems, et C. Weisbuch. “Impurity modes in one-dimensional periodic systems : The transition from photonic band gaps to microcavities.” Phys. Rev. A, **48**, 2246 (1993). [p. 14]
- [19] R. Ram, D. Babid, Y. York, et J. Bowers. “Spontaneous emission in microcavities with distributed mirrors.” IEEE Journal of Quantum Electronics, **31**, 399 (1995). [p. 16]
- [20] S. Reitzenstein, et al. “Oscillatory variations in the Q factors of high quality micropillar cavities.” Applied Physics Letters, **94**, 061108 (2009). [p. 19, 28]
- [21] N. Gregersen, et al. “Numerical and Experimental Study of the Q Factor of High-Q Micropillar Cavities.” IEEE Journal of Quantum Electronics, **46**, 1470 (2010). [p. 19, 28]
- [22] F. De Martini, M. Marrocco, et D. Murra. “Transverse quantum correlations in the active microscopic cavity.” Phys. Rev. Lett., **65**, 1853 (1990). [p. 19, 146]
- [23] K. Ujihara. “Spontaneous emission and the concept of effective area in a very short optical cavity with plane-parallel dielectric mirrors.” Japanese Journal of Applied Physics, **30**, L901 (1991). [p. 20]
- [24] G. Björk, H. Heitmann, et Y. Yamamoto. “Spontaneous-emission coupling factor and mode characteristics of planar dielectric microcavity lasers.” Phys. Rev. A, **47**, 4451 (1993). [p. 20]

- 
- [25] N. Koide et K. Ujihara. “Analysis of spontaneous emission from a planar microcavity—dependence on the refractive index of the cavity region and atomic location.” *Optics Communications*, **111**, 381 (1994). [p. 20]
- [26] H. Benisty, H. De Neve, et C. Weisbuch. “Impact of planar microcavity effects on light extraction-Part I : basic concepts and analytical trends.” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **34**, 1612 (1998). [p. 20, 141]
- [27] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, et R. A. Logan. “Whispering-gallery mode microdisk lasers.” *Applied Physics Letters*, **60**, 289 (1992). [p. 22, 38]
- [28] M. Borselli, K. Srinivasan, P. E. Barclay, et O. Painter. “Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks.” *Applied Physics Letters*, **85**, 3693 (2004). [p. 22]
- [29] K. Srinivasan, M. Borselli, T. J. Johnson, P. E. Barclay, O. Painter, A. Stintz, et S. Krishna. “Optical loss and lasing characteristics of high-quality-factor AlGaAs microdisk resonators with embedded quantum dots.” *Applied Physics Letters*, **86**, 151106 (2005). [p. 22]
- [30] J. M. Gérard et B. Gayral. “InAs quantum dots : artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics.” *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **9**, 131 (2001). [p. 22]
- [31] T. F. Krauss, R. M. D. L. Rue, et S. Brand. “Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths.” *Nature*, **383**, 699 (1996). [p. 23, 38]
- [32] H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, et S. Noda. “Photonic crystal nanocavity with a Q-factor of 9 million.” *Opt. Express*, **22**, 916 (2014). [p. 23]
- [33] T. Asano, Y. Ochi, Y. Takahashi, K. Kishimoto, et S. Noda. “Photonic crystal nanocavity with a Q factor exceeding eleven million.” *Opt. Express*, **25**, 1769 (2017). [p. 23]
- [34] J. S. Foresi, et al. “Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides.” *Nature*, **390**, 143 (1997). [p. 23]
- [35] B. Ellis, M. A. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller, et J. Vucković. “Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser.” *Nature Photonics*, **5**, 297 (2011). [p. 23, 39]
- [36] J. L. Jewell, S. L. McCall, A. Scherer, H. H. Houh, N. A. Whitaker, A. C. Gossard, et J. H. English. “Transverse modes, waveguide dispersion, and 30 ps recovery in submicron GaAs/AlAs microresonators.” *Applied Physics Letters*, **55**, 22 (1989). [p. 23, 43]
