



**HAL**  
open science

# Exaltation de la génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à bases de nitrures

Jeremi Torres

► **To cite this version:**

Jeremi Torres. Exaltation de la génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à bases de nitrures. Physique [physics]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2004. Français. NNT: . tel-00007963

**HAL Id: tel-00007963**

**<https://theses.hal.science/tel-00007963>**

Submitted on 7 Jan 2005

**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.

**ACADEMIE DE MONTPELLIER  
UNIVERSITE MONTPELLIER II  
- SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC -**

**THESE**

Pour l'obtention du diplôme de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II**

**Discipline** : Milieux Denses et Matériaux

**Formation Doctorale** : Physique de la matière condensée

**Ecole Doctorale** : Matière condensée

**Exaltation de la Génération de Second  
Harmonique dans les Cristaux Photoniques à  
Base de Nitrures**

présentée et soutenue publiquement le 29 juin 2004 par

**Jérémi TORRES**

**Composition du jury**

<b>M. FELBACQ Didier</b>	Professeur, GES, Université Montpellier II	Président
<b>M. VIKTOROVITCH Pierre</b>	Directeur de recherche, LEOM, Ecole centrale de Lyon	Rapporteur
<b>M. DE LA RUE Richard</b>	Professeur, DEEE, University of Glasgow	Rapporteur
<b>M<sup>me</sup> LOZES-DUPUY Françoise</b>	Directeur de recherche, LAAS, Toulouse	Examineur
<b>M. ALBERT Jean-Paul</b>	Professeur, GES, Université Montpellier II	Directeur de thèse
<b>M<sup>me</sup> COQUILLAT Dominique</b>	Chargé de recherche, GES, Université Montpellier II	Directeur de thèse
<b>M<sup>lle</sup> LE VASSOR D'YERVILLE Marine</b>	Maître de conférences, GES, Université Montpellier II	Membre invité



## **Avant-propos**

A l'heure où je rédige ces quelques lignes je me rends compte au combien il est difficile de dire merci sans pour autant paraître mièvre. Cet exercice est pourtant l'occasion de tirer un premier bilan de ces trois années passées dans un laboratoire : je voudrais donc en premier lieu remercier l'ensemble du personnel du Groupe d'Etude des Semiconducteurs via son directeur Bernard Gil.

Contrairement à ce que certains peuvent croire, un travail de thèse n'est pas un travail solitaire mais un travail d'équipe et son aboutissement reflète aussi un haut niveau d'encadrement. Merci à Dominique Coquillat, dont la gentillesse n'a d'égal que sa connaissance des dispositifs expérimentaux ; pour toutes les discussions tant scientifiques que personnelles que nous avons eu durant ces trois années. Je tiens à remercier également Jean-Paul Albert (la voix de la sagesse) pour m'avoir accordé sa confiance. J'espère aussi avoir, à ma modeste échelle, concouru au rapprochement de l'équipe expérimentale et de l'équipe théorique. Il est des personnes qui ont joué un rôle si important dans un travail que toute tentative de remerciement semble saugrenue. Cependant comment ne pas dire merci à Marine Le Vassor d'Yerville pour sa disponibilité, sa gentillesse et son amitié.

D'autres personnes ont aussi plus ponctuellement participées à ces travaux. Je remercie Jean-Paul Lascaray et René Legros pour toutes les discussions que nous avons eu durant ses trois années. Je tiens aussi à remercier tout particulièrement Emmanuel Centeno et Didier Felbacq pour leurs compétences scientifiques et pour leur joie de vivre. Enfin à David Cassagne sans qui ce voyage à Vancouver n'aurait pas été aussi joyeux. Au fait, je te dois toujours un repas chez Hooters... A tous les trois, vous m'avez prouvé que travail et bonne humeur forment un cocktail (sans alcool of course...) efficace. Même si la pudeur m'oblige à garder une certaine distance, je vous remercie tous pour l'ambiance dans laquelle j'ai évolué durant ces trois années.

Mes remerciements à Olivier Briot et à Pierre Lefebvre sans qui les Sushi n'auraient pas eu le même goût. Je garde un souvenir émerveillé de notre voyage au Japon. Vos portes sont toujours ouvertes et pour cela aussi je vous remercie. Merci aussi à Denis Scalbert qui a eu la gentillesse de prendre sur son temps en mettant son laser à ma disposition.

Si l'avenir d'un laboratoire est dans sa jeune génération alors le GES n'a rien à craindre. Merci à Carlos, Yahya, Boris et Stéphane. Merci aussi à Christophe (Mister

Blague) dont la mauvaise humeur légendaire masque une profonde gentillesse et une connaissance inégalée d'une boisson à base de houblon fermentée... On ne plastique pas une maison pour si peu ...enfin...j'espère. Un remerciement particulier à Frédéric, expatrié du bout du monde et qui fut mon collègue de bureau pendant ces trois années. Merci pour toutes nos discussions, pour ta gentillesse et ton amitié. Si ton offre tiens toujours, je viendrai pêcher Tous les poissons de Nouvelle-Calédonie. Même avec des palmes, j'aurai vite fait le tour d'un si Petit Lagon ...

Je ne saurai conclure sans remercier Stéphanie, ma femme, mon amie... qui m'a supporté (au sens propre comme au sens figuré) tout au long de ces trois années. Voir grossir ton ventre fut le plus beau des cadeaux. A notre petit garçon qui, je l'espère, sera fier de son papa...

A tous, que la lumière soit avec vous ...

à Stéphanie,

à Théo,



**Harmonique** : (n. m.) Vibration dont la fréquence est un multiple entier de la fréquence fondamentale. Deuxième, troisième harmonique, dont la fréquence est double, triple, etc..., de la fréquence du fondamental.

*Le Petit Robert.*





## INTRODUCTION GENERALE

C'est la limitation des performances des lasers solides par l'émission spontanée qui a conduit Eli Yablonovitch [1] et Sajeev John [2] à définir, dès 1987, le concept de cristal photonique (CPh). L'idée consiste à utiliser une structuration périodique capable d'influer sur la propagation des ondes électromagnétiques et plus précisément d'inhiber l'émission spontanée en bord de bande électronique. L'appellation « cristaux photoniques » (CPhs) désigne des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée périodiquement. Cette modulation, à condition que le contraste d'indice entre les matériaux qui composent le CPh soit suffisant, perturbe la propagation de l'onde électromagnétique en provoquant l'ouverture de bandes d'énergie interdites aux photons.

Le premier CPh a d'abord été connu sous le nom de miroir de Bragg. Il s'agit d'un empilement de couches de matériaux diélectriques d'indice optique alterné qui présente des bandes de fréquences pour lesquelles la propagation de l'onde électromagnétique est interdite. Ces miroirs sont en réalité des CPhs unidimensionnels (1D) dont les bandes interdites proviennent d'interférences constructives et destructives se produisant aux interfaces de chaque couche [3]. La première structure tridimensionnelle présentant une bande interdite complète pour les micro-ondes a été présentée par Yablonovitch [4] en 1991. Cependant la difficulté de fabrication des structures photoniques tridimensionnelles, notamment à des dimensions permettant le contrôle de la lumière aux longueurs d'ondes des télécommunications, a contraint la communauté scientifique à se tourner davantage vers les CPhs bidimensionnels (2D) [5] et en particulier vers les CPhs planaires.

L'optique non linéaire dans les CPhs est bien plus récente. Même si les premières études théoriques [6] ainsi que les premières observations [7] de phénomènes non-linéaires aux longueurs d'ondes optiques datent du début des années 1960, l'essor de l'optique non linéaire a lieu dans les années 1980 avec la parution d'articles théoriques sur les phénomènes non linéaires du second et du troisième ordre dans les réseaux [8-14]. Il faut cependant attendre encore une dizaine d'années pour que ce formalisme soit appliqué au domaine des CPhs [15-18]. Les premiers résultats expérimentaux, qui ne

seront publiés qu'au début des années 2000 [19-22], font de l'optique non linéaire dans les CPhs un domaine jeune et des plus prometteurs quant au développement futur de cet axe de recherche.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse. J'y étudie un phénomène non linéaire du second ordre : l'exaltation de la génération du second harmonique par les cristaux photoniques planaires à base de nitrure.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à une description générale des propriétés linéaires et non linéaires des structures périodiques de hauteur finie. Après une brève présentation des CPhs planaires, je présenterai la méthode expérimentale qui m'a permis de caractériser leurs propriétés optiques. J'introduirai également la méthode de modélisation linéaire basée sur le formalisme de la matrice de diffusion qui sera très largement exploitée tout au long de ce travail. La seconde partie de ce chapitre sera dédiée à la description des aspects fondamentaux de l'optique non linéaire et plus particulièrement de la génération de second harmonique. Après avoir décrit les effets non linéaires dans les matériaux homogènes, j'axerai cette partie sur la génération de second harmonique dans le nitrure de gallium à la base de nos CPhs et j'expliquerai les effets fondamentaux mis en oeuvre lors de la génération de second harmonique dans les CPhs planaires.

Afin de déterminer les configurations angulaires et fréquentielles pour lesquelles les effets non linéaires ont le rendement le plus important, le second chapitre présentera la caractérisation linéaire des cristaux photoniques à base de nitrures. A partir des spectres de transmission et/ou de réflectivité obtenus par une méthode expérimentale de couplage par la surface résolue angulairement [23,24] les structures de bandes ainsi que les contours isofréquences expérimentaux, appelés par abus de langage surfaces isofréquences (SIFs) [25], seront tracés. Une modélisation, basée sur le formalisme de la matrice de diffusion [26,27], permettra de calculer les SIFs en particulier aux longueurs d'ondes inaccessibles expérimentalement. Ces SIFs, qui illustrent le comportement linéaire des CPhs, sont en fait d'une grande utilité pour la prévision des phénomènes non linéaires et en particulier pour la détermination des conditions de quasi-accord de phase (QAP).

Dans le dernier chapitre, consacré à l'étude de la génération de second harmonique dans les CPhs planaires, je décrirai tout d'abord une nouvelle configuration expérimentale utilisée pour la mise en évidence de cet effet non linéaire. La génération

de second harmonique dans les CPhs sera tout d'abord étudiée théoriquement, tant pour la prévision des conditions fréquentielles et angulaires de réalisation des conditions de QAP, que pour l'évaluation des facteurs d'exaltation. Cette comparaison permettra de valider l'approche théorique qui pourra constituer, par la suite, un outil puissant de modélisation et d'optimisation des structures photoniques non linéaires. Les résultats expérimentaux seront enfin présentés avec la réalisation en particulier d'une exaltation de génération de second harmonique par un facteur de l'ordre de  $10^4$ .



**TABLE DES MATIERES**

<b>CHAPITRE I. PRESENTATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRES</b>	<b>15</b>
<b>I.1. Cristaux photoniques planaires</b>	<b>17</b>
I.1.1. Propriétés optiques	18
I.1.2. Caractérisation linéaire	20
<b>I.2. Génération de second harmonique</b>	<b>26</b>
I.2.1. Génération de second harmonique dans les matériaux homogènes	26
I.2.2. Génération de second harmonique dans le nitrure de gallium	28
I.2.3. Génération de second harmonique dans les cristaux photoniques	35
<b>CHAPITRE II. CARACTERISATION DES PROPRIETES OPTIQUES DES CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRES</b>	<b>41</b>
<b>II.1. Configuration des cristaux photoniques à base de nitrure.</b>	<b>44</b>
<b>II.2. Méthodes de caractérisation linéaire des cristaux photoniques planaires</b>	<b>45</b>
II.2.1. Dispositif expérimental	46
II.2.2. Méthode de modélisation : le formalisme de la matrice de diffusion	48
<b>II.3. Etude linéaire des cristaux photoniques planaires.</b>	<b>54</b>
II.3.1. Détermination expérimentale de la position spectrale des modes résonants selon les directions de symétrie du cristal photonique	54
II.3.2. Comparaison entre spectres expérimentaux et théoriques	59
II.3.3. Anisotropie azimutale des résonances	63
<b>II.4. Structure de bandes</b>	<b>65</b>
II.4.1. Structure de bandes d'un cristal photonique unidimensionnel	66
II.4.2. Structure de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel	67
<b>II.5. Les surfaces isofréquences</b>	<b>72</b>
II.5.1. Comment construire les surfaces isofréquences	72
II.5.2. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique unidimensionnel	72
II.5.3. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique bidimensionnel	74

<b>CHAPITRE III. EXALTATION DE SECOND HARMONIQUE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRE A BASE DE NITRURE</b>	<b>79</b>
<b>III.1. Prédiction des conditions de quasi-accord de phase par les surfaces isofréquences</b>	<b>81</b>
III.1.1. Cristal photonique unidimensionnel	82
III.1.2. Cristal photonique bidimensionnel	86
<b>III.2. Modélisation du phénomène de génération de second harmonique</b>	<b>90</b>
III.2.1. Méthode de modélisation non linéaire	90
III.2.2. Etude d'une condition de quasi-accord de phase	92
<b>III.3. Exaltation expérimentale de la génération de second harmonique</b>	<b>99</b>
III.3.1. Dispositifs expérimentaux de génération de second harmonique.	99
III.3.2. Propriétés non linéaires de la couche de nitrure de gallium	104
III.3.3. Génération de second harmonique dans le cristal photonique unidimensionnel	106
III.3.4. Génération de second harmonique dans le cristal photonique bidimensionnel	117
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>123</b>
<b>ANNEXE</b>	<b>125</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>127</b>

# Chapitre I. Présentation des Cristaux Photoniques Planaires

<b>I.1. Cristaux photoniques planaires</b>	<b>17</b>
I.1.1. Propriétés optiques	18
I.1.2. Caractérisation linéaire	20
I.1.2.1. Méthode expérimentale de caractérisation	21
I.1.2.2. Modélisation des caractéristiques linéaires	23
<b>I.2. Génération de second harmonique</b>	<b>26</b>
I.2.1. Génération de second harmonique dans les matériaux homogènes	26
I.2.2. Génération de second harmonique dans le nitrure de gallium	28
I.2.2.1. Dispersion de l'indice de réfraction	28
I.2.2.2. Potentialités du nitrure de gallium	29
I.2.3. Génération de second harmonique dans les cristaux photoniques	35
I.2.3.1. Réaliser le quasi-accord de phase	35
I.2.3.2. Génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires	37





## 1.1. Cristaux photoniques planaires

Les CPhs planaires sont des structures artificielles constituées d'une couche guidante de diélectrique entourée de deux couches de confinement d'indices de réfraction plus faibles que celui de la couche de cœur, le tout déposé sur un substrat (Figure I-1). Dans la couche guidante est introduite une périodicité de la constante diélectrique, de pas «  $a$  », par l'alternance de rangées de diélectriques de différents indices pour les CPhs unidimensionnels (1D) ou par l'introduction d'un maillage (carré, triangulaire ou hexagonal) de trous ou de piliers pour un CPh bidimensionnel (2D) (Figure I-1). Contrairement aux structures idéales gravées suffisamment profondément pour être considérées comme invariantes suivant une direction de l'espace, les structures photoniques planaires ont une hauteur finie «  $h$  » qui influence fortement les propriétés optiques par l'apparition d'une structuration verticale des modes électromagnétiques.

Dans ce paragraphe, je donnerai une description générale des propriétés optiques des CPhs par l'intermédiaire des structures de bandes. Puis je décrirai les méthodes de caractérisation expérimentales et théoriques qui ont été très largement exploitées tout au long de ce travail.

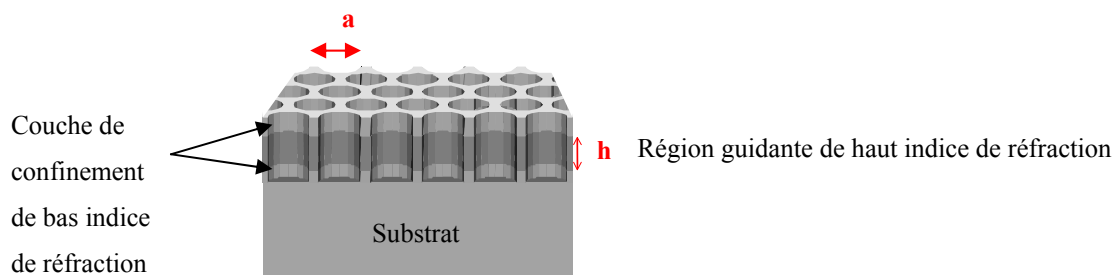


Figure I-1: Représentation schématique d'un cristal photonique planaire bidimensionnel de trou. Le CPh est constitué d'une couche guidante de haut indice de réfraction entourée de deux couches de confinement d'indice plus faible. Le pas du réseau est «  $a$  », «  $h$  » représente l'épaisseur de la couche guidante. D'après [28].

### I.1.1. Propriétés optiques

La figure I-2 représente une structure de bandes typique calculée pour un CPh bidimensionnel de trou (insert : vu de dessus de la figure I-2). Ce diagramme représente la dispersion des modes photoniques présents dans le cristal en fonction de la valeur des vecteurs d'onde pris le long des directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin.

Contrairement aux structures de bandes de CPhs infinis suivant la direction verticale, celles des CPhs planaires présentent des éléments qui sont spécifiquement liés à leur hauteur finie : le cône de lumière et les modes d'ordres supérieurs.

- **Le cône de lumière : modes guidés et modes résonants.**

Le cône de lumière, représenté en gris sur la figure I-2, est la région spectrale où existe un continuum d'états radiatifs complètement délocalisés suivant la direction verticale et capables de se propager aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la structure photonique. Il est situé au-dessus de ce que l'on appelle la ligne de lumière (en bleu) correspondant à la courbe de dispersion du mode de plus basse fréquence capable de se propager dans les milieux semi-infinis entourant la couche guidante. Dans le cas d'une structure photonique dont les couches de confinement sont homogènes et ont un indice de réfraction  $n$ , l'équation de cette ligne de lumière est :

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{k_{//}}{n} \quad (\text{I.1})$$

où  $k_{//}$  est le vecteur d'onde projeté dans le plan de périodicité et exprimé en unité  $2\pi/a$ .

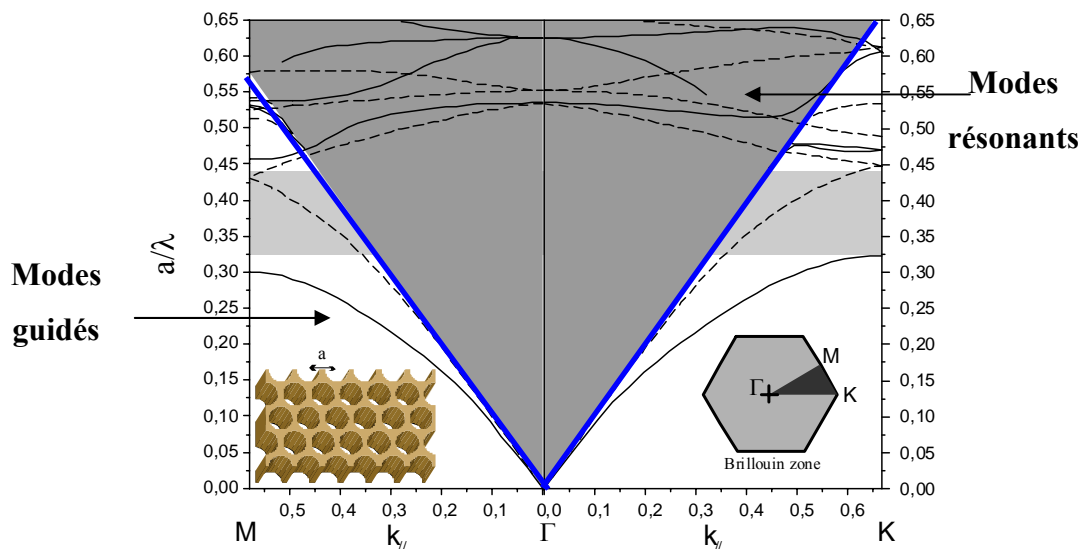


Figure I-2: Structure de bandes d'un cristal photonique 2 D planaire. Le cône de lumière est représenté par la région grisée, les lignes de lumière par les lignes en gras (bleu). Les courbes en pointillé représentent la dispersion des modes guidés (sous la ligne de lumière) et des modes résonants (au-dessus de la ligne de lumière). Les inserts représentent la structure photonique modélisée (à gauche) et sa première zone de Brillouin (à droite). D'après [29].

On distingue ainsi dans la structure de bandes d'un CPh planaire trois types de modes :

- Les *modes radiatifs*, constituant un continuum d'états situé au-dessus de la ligne de lumière, se propagent aussi bien dans le milieu extérieur que dans la structure photonique. Ces modes délocalisés sont les modes propres du continuum d'états radiatifs des milieux extérieurs (ou des couches de confinements) faiblement perturbés par la présence du cristal photonique [28,30].
- Les *modes guidés* qui constituent un ensemble discret d'états localisés, présentent un caractère sinusoïdal à l'intérieur de la structure et une décroissance exponentielle dans les couches de confinement. Ces modes se propagent à l'intérieur du CPh par réflexion totale interne et ont une durée de vie théoriquement infinie. Ils se situent sous la ligne de lumière du matériau de confinement possédant le plus haut indice de réfraction.
- Les *modes résonants*, aussi appelés par certains auteurs modes quasi-guidés, fortement localisés dans le cristal photonique proviennent du repliement des modes guidés en bord de zone Brillouin. Ce repliement les ramène au-dessus des lignes de lumière où ils constituent des résonances dans le continuum d'états radiatifs. Le couplage de ces modes avec les modes radiatifs est à l'origine de pertes verticales. Dans

la configuration expérimentale utilisée ici, c'est par l'intermédiaire de ces résonances que le champ électromagnétique d'une onde incidente par la surface peut être confiné à l'intérieur du CPh ce qui exalte le champ de second harmonique.

- **Modes d'ordres supérieurs .**

Dans un CPh planaire l'invariance par translation suivant la direction verticale est brisée par la présence d'interfaces entre milieux distincts qui entraîne une structuration verticale du champ électromagnétique. Pour une épaisseur de la couche guidante donnée, il apparaît ainsi des modes d'ordres supérieurs structurés par l'ajout de plans nodaux horizontaux (Figure I-3). Cependant les modes d'ordres supérieurs sont situés à des fréquences plus élevées et, dans le travail présenté ici, les bandes photoniques associées à ces modes n'interviendront que pour les fréquences de second harmonique.

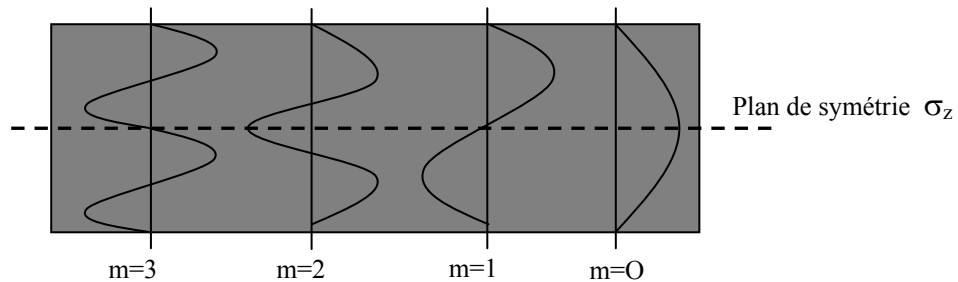


Figure I-3 : Structuration verticale des modes. Un mode d'ordre  $m$  possède  $m$  plans nodaux. Le mode fondamental ( $m=0$ ) ne s'annule pas dans le guide. D'après [28].

## I.1.2. Caractérisation linéaire

La caractérisation linéaire des modes photoniques permet de tracer non seulement la structure de bandes des CPhs mais aussi de déterminer les configurations pour lesquelles la génération de second harmonique est maximale. Dans le chapitre suivant je détaillerai la méthode expérimentale qui m'a permis de caractériser les propriétés optiques des CPhs planaires. Je présenterai aussi la méthode de modélisation que j'ai mise au point au cours de ce travail pour calculer la dispersion des modes photoniques aussi bien aux fréquences accessibles qu'aux fréquences inaccessibles au dispositif expérimental.

### ***1.1.2.1. Méthode expérimentale de caractérisation***

Différentes méthodes expérimentales de caractérisation optique en configuration guidante ont été développées pour étudier les propriétés des CPhs en géométrie planaire. L'une d'entre elles consiste à coupler, par un bord clivé du guide planaire le faisceau d'une source externe puis à collecter la radiation guidée émergeant d'un autre bord clivé après traversée de l'échantillon [31,32]. On enregistre l'intensité émergente en fonction de la longueur d'onde. Les zones de transmission nulles permettent d'identifier les bandes photoniques interdites. L'inconvénient de cette méthode réside dans les problèmes d'accord modal entre les modes des guides incidents avec ceux du CPh. Une variante de cette méthode consiste à coupler – par évanescente - les modes guidés des structures photoniques au moyen d'un prisme [33]. Dans cette méthode dite « m-lines », le couplage de la lumière incidente avec les modes guidés du CPh se manifeste par des lignes sombres en réflexion. Un second type de méthode consiste à utiliser des CPhs intégrant des sources internes au cœur du guide d'onde (puits ou boîtes quantiques) excités par une radiation externe pour injecter la lumière dans le guide [34,35,36 ,37]. Une source de large gamme spectrale permettant de sonder toute la bande interdite peut être obtenue en utilisant plusieurs plans de boîtes quantiques. La détection se fait généralement sur une face clivée [34] ou en récupérant par la surface la lumière rayonnée [38]. Toutes ces méthodes permettent d'étudier les propriétés des modes guidés des structures photoniques, cependant elles nécessitent souvent la résolution de problèmes non triviaux d'adaptation modale entre le mode du guide d'accès et celui du CPh.