- [37] K. Iga, F. Koyama, et S. Kinoshita. “Surface emitting semiconductor lasers.” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**, 1845 (1988). [p. 23]

- [38] T. Baba, T. Hamano, F. Koyama, et K. Iga. “Spontaneous emission factor of a microcavity DBR surface-emitting laser.” IEEE Journal of Quantum Electronics, **27**, 1347 (1991). [p. 23]
- [39] J. M. Gérard, et al. “Quantum boxes as active probes for photonic microstructures : The pillar microcavity case.” Applied Physics Letters, **69**, 449 (1996). [p. 23, 27, 32, 50, 54, 164, 178]
- [40] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp, et T. L. Reinecke. “Size Dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots.” Phys. Rev. Lett., **78**, 378 (1997). [p. 23]
- [41] A. Yariv. Optical electronics in modern communications. The Oxford series in electrical and computer engineering. New York, 5. ed, 6. print edition (1997). ISBN 978-0-19-510626-8. [p. 24]
- [42] S. Reitzenstein, et al. “AlAs–GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000.” Applied Physics Letters, **90**, 251109 (2007). [p. 26]
- [43] C. Arnold, et al. “Optical bistability in a quantum dots/micropillar device with a quality factor exceeding 200 000.” Applied Physics Letters, **100**, 111111 (2012). [p. 26]
- [44] S. Reitzenstein et A. Forchel. “Quantum dot micropillars.” Journal of Physics D : Applied Physics, **43**, 033001 (2010). [p. 27]
- [45] R. E. Slusher, A. F. J. Levi, U. Mohideen, S. L. McCall, S. J. Pearton, et R. A. Logan. “Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers.” Applied Physics Letters, **63**, 1310 (1993). [p. 27]
- [46] T. Rivera, J. P. Debray, J. M. Gérard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo, et J. L. Oudar. “Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy.” Applied Physics Letters, **74**, 911 (1999). [p. 27, 132]
- [47] P. Lalanne, J. P. Hugonin, et J. M. Gérard. “Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit.” Applied Physics Letters, **84**, 4726 (2004). [p. 28]
- [48] G. Lecamp, et al. “Submicron-diameter semiconductor pillar microcavities with very high quality factors.” Applied Physics Letters, **90**, 091120 (2007). [p. 28]
- [49] B. Lounis et M. Orrit. “Single-photon sources.” Reports on Progress in Physics, **68**, 1129 (2005). [p. 28, 29]
- [50] O. Sild et K. Haller, editors. Zero-Phonon Lines. Berlin, Heidelberg (1988). ISBN 978-3-642-73640-7 978-3-642-73638-4. [p. 29]
- [51] L. Fleury, B. Sick, G. Zumofen, B. Hecht, et U. P. Wild. “High photo-stability of single molecules in an organic crystal at room temperature observed by scanning confocal optical microscopy.” Molecular Physics, **95**, 1333 (1998). [p. 29]



- [52] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, et C. v. Borczyskowski. “Scanning Confocal Optical Microscopy and Magnetic Resonance on Single Defect Centers.” *Science*, **276**, 2012 (1997). [p. 29]
- [53] W. Gellermann. “Color center lasers.” *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **52**, 249 (1991). [p. 29]
- [54] W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, et D. D. Awschalom. “Room temperature coherent control of defect spin qubits in silicon carbide.” *Nature*, **479**, 84 (2011). [p. 29]
- [55] W. Redjem, et al. “Single artificial atoms in silicon emitting at telecom wavelengths.” *Nature Electronics*, **3**, 738 (2020). [p. 29]
- [56] Y. Baron, et al. “Single G centers in silicon fabricated by co-implantation with carbon and proton.” *Applied Physics Letters*, **121**, 084003 (2022). [p. 29]
- [57] X. Brokmann, L. Coolen, M. Dahan, et J. P. Hermier. “Measurement of the Radiative and Non-radiative Decay Rates of Single CdSe Nanocrystals through a Controlled Modification of their Spontaneous Emission.” *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 107403 (2004). [p. 29]
- [58] J. Y. Marzin, J. M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, et G. Bastard. “Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs.” *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 716 (1994). [p. 30]
- [59] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M. H. Mao, et D. Bimberg. “Dephasing in InAs/GaAs quantum dots.” *Phys. Rev. B*, **60**, 7784 (1999). [p. 30]
- [60] P. Borri, W. Langbein, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M. H. Mao, et D. Bimberg. “Time-resolved four-wave mixing in InAs/InGaAs quantum-dot amplifiers under electrical injection.” *Applied Physics Letters*, **76**, 1380 (2000). [p. 30]
- [61] S. Buckley, K. Rivoire, et J. Vucković. “Engineered quantum dot single-photon sources.” *Reports on Progress in Physics*, **75**, 126503 (2012). [p. 30]
- [62] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, et Y. Yamamoto. “Single-photon generation with InAs quantum dots.” *New Journal of Physics*, **6**, 89 (2004). [p. 30, 31]
- [63] E. Togan, et al. “Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit.” *Nature*, **466**, 730 (2010). [p. 30]
- [64] J. Kalden, C. Tessarek, K. Sebald, S. Figge, C. Kruse, D. Hommel, et J. Gutowski. “Electroluminescence from a single InGaN quantum dot in the green spectral region up to 150 K.” *Nanotechnology*, **21**, 015204 (2009). [p. 31]

- [65] Y. Arakawa et S. Kako. “Advances in growth and optical properties of gan-based quantum dots.” *physica status solidi (a)*, **203**, 3512 (2006). [p. 31]
- [66] A. Ugur, S. Kremling, F. Hatami, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, et W. Ted Masselink. “Single-photon emitters based on epitaxial isolated InP/InGaP quantum dots.” *Applied Physics Letters*, **100**, 023116 (2012). [p. 31]
- [67] C. Zinoni, et al. “Time-resolved and antibunching experiments on single quantum dots at 1300nm.” *Applied Physics Letters*, **88**, 131102 (2006). [p. 31]
- [68] R. J. Warburton, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, et P. M. Petroff. “Charged Excitons in Self-Assembled Semiconductor Quantum Dots.” *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 5282 (1997). [p. 32]
- [69] B. Gayral. “Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor micro cavities.” *Annales de Physique*, **26**, 1 (2001). [p. 32]
- [70] A. Auffèves, B. Besga, J. M. Gérard, et J. P. Poizat. “Spontaneous emission spectrum of a two-level atom in a very-high-Q cavity.” *Phys. Rev. A*, **77**, 063833 (2008). [p. 33]
- [71] R. J. Thompson, G. Rempe, et H. J. Kimble. “Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity.” *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1132 (1992). [p. 34]
- [72] E. Yüce, et al. “All-optical switching of a microcavity repeated at terahertz rates.” *Opt. Lett.*, **38**, 374 (2013). [p. 34, 45]
- [73] J. P. Reithmaier, et al. “Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system.” *Nature*, **432**, 197 (2004). [p. 34]
- [74] T. Sattler, E. Peinke, J. Bleuse, J. Claudon, W. Vos, et J. M. Gérard. “Cavity switching : A novel resource for solid-state quantum optics.” Dans “2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON),” pages 1–4 (2017). [p. 35]
- [75] M. Bayer, et al. “Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots.” *Phys. Rev. B*, **65**, 195315 (2002). [p. 36]
- [76] C. Lin, D. Deppe, et C. Lei. “Role of waveguide light emission in planar microcavities.” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**, 2304 (1994). [p. 36]
- [77] H. Rigneault et S. Monneret. “Modal analysis of spontaneous emission in a planar microcavity.” *Phys. Rev. A*, **54**, 2356 (1996). [p. 37]