Pour caractériser les propriétés optiques des modes résonants des CPhs, j'ai pour ma part utilisé une technique de couplage par la surface en propagation libre qui a originellement été développée pour l'étude des plasmons [23] avant d'être adaptée par V.N. Astratov [24,39] à l'étude des CPhs planaires. Le principe de cette approche consiste à éclairer la surface du CPh par une onde incidente et à tracer les spectres de transmission ou de réflexion qui en résultent. La périodicité de la fonction diélectrique assure l'accord entre la projection sur la surface du CPh du vecteur d'onde de la radiation incidente et le vecteur d'onde du mode résonant via un vecteur du réseau

réciroque. Lorsque les conditions de conservation de l'énergie (fréquence) et de conservation des moments (composante planaire du vecteur d'onde) sont vérifiées, le faisceau incident se couple avec un mode résonant du CPh et un pic caractéristique de ce couplage apparaît dans les spectres de transmission et de réflectivité.

Cette technique de couplage par la surface en transmission et/ou en réflexion permet notamment de construire expérimentalement la structure de bande d'un CPh situé au-dessus du cône de lumière [40,41,42 ,43]. La lumière incidente sur la surface du cristal photonique recouvre toute une gamme d'angles d'incidence  $\theta$  et d'angles d'azimut  $\varphi$  (Figure I-4). Le vecteur d'onde incident  $\vec{k}(\omega)$  et l'axe z normal à la surface du CPh définissent le plan d'incidence. La direction du vecteur d'onde incident  $\vec{k}(\omega)$  est spécifiée par l'angle d'incidence  $\theta$  (selon  $|\vec{k}_{//}(\omega)| = |\vec{k}(\omega)| \sin\theta$ ) et par l'angle azimutal  $\varphi$  entre le vecteur d'onde projeté  $\vec{k}_{//}(\omega)$  et une direction de symétrie du CPh. On peut alors caractériser les propriétés optiques linéaires du CPh pour tout les vecteurs d'onde appartenant à la zone de Brillouin en faisant varier l'angle d'incidence et l'angle azimutal. Pour la lumière incidente on distingue les polarisations s et p qui correspondent respectivement à un champ électrique perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence.

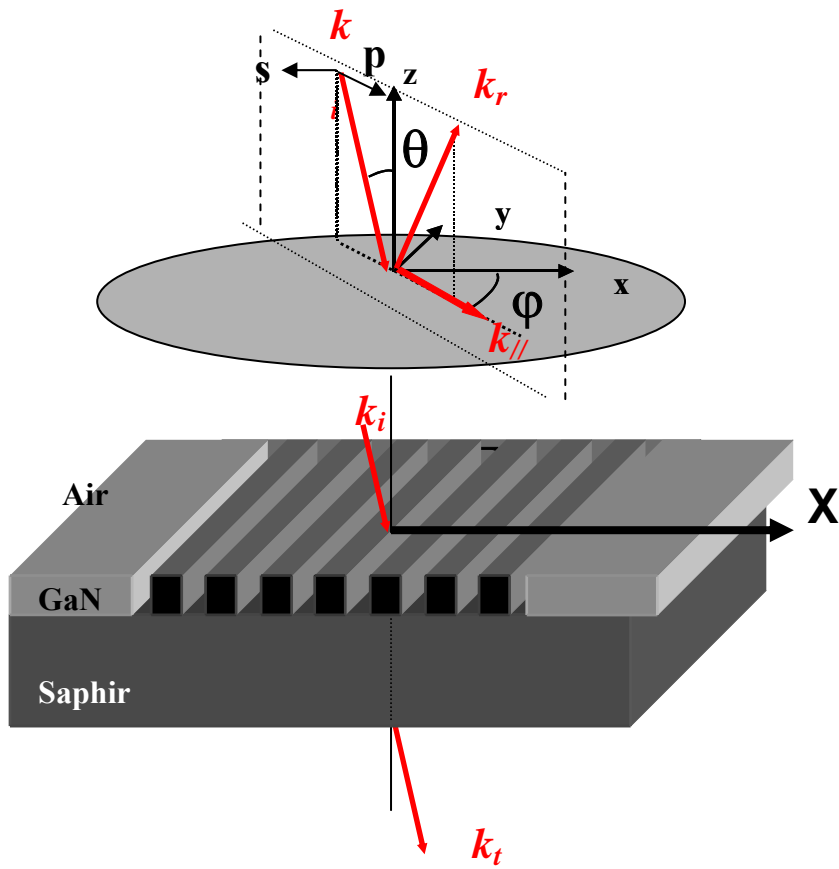


Figure I-4: Principe de la méthode expérimentale de couplage par la surface résolue angulairement. Le cristal photonique est planaire (ici unidimensionnel). Sa direction de symétrie  $\Gamma$ - X est indiquée. Le cristal est dans le plan (x,y). Le vecteur d'onde incident  $\vec{k}(\omega)$  et l'axe z normal à la surface du CPh définissent le plan d'incidence. La direction du vecteur d'onde incident  $\vec{k}(\omega)$  est spécifiée par l'angle d'incidence  $\theta$  selon  $|\vec{k}_{//}(\omega)| = |\vec{k}(\omega)| \sin \theta$  et par l'angle azimutal  $\varphi$  entre le vecteur d'onde projeté  $\vec{k}_{//}(\omega)$  et une direction de symétrie du CPh. La polarisation s (respectivement p) est définie par le vecteur champ électrique perpendiculaire (respectivement parallèle) au plan d'incidence.

### 1.1.2.2. Modélisation des caractéristiques linéaires

Les méthodes de modélisation des caractéristiques linéaires des CPhs résolvent les équations de Maxwell qui décrivent de manière exacte l'évolution d'une onde



électromagnétique à travers un milieu diélectrique. Il existe de nombreuses méthodes de modélisation des propriétés linéaires des CPhs [44].

- **Méthode des ondes planes**

Je commencerai par la méthode dite des «ondes planes» puisque c'est la première méthode de modélisation à avoir été appliquée au calcul de la dispersion des modes photoniques [45-47]. Elle consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. En écrivant les équations de Maxwell dans cette base et en fixant la dépendance temporelle des solutions, on aboutit à la résolution de l'équation d'onde sous la forme d'une équation aux valeurs propres. L'ensemble des fréquences propres constitue le diagramme de dispersion des modes du cristal photonique. Cette méthode est très utilisée puisqu'elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution des modes d'une structure photonique périodique [28,48,49]. Elle ne permet cependant pas de modéliser les structures dont une direction de périodicité a été brisée comme c'est le cas des CPhs de hauteur finie. Pour modéliser ce type de structure la méthode des ondes planes doit être couplée à une approche super-cellule, qui reproduit, périodiquement suivant une ou plusieurs directions verticales, le système à étudier. Le temps de calcul élevé dû au nombre important d'ondes planes alors nécessaires pour assurer la convergence du calcul ainsi que l'apparition d'artéfacts dus à la répétition de la cellule étudiée, limite l'usage de cette méthode à l'étude de systèmes peu complexes.

- **Méthode FDTD**

Cette méthode « Finite Difference Time Domain » consiste à discrétiser les équations de Maxwell à la fois dans l'espace et dans le temps, ce qui conduit à la résolution d'une équation aux différences finies. La connaissance du comportement temporel des modes permet d'accéder à des grandeurs telles que le facteur de qualité des modes résonants. L'usage de cette méthode est très répandu en tant qu'outil de modélisation de la propagation des modes d'un cristal photonique. Cependant pour être efficace et sûre, elle exige une excellente résolution, ce qui limite la taille des structures que l'on peut étudier.

Afin de modéliser les processus de couplage entre une onde incidente et les modes résonants du cristal photonique, j'ai utilisé une méthode de modélisation basée sur le

formalisme de la matrice de diffusion [26]. Cette méthode est d'autant plus adaptée qu'elle reproduit exactement la méthode expérimentale en calculant les spectres de transmission et de réflexion. Elle est particulièrement utile pour déterminer la dispersion des modes résonants aux longueurs d'ondes inaccessibles expérimentalement.

- **Méthode de la matrice de diffusion**

Contrairement à la méthode des ondes planes la méthode de la matrice de diffusion permet de caractériser complètement les propriétés des modes résonants d'une structure photonique planaire, c'est-à-dire leurs positions spectrales mais aussi leurs pertes [28]. Cette méthode résout les équations de Maxwell pour un cristal photonique de dimension finie en prenant en compte les conditions de raccordement des modes aux interfaces entre le CPh et les milieux qui l'entourent (Figure I-5). Dans le cas qui nous intéresse ici, elle suit le cheminement suivant : les états propres propagatifs ou évanescents suivant la direction verticale – sont déterminés dans chacune des couches que l'on considère indépendantes des autres et invariantes par translation suivant la direction verticale. Ces états propres constituent une base complète sur laquelle il est possible de développer les solutions du système multicouche tout en imposant les conditions de raccordement aux interfaces vérifiées par le champ électromagnétique. Ces conditions, exprimées sous la forme d'une équation matricielle, permettent de relier les amplitudes des ondes entrantes aux amplitudes des ondes sortantes par l'intermédiaire d'une matrice  $S$  appelée matrice de diffusion (Figure I-5). La connaissance de cette matrice  $S$  permet ainsi de déterminer les propriétés de réflexion et de transmission de la structure.

Le détail de calcul de cette méthode sera donné dans le chapitre II.3. dédié à la caractérisation et à la modélisation des propriétés optiques des CPhs planaires.

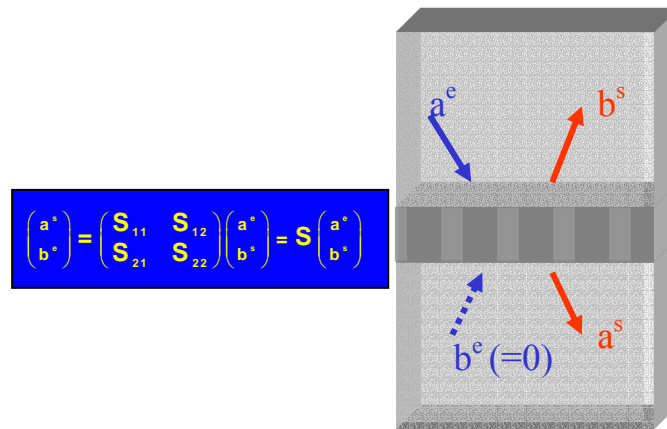


Figure I-5 : Schéma de principe de la méthode de modélisation d'un système multicouche (ici une membrane suspendue). (a) On détermine les états propres de chaque couche considérée indépendante et invariante par translation suivant la direction verticale. (b) Les solutions développées sur la base des états propres sont raccordées grâce aux conditions aux limites, et on détermine une matrice de diffusion qui relie les amplitudes des ondes sortantes (réponse du système) aux amplitudes des ondes entrantes (excitation). D'après [28].

## I.2. Génération de second harmonique

### **I.2.1. Génération de second harmonique dans les matériaux homogènes**

Lors de la génération de second harmonique, une onde à la fréquence fondamentale  $\omega$  avec un vecteur d'onde  $k(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}$  induit ponctuellement, du fait de la présence d'une susceptibilité non linéaire du second ordre, une *onde de polarisation* ou *onde forcée* à la fréquence  $2\omega$  et de vecteur d'onde  $2k(\omega)$  :

$$P_i^{(2\omega)} = \sum_{j,k=x,y,z} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)} \quad (I.2)$$

Dans cette équation  $\chi^{(2)}$  est la susceptibilité non linéaire du second ordre et  $E^{(\omega)}$  le champ électrique à la fréquence fondamentale. Cette onde de polarisation génère une onde libre à la fréquence double avec un vecteur d'onde  $k(2\omega) = n(2\omega) \frac{2\omega}{c}$ , à priori différent du vecteur d'onde à la fréquence fondamentale, à cause de la dispersion des indices de réfraction du milieu. Dans un cristal homogène, dans le cadre de l'approximation de l'onde non dépeuplée (et pour une onde plane monochromatique), l'intensité de cette onde libre à  $2\omega$  est donnée par [50]:

$$I(2\omega) \approx (\chi^{(2)})^2 \sin^2[\Delta k L / 2] I(\omega)^2 \quad (I.3)$$

$L$  est la longueur du matériau non linéaire traversé par l'onde à la fréquence fondamentale et  $\Delta \vec{k} = 2\vec{k}(\omega) - \vec{k}(2\omega)$ . L'intensité de SH est une fonction périodique de période de  $2L_c$ , où la longueur de cohérence  $L_c = \pi / \Delta k$  est la longueur de matériau traversé au-delà de laquelle l'intensité de SH cesse d'augmenter. Cet effet est dû à l'apparition d'interférences destructives entre l'onde forcée - dont la phase est  $2k(\omega)L$  - et l'onde libre de SH qui s'est propagée avec le vecteur d'onde  $k(2\omega)$  donnant lieu à une phase  $k(2\omega)L$ . Ce phénomène limite fortement l'épaisseur de matériau non linéaire utilisable, et donc l'intensité de second harmonique générée. Pour obtenir un taux de conversion optimal il est nécessaire de s'affranchir de ce processus en se plaçant dans les conditions d'accord de phase [51]:

$$\Delta \vec{k} = 2\vec{k}(\omega) - \vec{k}(2\omega) = 0 \quad (I.4)$$

Cependant dans les matériaux dispersifs cette condition ne peut être obtenue que pour des conditions spécifiques où la bi-réfringence naturelle du matériau est utilisée pour égaliser les indices de réfraction des ondes à  $\omega$  et  $2\omega$ . On montre alors [51] que la condition d'accord de phase peut être obtenue, dans un matériau uniaxe positif, de deux

façons. Ou bien en égalisant l'indice extraordinaire  $n_e(\omega)$  à la fréquence fondamentale avec l'indice ordinaire  $n_o(\omega)$  à la fréquence de second harmonique :

$$n_o(2\omega) = n_e(\omega) \quad (I.5)$$

ou bien en moyennant l'indice ordinaire à la fréquence fondamentale avec l'indice extraordinaire à la fréquence fondamentale tel que:

$$n_o(2\omega) = \frac{1}{2}[n_o(\omega) + n_e(\omega)] \quad (I.6)$$

Cependant dans certains matériaux la biréfringence ne peut compenser la dispersion des indices de réfraction . C'est le cas dans le nitrure de gallium (GaN).

## **I.2.2. Génération de second harmonique dans le nitrure de gallium**

Les propriétés optiques et structurales du matériau non linéaire utilisé, telles que la symétrie et la valeur des éléments du tenseur de susceptibilité, le seuil de dommage optique ... doivent être pris en compte pour maximiser la conversion non linéaire.

### ***I.2.2.1. Dispersion de l'indice de réfraction***

Dans un matériau comme le GaN, l'accord de phase entre les ondes ordinaires et extraordinaires (I.5) ou (I.6) ne peut être satisfait en raison de la dispersion des indices de réfraction. Cette dispersion ne pouvant être compensée par la biréfringence naturelle du matériau (Figure I-6).

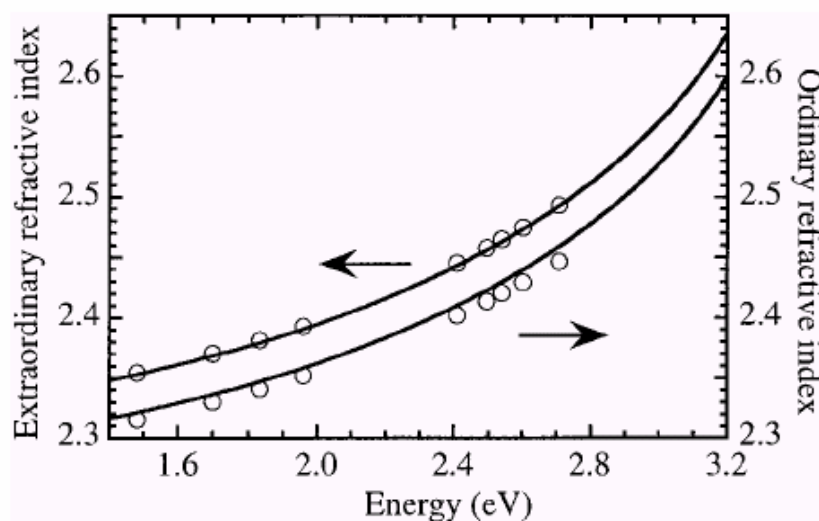


Figure I-6 : Dispersion des indices ordinaires et extraordinaires de réfraction en fonction de l'énergie à 300K. D'après [52].

Il est toutefois possible d'accroître la génération de second harmonique issue d'une couche de GaN en réalisant un « accord de phase modal » [53], [54]. Pour cela, on utilise les indices de réfraction effectifs des différents modes (TM et/ou TE) supportés par un guide d'onde de GaN/saphir afin de satisfaire aux conditions (I.4). Nous verrons aussi dans le paragraphe § I.2.3.1 une solution qui consiste à accroître l'exaltation de second harmonique par l'introduction d'un CPh gravé dans une couche monomode de nitrure de gallium (GaN).

### ***1.2.2.2. Potentialités du nitrure de gallium***

- **Isotropie du tenseur de susceptibilité**

Les couches de nitrure de gallium (GaN) dans lesquelles ont été gravées les CPhs que j'ai étudiés ont la structure cristalline wurtzite. Elles ont été épitaxiées sur la face [0001] d'un substrat saphir (Figure I-7). La structure wurtzite possède une symétrie hexagonale dont le groupe d'espace est  $C_{6v}^4$  (6mm). La structure est alors définie par les paramètres de maille  $a$  (plan  $x,y$ ) et  $c$  (direction  $z$ ) ainsi que par le

paramètre de structure interne  $u$ . Pour cette structure, une lame (0001) de GaN sera délimitée par deux plans d'atomes différents : un plan d'atomes de gallium et un plan d'atomes d'azote.

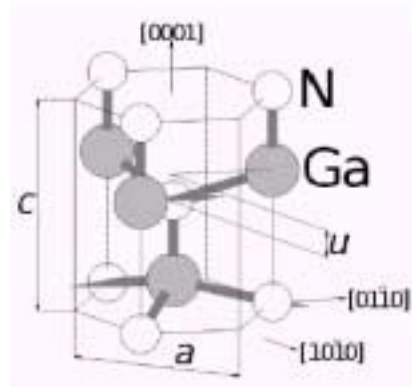


Figure I-7 : Maille élémentaire du GaN wurtzite (2 atomes de chaque type par maille). La direction [0001] est la « face Ga ». Une maille élémentaire (1 Ga et 1N) est indiquée. D'après [[55]].

La structure wurtzite du GaN, non centrosymétrique du fait de son appartenance au groupe de symétrie  $6mm$ , manifeste des phénomènes non linéaires du second ordre tels que la génération de second harmonique. Son tenseur de susceptibilité du second ordre s'écrit :

$$\chi^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & \chi_{xxz} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{xxz} & \chi_{xxz} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \chi_{zxx} & \chi_{zxx} & \chi_{zzz} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (I.7)$$

En utilisant les notations compactées :

$$\begin{cases} d_{il} = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega) \text{ quand } j = k, \\ d_{il} = \frac{1}{2}[\chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega) + \chi_{ikj}^{(2)}(\omega, \omega)] \text{ quand } j \neq k. \end{cases} \quad (I.8)$$

où les relations entre le nouvel indice  $l$  et l'indice original  $jk$  sont :

$$\begin{cases} l=1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ jk = xx & yy & zz & yz, zy & xz, zx & xy, yx \end{cases} \quad (\text{I.9})$$

L'expression de la polarisation de second harmonique (I.2) se réécrit [30] :

$$\begin{cases} P_x(2\omega) = 2 \varepsilon_0 d_{15} E_x(\omega) E_z(\omega), \\ P_y(2\omega) = 2 \varepsilon_0 d_{15} E_y(\omega) E_z(\omega), \\ P_z(2\omega) = \varepsilon_0 d_{31} [E_x(\omega)^2 + E_y(\omega)^2] + \varepsilon_0 d_{33} E_z(\omega)^2. \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

La figure I-8 indique la variation de l'intensité de second harmonique générée dans une couche de GaN en fonction de la polarisation de la radiation incidente pour  $\theta = 10^\circ$  (carrés pleins) et  $\theta = 30^\circ$  (triangles pleins). La polarisation s équivaut à un angle de polarisation de  $0^\circ$  alors que la polarisation p équivaut à un angle de polarisation de  $90^\circ$ . Les lignes connectant les points expérimentaux représentent une interpolation par une fonction de type  $(a \cos^2(\varphi) + b \sin^2(\varphi))$ . Ce fit montre que le GaN est isotrope dans le plan de la couche[56]. Cette isotropie azimutale du tenseur de susceptibilité non linéaire simplifie considérablement les expériences puisqu'il n'est plus nécessaire d'aligner les axes du CPh avec ceux du GaN contrairement aux matériaux du type AlGaAs largement utilisés dans la communauté des CPhs [22,57].

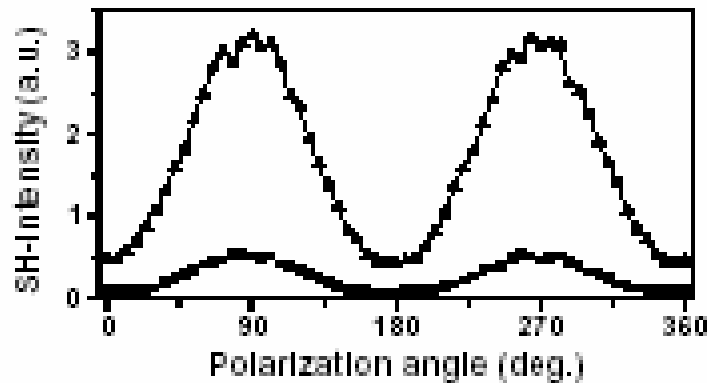


Figure I-8: Mesure de l'intensité de second harmonique générée dans GaN par une onde incidente polarisée p, en fonction de la polarisation de la radiation incidente pour  $\theta = 10^\circ$  (carrés pleins) et  $\theta = 30^\circ$  (triangles pleins). La polarisation s équivaut à un angle de polarisation de  $0^\circ$  alors que la



polarisation p équivaut à un angle de polarisation de 90°. Les lignes représentent une extrapolation par une fonction de type  $(a\cos^2(\varphi) + b\sin^2(\varphi))$ . D'après [56].

Comme on peut le voir sur la figure ci-dessus, l'intensité de second harmonique générée par le GaN est maximale lorsque l'onde incidente est polarisée p (cf. Annexe) et atteint son maximum pour un angle d'incidence de 55° [58].

- **Seuil de dommages optiques élevé**

Les phénomènes non linéaires, quels qu'ils soient, apparaissent lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique suffisamment intense pour que la réponse non linéaire du milieu soit appréciable. Il est donc nécessaire de travailler avec un matériau qui résiste à des impulsions laser très énergétiques. Le GaN est très intéressant puisqu'il possède un seuil de dommage optique élevé - 5.4 J/cm<sup>2</sup> à une longueur d'onde de 400 nm pour des impulsions de 150 fs [59]. Ce seuil correspond à une énergie par pulse LIDT (Laser Induced Damage Threshold) de 34 nJ/pulse. Le tableau I-1 compare des valeurs expérimentales des LIDT pour différents matériaux soumis à une même irradiation laser.

Matériaux	Formule	LIDT (nJ)
BBO <sup>[59]</sup>	BBO	315
Nitride de Gallium <sup>[59]</sup> (sur substrat saphir)	GaN	34
Potassium Titanyl Phosphate (*)	KTP	33
Niobate de Lithium(**)	LiNbO <sub>3</sub>	6.3

Tableau I-1 : Comparaison des valeurs expérimentales des LIDT pour différents matériaux soumis à une même irradiation laser. D'après [59], \* Impex High-tech web-site, \*\* Castech-us web-site.

- **Valeurs élevées des éléments du tenseur de susceptibilité**

L'efficacité de la génération de second harmonique dépend de la valeur des éléments non nuls du tenseur de susceptibilité du second ordre du matériau non linéaire. Dans le tableau I-2, la valeur élevée des éléments non nuls de ce tenseur pour GaN est comparée à celle des matériaux de référence de l'optique non linéaire comme le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le KTP... ainsi qu'à des matériaux souvent utilisés dans la communauté des cristaux photoniques comme le GaAs ou le  $\text{SiO}_2$  [57,60]. Le GaN présente des coefficients non linéaires comparables aux matériaux de références ( $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$ ) pour la génération de SH.

<i>Cristal</i>	<i>Groupe ponctuel</i>	<i><math>d_{jk}</math> (pm/V)</i>
<i>GaN<sup>(1)(2)</sup></i>	<i>6mm = C<sub>6v</sub></i>	<i><math>d_{33} = -11.07</math></i>
<i>BaTiO<sub>3</sub><sup>(1)</sup></i>	<i>4mm = C<sub>4v</sub></i>	<i><math>d_{31} = -18.01</math></i>
<i>LiNbO<sub>3</sub><sup>(1)</sup></i>	<i>3m = C<sub>3v</sub></i>	<i><math>d_{33} = 41.05</math></i>
<i>Quartz<sup>(1)</sup></i>	<i>32 = D<sub>3</sub></i>	<i><math>d_{11} = 0.40</math></i>
<i>KDP<sup>(3)</sup></i>	<i><math>\bar{4}2m = D_{2d}</math></i>	<i><math>d_{36} = 0.51</math></i>
<i>SiO<sub>2</sub><sup>(4)</sup></i>	<i>32 = D<sub>3</sub></i>	<i><math>d_{11} = 16</math></i>
<i>GaAs<sup>(5)</sup></i>	<i><math>\bar{4}3m = T_d</math></i>	<i><math>d_{36} = 170</math></i>
<i>BBO<sup>(5)</sup></i>	-	<i><math>d_{22}=2.3</math></i>
<i>KTP<sup>(5)</sup></i>	-	<i><math>d_{33}=16.6</math></i>

Tableau I-2 : Comparaison des coefficients non linéaire pour la génération de second harmonique du GaN avec différents matériaux.<sup>(1)</sup> [53] ; <sup>(2)</sup>[61] ; <sup>(3)</sup>[62] ; <sup>(4)</sup>[63,64] ; <sup>(5)</sup> [65].

- **Une grande fenêtre de transparence**

Bien que le coefficient non linéaire du second ordre du nitrure de gallium soit plus faible que celui du LiNbO<sub>3</sub> (Tableau I-2), le GaN présente un avantage considérable aussi bien sur un matériau de référence de l'optique non linéaire tel que le LiNbO<sub>3</sub>, que sur un matériau comme GaAs très souvent utilisé dans la communauté des CPhs. La fenêtre de transparence du LiNbO<sub>3</sub> s'étend d'environ 350nm à 5μm et celle du GaAs d'environ 870nm à 13μm. Dans le cas de GaN, la gamme de transparence recouvre celles du LiNbO<sub>3</sub> et du GaAs réunies : en effet la bande interdite électronique du GaN étant à 3.42eV soit 363nm, ce matériau possède une fenêtre de transparence qui s'étend de 13.5μm (phonon de Rehstrahlen [66]) au proche UV (364nm).

### I.2.3. Génération de second harmonique dans les cristaux photoniques

La faible efficacité de la génération de SH nécessite l'utilisation de laser impulsif, tel le laser à rubis de Maiman en 1960 [67,68], pouvant déposer sur les matériaux massifs des intensités de l'ordre de  $10^{13}$  Wcm<sup>-2</sup>. Pour être intégrable à des dispositifs optoélectroniques, le taux de conversion non linéaire doit être important afin que la génération de SH soit suffisante même pour des intensités excitatrices moins élevées. Une solution consiste à réaliser les conditions d'accord de phase [6,8] entre l'onde de pompe et l'onde de SH générée pour accroître la conversion non linéaire. Cependant lorsque ces conditions ne peuvent être facilement réalisées, comme dans le cas de GaN, il existe une alternative qui permet d'accroître la conversion non linéaire. Elle consiste à introduire une périodicité dans la susceptibilité non linéaire afin de compenser le caractère dispersif de ces matériaux: c'est le quasi-accord de phase (QAP).

#### I.2.3.1. Réaliser le quasi-accord de phase

Dans un milieu périodique, la résolution des équations de Maxwell permet d'exprimer l'intensité du champ de SH générée en fonction de l'intensité du champ fondamental [69]:

$$I(2\omega) \approx \frac{(\chi_{eff}^{(2)})^2 \omega^2}{v_g^2} \frac{\sin^2[\Delta k \frac{aN}{2}]}{\sin^2[\Delta k \frac{a}{2}]} I^2(\omega) \quad (I.11)$$

Dans cette formule,  $\chi_{eff}^{(2)}$  est la susceptibilité non linéaire à laquelle est effectivement soumise la radiation incidente.  $N$  est le nombre de périodes dans une direction donnée de périodicité  $a$ , tel que  $L=aN$  est la longueur du cristal traversé par l'onde fondamentale avec une vitesse de groupe  $v_g$ .

La relation (I.11) indique que le maximum de conversion non linéaire est obtenu lorsque les conditions de QAP [6,70] sont satisfaites:

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}(2\omega) - 2\vec{k}(\omega) \pm \vec{G} = 0 \quad (\text{I.12})$$

$\vec{G}$  est un des vecteurs du réseau réciproque .

Il est nécessaire ici de faire une différence quant à la signification de cette égalité qui peut être réalisée par différents processus expérimentaux.

1/. Le premier processus consiste à inverser le signe de la susceptibilité non linéaire du matériau à chaque longueur de cohérence sans moduler l'indice de réfraction [6]. L'inversion de signe du  $\chi^{(2)}$  implique l'inversion du signe de l'onde de polarisation à chaque longueur de cohérence. La relation de phase entre l'onde fondamentale et l'onde de SH est maintenue constante tout au long de la traversée du matériau non linéaire, ce qui assure une exaltation de l'intensité de SH. C'est en reprenant cette idée de N. Bloembergen [6] que les structures polaires – inversion périodique de la susceptibilité du second ordre - de LiNbO<sub>3</sub> [71,72 ,73] ou de GaN [74] ont été fabriquées. Toutefois, ces structures photoniques ne rentrent pas dans la définition stricte des CPhs puisqu'elles ne présentent pas une périodicité de la constante diélectrique linéaire.

2/. Une variante de cette technique a été développée par le groupe d'Ariel Levenson [75] dans un CPh 1D constitué d'un empilement de couches de AlGaAs/AlAs d'indice de réfraction alterné. L'effet de cristal photonique est pris en compte pour coupler une onde incidente avec un mode guidé en bord de bande interdite où la vitesse de groupe est faible et donc la densité de modes élevée [22]. La modulation de l'indice de réfraction dans la réalisation du QAP n'est pas prise en compte puisque l'onde incidente est supposée soumise à un indice effectif tout au de long sa propagation à travers le CPh. C'est la modulation du  $\chi^{(2)}$  qui permet de réaliser les conditions de QAP et d'accroître l'intensité de l'onde de SH.

3/. Le processus de conversion non linéaire que j'ai étudié dans ce manuscrit fait intervenir la modulation de l'indice de réfraction pour réaliser les conditions (I.12) [10,76 ,77]. La modulation du  $\chi^{(2)}$  n'intervient pas dans la réalisation des conditions de QAP. La modulation de l'indice de réfraction permet de réaliser les conditions d'accord de phase entre un mode résonant du CPh à la fréquence fondamentale et un mode

résonant à la fréquence de SH. La périodicité des matériaux d'indices différents introduit aussi une répartition non uniforme de l'énergie et des zones de fort champ. Ces deux effets permettent d'accroître l'intensité du champ de SH et contribuent ainsi à une exaltation géante de la génération de second harmonique. On verra dans le paragraphe suivant qu'à ces effets de périodicité de l'indice de réfraction s'ajoute un confinement vertical des champs électromagnétiques, dû au contraste d'indice de la couche guidante avec les couches de confinement.

### **Remarque sur la vitesse de groupe des modes photoniques**

Il apparaît clairement dans l'équation (I.11) que l'exaltation du champ de SH varie inversement avec le carré de la vitesse de groupe du mode photonique excité par le champ incident. Pour accroître la génération de SH, l'intérêt sera donc de coupler le champ électromagnétique incident avec un mode photonique dont la vitesse de groupe est faible. Cette diminution de la vitesse de groupe des modes photoniques, définie par  $v_g = \partial\omega(k)/\partial k$ , se produit en bord de bande interdite où la pente de la bande de dispersion tend vers zéro. La modulation de la fonction diélectrique et le contraste d'indice créent respectivement un repliement des bandes photoniques dans la première zone de Brillouin et l'ouverture de bandes interdites aux photons. En se plaçant en bord d'une bande interdite, la vitesse de groupe des modes photoniques diminue, la densité de modes augmente et l'intensité du champ de SH est accrue [78]. La réalisation des conditions d'accord de phase entre le mode du fondamental et le mode de second harmonique, situés en bord de bande interdite, assure ainsi une forte exaltation du champ de SH.

### ***1.2.3.2. Génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires***

Une onde incidente par la surface excite un mode résonant du CPh et localise, dans le cœur du CPh, le champ électromagnétique à la fréquence fondamentale. Ce champ interagit alors fortement avec le matériau non linéaire et génère une polarisation de second harmonique dont l'intensité dépend quadratiquement de l'intensité du champ fondamental. Cette onde de polarisation se comporte comme un terme source qui génère un champ de SH. Plus le confinement du champ à la fréquence fondamentale est

important, plus l'intensité du champ de second harmonique sera élevée. Mais il est encore possible d'accroître l'intensité du champ de SH. Pour cela le champ de second harmonique doit aussi se coupler avec un mode résonant du CPh. Le champ de SH est alors exalté par un effet de confinement à la fréquence double. Si le vecteur d'onde et la fréquence de ce mode à  $2\omega$  sont le double du vecteur d'onde (à un vecteur du réseau réciproque près) et de la fréquence du mode à  $\omega$ , les conditions de quasi-accord de phase sont réalisées et l'exaltation du champ de SH est alors maximale.

### **Bilan des quatre situations pouvant se produire**

En fonction de la position sur la structure de bandes des coordonnées  $(a/\lambda; k_{//})$  de l'onde incidente, nous distinguerons quatre situations.

#### **1. Le couplage non-résonant**

Le CPh est irradié par la surface avec une fréquence  $\omega$  et un vecteur d'onde projeté sur la surface  $\vec{k}_{//}$  qui ne correspondent ni au vecteur d'onde et à la fréquence d'un mode résonant à  $\omega$  du CPh ni au vecteur d'onde et à la fréquence d'un mode résonant à  $2\omega$  du CPh. La radiation incidente ne se couple avec aucun des modes présents dans la structure de bandes (Figure I-9). Un faible signal de SH - identique à celui qui proviendrait de la même couche non gravée - est alors généré.

#### **2. Le couplage résonant / non-résonant**

L'onde incidente  $(\omega, \vec{k}_{//})$  se couple avec un mode fondamental (i.e. à la fréquence  $\omega$ ) du cristal photonique mais le champ à la fréquence  $2\omega$  induit ne se couple pas à un mode du CPh. Ce cas est réalisé sur la figure I-9, où la structure de bandes calculée d'un cristal photonique 2D est représentée [77]. Le trait continu représente la bande à la fréquence fondamentale, les bandes en traits discontinus ou en pointillé sont les bandes photoniques à la fréquence double polarisées respectivement s et p et tracées à la moitié de leurs fréquences et de leurs vecteurs d'onde. Le couplage résonant/non-résonant se produit lorsque le champ incident excite le mode en trait plein mais en dehors des zones représentées par des cercles. L'augmentation du champ de SH est due à la forte localisation du champ électromagnétique fondamental à l'intérieur du cristal photonique.

### **3. Le couplage non-résonant / résonant**

Le champ incident à la fréquence fondamentale ne se couple pas avec un mode résonnant du CPh. Même s'il n'est pas fortement confiné dans la structure photonique, le champ à  $\omega$  - issu d'un laser délivrant des pulses de forte intensité - interagit avec le matériau non linéaire et génère une onde de polarisation à la fréquence de second harmonique. Cette onde de polarisation se comporte alors comme un terme source qui génère un champ à la fréquence de SH. L'intensité de ce champ induit est accrue par son couplage avec un mode résonant du CPh à  $2\omega$  représenté par les traits en pointillé et par les traits discontinus sur la figure I-9.

### **4. Le couplage résonant / résonant**

L'intensité du champ de second harmonique peut encore être exaltée. Pour cela, la polarisation de SH créée par le couplage du champ incident avec un mode résonant à la fréquence fondamentale doit générer un champ dont la fréquence et le vecteur d'onde correspondent à la fréquence et au vecteur d'onde d'un mode résonant du CPh à la fréquence de second harmonique. Dans ce cas, les indices effectifs des modes à  $\omega$  et à  $2\omega$  sont égaux et l'intensité du champ de SH est maximale. Ce cas est représenté par des cercles sur la figure I-9 qui indiquent les couples de fréquences et de vecteurs d'onde pour lesquels les conditions de QAP sont réalisées. Lorsque ces conditions sont réalisées, des études théoriques [77] ont prédit une augmentation du signal de second harmonique pouvant atteindre  $10^6$  par rapport au signal qui serait obtenu dans la même couche de matériau non gravé.



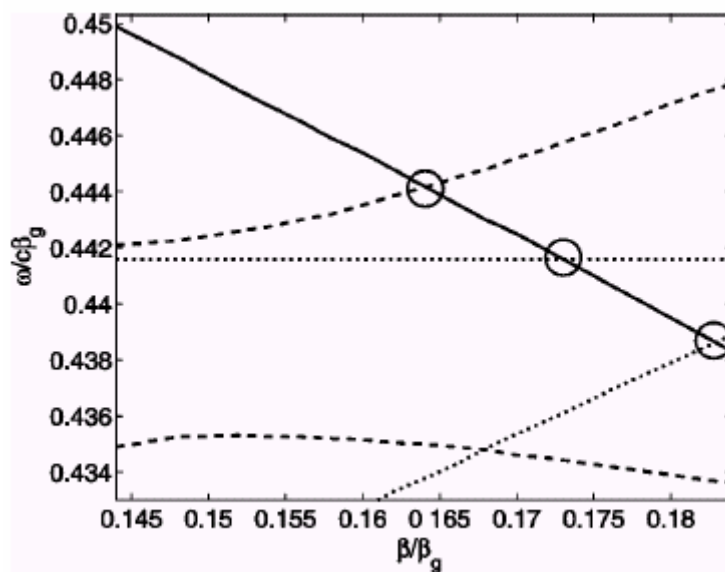


Figure I-9: Structure de bandes d'un cristal photonique planaire bidimensionnel. La courbe en trait plein représente le mode fondamental polarisé s. Les courbes en trait discontinu et en trait pointillé représentent les modes de SH respectivement polarisés s et p. Elles ont été tracées à la moitié de leurs fréquences et de leurs vecteurs d'onde. Les cercles indiquent les zones où les conditions d'accord de phase sont réalisées. D'après [77].

## CONCLUSION

J'ai dans cette partie décrit les techniques expérimentales et de modélisation permettant de caractériser les propriétés optiques linéaires des CPhs planaires. La description des effets non linéaires a d'abord été présentée pour les matériaux homogènes. J'ai ainsi pu montrer la difficulté de générer un signal de second harmonique de forte intensité dans les matériaux uniaxes et dispersifs tel que GaN. L'introduction d'un CPh, dans un tel matériau, devrait permettre d'accroître efficacement la génération de second harmonique par la réalisation des conditions de quasi-accord de phase. J'ai décrit les différents mécanismes pouvant se produire, durant le processus non linéaire, en fonction de la position des coordonnées  $(k_{//}, \omega)$  de l'onde incidente sur la structure de bandes. Je montrerai dans le chapitre suivant comment la caractérisation des propriétés linéaires des CPhs permettra de déterminer les conditions angulaires et fréquentielles satisfaisant le quasi-accord de phase.

# Chapitre II. Caractérisation des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Planaires

<b>II.1. Configuration des cristaux photoniques à base de nitrure.</b>	<b>44</b>
<b>II.2. Méthodes de caractérisation linéaire des cristaux photoniques planaires</b>	<b>45</b>
II.2.1. Dispositif expérimental	46
II.2.2. Méthode de modélisation : le formalisme de la matrice de diffusion	48
II.2.2.1. Résolution des équations de Maxwell dans chacun des milieux	49
II.2.2.2. Calcul de la matrice de diffusion	52
<b>II.3. Etude linéaire des cristaux photoniques planaires.</b>	<b>54</b>
II.3.1. Détermination expérimentale de la position spectrale des modes résonants selon les directions de symétrie du cristal photonique	54
II.3.1.1. Modes résonants du cristal photonique unidimensionnel	54
II.3.1.2. Modes résonants du cristal photonique bidimensionnel	56
II.3.2. Comparaison entre spectres expérimentaux et théoriques	59
II.3.3. Anisotropie azimutale des résonances	63
II.3.3.1. Cristal photonique unidimensionnel	63
II.3.3.2. Cristal photonique bidimensionnel	64
<b>II.4. Structure de bandes</b>	<b>65</b>
II.4.1. Structure de bandes d'un cristal photonique unidimensionnel	66
II.4.2. Structure de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel	67
<b>II.5. Les surfaces isofréquences</b>	<b>72</b>
II.5.1. Comment construire les surfaces isofréquences	72
II.5.2. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique unidimensionnel	72
II.5.3. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique bidimensionnel	74



## INTRODUCTION

Le nitrure de gallium est un semi-conducteur à gap direct dans le proche UV. En alliage avec AlN et InN, il est notamment utilisé pour la fabrication de diodes électroluminescentes dans l'UV et le visible [79,80]. En exploitant les propriétés non linéaires des CPhs à base de nitrure, une nouvelle génération de composants optoélectroniques tel que les lasers solides dans le bleu et le proche UV, des portes logiques ou des amplificateurs paramétriques optiques pourraient voir le jour [81]. La caractérisation de nanostructures photoniques à base de GaN est un premier pas vers la réalisation de ces dispositifs innovants pour lesquels les non-linéarités optiques sont mises en jeu.

Dans ce contexte, je présenterai la caractérisation linéaire des cristaux photoniques uni- et bi-dimensionnels planaires à base de GaN. Cette étude sera réalisée par une méthode de couplage en réflexion et en transmission adaptée à l'étude des CPhs par V.N. Astratov [24]. A partir des spectres ainsi obtenus, la structure de bandes photoniques ou diagramme de dispersion des modes photoniques sera reconstruite. Les SIFs seront déduites de la dispersion des modes dans tout l'espace réciproque pour des longueurs d'onde du visible et de proche IR. Elles seront comparées avec les résultats issus de la modélisation par la méthode de la matrice de diffusion. Cette méthode de calcul sera en outre utilisée pour obtenir les SIFs aux longueurs d'onde inaccessibles à l'expérience.

Mais commençons ce chapitre en détaillant les caractéristiques des CPhs planaires à base de nitrure que j'ai étudié tout au long de ce travail.

## II.1. Configuration des cristaux photoniques à base de nitrure.

- **Paramètres de la couche de GaN.**

Une fine couche de nitrure de gallium (en gris sur la figure II-1), d'épaisseur 600nm, a été épitaxiée par MOCVD sur la surface [0001] d'un substrat saphir (en bleu) avant d'être amincie par gravure [82]. La couche non gravée de GaN, surmontée d'une couche de confinement d'air (en blanc), et d'épaisseur 260 nm forme un guide d'onde monomode à la longueur d'onde de 791 nm.

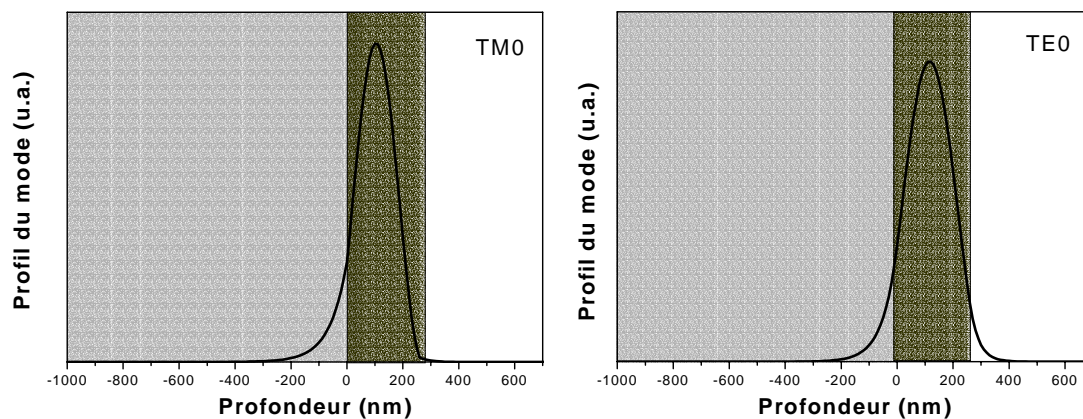


Figure II-1 : Profil du champ électromagnétique des modes guidés dans la couche de GaN d'épaisseur 260 nm, monomode à 791 nm. (a) Champ magnétique TM0. (b) Champ électrique TE0. D'après [82].

- **Paramètres des cristaux photoniques étudiés**

Un CPh 1D et un CPh 2D présentant chacun une périodicité de 500 nm ont été gravés sur une aire de 500  $\mu\text{m}$  de côté par lithographie à faisceau d'électrons et gravure sèche ionique (RIE) dans la couche guidante de GaN [82,83]. Le cristal photonique 1D est constitué d'une succession de tranches de GaN et d'air. La profondeur de gravure est

mesurée à  $230 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$  par des mesures de microscopie à force atomique (AFM) (Figure II-2a). Le profil des lignes n'étant pas exactement vertical, le facteur de remplissage en air varie en fonction de la profondeur. Néanmoins, par les mesures d'AFM, on trouve une valeur du facteur de remplissage en air égale à  $20 \% \pm 2 \%$  (Figure II-2a). Le second cristal photonique est un cristal bidimensionnel présentant une maille triangulaire de trous gravés sur une profondeur de  $180 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ . Le facteur de remplissage moyen en air est mesuré à  $21 \% \pm 2 \%$  (Figure II-2b). Nous verrons par la suite que ces valeurs ont été confirmées par la modélisation.

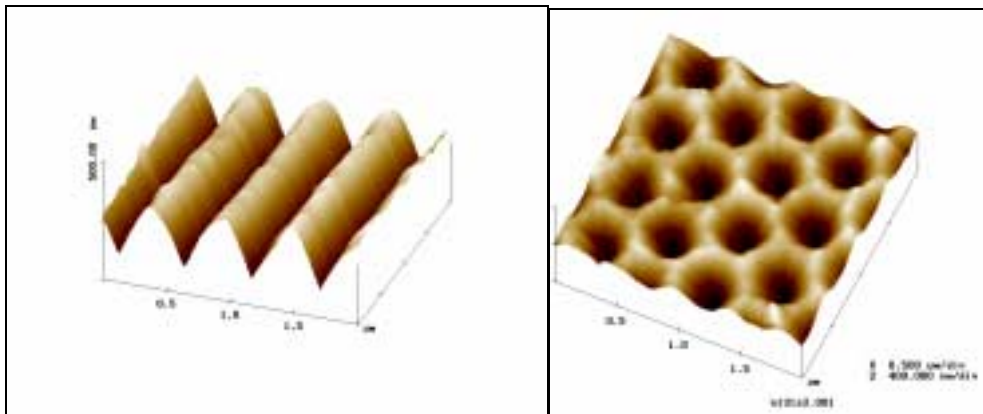


Figure II-2: Images AFM des cristaux photoniques GaN sur substrat saphir. **(a)** Cristal photonique 1D :  $a = 500 \text{ nm}$ ,  $e = 230 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ ,  $f = 20 \% \pm 2 \%$ . **(b)** Cristal photonique 2D présentant une maille triangulaire de trous :  $a = 500 \text{ nm}$ ,  $e = 180 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ ,  $f = 21 \% \pm 2 \%$ .

## II.2. Méthodes de caractérisation linéaire des cristaux photoniques planaires

La caractérisation des propriétés linéaires des CPhs planaires permet de déterminer les configurations pour lesquelles les conditions de quasi-accord de phase sont réalisées. Elle nécessite des dispositifs expérimentaux et des méthodes de modélisation permettant de construire les structures de bandes des CPhs planaires.

### II.2.1. Dispositif expérimental

Des spectres de transmission et/ou de réflectivité résolus angulairement ont été obtenus à partir d'un dispositif de couplage par la surface adapté par V. Astratov [24] à la caractérisation des modes résonants des CPhs planaires. Les mesures ont été restreintes à l'ordre zéro (réflexion et transmission spéculaire  $\vec{G} = 0$ ). L'acquisition des spectres a été effectuée avec un spectromètre à transformée de Fourier dans deux gammes spectrales (Figure II-3) :

- le visible – proche IR ( 450 nm-1.1  $\mu\text{m}$ ) avec une résolution spectrale de  $4 \text{ cm}^{-1}$  (0.8 nm à 500 nm)
- le proche IR ( 833 nm-2.5  $\mu\text{m}$ ) avec une résolution spectrale de  $8 \text{ cm}^{-1}$  (0.8 nm à 1  $\mu\text{m}$ ).

Le faisceau de lumière blanche d'une lampe à filament en tungstène (1) est focalisé sur un diaphragme (diamètre 250  $\mu\text{m}$ ) servant de point source (2). Le faisceau traverse ensuite un interféromètre de Michelson constitué d'une lame séparatrice (3) (en quartz pour le visible, Kbr pour l'IR) et de deux miroirs. L'un est fixe (4), l'autre est mobile (5). Le faisceau est séparé en deux par la séparatrice et chaque partie est renvoyée sur chacun des miroirs. Le miroir mobile permet de contrôler la différence de marche et donc les interférences. Le signal résultant est un interférogramme. Le faisceau est ensuite collimaté par un diaphragme (6) de façon à ce que le faisceau de lumière blanche incident sur le CPh ait un diamètre d'environ 150 $\mu\text{m}$  et une divergence estimée à  $\Delta\theta \approx 2^\circ$ . Le faisceau incident est polarisé s ( $\vec{E}$  perpendiculaire au plan d'incidence) ou p ( $\vec{E}$  parallèle au plan d'incidence) par un cube polariseur en quartz (7). Le CPh est monté verticalement sur deux axes de rotation (8) qui permettent de faire varier  $\theta$  de  $0^\circ$  à  $55^\circ$  et  $\varphi$  de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . L'orientation du CPh est contrôlée par la figure de diffraction :

- dans le cas du CPh 1D si la figure de diffraction se trouve dans le plan d'incidence alors la valeur de  $\varphi$  est définie comme zéro.

- dans le cas du CPh 2D si la figure de diffraction du CPh triangulaire de trous est telle que la direction  $\Gamma$ -K (Figure I-4) se trouve dans le plan d'incidence alors la valeur de  $\varphi$  est définie comme zéro.

Un miroir sphérique (9) collecte le faisceau réfléchi afin d'en agrandir l'image. L'analyse de la polarisation du faisceau transmis ou réfléchi s'effectue par un cube de Glan-Taylor (10). Un second diaphragme (11) permet de s'affranchir des phénomènes de diffusion présents en dehors de la zone non gravée. Le signal est ensuite détecté soit par une photodiode InSb (12) refroidie à l'azote liquide pour la gamme de fréquences proche infrarouge, soit par une photodiode silicium pour le visible.