- [78] I. Abram, I. Robert, et R. Kuszelewicz. “Spontaneous emission control in semiconductor microcavities with metallic or Bragg mirrors.” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **34**, 71 (1998). [p. 37]

- 
- [79] E. A. J. Marcatili. “Bends in optical dielectric guides.” *The Bell System Technical Journal*, **48**, 2103 (1969). [p. 37, 38]
- [80] J. Lloret, et al. “Broadband microwave photonic fully tunable filter using a single heterogeneously integrated III-V/SOI-microdisk-based phase shifter.” *Opt. Express*, **20**, 10796 (2012). [p. 37]
- [81] A. M. Shaltout, J. Kim, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, et A. V. Kildishev. “Ultrathin and multicolour optical cavities with embedded metasurfaces.” *Nature Communications*, **9**, 2673 (2018). [p. 38]
- [82] P. Michler, et al. “A quantum dot single-photon turnstile device.” *Science*, **290**, 2282 (2000). [p. 38, 41]
- [83] P. L. Gourley. “Microstructured semiconductor lasers for high-speed information processing.” *Nature*, **371**, 571 (1994). [p. 38]
- [84] D. L. Huffaker et D. G. Deppe. “Improved performance of oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers using a tunnel injection active region.” *Applied Physics Letters*, **71**, 1449 (1997). [p. 38, 39]
- [85] V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. M. Raimond, et S. Haroche. “Very low threshold whispering-gallery-mode microsphere laser.” *Phys. Rev. A*, **54**, R1777 (1996). [p. 38]
- [86] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, et I. Kim. “Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser.” *Science*, **284**, 1819 (1999). [p. 38]
- [87] E. Yablonovitch. “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics.” *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987). [p. 38, 63]
- [88] F. De Martini et G. R. Jacobovitz. “Anomalous spontaneous–stimulated-decay phase transition and zero-threshold laser action in a microscopic cavity.” *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 1711 (1988). [p. 38]
- [89] H. Yokoyama et S. D. Brorson. “Rate equation analysis of microcavity lasers.” *Journal of Applied Physics*, **66**, 4801 (1989). [p. 38]
- [90] M. Y. Yamamoto. “An ultimately low-threshold semiconductor laser with separate quantum confinements of single field mode and single electron-hole pair.” *Japanese Journal of Applied Physics*, **30**, L60 (1991). [p. 38]
- [91] S. Noda. “Seeking the Ultimate Nanolaser.” *Science*, **314**, 260 (2006). [p. 39]
- [92] C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke, et F. Jahnke. “Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers.” *Phys. Rev. A*, **75**, 013803 (2007). [p. 39]
- [93] P. R. Rice et H. J. Carmichael. “Photon statistics of a cavity-QED laser : A comment on the laser–phase-transition analogy.” *Phys. Rev. A*, **50**, 4318 (1994). [p. 39]

- [94] M. Fujita, R. Ushigome, et T. Baba. “Continuous wave lasing in GaInAsP microdisk injection laser with threshold current of 40  $\mu\text{A}$ .” *Electronics Letters*, **36**, 790 (2000). [p. 39]
- [95] A. K. Ekert. “Quantum cryptography based on Bell’s theorem.” *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 661 (1991). [p. 40]
- [96] E. Knill, R. Laflamme, et G. J. Milburn. “A scheme for efficient quantum computation with linear optics.” *Nature*, **409**, 46 (2001). [p. 40]
- [97] T. D. Happ, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, J. P. Reithmaier, M. Kamp, et A. Forchel. “Enhanced light emission of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  quantum dots in a two-dimensional photonic-crystal defect microcavity.” *Phys. Rev. B*, **66**, 041303 (2002). [p. 40]
- [98] A. J. Shields. “Semiconductor quantum light sources.” *Nature Photonics*, **1**, 215 (2007). [p. 40]
- [99] H. J. Kimble, M. Dagenais, et L. Mandel. “Photon Antibunching in Resonance Fluorescence.” *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 691 (1977). [p. 40]
- [100] T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit, et H. Talon. “Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid.” *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1516 (1992). [p. 40]
- [101] R. Brouri, A. Beveratos, J. P. Poizat, et P. Grangier. “Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond.” *Opt. Lett.*, **25**, 1294 (2000). [p. 40]
- [102] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, et H. Weinfurter. “Stable Solid-State Source of Single Photons.” *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 290 (2000). [p. 40]
- [103] M. A. Hines et P. Guyot-Sionnest. “Synthesis and Characterization of Strongly Luminescing ZnS-Capped CdSe Nanocrystals.” *The Journal of Physical Chemistry*, **100**, 468 (1996). [p. 40]
- [104] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J. M. Gérard, et I. Abram. “Quantum Cascade of Photons in Semiconductor Quantum Dots.” *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 183601 (2001). [p. 40]
- [105] C. Santori, D. Fattal, J. Vucković, G. S. Solomon, et Y. Yamamoto. “Indistinguishable photons from a single-photon device.” *Nature*, **419**, 594 (2002). [p. 40, 41]
- [106] J. M. Gérard et B. Gayral. “Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities.” *Journal of Lightwave Technology*, **17**, 2089 (1999). [p. 40, 41]
- [107] C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale, et Y. Yamamoto. “Triggered single photons from a quantum dot.” *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1502 (2001). [p. 41]
- [108] A. Zrenner, E. Beham, S. Stuffer, F. Findeis, M. Bichler, et G. Abstreiter. “Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode.” *Nature*, **418**, 612 (2002). [p. 41]

- 
- [109] C. M. Simon, *et al.* “Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses.” *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 166801 (2011). [p. 41]
- [110] W. H. Chang, W. Y. Chen, H. S. Chang, T. P. Hsieh, J. I. Chyi, et T. M. Hsu. “Efficient Single-Photon Sources Based on Low-Density Quantum Dots in Photonic-Crystal Nanocavities.” *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 117401 (2006). [p. 41]
- [111] M. Munsch, *et al.* “Dielectric GaAs Antenna Ensuring an Efficient Broadband Coupling between an InAs Quantum Dot and a Gaussian Optical Beam.” *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 177402 (2013). [p. 41, 42]
- [112] J. Claudon, *et al.* “A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire.” *Nature Photonics*, **4**, 174 (2010). [p. 41, 42]
- [113] M. Finazzi, *et al.* “On-Chip Electrostatic Actuation of a Photonic Wire Antenna Embedding Quantum Dots.” *Nano Letters*, **23**, 2203 (2023). [p. 41]
- [114] J. L. Jewell, Y. H. Lee, M. Warren, H. M. Gibbs, N. Peyghambarian, A. C. Gossard, et W. Wiegmann. “3-pJ, 82-MHz optical logic gates in a room-temperature GaAs-AlGaAs multiple-quantum-well étalon.” *Applied Physics Letters*, **46**, 918 (1985). [p. 43]
- [115] R. Kuszelewicz, J. L. Oudar, J. C. Michel, et R. Azoulay. “Monolithic GaAs/AlAs optical bistable étalons with improved switching characteristics.” *Applied Physics Letters*, **53**, 2138 (1988). [p. 43]
- [116] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, et M. Lipson. “All-optical control of light on a silicon chip.” *Nature*, **431**, 1081 (2004). [p. 43]