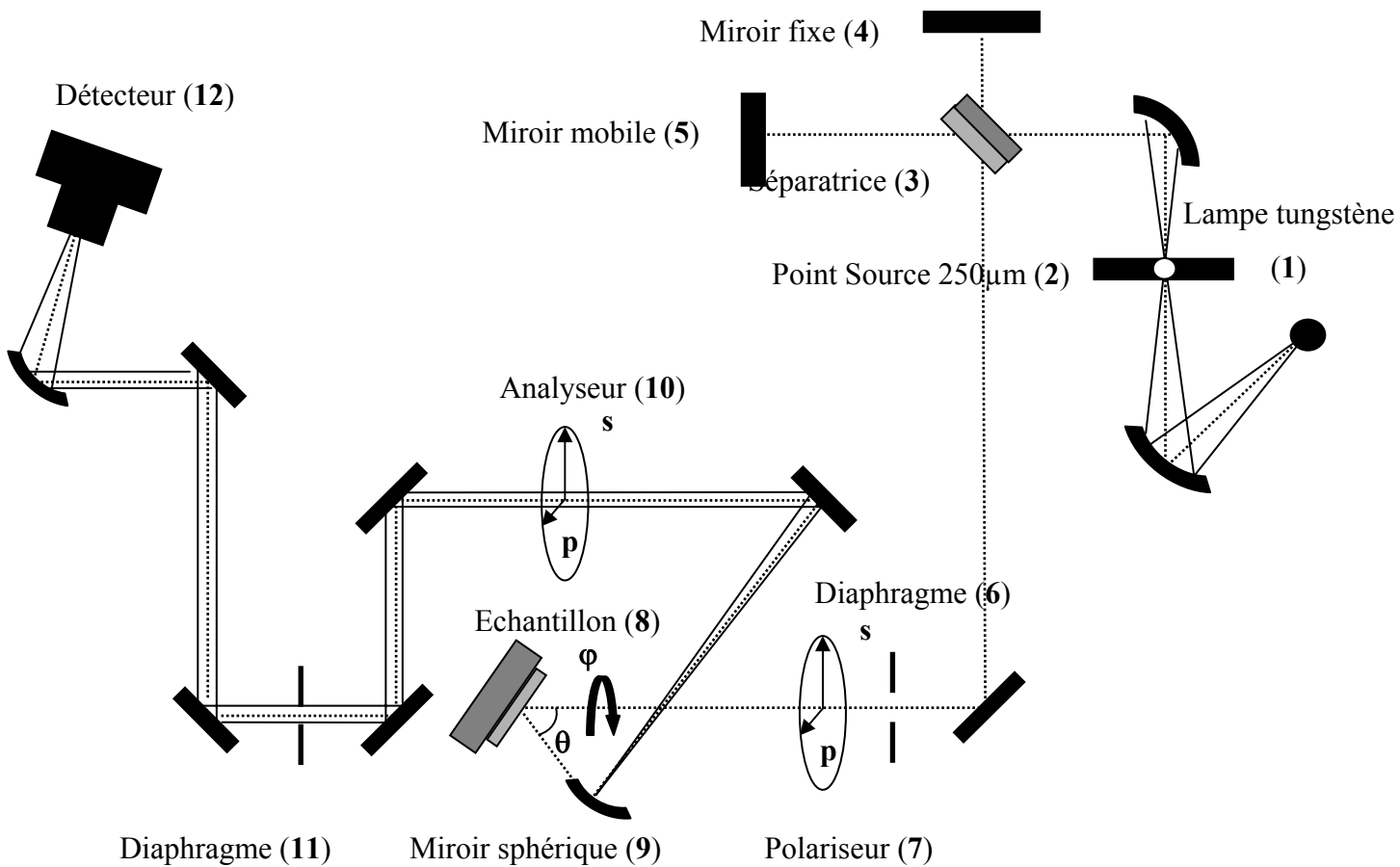


Figure II-3: Schéma du dispositif expérimental de couplage par la surface utilisé pour déterminer la fréquence des modes résonants des cristaux photoniques planaires, en fonction des angles  $\theta$  et  $\varphi$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ .

## II.2.2. Méthode de modélisation : le formalisme de la matrice de diffusion

La méthode utilisée ici est basée sur le formalisme de la matrice de diffusion et reproduit exactement les conditions de l'approche expérimentale précédemment décrite. Elle permet en particulier de calculer les spectres de réflexion et de transmission des CPhs planaires lorsqu'ils sont éclairés par la surface par une onde incidente connue [26]. A partir de ces spectres, les structures de bandes ainsi que les SIFs associées aux

modes photoniques peuvent être reconstruites et comparées aux résultats expérimentaux. En outre, l'étude expérimentale restant limitée spectralement par la source utilisée, ce travail de modélisation est particulièrement utile pour déterminer la dispersion des modes résonants aux longueurs d'ondes inaccessibles expérimentalement.

### **II.2.2.1. Résolution des équations de Maxwell dans chacun des milieux**

Cette première étape de calcul est très similaire au principe de la méthode "RCWA" (Rigorous Coupled Wave Analysis) [84] utilisée pour la modélisation de l'efficacité des réseaux de diffraction. Elle consiste à déterminer la forme des états propres de chacun des milieux constituant la structure multicouche. Dans chacun de ces milieux, on résout les équations de Maxwell sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon\vec{E} \quad (\text{II.2})$$

où l'on suppose que le champ électromagnétique a une dépendance temporelle harmonique de la forme  $\exp(-i\omega t)$ .

Après renormalisation  $\begin{cases} \omega\varepsilon_0\vec{E} \rightarrow \vec{E} \\ \omega/c \rightarrow \omega \end{cases}$ , ces équations s'écrivent sous la forme simplifiée :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega\vec{H} \quad (\text{II.3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\varepsilon\vec{E} \quad (\text{II.4})$$

Compte tenu de la périodicité des milieux 2D considérés, les solutions des équations de Maxwell sont cherchées sous la forme d'ondes de Bloch planaires :

$$\begin{aligned}\vec{H}(\vec{r}, z) &= \sum_{n=1}^N \vec{H}_k(\vec{G}_n, z) e^{i(\vec{k} + \vec{G}_n) \cdot \vec{r}} \\ \vec{E}(\vec{r}, z) &= \sum_{n=1}^N \vec{E}_k(\vec{G}_n, z) e^{i(\vec{k} + \vec{G}_n) \cdot \vec{r}}\end{aligned}\quad (\text{II.5})$$

Dans ces équations,  $\vec{r}$  et  $\vec{k}$  sont les composantes planaires respectives du vecteur position dans l'espace direct et du vecteur d'onde de Bloch. Les vecteurs  $\vec{G}_n$  sont les vecteurs du réseau réciproque associés à la structure photonique considérée. Ce développement est tronqué à un nombre  $N$  d'ondes planes suffisant pour décrire correctement le champ électromagnétique.

La dépendance verticale (en  $z$ ) des fonctions  $\vec{H}_k(\vec{G}, z)$  et  $\vec{E}_k(\vec{G}, z)$  reste donc à être déterminée pour chaque valeur de la fréquence et du vecteur d'onde  $\vec{k}$ .

Les équations de Maxwell sont ainsi résolues dans l'espace réciproque en introduisant également le développement de la fonction diélectrique périodique en série de Fourier :

$$\varepsilon(r) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon(\vec{G}) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad \text{avec} \quad \varepsilon(\vec{G}) = 1/S \int_{cell} \varepsilon(\vec{r}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\vec{r}.$$

Après quelques manipulations, on aboutit à la résolution d'un système de quatre équations scalaires indépendantes où seules interviennent les composantes planaires du champ électromagnétique<sup>1</sup>. Ce système d'équations différentielles s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{d\mathbf{h}_x(z)}{dz} \\ \frac{d\mathbf{h}_y(z)}{dz} \\ \frac{d\mathbf{e}_x(z)}{dz} \\ \frac{d\mathbf{e}_y(z)}{dz} \end{pmatrix} = i\mathbf{T} \begin{pmatrix} \mathbf{h}_x(z) \\ \mathbf{h}_y(z) \\ \mathbf{e}_x(z) \\ \mathbf{e}_y(z) \end{pmatrix}\quad (\text{II.6})$$

<sup>1</sup> On montre que les composantes verticales  $E_z$  et  $H_z$  peuvent s'exprimer en fonction des composantes planaires du champ, et qu'elles se déduisent donc des solutions obtenues lors de la résolution de l'équation matricielle(II.6).

où les  $\mathbf{h}_x(z)$ ,  $\mathbf{h}_y(z)$ ,  $\mathbf{e}_x(z)$  et  $\mathbf{e}_y(z)$  sont des vecteurs de dimension  $N$  et de composantes respectives  $[\mathbf{h}_x(z)]_n = H_{k,x}(\vec{G}_n, z)$ ,  $[\mathbf{h}_y(z)]_n = H_{k,y}(\vec{G}_n, z)$ ,  $[\mathbf{e}_x(z)]_n = E_{k,x}(\vec{G}_n, z)$  et  $[\mathbf{e}_y(z)]_n = E_{k,y}(\vec{G}_n, z)$ .

La matrice  $\mathbf{T}$  a la forme suivante :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{T}_{12} \\ \mathbf{T}_{21} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad (\text{II.7})$$

avec

$$\mathbf{T}_{21} = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{k}}_x \hat{\boldsymbol{\eta}} \hat{\mathbf{k}}_y & \omega^2 - \hat{\mathbf{k}}_x \hat{\boldsymbol{\eta}} \hat{\mathbf{k}}_x \\ -\omega^2 + \hat{\mathbf{k}}_y \hat{\boldsymbol{\eta}} \hat{\mathbf{k}}_y & -\hat{\mathbf{k}}_y \hat{\boldsymbol{\eta}} \hat{\mathbf{k}}_x \end{pmatrix} \quad (\text{II.8})$$

et

$$\mathbf{T}_{12} = \begin{pmatrix} -\frac{\hat{\mathbf{k}}_y \hat{\mathbf{k}}_x}{\omega^2} & \frac{\hat{\mathbf{k}}_x^2}{\omega^2} - \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \\ \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} - \frac{\hat{\mathbf{k}}_y^2}{\omega^2} & \frac{\hat{\mathbf{k}}_x \hat{\mathbf{k}}_y}{\omega^2} \end{pmatrix} \quad (\text{II.9})$$

où on définit les matrices suivantes :

$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$  : matrice d'ordre  $N$  et de coefficients  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon(\vec{G}_i - \vec{G}_j)$

$\hat{\boldsymbol{\eta}}$  : matrice inverse de  $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$

$\hat{\mathbf{k}}_x$  et  $\hat{\mathbf{k}}_y$  : matrices diagonales d'ordre  $N$  et de coefficients diagonaux :

$$(\hat{\mathbf{k}}_x)_{ii} = k_x + G_i \text{ et } (\hat{\mathbf{k}}_y)_{ii} = k_y + G_i.$$

La résolution de ce système d'équations différentielles homogènes se réduit à la diagonalisation de la matrice  $\mathbf{T}$  : en notant  $\lambda_i$  les valeurs propres et  $\mathbf{M}$  la matrice des

vecteurs propres de  $\mathbf{T}$ , la solution générale  $\mathbf{F}(z) = \begin{pmatrix} h_x(z) \\ h_y(z) \\ e_x(z) \\ e_y(z) \end{pmatrix}$  s'écrit en effet sous la forme

du produit matriciel :

$$\mathbf{F}(z) = \mathbf{M}\hat{\boldsymbol{\lambda}}(z)\mathbf{A} \quad (\text{II.10})$$

où  $\hat{\boldsymbol{\lambda}}(z)$  est la matrice diagonale de coefficients diagonaux  $[\hat{\boldsymbol{\lambda}}(z)]_{ii} = e^{i\lambda_i z}$  et  $\mathbf{A}$  est un vecteur constitué de constantes d'intégration fixées par les conditions aux limites aux interfaces du système multicouche.

Il est à noter ici que les valeurs propres de  $\mathbf{T}$  peuvent être complexes. Les solutions obtenues présentent donc une évolution verticale qui s'écrit sous la forme d'une combinaison linéaire d'ondes propagatives (valeurs propres purement réelles), et d'ondes évanescentes ou anti-évanescentes (en fonction du signe de la partie imaginaire des valeurs propres complexes).

### II.2.2.2. Calcul de la matrice de diffusion

Une fois connues les solutions propres de chacun des milieux, il reste à introduire les conditions de continuité afin de complètement déterminer les modes électromagnétiques du système multicouche. Dans le formalisme de la matrice de diffusion, on cherche à exprimer ces conditions aux limites par une équation matricielle reliant les amplitudes des ondes sortantes de la structure aux amplitudes des ondes entrantes. Il est donc nécessaire de classer les modes propres précédemment déterminés dans chacun des milieux (et en particulier des milieux d'entrée et de sortie) selon le sens de leur propagation (ou de leur amortissement) suivant la direction verticale.

Compte tenu de la forme anti-diagonale de la matrice  $\mathbf{T}$ , ses  $4N$  valeurs propres peuvent être classées en deux groupes : un groupe de  $2N$  valeurs et un autre groupe constitué des  $2N$  valeurs opposées. On peut donc écrire les composantes du vecteur  $\mathbf{F}(z)$  sous la forme d'une combinaison linéaire :

$$F_i(z) = \sum_m M_{im} (a_m e^{i\lambda_m z} + b_m e^{-i\lambda_m z}) \quad (\text{II.11})$$

où les  $\lambda_m$  sont choisies telles que  $\lambda_m > 0$  pour les ondes propagatives (valeurs purement réelles) et  $\text{Im}(\lambda_m) > 0$  pour les ondes évanescentes. Ce développement distingue donc les ondes d'amplitude  $a_m$  se propageant ou s'atténuant suivant les  $z$  positifs et les ondes d'amplitude  $b_m$  se propageant ou s'atténuant suivant les  $z$  négatifs.

Aux interfaces, les composantes planaires du champ électrique et du champ magnétique doivent être continues, ce qui conduit à un système de  $4N$  équations par interface que l'on combine de façon à relier les amplitudes des ondes entrantes et sortantes sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} a^s \\ b^e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{S}_{11} & \mathbf{S}_{12} \\ \mathbf{S}_{21} & \mathbf{S}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a^e \\ b^s \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} a^e \\ b^s \end{pmatrix} \quad (\text{II.12})$$

où les  $a^s$ ,  $b^s$ ,  $a^e$  et  $b^e$  sont les vecteurs colonnes constitués des amplitudes  $a_m^s$ ,  $b_m^s$ ,  $a_m^e$  et  $b_m^e$  des ondes existant dans chacun des milieux d'entrée ( $e$ ) et de sortie ( $s$ ) (Figure I-5).

Une fois la matrice de diffusion construite<sup>2</sup>, on peut en déduire les propriétés de réflexion et de transmission de la structure photonique planaire lorsqu'elle est éclairée sur sa surface supérieure par une onde incidente connue ( $a^e$  fixé et  $b^s = 0$ ). Les ondes réémises, en réflexion et en transmission, ont alors des amplitudes respectivement données par :

$$b^e = \mathbf{S}_{21}a^s \text{ et } a^s = \mathbf{S}_{11}a^e. \quad (\text{II.13})$$

En résolvant ces dernières équations pour des conditions d'excitation différentes (fréquence, angle d'incidence, angle azimutal), on obtient les spectres de réflectivité et de transmission qui se comparent de manière directe avec les spectres expérimentaux. Le relevé des positions spectrales des résonances apparaissant dans ces spectres (théoriques et/ou expérimentaux) permet en outre de reconstruire les structures de bandes ainsi que les SIFs du CPh étudié.

---

<sup>2</sup> La construction de la matrice de diffusion se fait par récurrence après écriture des équations de continuité aux interfaces. On pourra se reporter à l'article de Whittaker [26] où une méthode de construction de la matrice  $\mathbf{S}$  est décrite en détail.

## II.3. Etude linéaire des cristaux photoniques planaires.

Dans ce paragraphe, je présenterai les spectres de transmission obtenus sur les CPhs 1D et 2D selon les directions de symétrie de ces cristaux. L'anisotropie des résonances représentant la dispersion en fréquence des modes photoniques en fonction de l'angle azimutal sera mise en évidence au travers de spectres de réflectivité. Les SIFs nécessaires à la détermination des conditions de QAP pour la génération de second harmonique pourront ainsi être construites.

### **II.3.1. Détermination expérimentale de la position spectrale des modes résonants selon les directions de symétrie du cristal photonique**

#### ***II.3.1.1. Modes résonants du cristal photonique unidimensionnel***

Les figures II-4(a) et (b) montrent des spectres de transmission résolus angulairement obtenus pour le cristal photonique 1D le long de la direction de symétrie  $\Gamma$ -X du CPh. La lumière incidente est polarisée s (figure II-4(a)) ou p (figure II-4(b)). Les spectres ont été déplacés verticalement pour faciliter la lecture. En abscisse est représentée la longueur d'onde de la radiation incidente ainsi que la fréquence normalisée  $a/\lambda = \omega a / 2\pi c$ . Ces spectres présentent un fond continu qui oscille avec une grande période. La longueur d'onde de ces oscillations qui varie peu avec l'angle d'incidence permet d'attribuer ces oscillations à des franges d'interférences qui se produisent aux interfaces air-GaN et GaN-saphir. Une raie apparaît aussi sur le spectre en polarisation p. Elle correspond à la raie d'un laser Helium-Néon. Ce laser contrôle le déplacement du miroir mobile de l'interféromètre de Michelson présent dans le spectromètre à transformée de Fourier.

Lorsqu'une fréquence  $\omega$  et un vecteur d'onde  $k_{//}(\omega)$  de l'onde incidente correspondent à la fréquence et au vecteur d'onde  $\vec{k}_{MR}(\omega)$  d'un mode résonant du cristal photonique, il apparaît dans les spectres de transmission ou de réflectivité des raies du

type fonction de Fano caractéristiques de l'excitation de résonances dans un continuum d'états. On observe clairement la dispersion en longueur d'onde de ces singularités quand  $\theta$  croît de  $0^\circ$  (incidence normale) à  $50^\circ$ . Le long de la direction de symétrie  $\Gamma$ -X, les modes sont sélectivement excités par un faisceau de lumière polarisé s ou p [40]. Ils sont donc étiquetés en accord avec la polarisation du faisceau exciteur en fonction de leur ordre d'apparition dans les spectres ; des plus grandes longueurs d'onde vers les plus petites. Par exemple, la résonance qui apparaît pour la plus grande longueur d'onde, pour une radiation incidente polarisée s, (respectivement p) sera étiquetée  $1s$  (respectivement  $1p$ ).



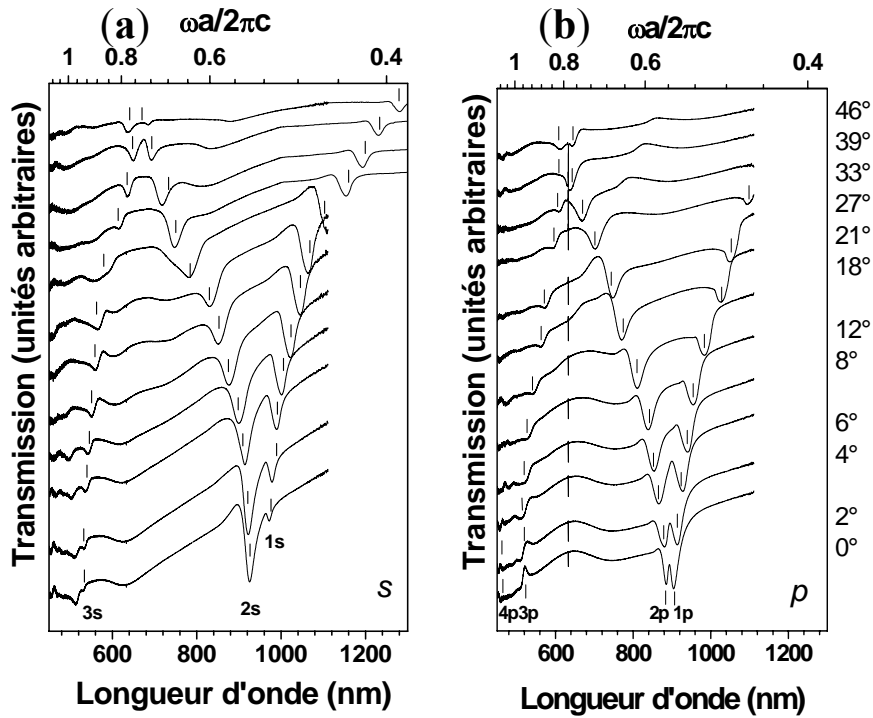


Figure II-4: Spectres expérimentaux de transmission dépendant de l'angle d'incidence  $\theta$ , obtenus selon la direction de symétrie  $\Gamma$ -X avec une lumière blanche polarisée s (a) et p (b).

### II.3.1.2. Modes résonants du cristal photonique bidimensionnel

La caractérisation linéaire des modes photoniques a aussi été menée sur le cristal photonique triangulaire de trous. Les figures II-5 présentent des spectres de transmission obtenus pour une onde incidente polarisée s (figures II-5 (a) et (c)) et p (figures II-5 (b) et (d)) selon les directions de symétrie  $\Gamma$ -M et  $\Gamma$ -K [82]. Les résonances sont de caractère s ou p purs le long des directions de symétrie [40,42]. Elles sont donc étiquetées s ou p suivant la polarisation de l'onde incidente le long de la direction de symétrie  $\Gamma$ -K. L'étiquette associée à chaque résonance a été choisie en accord avec son ordre d'apparition dans les spectres de transmission. Des plus grandes longueurs d'onde (résonances étiquetées 1s ou 1p) vers les plus petites. Selon la direction  $\Gamma$ -M, des résonances purement polarisées p (respectivement s) mais étiquetées s (respectivement p) peuvent ainsi apparaître. On observe comme pour le réseau 1D une

dispersion de la fréquence des résonances en fonction de l'angle d'incidence. Au voisinage du point  $\Gamma$  ( $\theta = 0^\circ$ ), il apparaît pour chacune des polarisations s et p, six résonances étiquetées 1s à 6s et 1p à 6p. Ces différentes résonances sont issues de la levée de la dégénérescence par l'effet du cristal photonique appartenant au groupe de symétrie  $C_{6v}$  et possédant six directions équivalentes dans le réseau réciproque.

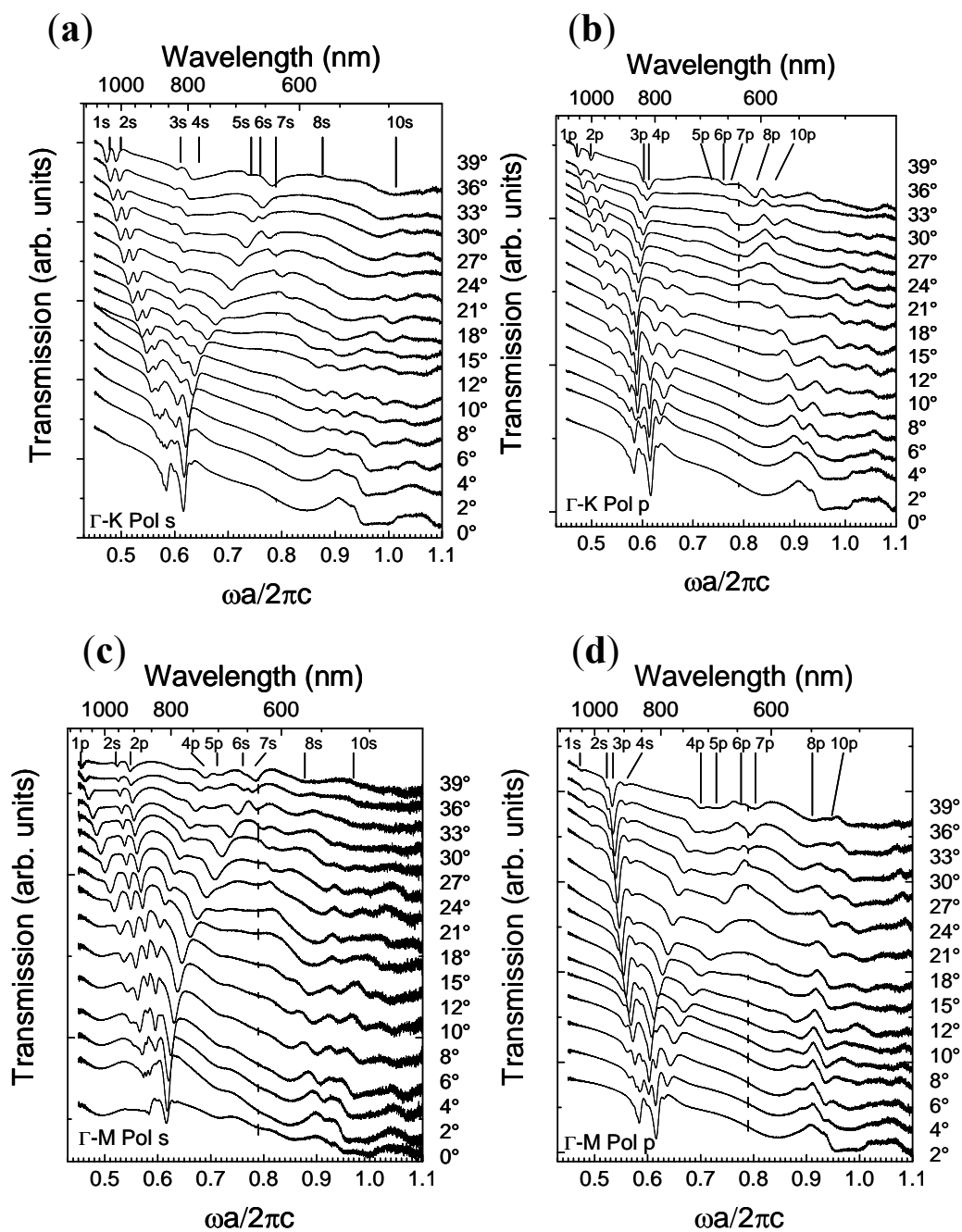


Figure II-5: Spectres de transmission dépendant de l'angle d'incidence obtenus pour le cristal photonique triangulaire de trous selon les deux polarisations s et p et pour les deux directions de symétrie  $\Gamma$ -K ((a) et (b)) et  $\Gamma$ -M ((c) et (d)).