- [117] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, et A. R. Calawa. “Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures.” *Applied Physics Letters*, **59**, 3276 (1991). [p. 44]
- [118] Q. Xu, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, et M. Lipson. “12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators.” *Opt. Express*, **15**, 430 (2007). [p. 44]
- [119] H. Thyrestrup, A. Hartsuiker, J. M. Gérard, et W. L. Vos. “Non-exponential spontaneous emission dynamics for emitters in a time-dependent optical cavity.” *Opt. Express*, **21**, 23130 (2013). [p. 44, 170]
- [120] C. Y. Jin, R. Johne, M. Y. Swinkels, T. B. Hoang, L. Midolo, P. J. van Veldhoven, et A. Fiore. “Ultrafast non-local control of spontaneous emission.” *Nature Nanotechnology*, **9**, 886 (2014). [p. 44, 163, 176, 188]
- [121] P. J. Harding, T. G. Euser, et W. L. Vos. “Identification of competing ultrafast all-optical switching mechanisms in Si woodpile photonic crystals.” *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 610 (2009). [p. 45]

- [122] E. Yüce, G. Ctistis, J. Claudon, E. Dupuy, K. J. Boller, J. M. Gérard, et W. L. Vos. “Competition between electronic Kerr and free-carrier effects in an ultimate-fast optically switched semiconductor microcavity.” J. Opt. Soc. Am. B, **29**, 2630 (2012). [p. 45]
- [123] E. Peinke, et al. “Tailoring the properties of quantum dot-micropillars by ultrafast optical injection of free charge carriers.” Light : Science & Applications, **10**, 215 (2021). [p. 53, 57, 67, 177, 189]
- [124] T. Sattler, et al. “Probing microcavity switching events on the picosecond time scale using quantum dots as a broadband internal fluorescent source.” APL Photonics, **5**, 126104 (2020). [p. 53, 59, 79]
- [125] E. Yablonovitch, C. J. Sandroff, R. Bhat, et T. Gmitter. “Nearly ideal electronic properties of sulfide coated GaAs surfaces.” Applied Physics Letters, **51**, 439 (1987). [p. 60]
- [126] E. Yablonovitch, D. L. Allara, C. C. Chang, T. Gmitter, et T. B. Bright. “Unusually Low Surface-Recombination Velocity on Silicon and Germanium Surfaces.” Phys. Rev. Lett., **57**, 249 (1986). [p. 62, 63]
- [127] E. Peinke. All-optical ultrafast switching of semiconductor micropillar cavities : basics and applications to quantum optics. Theses, Université Grenoble Alpes (2016). [p. 63, 105, 190]
- [128] T. Sattler. Ultrafast switching of semiconductor microcavities for quantum optics applications. Theses, Université Grenoble Alpes (2017). [p. 63]
- [129] B. A. Ruzicka, L. K. Werake, H. Samassekou, et H. Zhao. “Ambipolar diffusion of photoexcited carriers in bulk GaAs.” Applied Physics Letters, **97**, 262119 (2010). [p. 63, 64]
- [130] H. Thyrrstrup, E. Yüce, G. Ctistis, J. Claudon, W. L. Vos, et J. M. Gérard. “Differential ultrafast all-optical switching of the resonances of a micropillar cavity.” Applied Physics Letters, **105**, 111115 (2014). [p. 63]
- [131] S. Ozaki et S. Adachi. “Spectroscopic ellipsometry and thermorefectance of GaAs.” Journal of Applied Physics, **78**, 3380 (1995). [p. 90]
- [132] A. D. Rakić et M. L. Majewski. “Modeling the optical dielectric function of GaAs and AlAs : Extension of Adachi’s model.” Journal of Applied Physics, **80**, 5909 (1996). [p. 90]
- [133] M. D. Sturge. “Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV.” Phys. Rev., **127**, 768 (1962). [p. 91]
- [134] M. Garriga, M. Kelly, et K. Ploog. “Temperature dependence of the dielectric function and inter-band critical points of AlAs obtained on an MBE grown layer.” Thin Solid Films, **233**, 122 (1993). [p. 91, 119]

- [135] P. Lautenschlager, M. Garriga, S. Logothetidis, et M. Cardona. “Interband critical points of GaAs and their temperature dependence.” *Phys. Rev. B*, **35**, 9174 (1987). [p. 91]