### II.3.2. Comparaison entre spectres expérimentaux et théoriques

Notre méthode de modélisation basée sur le formalisme de la matrice de diffusion reproduit les expériences en calculant des spectres de réflectivité ou de transmission en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

La figure II-6 (a) montre des spectres de réflectivité obtenus le long de la direction de symétrie  $\Gamma$ -X du cristal photonique 1D en fonction de la fréquence normalisée ( $0.2 \leq \omega a / 2\pi c \leq 1.4$ ). L'onde incidente est polarisée s pour différentes valeurs du vecteur d'onde  $k_{//}$  compris entre  $4000 \text{ cm}^{-1}$  et  $40000 \text{ cm}^{-1}$ . Cette figure reproduit la dispersion des résonances obtenues expérimentalement sur la figure II-4 (a). Comme les spectres expérimentaux, les spectres issus de la modélisation font apparaître des résonances de profil de Fano. On retrouve ainsi sur ces spectres les résonances 1s et 2s étiquetées à partir des spectres expérimentaux. La figure II-6(b) compare un spectre de transmission obtenu expérimentalement (trait en pointillé) à l'incidence normale  $\theta = 0^\circ$  avec un spectre calculé (trait continu) à l'incidence normale  $k_{//} = 0 \text{ cm}^{-1}$ . Les spectres ont été déplacés verticalement pour plus de lisibilité. La position spectrale des résonances est bien reproduite par la modélisation. Le petit écart en fréquence observé entre expérience et théorie est attribué à la non verticalité des profils de gravure. Cette méthode de modélisation permet donc de calculer la dispersion des modes photoniques, en particulier aux fréquences inaccessibles à notre dispositif expérimental.

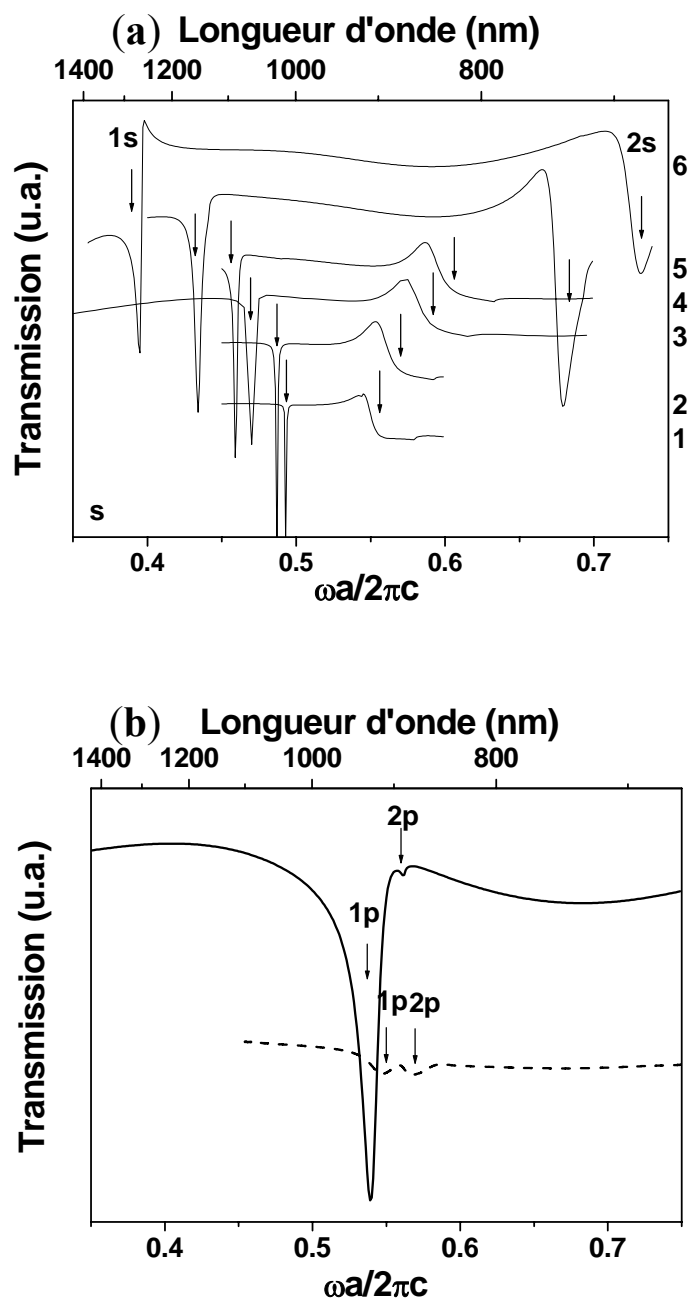


Figure II-6: Spectres de réflectivité calculés le long de la direction  $\Gamma$ -X du CPh 1D pour un faisceau incident polarisé s (a) pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté : 1 :  $k_{//} = 4000\text{cm}^{-1}$  2 :  $k_{//} = 7000\text{cm}^{-1}$  3 :  $k_{//} = 12000\text{cm}^{-1}$  4 :  $k_{//} = 16000\text{cm}^{-1}$  5 :  $k_{//} = 28000\text{cm}^{-1}$  6 :  $k_{//} = 40000\text{cm}^{-1}$ . (b) Comparaison d'un spectre expérimental (trait en pointillé) avec un spectre modélisé (trait continu) le long de la direction  $\Gamma$ -X du CPh 1D pour un faisceau incident polarisé p et selon l'incidence normale ( $\theta=0^\circ$  et  $k_{\perp}=0\text{cm}^{-1}$ ). Les spectres ont été déplacés verticalement pour plus de lisibilité.

De la même manière, les figures II-7(a), (b) représentent des spectres de réflectivité calculés le long de la direction de symétrie  $\Gamma$ -K du CPh 2D pour une onde incidente polarisée s et p. Ces spectres ont été calculés pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté dans le plan du CPh : 1 :  $k_{//} = 2500\text{cm}^{-1}$ , 2 :  $k_{//} = 10000\text{cm}^{-1}$ , 3 :  $k_{//} = 15000\text{cm}^{-1}$ , 4 :  $k_{//} = 20000\text{cm}^{-1}$ , 5 :  $k_{//} = 25000\text{cm}^{-1}$ , 6 :  $k_{//} = 30000\text{cm}^{-1}$ , 7 :  $k_{//} = 40000\text{cm}^{-1}$ , 8 :  $k_{//} = 50000\text{cm}^{-1}$ . Comme dans le cas du CPh 1D on retrouve, sur ces spectres calculés, les résonances étiquetées à partir des spectres expérimentaux .

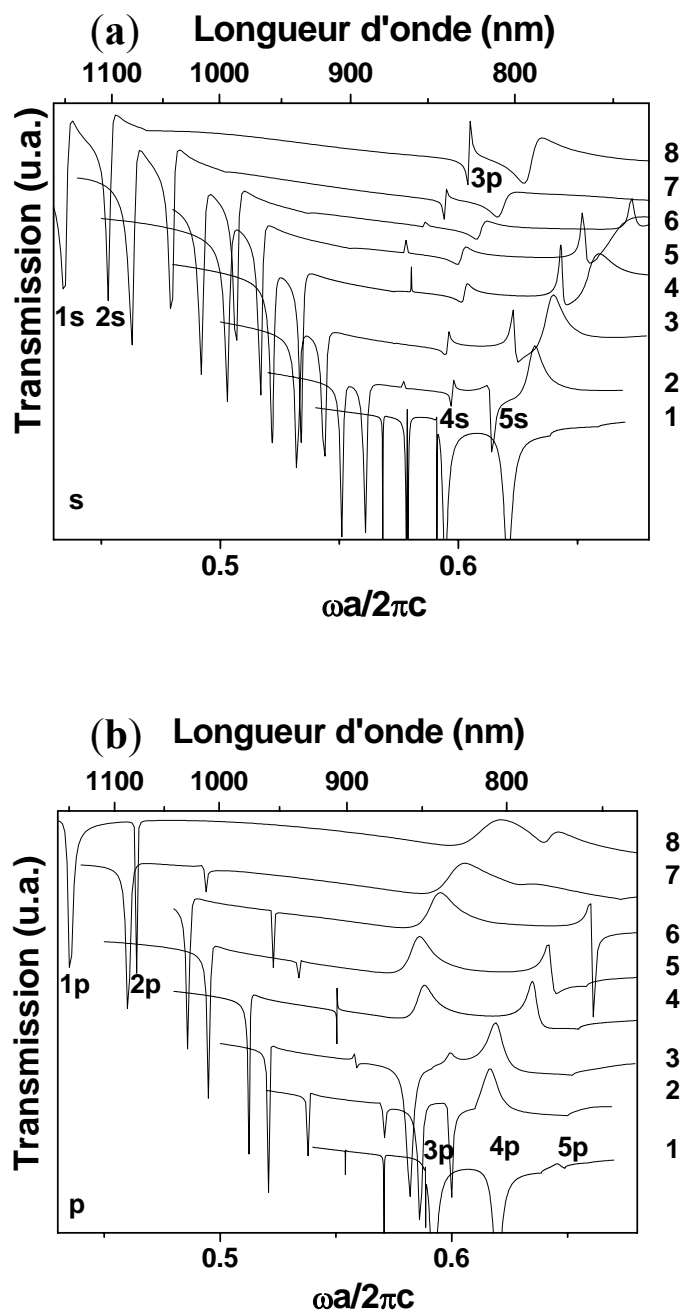


Figure II-7: Spectres de réflectivité calculés le long de la direction  $\Gamma$ -K du CPh 2D pour un faisceau incident polarisé s (a) et p (b) pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté :

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 : k_{//} = 2500\text{cm}^{-1}, 2 : k_{//} = 10000\text{cm}^{-1}, 3 : k_{//} = 15000\text{cm}^{-1}, 4 : k_{//} = 20000\text{cm}^{-1}, \\ 5 : k_{//} = 25000\text{cm}^{-1}, 6 : k_{//} = 30000\text{cm}^{-1}, 7 : k_{//} = 40000\text{cm}^{-1}, 8 : k_{//} = 50000\text{cm}^{-1} \end{array} \right.$$

### **II.3.3. Anisotropie azimutale des résonances**

Les caractéristiques linéaires de nos échantillons ont été mesurées, à partir des expériences de réflectivité ou de transmission résolues angulairement sur tout le réseau réciproque des CPhs 1D et 2D. Cette caractérisation est nécessaire à la construction des SIFs qui seront utilisées pour déterminer les conditions de QAP.

#### ***II.3.3.1. Cristal photonique unidimensionnel***

Les figures II-8(a),(b) montrent des spectres de réflexion dépendant de l'angle azimutal  $\varphi$  qui varie de  $0^\circ$  ( $\Gamma$ -X) à  $90^\circ$ . La valeur de l'angle d'incidence a été fixée à  $\theta = 44^\circ$ . Pour des directions de propagation éloignées de  $\Gamma$ -X, les polarisations des modes sont mélangées et ces modes rayonnent sous la forme de champs polarisés elliptiquement. Afin de faciliter l'écriture, les modes sont toutefois étiquetés par continuité s ou p en accord avec leur polarisation à  $\varphi=0^\circ$  (§ II.3.1.1). La radiation incidente polarisée linéairement s ou p peut donc se coupler, aussi bien avec une mode étiqueté s, qu'avec un mode étiqueté p. L'onde réfléchie ou transmise sera donc polarisée elliptiquement.



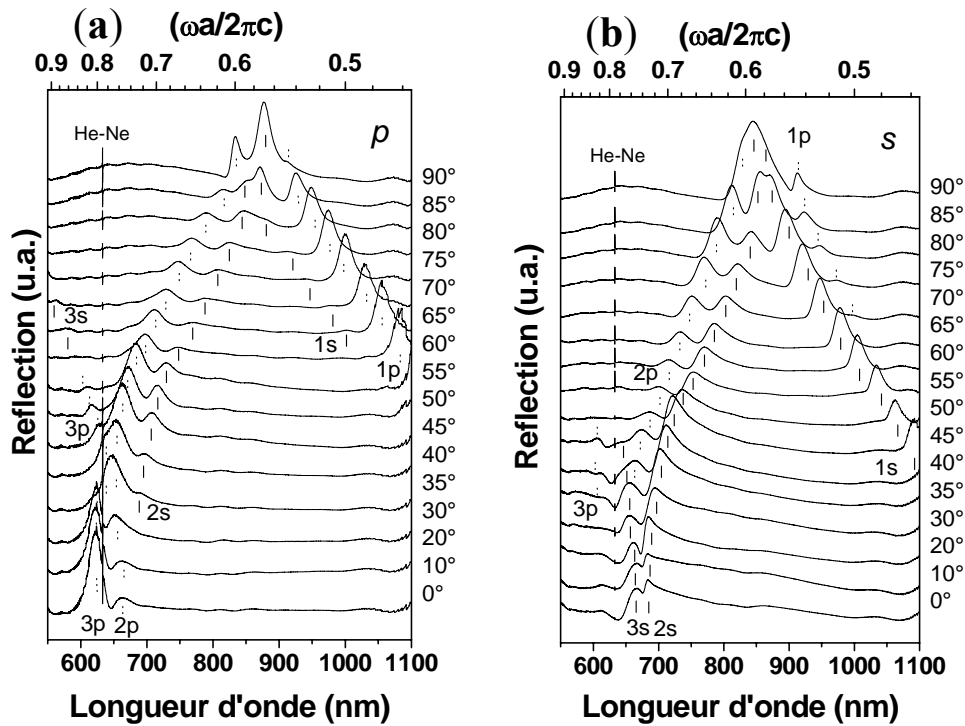


Figure II-8: Spectres de réflectivité du CPh 1D dépendant de l'angle azimutal  $\phi$  pour un angle d'incidence  $\theta=44^\circ$ , pour (a) une radiation incidente polarisée s et (b) une radiation incidente polarisée p.  $\phi$  varie de  $0^\circ$  (direction  $\Gamma-X$ ) à  $90^\circ$ . Le long de la direction de symétrie  $\Gamma-X$  les modes résonants sont excités par une onde incidente polarisée soit s soit p. Afin de simplifier le texte, les modes seront nommés par continuité s ou p en accord avec leur polarisation à  $\phi=0^\circ$ .

### II.3.3.2. Cristal photonique bidimensionnel

La figure II-9 montre des spectres de transmission où  $\phi$  varie de  $0^\circ$  ( $\Gamma-K$ ) à  $30^\circ$  ( $\Gamma-M$ ) pour une valeur fixée de l'angle d'incidence  $\theta = 25^\circ$ . Les étiquettes s-s, p-p correspondent aux situations **a**) où l'onde incidente est polarisée s et l'onde réfléchie est analysée en polarisation s; **b**) où l'onde incidente est polarisée p et l'onde réfléchie est analysée en polarisation p. Les spectres de réflectivité ont été acquis sur toute la première zone de Brillouin. La résonance 1s est purement polarisée s le long de la direction  $\Gamma-K$  car elle n'apparaît pas dans le spectre de réflectivité p-p. Pour  $\phi > 2^\circ$ , et pour une onde incidente polarisée s, la résonance 1s disparaît alors que la résonance 1p apparaît à une longueur d'onde légèrement différente. Cette résonance 1p devient

purement polarisée s le long de la direction  $\Gamma$ -M. La résonance étiquetée 2s le long de la direction  $\Gamma$ -K apparaît polarisée elliptiquement à  $\varphi = 16^\circ$ . Cette résonance devient purement p le long de la direction  $\Gamma$ -M. Il se produit donc une conversion de polarisation, pour un même mode photonique, entre les directions  $\Gamma$ -K et  $\Gamma$ -M.

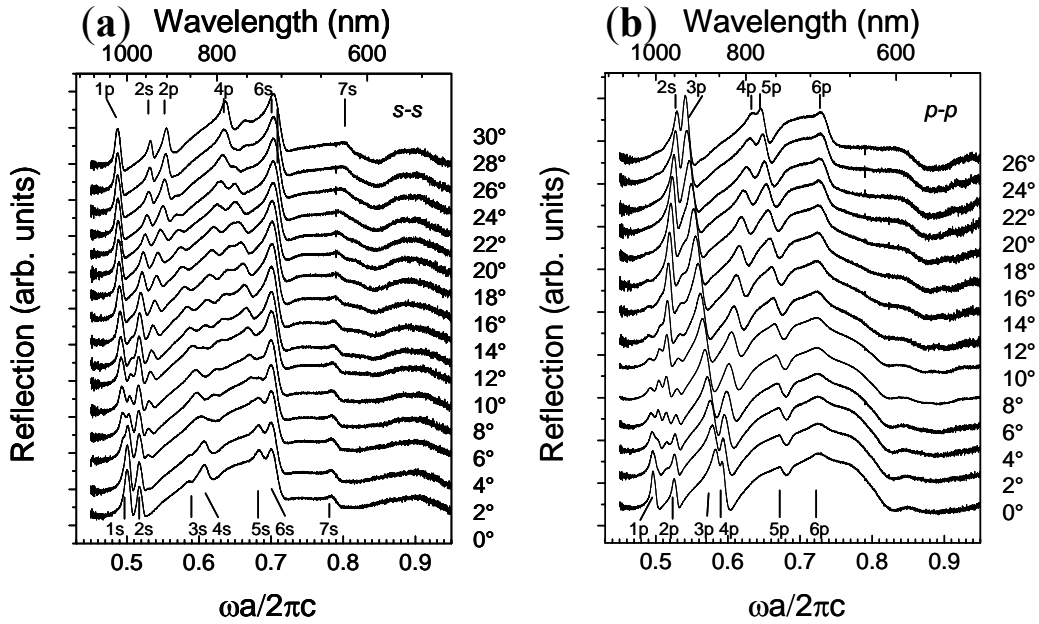


Figure II-9: Spectres de réflexion à  $\theta=25^\circ$  pour le CPh 2D,  $\varphi$  varie de  $0^\circ$  (direction  $\Gamma$ -K) à  $30^\circ$  (direction  $\Gamma$ -M). (a) Onde incidente polarisée s et onde réfléchie analysée s. (b) Onde incidente polarisée p et onde réfléchie analysée p.

## II.4. Structure de bandes

La caractérisation des propriétés linéaires des cristaux photoniques, le long des directions de symétrie, m'a permis de reconstruire la dispersion des modes photoniques ou structure de bandes photonique [24,39,40].

### II.4.1. Structure de bandes d'un cristal photonique unidimensionnel

La position en fréquence normalisée des résonances en fonction du vecteur d'onde dans le plan est représentée dans les diagrammes des figures II-10(a) et (b). Le plan d'incidence est orienté le long de la direction de symétrie  $\Gamma-X$ . L'onde incidente est polarisée s (figure (a)) ou p (figure (b)). Les lignes en pointillé représentent les lignes de lumière de l'air et délimitent la gamme de vecteurs d'onde accessible pour un photon incident de l'air. La modélisation du CPh m'a permis de calculer la dispersion des modes photoniques notamment à des fréquences inaccessibles expérimentalement. Le calcul prend en compte toutes les informations relatives à chaque couche constitutive du CPh tels que les indices de réfraction, l'épaisseur de la couche de GaN, la profondeur de gravure des trous dans cette couche. 109 ondes planes ont été utilisées pour assurer la convergence des calculs. La non verticalité des zones gravées, due aux techniques de gravure a été prise en compte en considérant le facteur de remplissage en air comme un paramètre ajustable. Pour les modes résonants les plus bas en fréquence (cercles vides reliés par des lignes) un bon accord avec les résultats expérimentaux (cercles pleins) a été trouvé pour une valeur du facteur de remplissage en air de 0.20. Cette valeur confirme celle qui a été mesurée expérimentalement par les mesures d'AFM. Il existe cependant un petit décalage entre les courbes de dispersion expérimentales et théoriques. Il peut être expliqué par l'incertitude expérimentale sur la détermination des valeurs des angles  $\theta$  et  $\varphi$ , l'incertitude sur l'estimation de l'énergie des résonances (due à la largeur des pics de Fano) ainsi que sur la non homogénéité de la forme des trous sur toute la surface du CPh. La première bande photonique n'est pas représentée sur les figures II-10(a)-(b) car c'est un mode guidé. La seconde bande, au-dessus du cône de lumière, correspond au plus bas des modes résonants. Les bandes ont été étiquetées en accord avec la polarisation du faisceau excitateur en fonction de leur ordre d'apparition dans les spectres de transmission/réflexivité. Les modes d'ordre supérieur ont été représentés par des carrés pleins reliés par des lignes. Ces modes ont été étiquetés ( $2s'$ ,  $3s'$ ) sur la figure II-10(a) et ( $2p'$ ,  $3p'$ ) sur la figure II-10(b) suivant leur ordre d'apparition dans la structure de bande.

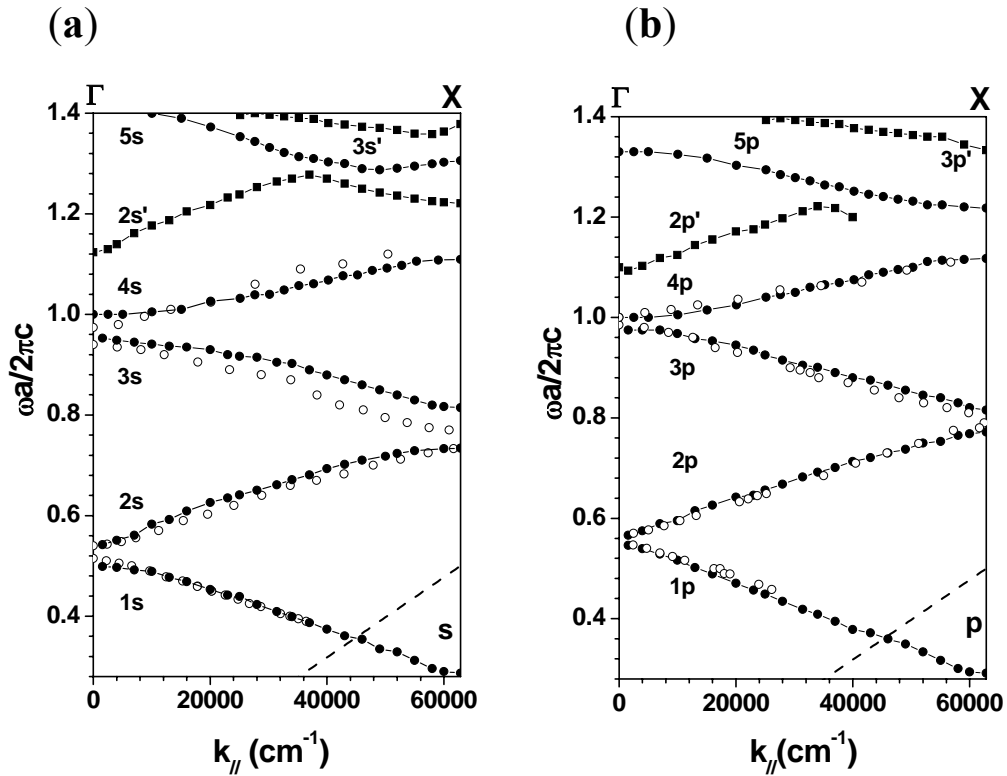


Figure II-10 : Structures de bandes du CPh 1D obtenues pour une onde incidente polarisée s (a) et p (b). Ces courbes ont été déterminées à partir des spectres expérimentaux (cercles pleins) et à partir de la modélisation (cercles vides). Les lignes en pointillé représentent les lignes de lumière dans l'air. Les modes du second ordre (2p' et 3p') sont représentés en carrés pleins. Le premier mode (de plus basse fréquence) représente la deuxième bande photonique. La première bande photonique (non indiquée) est un mode guidé, non accessible pour une onde incidente dans l'air.

## II.4.2. Structure de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel

Les figures II-11 représentent les diagrammes de dispersion des modes photoniques obtenus le long des directions de symétrie  $\Gamma$ -M et  $\Gamma$ -K du CPh 2D, pour une onde incidente polarisée s (a) ou p (b). Les lignes en pointillé représentent les lignes de lumière de l'air. La première bande photonique (points gris) est un mode guidé pour la couche de confinement d'air. Ce mode est toutefois à perte dans le substrat de saphir. Le mode situé juste au-dessus du cône de lumière correspond au plus bas des modes résonants.

La modélisation de la structure photonique par la méthode de la matrice de diffusion permet de calculer la dispersion des modes photoniques pour  $0.35 \leq \omega a / 2\pi c \leq 1.0$ . Au-delà, la couche de GaN est multimode et il devient très délicat de séparer les modes photoniques du premier et du second ordre. Le calcul prend en compte la dispersion des indices de réfraction du GaN et du saphir ainsi que l'épaisseur de la couche gravée. Il nous a permis d'estimer la profondeur réelle de gravure des trous d'air dans la couche de GaN à une valeur de 180nm. Une couche de GaN non gravée de 80nm est donc située entre le substrat et la couche gravée. Cette profondeur de gravure a été confirmée par des mesures d'AFM qui donnent une profondeur de gravure moyenne de 187nm. La non-verticalité des profils de gravure ne permet que de donner au facteur de remplissage en air une valeur moyenne de 21% (obtenue par AFM) qui est introduite dans le code de modélisation. On note la fiabilité de la méthode numérique qui résout les équations de Maxwell sans approximation et décrit de manière réaliste une structure multicouche complexe. Le petit décalage entre les bandes expérimentales et les bandes calculées provient i) de l'incertitude expérimentale sur la détermination des valeurs des angles  $\theta$  et  $\varphi$ , ii) de l'erreur de pointage de la fréquence des résonances dues à leurs profils de Fano, et iii) de la non verticalité du profil de gravure des trous.