- [136] R. R. L. Zucca et Y. R. Shen. “Wavelength-Modulation Spectra of Some Semiconductors.” *Phys. Rev. B*, **1**, 2668 (1970). [p. 91]
- [137] B. Bennett, R. Soref, et J. Del Alamo. “Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP.” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26**, 113 (1990). [p. 91, 93]
- [138] M. Notomi, H. Taniyama, S. Mitsugi, et E. Kuramochi. “Optomechanical Wavelength and Energy Conversion in High-Q Double-Layer Cavities of Photonic Crystal Slabs.” *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 023903 (2006). [p. 111]
- [139] A. Kastler. “Atomes à l’Intérieur d’un Interféromètre Perot-Fabry.” *Appl. Opt.*, **1**, 67 (1962). [p. 112, 147]
- [140] C. M. Herzinger, H. Yao, P. G. Snyder, F. G. Celii, Y. Kao, B. Johs, et J. A. Woollam. “Determination of AlAs optical constants by variable angle spectroscopic ellipsometry and a multisample analysis.” *Journal of Applied Physics*, **77**, 4677 (1995). [p. 119]
- [141] E. D. Palik. “- Gallium Arsenide (GaAs).” Dans E. D. Palik, editor, “Handbook of Optical Constants of Solids,” pages 429–443. Burlington (1997). ISBN 978-0-12-544415-6. [p. 120]
- [142] K. Papatryfonos, et al. “Refractive indices of MBE-grown  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ternary alloys in the transparent wavelength region.” *AIP Advances*, **11**, 025327 (2021). [p. 121]
- [143] B. W. Hakki et T. L. Paoli. “cw degradation at 300°K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain.” *Journal of Applied Physics*, **44**, 4113 (2003). [p. 122]
- [144] B. W. Hakki et T. L. Paoli. “Gain spectra in GaAs double–heterostructure injection lasers.” *Journal of Applied Physics*, **46**, 1299 (2008). [p. 122]
- [145] K. Luke, Y. Okawachi, M. R. E. Lamont, A. L. Gaeta, et M. Lipson. “Broadband mid-infrared frequency comb generation in a  $\text{Si}_3\text{N}_4$  microresonator.” *Opt. Lett.*, **40**, 4823 (2015). [p. 124]
- [146] F. Urbach. “The Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids.” *Phys. Rev.*, **92**, 1324 (1953). [p. 128]
- [147] G. Monteiro Torelly. *Characterization and applications of the ultrafast all-optical switching of semiconductor microcavities*. PhD Thesis, Pontificia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil (2020). [p. 139, 140, 155]
- [148] H. Rigneault, J. Broudic, B. Gayral, et J. M. Gérard. “Far-field radiation from quantum boxes located in pillar microcavities.” *Opt. Lett.*, **26**, 1595 (2001). [p. 165]

- [149] J.-M. Gérard. “Solid-State Cavity-Quantum Electrodynamics with Self-Assembled Quantum Dots.” Dans “Single Quantum Dots : Fundamentals, Applications, and New Concepts,” pages 269–314. Berlin, Heidelberg (2003). ISBN 978-3-540-39180-7. [p. 179]
- [150] Y. R. Nowicki-Bringuier, et al. “High Q whispering gallery modes in GaAs/AlAs pillar microcavities.” Opt. Express, **15**, 17291 (2007). [p. 184, 187]
- [151] N. Somaschi, et al. “Near-optimal single-photon sources in the solid state.” Nature Photonics, **10**, 340 (2016). [p. 188]
- [152] X. Ding, et al. “On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar.” Phys. Rev. Lett., **116**, 020401 (2016). [p. 188]
- [153] G. Hornecker, E. Peinke, J. Claudon, A. Auffèves, et J. M. Gérard. “Temporal shaping of single-photon pulses.” Dans K. Banaszek et C. Silberhorn, editors, “Quantum Optics and Quantum Information Transfer and Processing 2015,” volume 9505, page 95050N (2015). [p. 190]
- [154] J. M. Gérard. “Émetteur Optoélectronique à Balayage Angulaire Rapide.” (2022). [p. 195]



# Résumé

Les microcavités semiconductrices constituent une ressource majeure pour la photonique quantique. Des effets quantiques de cavité tels que l'exaltation de l'émission spontanée d'atomes artificiels en cavité (un effet connu sous le nom d'effet Purcell) sont déjà exploités dans de nouveaux composants tels que les sources de photon uniques. De plus, la modification ultra-rapide des propriétés des cavités via l'injection de porteurs de charge a ouvert de nouvelles perspectives séduisantes, telles que la conversion adiabatique de fréquence de la lumière piégée dans la cavité, ou encore le contrôle dynamique du désaccord spectral entre un émetteur et un mode, et des effets quantiques induits par la cavité. Au cours de cette thèse, nous avons étudié quelques propriétés dynamiques de microcavités vides ou contenant des boîtes quantiques, avec une résolution temporelle de l'ordre de quelques picosecondes. Nous explorons la relaxation d'une cavité planaire GaAs/AlAs après une excitation impulsionnelle et montrons qu'un dessin de cavité original permet d'obtenir un très grand facteur de qualité de l'ordre de 300000. Nous mettons aussi en évidence l'impact délétère de gradients latéraux d'épaisseur, en présence desquels la relaxation de la cavité n'est plus exponentielle. Nous apportons par ailleurs un éclairage nouveau sur la commutation ultrarapide de micropilier par photoinjection de porteurs libres. En utilisant un faisceau de pompe focalisé, nous observons des comportements très différents d'un mode à l'autre. En particulier, nous mettons en évidence un croisement et une inversion transitoire de l'ordre de deux familles de modes lorsque la perturbation préserve la symétrie cylindrique de la microcavité. Enfin, nous explorons le régime de couplage transitoire entre des boîtes quantiques et un mode de cavité dont la fréquence change au cours du temps. Nous étudions les signatures expérimentales de la commutation de l'effet Purcell, y compris la génération d'une impulsion d'émission spontanée de quelques picosecondes. Nous discutons les retombées à moyen-long terme de ces travaux dans le domaine de la photonique quantique.

# Abstract

Semiconductor microcavities constitute a major workhorse for quantum photonics. Quantum cavity effects such as the enhancement of the spontaneous emission rate of embedded artificial atoms (known as Purcell effect) are already harnessed in efficient single photon sources. Additionally, the ultrafast tuning of cavity properties through the injection of charge carriers has opened appealing novel perspectives, such as the adiabatic frequency translation of trapped light, or the dynamic control of emitter-cavity detuning and cavity effects. In this work, we investigate some dynamic properties of cavities and coupled cavity-quantum dot systems with resolution on the few picoseconds time scale. We perform cavity-ring down experiments on planar GaAs/AlAs cavities and confirm that very large quality factors  $Q$  around 300000 can be obtained using an original design involving a very large spacer layer. We also highlight the detrimental effect of lateral thickness gradients, which lead to a non-exponential relaxation of the cavity mode. We bring also new light on the free-carrier switching of pillar microcavities. Using a focused pump beam, we observe much different specific behaviors for various modes and reveal a transient crossing of two sets of modes when the perturbation preserves the cylindrical symmetry of the cavity. Finally, we explore the transient coupling of a switched cavity mode with quantum dots and investigate the experimental signatures of this "on-off" switching of the Purcell effect, including the generation of few picoseconds-long pulses of spontaneous emission. We discuss the medium-long term impact of this work in the field of quantum photonics.