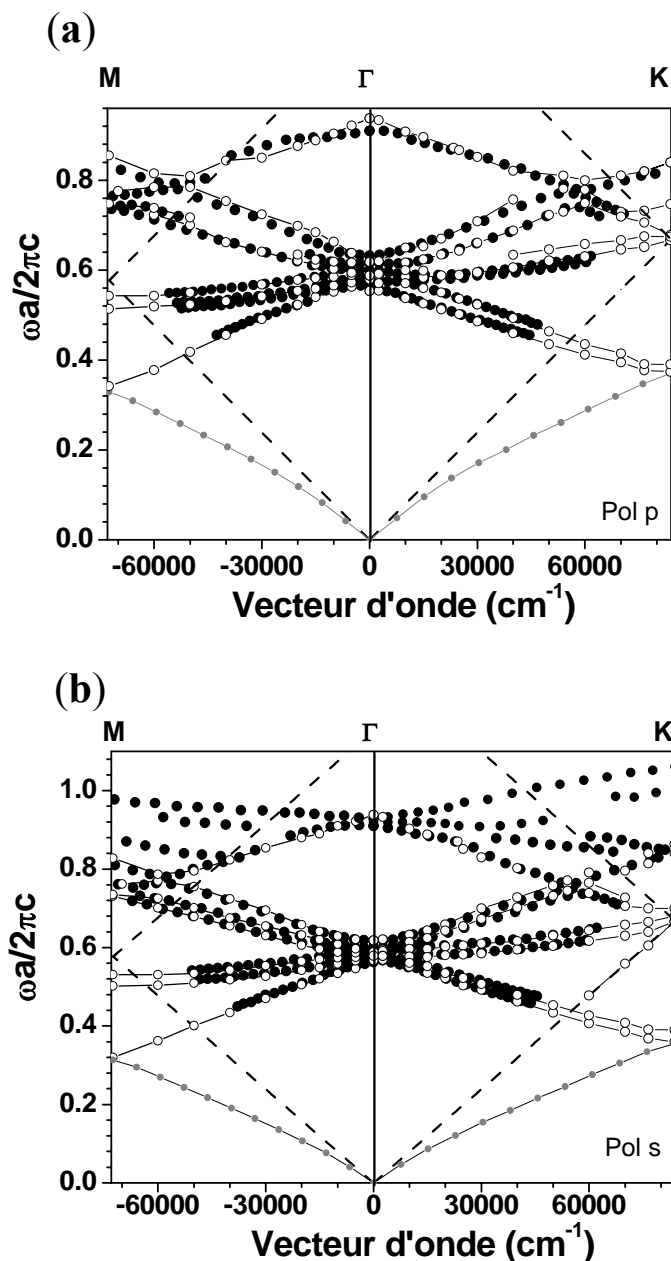


Figure II-11: Diagrammes de dispersion des modes résonants du CPh 2D le long des directions de symétries  $\Gamma$ -M et  $\Gamma$ -K déterminés à partir des spectres expérimentaux (cercles pleins) et à partir de la modélisation (cercles vides). La radiation incidente est polarisée s (a) ou p (b). Les lignes en pointillé représentent les lignes de lumière de l'air. Le premier mode résonant correspond à la deuxième bande photonique. La première bande photonique est un mode guidé pour l'air (points gris).

Les figures II-12(a) et (b) représentent un agrandissement des courbes de dispersion précédentes pour  $0.45 \leq \omega a / 2\pi c \leq 0.75$ . Les modes photoniques ont été étiquetés en accord avec les spectres de transmission ou de réflectivité obtenus le long de la direction  $\Gamma$ -K ( $\varphi=0^\circ$ ). Sur ces figures, l'excellent accord entre les courbes de dispersions expérimentales et celles obtenues par la modélisation est clairement mis en évidence.

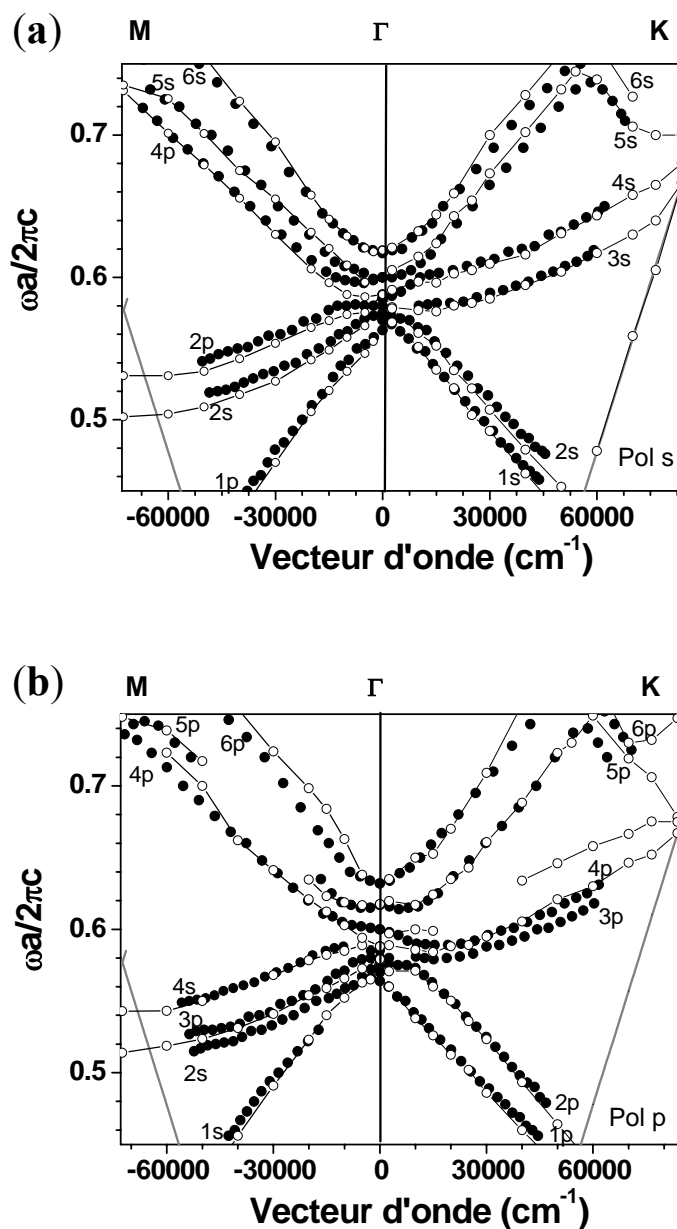


Figure II-12: Agrandissement de la figure précédente pour  $0.45 \leq \omega a / 2\pi c \leq 0.75$  pour une onde incidente polarisée s (a) et pour une onde incidente polarisée p (b). Les modes photoniques ont été étiquetés en accord avec les spectres de transmission ou de réflectivité.



## **II.5. Les surfaces isofréquences**

Depuis que Lin [85] proposa d'utiliser la forte dispersion des bandes en bord de zone de bande interdite photonique afin de réaliser un prisme ultra-compact, de nombreuses équipes ont utilisé les SIFs pour prédire les phénomènes d'ultra-réfraction (ou effet superprisme) et de propagation anormale de la lumière [25,86-92]. L'utilisation des SIFs pour la génération de second harmonique en constitue une autre. La connaissance de ces SIFs est une étape essentielle pour la détermination des configurations angulaires et fréquentielles qui satisfont aux conditions de QAP.

### **II.5.1. Comment construire les surfaces isofréquences**

Les spectres de réflectivité dépendant de l'angle azimutal ainsi que les spectres de transmission dépendant de l'angle d'incidence m'ont permis de tracer la dispersion des modes photoniques dans tout l'espace réciproque. Le diagramme représentant la dispersion des modes photoniques dans l'espace réciproque complet, et plus uniquement suivant les directions de symétrie, est appelé surface de dispersion. Une SIF est obtenue par l'intersection d'une surface de dispersion et d'un plan horizontal associé à une valeur constante de la fréquence.

### **II.5.2. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique unidimensionnel**

Les figures II-13(a) et (b) illustrent dans une représentation polaire de l'espace réciproque, les SIFs expérimentales (points) et calculées (lignes) du mode résonant 2s à une fréquence normalisée  $\omega a / (2\pi c) = 0.632$  ( $\lambda = 791\text{nm}$ ). Dans cette représentation, la composante x du vecteur d'onde projeté sur le plan du CPh s'exprime par  $k_x = |\vec{k}| \sin \theta \cos \varphi$  et la composante y par  $k_y = |\vec{k}| \sin \theta \sin \varphi$ . Les données ont été

enregistrées à partir des spectres de transmission en faisant varier  $\varphi$  entre  $0^\circ$  et  $160^\circ$ . Les SIFs finales ont été obtenues par symétrie par rapport au plan passant par la direction  $\varphi = 180^\circ$ . Ce sont des ellipses dont le grand axe est aligné selon la direction  $\varphi = 90^\circ$ . Ces ellipses sont déformées au voisinage de la direction  $\Gamma X$ . Cet effet est attribué à l'augmentation du mélange de bandes photoniques (dégénérescence des vecteurs du réseau réciproque) autour des points de haute symétrie (en bord de zone de Brillouin) [25]. Sur la figure II-13 (a) les lignes en trait continu (respectivement en trait pointillé) désignent les SIFs obtenues par la méthode de la matrice de diffusion pour une onde incidente polarisée s (respectivement p). La figure II-13 (b) montre l'évolution des SIFs du second mode résonant du CPh 1D en fonction de la fréquence  $0.72 \leq \omega a / 2\pi c \leq 0.55$  pour une onde incidente polarisée s. L'excellent accord entre les résultats expérimentaux et théoriques aux basses fréquences permet de calculer et de valider les SIFs pour des modes résonants à des fréquences inaccessibles à la configuration expérimentale ( $\omega a / (2\pi c) \geq 1.0$ ). Le calcul de ces SIFs aux fréquences de second harmonique nous permettra par la suite de déterminer les zones qui satisfont aux conditions de QAP.

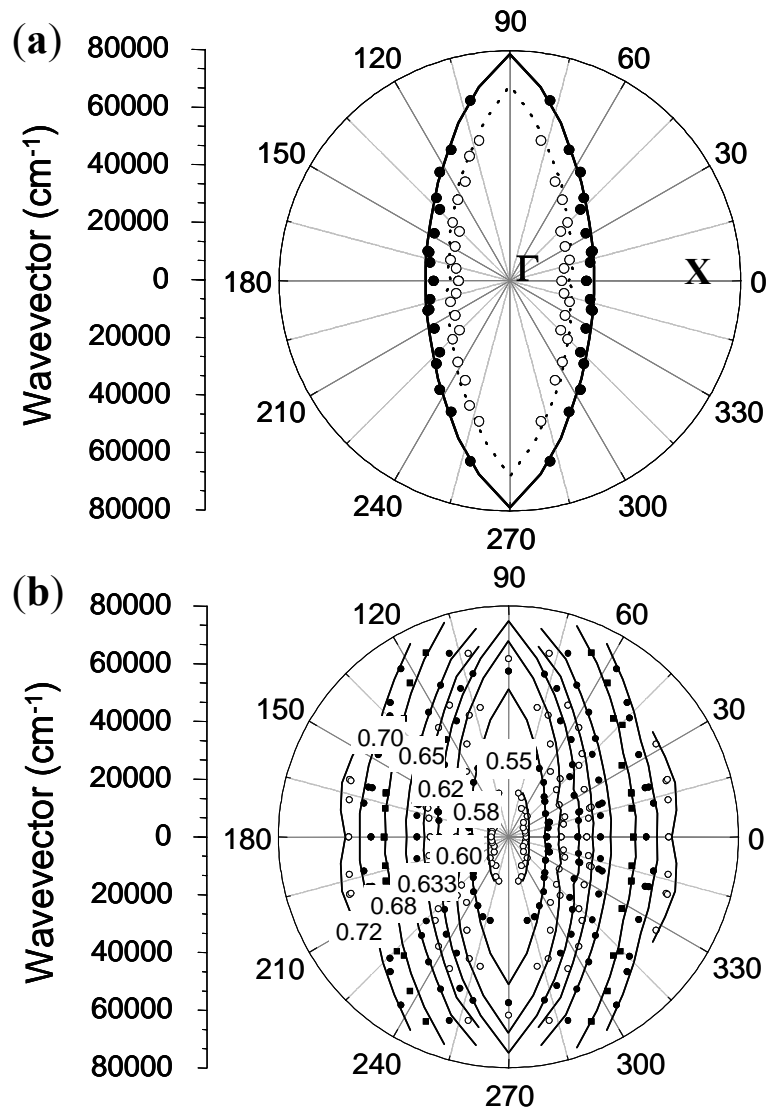


Figure II-13: SIFs du mode résonant 2s du CPh 1D (a) SIFs expérimentales (points) et calculées (lignes) à  $\omega a / (2\pi c) = 0.632$  ( $\lambda = 791 \text{ nm}$ ). Les cercles pleins ou vides indiquent les points expérimentaux obtenus avec une lumière incidente polarisée s ou p. Les lignes en trait continu ou en trait pointillé indiquent les calculs effectués avec une lumière incidente polarisée s ou p. (b) Evolution des SIFs expérimentales (points) et modélisées (lignes) en fonction de la fréquence considérée ( $0.72 \leq \omega a / 2\pi c \leq 0.55$ ) pour une polarisation s.

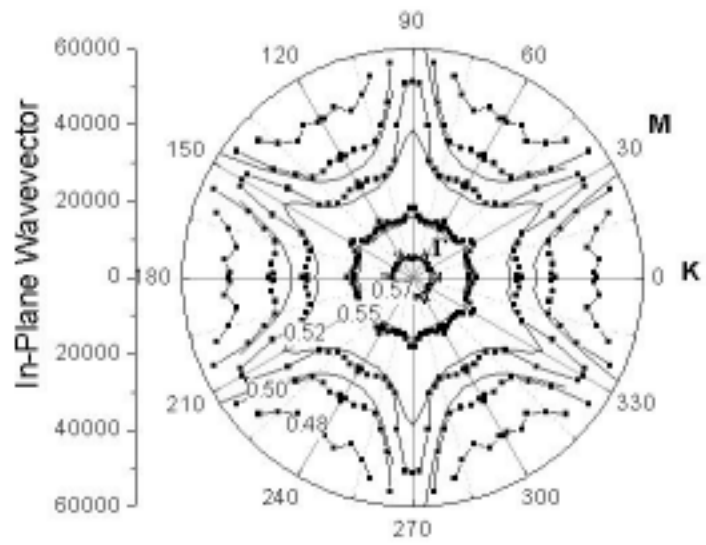
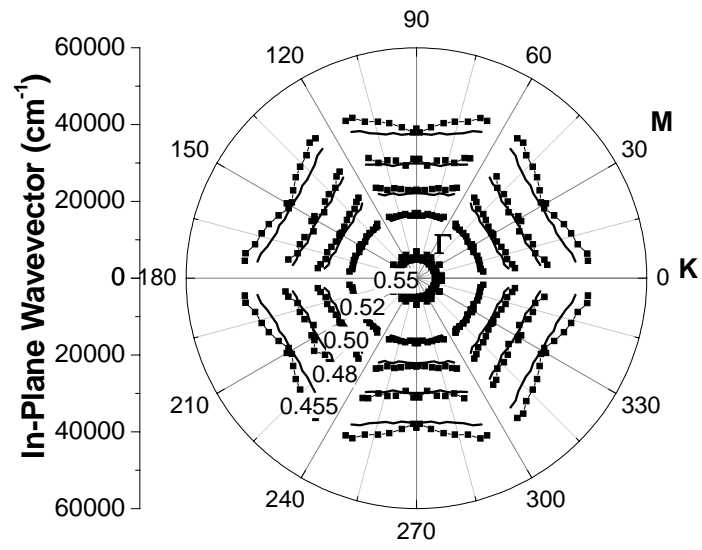
### II.5.3. Surfaces isofréquences d'un cristal photonique bidimensionnel

La symétrie du CPh 2D étant triangulaire, les mesures ont été réalisées pour des variations de  $\varphi$  comprises entre  $0^\circ$  ( $\Gamma$ -M) et  $30^\circ$  ( $\Gamma$ -K) ce qui permet de décrire complètement la première zone de Brillouin. La symétrie de rotation de  $60^\circ$  de ce CPh, a permis de compléter les SIFs sur l'ensemble du réseau réciproque.

La figure II-14 (a) représente l'évolution des SIFs du mode résonant  $1p$ , déterminées à partir des spectres de transmission ou de réflexion pour une radiation incidente polarisée  $s$  (points). Ces SIFs expérimentales sont comparées aux SIFs obtenues par la modélisation (lignes). Le long de la direction  $\Gamma$ -K, la résonance  $1s$  est prédominante et la résonance  $1p$  n'est pas visible. Pour  $\varphi > 2^\circ$ , l'intensité de  $1s$  décroît tandis que  $1p$  apparaît. Le fait le plus remarquable concernant le premier mode résonnant dans la gamme de fréquence normalisée  $0.455 \leq \omega a / (2\pi c) \leq 0.55$  est la forme hexagonale quasi-parfaite de la SIF qui reflète la symétrie triangulaire du CPh [25,91]. En accord avec la courbure de la bande de dispersion de ce mode photonique (Figure II-11(a)), la taille de ces SIFs diminue quand la fréquence augmente. La forme des ces surfaces s'arrondit sous l'effet du mélange des vecteurs du réseau réciproque intervenant lorsque la fréquence se rapproche d'une bande interdite [25,89].

Pour le mode  $2s$ , l'évolution des SIFs pour  $0.48 \leq \omega a / (2\pi c) \leq 0.55$  est représentée sur la figure II-14 (b). Comme pour le mode  $1p$ , plus on s'éloigne du centre de la zone de Brillouin, plus la SIF apparaît anisotrope.

La figure II-14 (c) représente l'évolution des SIFs du mode résonant  $6s$  en fonction de la fréquence pour  $0.74 \leq \omega a / (2\pi c) \leq 0.66$ . La forme de ces SIFs est circulaire. Pour un cristal 2D, les SIFs présentent une très grande variété de formes par rapport aux formes circulaires ou elliptiques obtenues pour le CPh 1D. Les figures II-14 (a) (b) et (c) comparent aussi les SIF expérimentales à celles obtenues par la modélisation avec les paramètres décrits au paragraphe II.4.2. La complexité des SIFs est bien représentée et les SIFs calculées présentent un très bon accord avec les résultats expérimentaux. Il existe toutefois un décalage entre les SIFs calculées et mesurées qui peut être attribué à l'incertitude expérimentale sur l'angle d'incidence et sur l'angle azimutal ainsi que sur l'estimation de l'énergie des résonances associées à leurs profils de Fano.



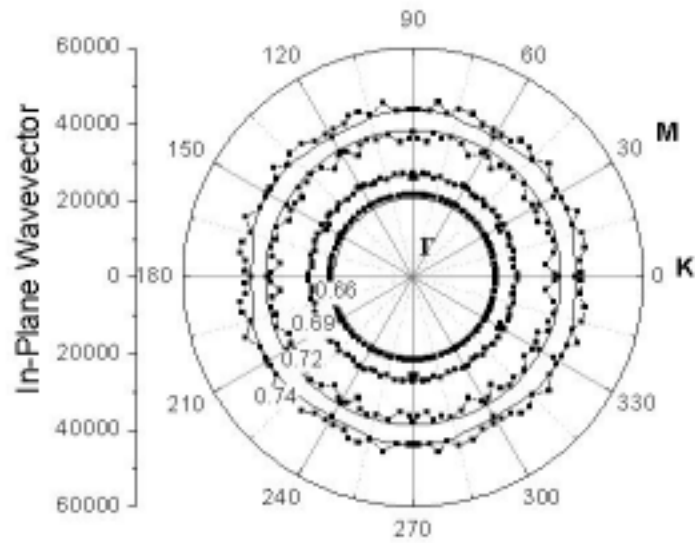


Figure II-14: SIFs déterminées à partir des spectres de transmission dépendant de l'angle azimutal (points) et des calculs (lignes) pour le CPh 2D. Les SIFs correspondent aux modes résonants excités par une radiation polarisée s. **(a)** Evolution des SIFs en fonction de la fréquence normalisée  $\omega a / (2\pi c) = 0.455, 0.48, 0.50, 0.52, 0.55$  pour le mode résonant  $1p$  (de l'extérieur vers l'intérieur). **(b)** Pour le mode résonant  $2s$ ,  $\omega a / (2\pi c) = 0.48, 0.50, 0.52, 0.55$  (de l'extérieur vers l'intérieur). **(c)** Pour le mode résonant  $6s$ ,  $\omega a / (2\pi c) = 0.74, 0.72, 0.69, 0.66$  (de l'extérieur vers l'intérieur).

## CONCLUSION

Les expériences de couplage par la surface m'ont permis de déterminer les caractéristiques linéaires des CPhs de GaN sur substrat saphir. A partir des spectres de transmission et/ou de réflectivité, j'ai pu reconstruire les courbes de dispersion – ou structure de bandes – des modes photoniques. Par une modélisation basée sur le formalisme de la matrice de diffusion, j'ai calculé la dispersion de ces modes photoniques aussi bien à des fréquences accessibles qu'inaccessibles à notre dispositif expérimental. J'ai aussi pu modéliser et reconstruire expérimentalement, à partir de la dispersion des modes photoniques dans tout l'espace réciproque, les SIFs des CPhs étudiés. Dans le chapitre suivant nous verrons comment l'utilisation de ces SIFs permet

de déterminer les conditions angulaires et fréquentielles où l'exaltation de la génération de second harmonique est maximale.

# Chapitre III. Exaltation de Second Harmonique dans les Cristaux Photoniques Planaires à Base de Nitrures

<b>III.1. Prédiction des conditions de quasi-accord de phase par les surfaces isofréquences</b>	<b>81</b>
III.1.1. Cristal photonique unidimensionnel	82
III.1.2. Cristal photonique bidimensionnel	86
<b>III.2. Modélisation du phénomène de génération de second harmonique</b>	<b>90</b>
III.2.1. Méthode de modélisation non linéaire	90
III.2.1.1. Equations de Maxwell non linéaires	91
III.2.1.2. Détermination des ondes de second harmonique générées	92
III.2.2. Etude d'une condition de quasi-accord de phase	92
<b>III.3. Exaltation expérimentale de la génération de second harmonique</b>	<b>99</b>
III.3.1. Dispositifs expérimentaux de génération de second harmonique.	99
III.3.1.1. Dispositif expérimental développé à Montpellier	100
III.3.1.2. Méthode expérimentale utilisée à Pavie	102
III.3.2. Propriétés non linéaires de la couche de nitrure de gallium	104
III.3.2.1. Isotropie azimutale du $\chi^{(2)}$	104
III.3.2.2. Intensité de second harmonique en fonction de l'angle d'incidence	105
III.3.3. Génération de second harmonique dans le cristal photonique unidimensionnel	106
III.3.3.1. Réalisation de la condition de quasi-accord de phase selon $\Gamma$ -X ( $\theta=14^\circ$ , $\varphi=0^\circ$ )	106
III.3.3.1.1. Vérification de la variation quadratique du signal de second harmonique	106
III.3.3.1.2. Exaltation géante du signal de second harmonique	107
III.3.3.1.3. Etude de la polarisation du signal de second harmonique	109
III.3.3.2. Réalisation de la seconde condition de quasi-accord de phase ( $\theta = 44^\circ$ , $\varphi = 83^\circ$ )	111



III.3.3.2.1. Vérification de la variation quadratique du signal de second harmonique	111
III.3.3.2.2. Exaltation géante du signal de second harmonique	112
III.3.3.2.3. Etude de la polarisation du signal de second harmonique	114
III.3.4. Génération de second harmonique dans le cristal photonique bidimensionnel	117

## INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, j'ai montré comment modéliser et reconstruire expérimentalement les caractéristiques linéaires des CPhs planaires. Dans le cas où le couplage d'une radiation incidente s'effectue par la surface du CPh, les conditions de QAP sont obtenues lorsque à la fois le champ fondamental et celui de second harmonique se couplent avec des modes résonants à la fréquence fondamentale et à la fréquence double[11,70]. Dans ce chapitre je montrerai comment, à partir de ces SIFs, il est possible de prédire les configurations angulaires et fréquentielles pour lesquelles les conditions de QAP sont réalisées. La modélisation du phénomène non linéaire par une méthode basée sur le formalisme de la matrice de diffusion, sera ensuite détaillée et l'étude d'une condition de QAP sera réalisée par la modélisation. Ce résultat démontrera la validité de cette approche théorique et le bien-fondé de l'utilisation de la périodicité de la constante diélectrique pour l'exaltation de la génération de second harmonique. Au travers d'un nouveau dispositif expérimental, je mettrai en évidence l'exaltation de ce phénomène non linéaire dans le cas d'un CPh 1D par un facteur proche de  $10^4$  – lorsque les conditions de QAP sont réalisées – et une comparaison entre résultats expérimentaux et théoriques sera présentée. Dans un CPh 2D la modulation de l'indice de réfraction le long d'une direction supplémentaire laisse espérer une exaltation encore plus intense de la génération de second harmonique. Je montrerai donc, même si les conditions de QAP n'ont pu être réalisées, que ces attentes sont légitimes puisqu'une exaltation de SH par un facteur supérieur à  $10^3$  sera expérimentalement mis en évidence.

### III.1. Prédiction des conditions de quasi-accord de phase par les surfaces isofréquences

Les SIFs issues de l'expérience et du calcul linéaire seront reconstruites et permettront de déterminer les conditions fréquentielles et angulaires qui satisfont les conditions de QAP dans le CPh 1D puis dans le CPh 2D. Une comparaison des gammes de fréquences sur lesquelles sont maintenues les conditions de QAP dans le CPh 1D et dans le CPh 2D sera aussi effectuée.

### III.1.1. Cristal photonique unidimensionnel

La figure III-1 représente les SIFs du CPh 1D calculées pour les résonances à la longueur d'onde fondamentale 791 nm et de SH à 395.5 nm. Les cercles pleins (respectivement vides) représentent les modes labellisés s à la fréquence fondamentale (respectivement du SH). Les carrés pleins (respectivement vides) représentent les modes labellisés p à la fréquence fondamentale (respectivement du SH). Les SIFs à  $2\omega$  sont tracées à la moitié de leur vecteur d'onde afin que la relation de quasi-accord de phase  $k_{//}(2\omega) - 2k_{//}(\omega) = 0$  puisse être vérifiée. Les grands cercles indiquent les points où ces conditions sont réalisées :

- quand la SIF du mode fondamental 2p pour le champ fondamental croise la SIF du mode de SH 5p ( $\theta=14^\circ$  et  $\varphi=0^\circ$ ),
- quand la SIF du mode fondamental 2p pour le champ fondamental croise la SIF du mode de SH 5s ( $\theta=48^\circ$  et  $\varphi = 82.7^\circ$ ).

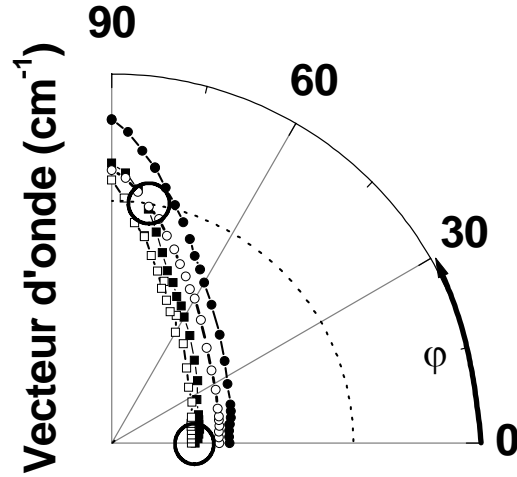


Figure III-1: SIFs calculées pour une longueur d'onde fondamentale de 791 nm et de SH 395.5 nm (tracée à la moitié de leurs vecteurs d'onde). Fréquence fondamentale : labellisé s (cercles pleins), labellisé p (carrés pleins). Fréquence à la SH : labellisé s (cercles vides), labellisé p (carrés vides). Les cercles indiquent deux zones où les conditions de QAP sont réalisées ( $\theta = 48^\circ$ ,  $\varphi = 82.7^\circ$ ) et ( $\theta = 14^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ). Le cercle en pointillé représente la variation de  $k\sin\theta$  pour un angle d'incidence fixé  $\theta = 44^\circ$  quand  $\varphi$  varie de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ .

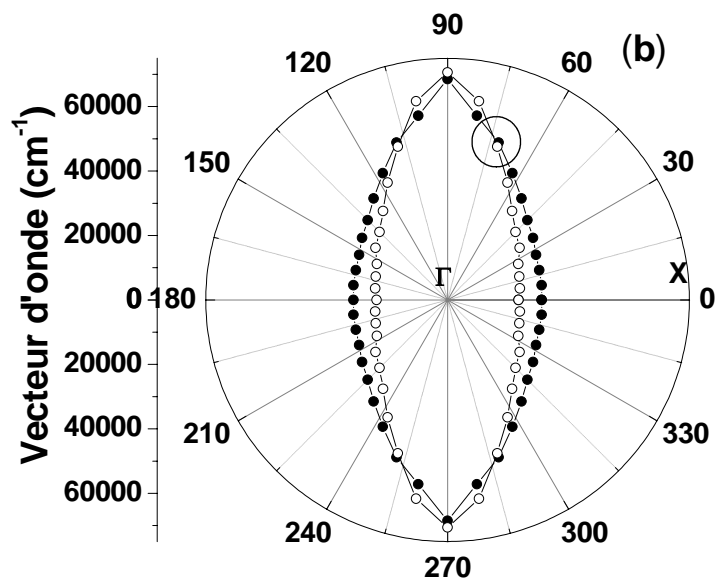
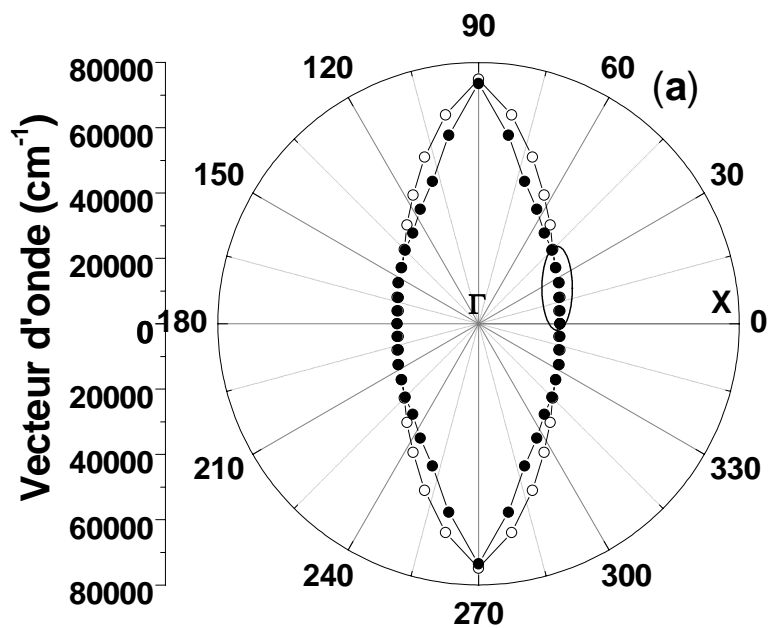
Les figures III-2(a)-(c) montrent l'évolution des SIFs du CPh 1D calculées pour le mode fondamental 2p (carrés pleins) et de second harmonique 5s (cercles vides) pour trois différentes longueurs d'onde :

- (a) à la fréquence fondamentale  $\omega a/2\pi c=0.645$  ( $\lambda=775$  nm) et à la fréquence double 1.29 ( $\lambda=387.5$  nm) tracées à la moitié de ses vecteurs d'onde projetés dans le plan du CPh.
- (b) idem à la fréquence fondamentale  $\omega a/2\pi c=0.637$  ( $\lambda=785$  nm) et de SH 1.274 ( $\lambda=392.5$  nm).

- (c) idem à la fréquence fondamentale  $\omega a/2\pi c=0.629$  ( $\lambda=795$  nm) et de SH 1.258 ( $\lambda=397.5$  nm).

Ces figures mettent en évidence la gamme de fréquences sur laquelle l'anisotropie de la dispersion des modes photoniques permet de maintenir les conditions de QAP entre le mode fondamental 2p et de SH 5s. Les limites de cette gamme d'accordabilité sont comprises entre les longueurs d'onde  $\lambda=387.5$  nm et  $\lambda=397.5$  nm soit une étendue spectrale de  $\Delta\lambda=20$  nm. Il est cependant à noter que le maintien des conditions de QAP sur cette gamme nécessite une rotation importante de l'angle azimutal de  $90^\circ$ , opération contraignante puisqu'elle exige le changement simultané de l'angle d'incidence.

Dans le cas du CPh 2D, qui présente une plus forte anisotropie que les CPhs 1D, on s'attend à améliorer ces conditions d'accordabilité, ceci fait l'objet du paragraphe suivant.



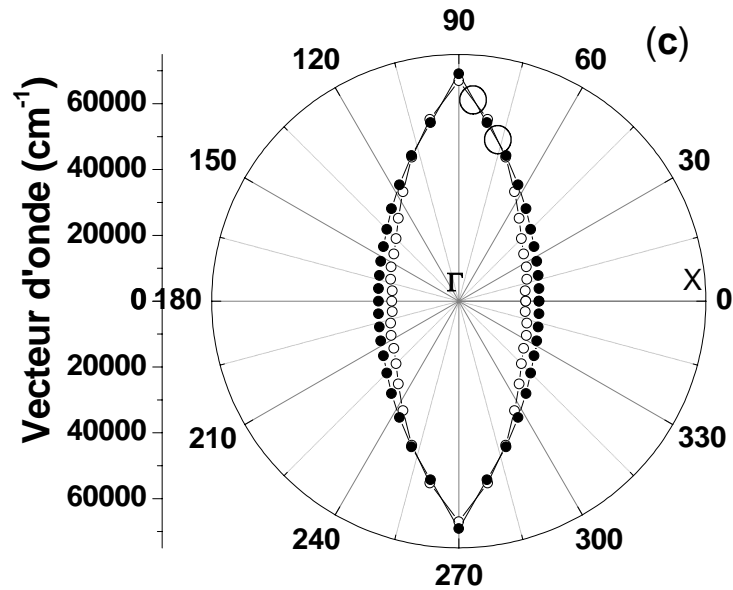


Figure III-2 : SIFs calculées du CPh 1D utilisées pour prédire les conditions de QAP à la fréquence fondamentale (cercles pleins) et à la fréquence de SH (cercles vides). (a) SIFs du mode résonant 2p à la fréquence fondamentale 0.645 ( $\lambda = 775\text{nm}$ ) et du mode 4s à la fréquence double 1.290 ( $\lambda = 387.5\text{nm}$ ) tracée à la moitié de ses vecteurs d'onde. (b) Idem à la fréquence fondamentale 0.637 ( $\lambda = 785\text{nm}$ ) et de SH 1.274 ( $\lambda = 392.5\text{nm}$ ). (c) A la fréquence fondamentale 0.629 ( $\lambda = 795\text{nm}$ ) et de SH 1.258 ( $\lambda = 397.5\text{nm}$ ).

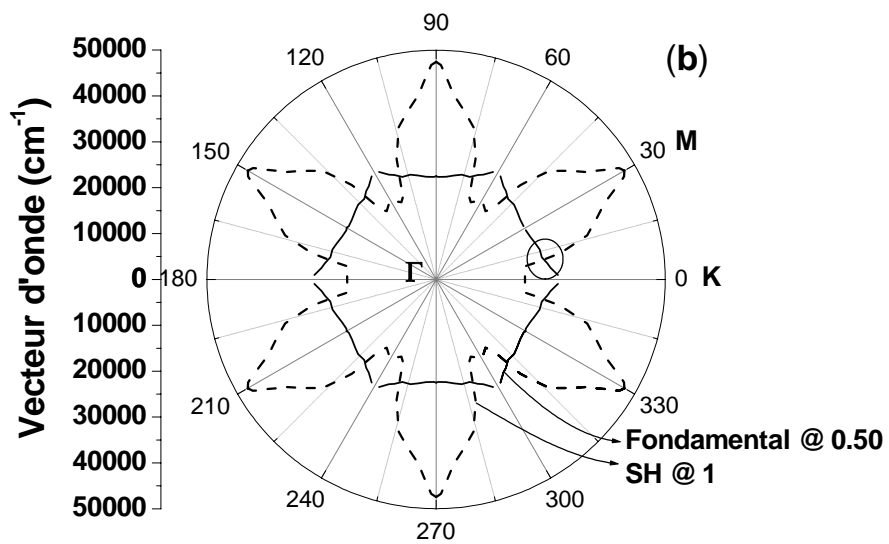
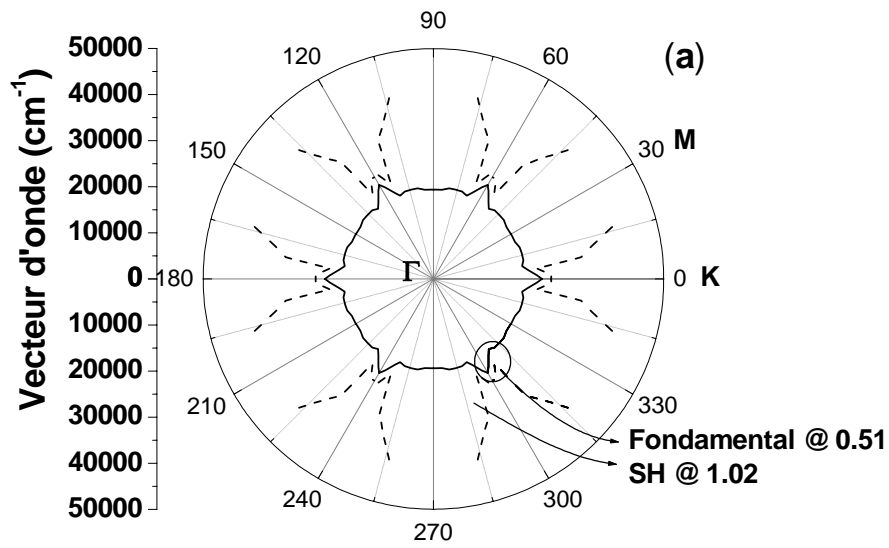
### III.1.2. Cristal photonique bidimensionnel

Les SIFs permettent de prédire les configurations de fréquences et d'angles où les conditions de quasi-accord de phase sont réalisées. Mais selon la géométrie du CPh étudié, l'anisotropie de ces SIFs donne aussi les valeurs des angles d'azimutaux et d'incidence permettant de maintenir ces conditions de QAP sur un domaine continu de fréquence. Les figures III-3(a)-(d) représentent les SIFs expérimentales pour le CPh 2D pour quatre fréquences fondamentales différentes :  $0.98 \mu\text{m}$  ( $\omega a / 2\pi c = 1.02$ ),  $1.0 \mu\text{m}$  ( $\omega a / 2\pi c = 1$ ),  $1.02 \mu\text{m}$  ( $\omega a / 2\pi c = 0.98$ ) et  $1.04 \mu\text{m}$  ( $\omega a / 2\pi c = 0.96$ ). Ces figures illustrent l'évolution des conditions de QAP en fonction de la fréquence. Les SIFs en trait continu proviennent du mode fondamental 1p à  $\omega$ , alors que celles en trait discontinu correspondent au mode 10s à la fréquence double. Ces dernières sont tracées à la moitié de leurs vecteurs d'ondes projetés dans le plan du CPh. Les cercles présents

sur les figures **(b)**-**(d)** indiquent les points d'intersection entre les SIFs fondamentales et de SH qui satisfont aux conditions de QAP. En faisant varier les angles  $\theta$  et  $\varphi$ , ces conditions peuvent être ajustées en fréquence. Elles varient très rapidement avec la fréquence. Les figures **(a)** et **(d)** donnent les bornes supérieures et inférieures du domaine de fréquences où l'exaltation de second harmonique est maximale, pour les modes 1p et 10s. Le cas de la figure **(d)** correspond à la configuration particulière pour laquelle la condition de QAP est réalisée le long de la direction de symétrie  $\Gamma-M$ . La périodicité de la structure triangulaire implique qu'il existe six directions de propagation équivalentes pour lesquelles ces conditions sont satisfaites. Le champ de SH généré peut être ajusté par des contrôles fins des angles  $\theta$  et  $\varphi$  dans la gamme de fréquences pour laquelle l'intersection des SIFs à  $\omega$  et  $2\omega$  est maintenue. Pour les SIFs considérées, la gamme de fréquences accessible pour la réalisation du QAP s'étend de  $\omega a / 2\pi c = 0.96$  ( $\lambda = 0.52\mu\text{m}$ ) à  $\omega a / 2\pi c = 1.02$  ( $\lambda = 0.49\mu\text{m}$ ). On doit en outre noter que d'autres gammes de fréquences sont accessibles si l'on considère d'autres modes résonants du CPh.

Il y a donc une grande différence entre les comportements observés ou prédits pour la structure unidimensionnelle par rapport à la structure bidimensionnelle. La symétrie de rotation (de  $60^\circ$ ) du réseau triangulaire implique que la variation de l'angle azimutal, pour que soient maintenues les conditions de QAP, se situe dans un secteur de  $30^\circ$  alors qu'elle est trois fois plus grande dans le cas du CPh 1D (Figure III-2 **(a)**-**(c)**). De la même manière, on pourrait montrer que la variation de l'angle d'incidence  $\theta$ , permettant de maintenir ces conditions est nettement plus faible dans le cas du CPh 2D que dans le cas du CPh 1D.





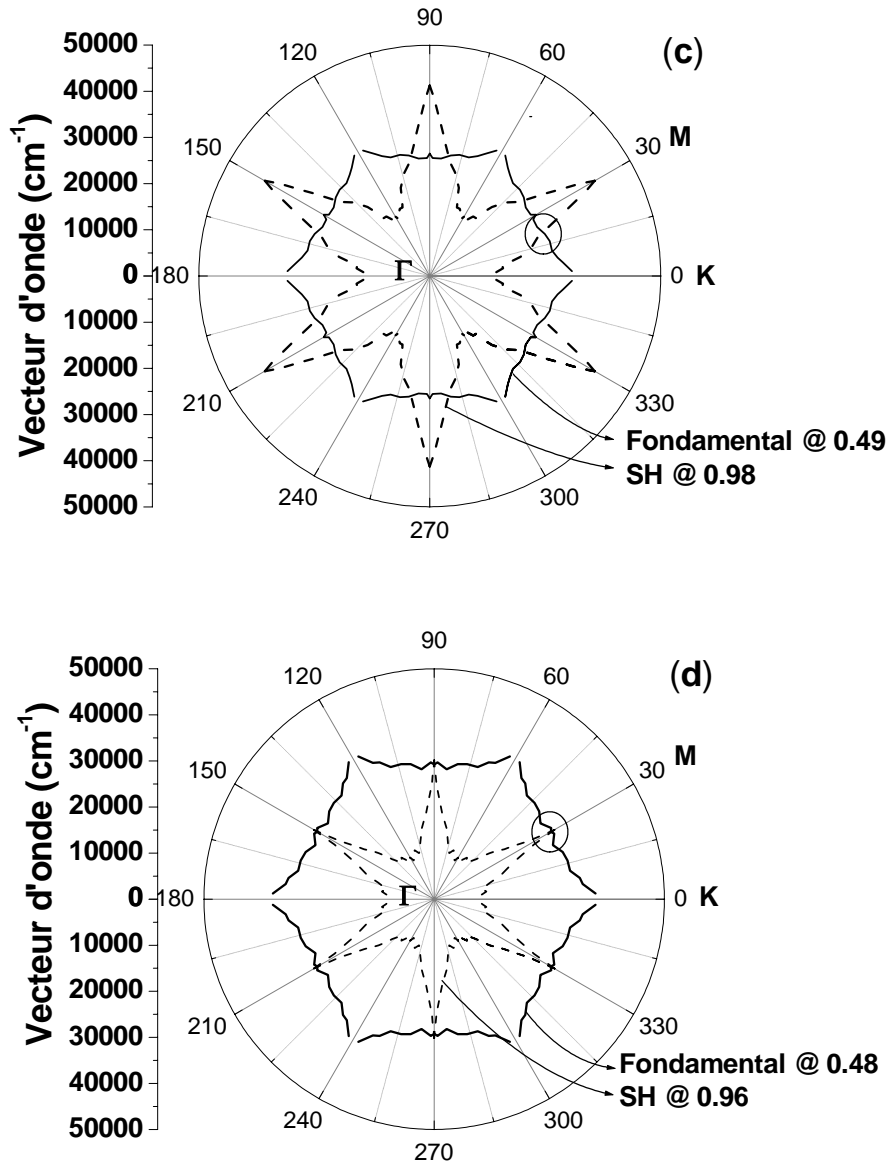


Figure III-3: SIFs expérimentales du CPh 2D utilisées pour prédire les conditions de QAP (en trait continu pour la fréquence fondamentale, en trait pointillé pour la fréquence de SH). (a) SIF du mode 1p à la fréquence fondamentale  $a/\lambda = 0.51$  et SIF du mode 10s à la fréquence double  $a/\lambda = 1.2$  tracée à la moitié de ses vecteurs d'onde projetés dans le plan du CPh. (b) Idem à la fréquence fondamentale  $a/\lambda = 0.5$  et à la fréquence double  $a/\lambda = 1.0$  (c) Idem à la fréquence fondamentale  $a/\lambda = 0.49$  et à la fréquence double  $a/\lambda = 0.98$ . (d) Configuration particulière où la condition de QAP est réalisée le long de la direction de symétrie  $\Gamma - M$  ( $\varphi = 30^\circ$ ). Fréquence fondamentale  $a/\lambda = 0.48$ . Fréquence de SH  $a/\lambda = 0.96$ . Les cercles indiquent les configurations où les conditions de QAP sont réalisées.

## III.2. Modélisation du phénomène de génération de second harmonique

Ce chapitre est dédié à la modélisation du phénomène de génération de second harmonique par une méthode basée sur le formalisme de la matrice de diffusion. Après avoir détaillé le principe de la méthode, je présenterai le résultat de son application pour le calcul de la génération de second harmonique dans le CPh 1D autour d'une condition de QAP. Ce résultat constituera un exemple démontrant la validité de cette approche théorique et la légitimité de nos attentes dans l'utilisation d'un CPh pour exalter les processus non linéaires.

### **III.2.1. Méthode de modélisation non linéaire**

Le principe général de la méthode de modélisation des phénomènes non linéaires utilisée ici est basé sur une adaptation de la méthode de la matrice de diffusion décrite dans le paragraphe II.2.2. afin d'étudier les propriétés linéaires des CPhs planaires. Pour modéliser la génération de second harmonique, on se place dans le cadre de l'approximation de l'onde non dépeuplée qui suppose que l'onde fondamentale n'est pas perturbée par le processus de conversion de fréquence et qui se justifie par de faibles taux de conversion non linéaires. Cette approximation permet de découpler les équations de Maxwell relatives à l'onde fondamentale et à l'onde de SH, et simplifie de ce fait la démarche de résolution. Le cheminement de la modélisation se découpe alors en deux grandes étapes. La première consiste à résoudre les équations de Maxwell à la fréquence fondamentale, ce qui est effectué en appliquant la méthode décrite au paragraphe II.2.2. Plus particulièrement, on tire de ce premier calcul le champ électromagnétique de l'onde fondamentale qui est responsable de la polarisation non linéaire, à l'origine de la génération de l'onde de second harmonique. Ce terme de polarisation sera traité comme un terme source dans les équations de Maxwell que l'on résout, dans la seconde étape de calcul, à la fréquence double. L'adaptation du formalisme de la matrice de diffusion à la résolution des équations de Maxwell, intégrant ce terme source, est détaillé dans le paragraphe suivant.

### III.2.1.1. Equations de Maxwell non linéaires

Dans le cadre de l'approximation de la pompe non dépeuplée, les équations de Maxwell à la fréquence de SH ( $2\omega$ ) s'écrivent sous la forme renormalisée :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{E}_{2\omega} = i(2\omega)^2 \vec{H}_{2\omega} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}_{2\omega} = -i\varepsilon \vec{E}_{2\omega} - i(2\omega) \vec{P}_{2\omega}^{NL} \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

avec  $\vec{P}_{2\omega}^{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}(\omega) \vec{E}^*(\omega)$

Plus précisément, le vecteur de polarisation non linéaire dans le cas du GaN s'écrit :

$$\vec{P}_{2\omega}^{NL} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\varepsilon_0 \chi E_z E_x \\ 2\varepsilon_0 \chi E_z E_y \\ \varepsilon_0 \chi (E_z^2 + E_x^2) + 2\varepsilon_0 \chi E_z^2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.2})$$

Les équations (III.1) se résolvent de façon analogue aux cas des équations sans terme source II.2.2.1 en développant en série de Fourier la fonction périodique  $\chi^{(2)}(\vec{r})$  représentant la susceptibilité non linéaire des couches de milieux actifs et périodiquement gravés.

En adoptant les mêmes équations qu'au paragraphe II.2.2.1, l'équation différentielle sous forme matricielle s'écrit maintenant :

$$\frac{d\mathbf{F}(z)}{dz} = i\mathbf{T}_{2\omega} \mathbf{F}(z) + 2i\omega \hat{\mathbf{P}}(z) \quad (\text{III.3})$$

Le terme source fait intervenir le vecteur de polarisation  $\hat{\mathbf{P}}$  de dimension  $4N$  qui

s'écrit :  $\mathbf{P}(z) = \begin{pmatrix} -\hat{\mathbf{p}}_y \\ \hat{\mathbf{p}}_x \\ -\hat{\mathbf{k}}_x \hat{\eta} \hat{\mathbf{p}}_z \\ \hat{\mathbf{k}}_y \hat{\eta} \hat{\mathbf{p}}_z \end{pmatrix}$ , où les composantes des vecteurs  $\hat{\mathbf{p}}_x, \hat{\mathbf{p}}_y, \hat{\mathbf{p}}_z$  peuvent

s'exprimer, compte tenu de la relation (III.2), en fonction des coefficients de Fourier de  $\chi^{(2)}$  et du champ électrique fondamental.

Les solutions de l'équation (III.3) sont obtenues par une méthode d'intégration classique : on détermine les solutions de l'équation homogène  $\frac{d\mathbf{F}(z)}{dz} = i\mathbf{T}_{2\omega} \mathbf{F}(z)$  à laquelle on ajoute une solution particulière déterminée par la technique de la variation de la constante.

### III.2.1.2. Détermination des ondes de second harmonique générées

Une fois résolues les équations de Maxwell dans chacun des milieux, on introduit les conditions de continuité et on exprime les amplitudes des ondes sortantes de la structure planaire en introduisant la matrice de diffusion :

$$\begin{pmatrix} a_{2\omega}^s \\ b_{2\omega}^e \end{pmatrix} = \mathbf{S}_{2\omega} \begin{pmatrix} a_{2\omega}^e \\ b_{2\omega}^s \end{pmatrix} + \mathbf{J}_{2\omega} \quad (\text{III.4})$$

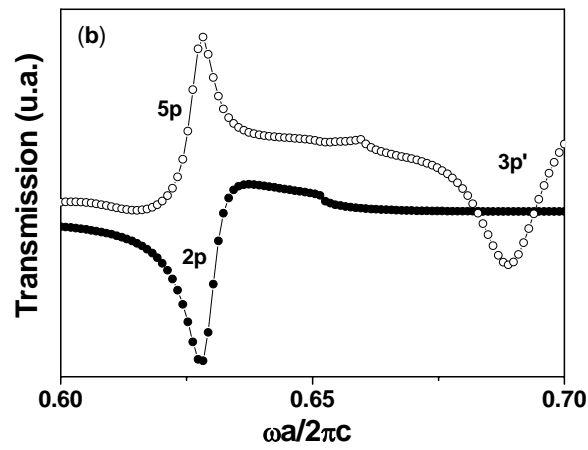
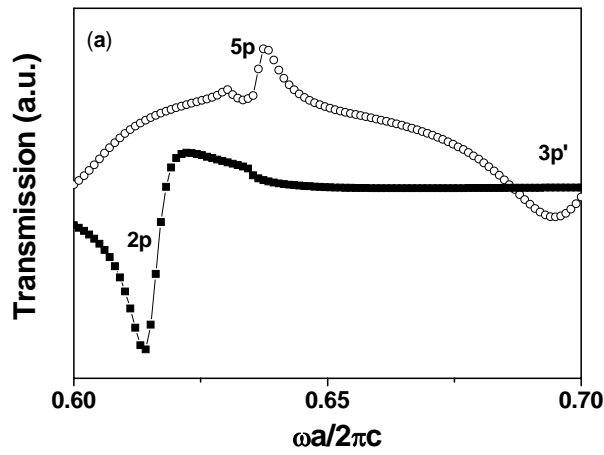
Dans cette nouvelle expression, le vecteur  $\mathbf{J}_{2\omega}$  provient de l'existence du terme source dû à la polarisation non linéaire mais contient également des informations sur les conditions de raccordement du champ aux interfaces. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire lorsque les ondes à  $2\omega$  sont uniquement générées par le terme source non linéaire (et non par une onde incidente à  $2\omega$ ), on a  $a_{2\omega}^e = b_{2\omega}^s = 0$  et  $\mathbf{J}_{2\omega} = \begin{pmatrix} a_{2\omega}^s \\ b_{2\omega}^e \end{pmatrix}$ . Le vecteur  $\mathbf{J}_{2\omega}$  permet alors de déduire les ondes de SH générées et émises par la face supérieure ( $a_{2\omega}^s$ ) ou par la face inférieure ( $b_{2\omega}^e$ ) du CPh planaire.

### III.2.2. Etude d'une condition de quasi-accord de phase

A partir de la modélisation non linéaire décrite au paragraphe III.2.1., j'ai modélisé la génération de second harmonique au voisinage de la condition de QAP identifiée dans le paragraphe III.1.1., le long de la direction  $\Gamma$ -X pour  $\omega a/2\pi c = 0.632$ . Cette modélisation prend en compte les caractéristiques de la structure réelle du CPh avec une valeur du facteur de remplissage identique à celle obtenue lors de la caractérisation linéaire.

La figure III-4 montre des spectres de transmission issus d'une modélisation linéaire effectuée à la fréquence fondamentale (cercles pleins) et de second harmonique (cercles vides tracés à la moitié de leurs fréquences). Sur ces figures, la résonance fondamentale correspond au mode 2p du CPh alors que les résonances à la fréquence double correspondent respectivement au mode 5p et au mode du second ordre 3p'. Ces spectres sont représentés pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté sur la surface du CPh  $k_{||} = 16338 \text{ cm}^{-1}$ ,  $k_{||} = 19950 \text{ cm}^{-1}$ ,  $k_{||} = 23876 \text{ cm}^{-1}$  et montrent la réalisation du

QAP - chevauchement des pics de Fano des modes à  $\omega$  (2p) et à  $2\omega$  (5p) - pour une valeur proche de  $k_{//} = 19950 \text{ cm}^{-1}$  (figure III-4(b)).



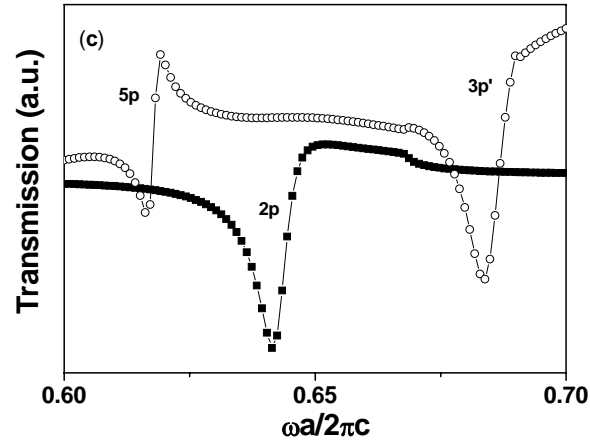


Figure III-4: Spectres de transmission linéaire calculés à la fréquence fondamentale (cercles pleins) et de second harmonique (cercle vides) tracés à la moitié de leurs fréquences, pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté (a)  $k_{//} = 16338 \text{ cm}^{-1}$ , (b)  $k_{//} = 19950 \text{ cm}^{-1}$ , (c)  $k_{//} = 23876 \text{ cm}^{-1}$ .

Le calcul de l'intensité de SH générée par le CPh (normalisée par rapport à l'intensité de SH générée par la couche de GaN non gravée) est représenté pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté sur les figures III-5 (a)  $k_{//}(2\omega) = 2k_{//}(\omega) = 2 * 16338 = 32676 \text{ cm}^{-1}$ , (b)  $k_{//}(2\omega) = 2k_{//}(\omega) = 2 * 19950 = 39900 \text{ cm}^{-1}$ , (c)  $k_{//}(2\omega) = 2k_{//}(\omega) = 2 * 23876 = 47752 \text{ cm}^{-1}$ . Les flèches sur les figures (a) et (c) indiquent les positions des pics de SH générés par le couplage de la polarisation non linéaire avec les modes 5p et 3p' du CPh. Le grand pic sur ces deux figures provient du couplage de la radiation incidente avec le mode fondamental 2p du CPh. Son intensité est au moins d'un ordre de grandeur plus élevée que l'intensité provenant du couplage sur le mode de SH seulement.

Sur la figure (b), le pic de SH dû à la résonance du second ordre 3p', trop petit en échelle linéaire n'apparaît plus sur la figure. Les pics dus aux résonances 2p et 5p sont confondus car la condition de QAP est réalisée, et on observe alors une exaltation par un facteur  $510^6$  de l'intensité du champ de SH générée par le CPh par rapport à l'intensité du champ de SH générée par la couche non gravée.

Lorsque la condition de QAP n'est pas réalisée, le pic de SH (figure (a)) qui est dû au couplage de la radiation incidente avec le mode fondamental du CPh, atteint  $10^5$ . L'exaltation de l'intensité de SH par la réalisation de la condition de QAP n'est que d'un ordre de grandeur plus élevé. Le confinement du champ électromagnétique par le

couplage de la radiation incidente avec un mode fondamental du CPh apparaît donc comme un facteur primordial dans l'exaltation du phénomène de génération de second harmonique. L'effet important de cette simple condition de résonance du mode fondamental sera intéressant à exploiter si l'on désire s'affranchir des contraintes imposées par la réalisation de la double résonance ou QAP. Comme nous le verrons par la suite, cet effet de simple résonance sera étudié sur le CPh 2D où les conditions de QAP, situées à des longueurs d'onde inaccessibles à notre dispositif expérimental, n'ont pas pu être étudiées.



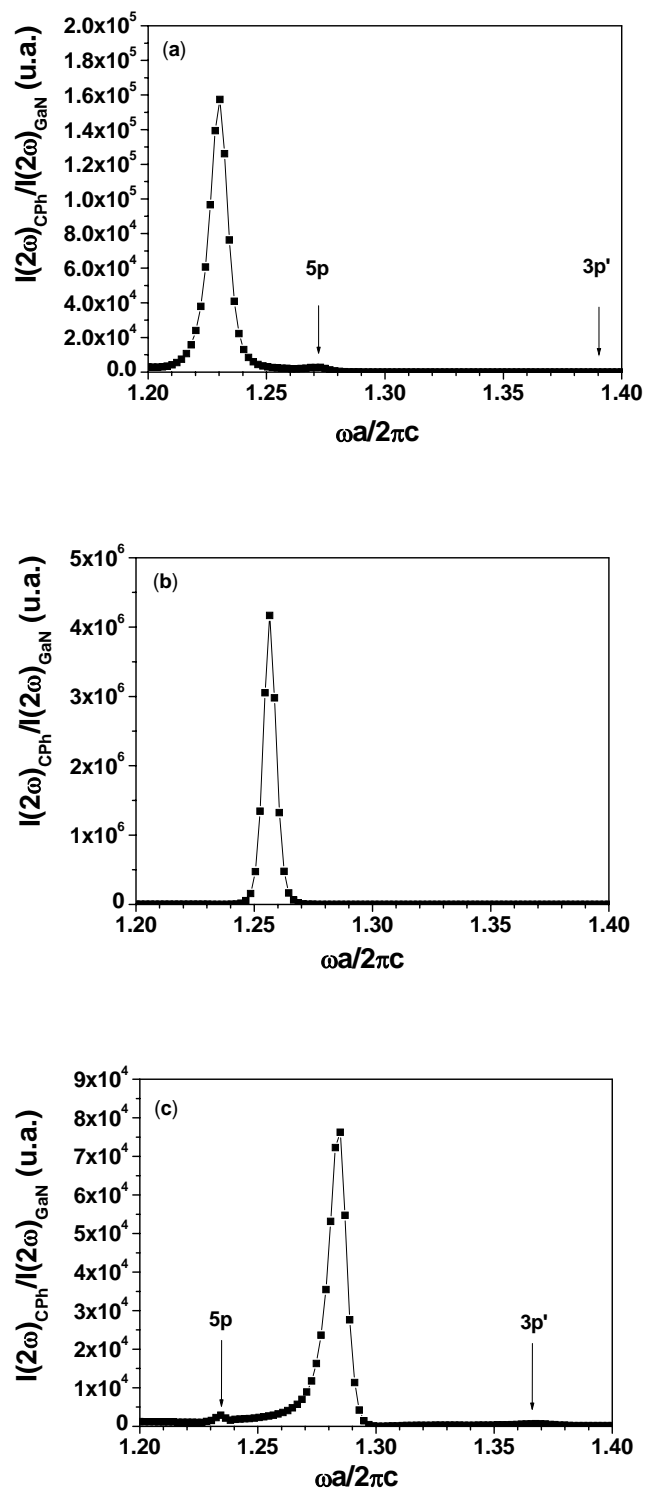


Figure III-5: Calcul de l'intensité de SH générée par le CPh normalisée par rapport à l'intensité de SH générée par la couche de GaN non gravée pour différentes valeurs du vecteur d'onde projeté (a)  $k_{||} = 16338 \text{ cm}^{-1}$ , (b)  $k_{||} = 19950 \text{ cm}^{-1}$ , (c)  $k_{||} = 23876 \text{ cm}^{-1}$ .

La figure III-6 (a) représente l'intensité de SH, en trois dimensions, générée par le CPh et normalisée par rapport à l'intensité de SH générée par la couche de GaN. Les axes sont les vecteurs d'onde doubles de ceux de la fréquence fondamentale (en unité  $2\pi/a$ ), la fréquence normalisée (à la fréquence de SH) et l'intensité de SH (unité normalisée). La figure III-6 (c) représente la vue de dessus du pic de SH pour les mêmes axes (x,y) où la variation logarithmique de l'intensité de SH est représentée en échelle de couleurs. On voit clairement sur ces figures la dispersion en fréquence et en  $k_{//}$  des pics de SH dus au couplage de la radiation incidente avec le mode fondamental 2p (en rouge) et de SH 5p (en jaune). Cette dispersion qui suit la structure de bande linéaire (Figure III-6 (b)) est un moyen sûr pour caractériser la dispersion linéaire des modes photoniques, car elle réduit la source d'erreur attribuée au pointage des pics de Fano présents dans les spectres de transmission ou de réflectivité [57]. L'exaltation du signal de SH se produit lorsque les deux pics se chevauchent c'est à dire lorsque la condition de QAP est réalisée. A partir de ce calcul non linéaire on trouve que la condition de QAP est réalisée pour  $k_{//} \approx 0.32 \approx 40000\text{cm}^{-1}$  à la fréquence de SH normalisée de  $\omega a/2\pi c \approx 1.26$  ( $\lambda = 397.5$  nm) ce qui correspond aux valeurs prévues par le calcul linéaire.

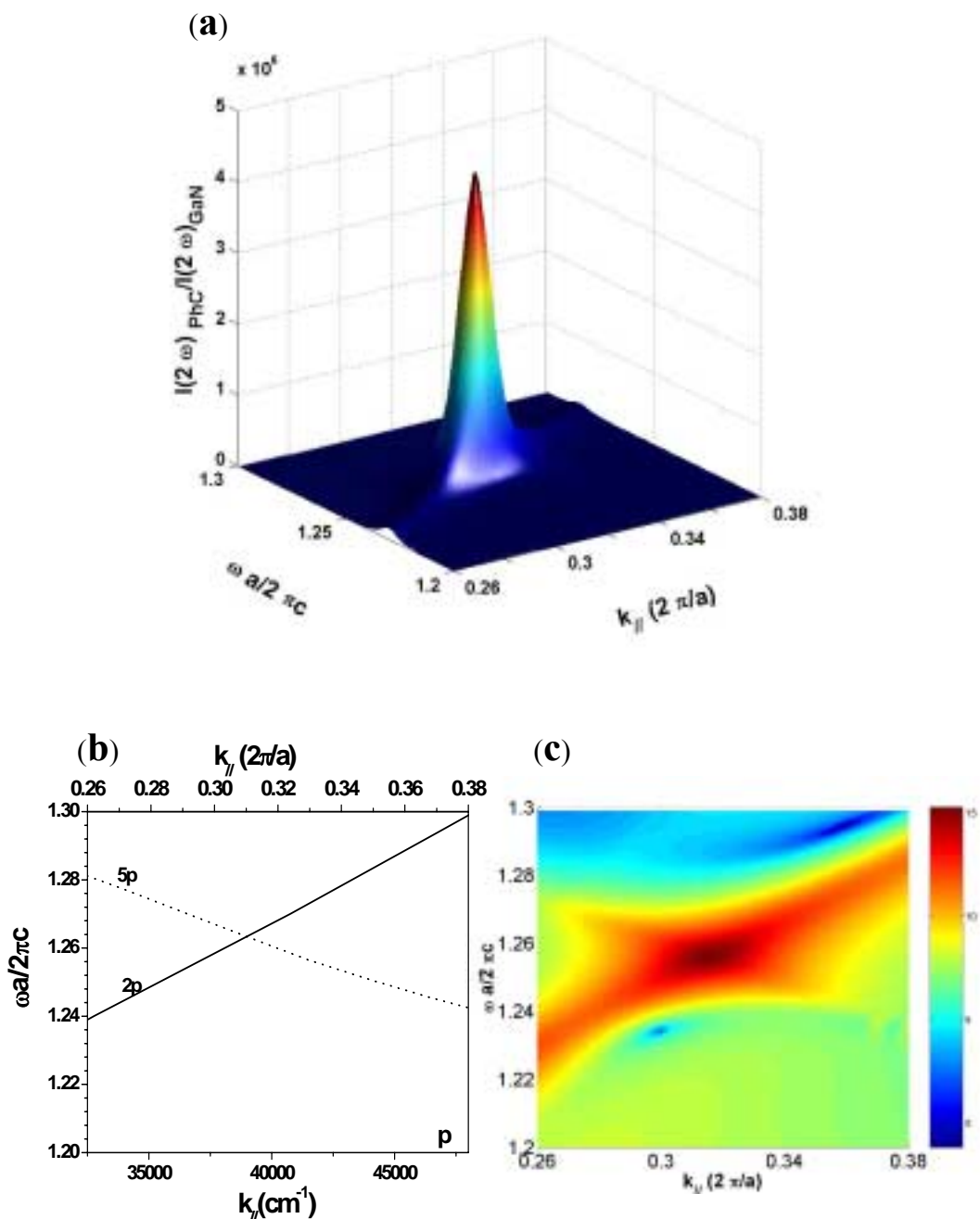


Figure III-6 : (a) Intensité de SH générée par le CPh normalisée par rapport à l'intensité de SH générée par la couche de GaN en trois dimensions. Les axes sont la fréquence normalisée, le vecteur d'onde (en unité  $2\pi/a$ ) et l'intensité de SH (unité normalisée). (b) Structure de bandes du CPh 1D. Le mode fondamental  $2p$  (ligne continue) a été tracé au double de sa fréquence et de ses vecteurs d'onde projetés. La ligne en pointillé, représente le mode de SH  $5p$ . Lorsque ces deux bandes se croisent, la condition de QAP est réalisée. (c) Vue de dessus du pic de SH en échelle de couleurs. La ligne rouge correspond au couplage de l'onde incidente avec le mode  $2p$ . Elle croise, à la condition de QAP, le pic correspondant au couplage du champ induit à  $2\omega$  avec le mode  $5p$  du CPh.

A l'heure actuelle la mise au point et le développement de cette méthode de modélisation a permis de modéliser une condition de QAP pour le CPh 1D. Cet outil de modélisation qui sera validé au paragraphe suivant par la comparaison avec l'expérience, permettra à l'avenir, d'optimiser les CPhs planaires, aussi bien 1D que 2D, afin d'accroître le rendement de la génération de second harmonique en jouant sur les paramètres physiques des CPhs (épaisseur de matériau actif, contraste d'indice, facteur de remplissage, ... ).

### **III.3. Exaltation expérimentale de la génération de second harmonique**

Dans ce chapitre je présenterai les résultats expérimentaux d'exaltation géante de second harmonique dans les CPhs 1D et 2D obtenus à l'aide du dispositif décrit au paragraphe III.3.1. Je commencerai par le cas du CPh 1D, pour lequel les résultats expérimentaux obtenus le long de la direction de symétrie seront comparés aux résultats issus de la modélisation non linéaire. L'exaltation du champ de SH sera ensuite étudiée pour le CPh 2D. Je finirai ce chapitre en montrant qu'il est possible de caractériser la dispersion linéaire des modes photoniques par une étude de génération de second harmonique.

#### **III.3.1. Dispositifs expérimentaux de génération de second harmonique.**

Afin de mesurer l'exaltation géante de second harmonique produite par un CPh, j'ai mis en œuvre un dispositif expérimental utilisant une source laser impulsionnelle comme radiation incidente. Avec la source dont je disposais à Montpellier, j'ai pu d'étudier la génération de second harmonique issue du CPh 1D. La réponse non linéaire du CPh 2D, dont les premières bandes photoniques sont plus loin dans l'IR, a pu être étudiée au travers d'une collaboration avec le Dipartimento di Elettronica-INFN de l'université de Pavie. Je détaillerai dans le paragraphe suivant aussi bien la méthode expérimentale que j'ai mise en œuvre à Montpellier que celle que j'ai utilisée à Pavie.

### **III.3.1.1. Dispositif expérimental développé à Montpellier**

Un laser YAG, pompé par deux diodes AlGaAs refroidies par eau, excite avec une puissance moyenne de 5 W un laser solide Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> mode locké. Ce laser délivre des impulsions, de durée 120 fs, avec un taux de répétition de 82 MHz. L'énergie par impulsion est de 10nJ/impulsion (soit environ 1 GW de puissance crête). Le faisceau de pompe fondamental, délivré par le laser femtoseconde, est focalisé sur un cristal doubleur (BBO) au moyen d'une lentille de focale  $f = 8$  cm (traitée anti-reflet pour le proche infrarouge). Le signal doublé par le BBO - dont la fréquence est identique à celle du signal de second harmonique - est utilisé pour aligner le système de détection. A la sortie du cristal doubleur, le faisceau est collimaté par une lentille de focale  $f = 8$  cm avant d'être focalisé par une lentille de 10.5 cm de focale qui produit, sur le cristal photonique, un spot de  $5.10^{-5}$  cm<sup>2</sup>. La polarisation de ce faisceau peut varier de s (E perpendiculaire au plan d'incidence) à p (E appartenant au plan d'incidence) en utilisant un compensateur de Babinet-Soleil. Le signal de SH est mesuré en réflectivité. Le faisceau réfléchi par le CPh correspond à l'ordre zéro de réflexion et le faisceau de SH est colinéaire avec le faisceau fondamental réfléchi. Ces deux faisceaux sont collimatés à l'aide d'une lentille de focale de 10 cm à 20 cm suivant l'angle d'incidence choisi. Cette lentille est de grande focale à cause de l'encombrement du système de rotation.

L'échantillon est monté sur un système permettant la rotation autour de deux axes. L'un est orienté le long de l'axe y et décrit l'angle d'incidence  $\theta$  défini par la direction normale à la surface du CPh et la direction du faisceau incident. L'angle azimutal  $\varphi$  est l'angle formé par la projection du vecteur d'onde incident sur le plan du CPh avec une direction de symétrie du CPh.

Le faisceau fondamental et le faisceau doublé sont ensuite séparés par un prisme d'Amici en BK7. Il s'agit de trois prismes disposés tête-bêche afin d'augmenter la dispersion des faisceaux. Le faisceau fondamental est arrêté à la sortie du prisme par un écran. Le faisceau est modulé puis focalisé par une lentille ( $F_{\#} = 4$ ) sur la fente d'un spectromètre équipé d'un réseau adapté à l'étude des signaux en proche UV. La polarisation du faisceau de SH est analysée à l'aide d'un cube polariseur en quartz placé devant la fente du spectromètre. Le signal mesuré par un tube photomultiplicateur est amplifié puis envoyé à une détection synchrone (Figure III-7). Une caméra IR-

visible permet d'aligner correctement les axes de rotation afin que le faisceau reste sur le CPh lorsque les angles  $\theta$  et  $\varphi$  varient.

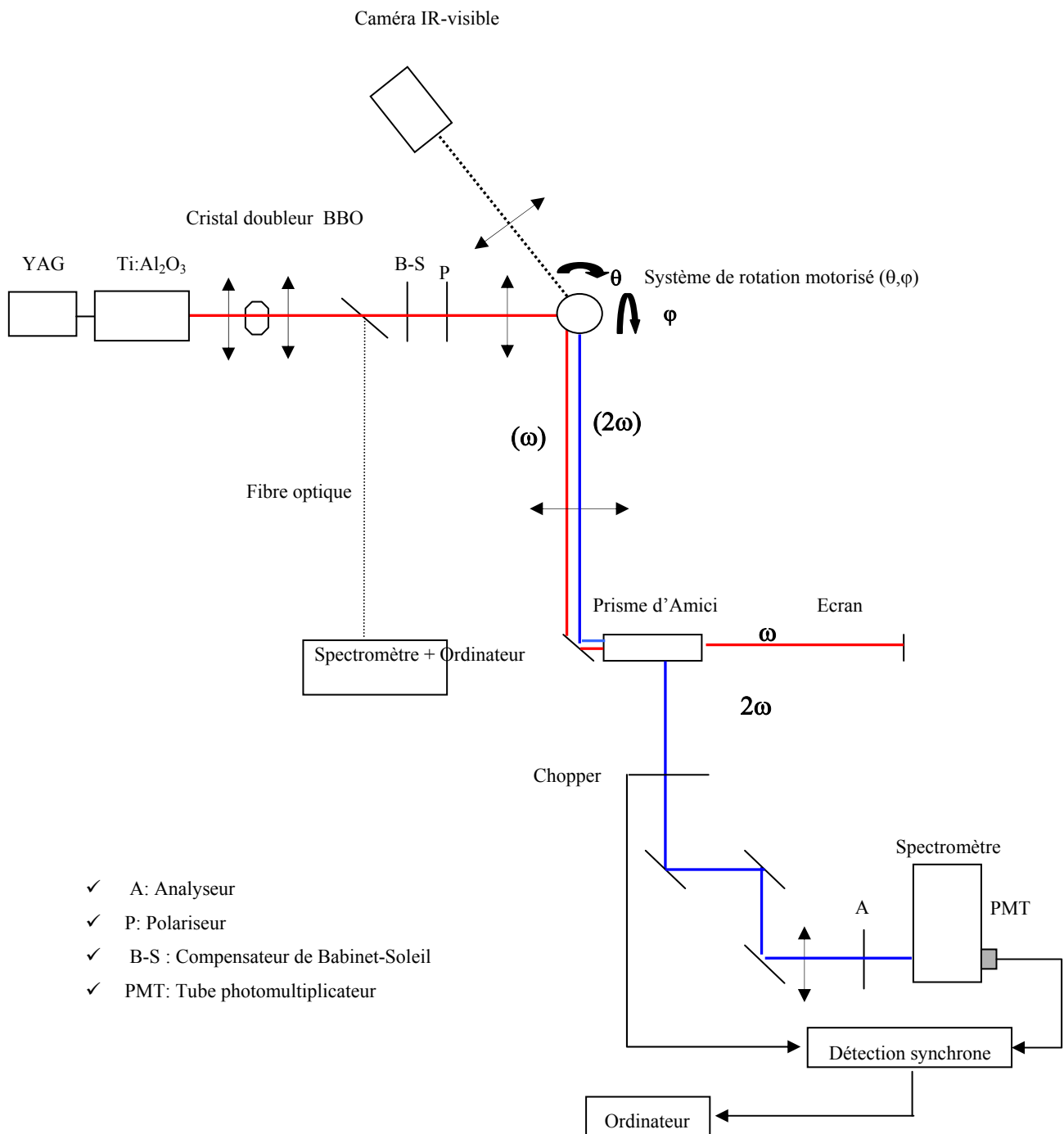


Figure III-7 : Dispositif expérimental développé à Montpellier pour la génération de second harmonique dans les CPhs planaires.

Après avoir décrit la configuration expérimentale qui m'a permis d'effectuer des mesures d'optique non linéaire pour une gamme spectrale de 820 nm à 750 nm pour le faisceau fondamental, je vais maintenant décrire la configuration expérimentale que j'ai utilisée à l'université de Pavie (Italie) pour mesurer la génération du second harmonique issue du cristal photonique 2D. L'intérêt de cette configuration réside dans la large gamme spectrale accessible au laser Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

### **III.3.1.2. Méthode expérimentale utilisée à Pavie**

La source de l'excitation pour les mesures de génération de second harmonique utilisée est un laser Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pompé par un laser YAG à 20 W. Le laser femtoseconde génère des pulses d'environ 80 fs avec un taux de répétition de 80 MHz. Ce laser dispose du jeu de miroir large bande (« Broad band »). Il est donc accordable sur une bande de longueur d'onde allant de 700 nm à 1000 nm. La puissance moyenne sur l'échantillon peut atteindre 200 mW. Le faisceau est focalisé sur l'échantillon par une lentille de focale 5 cm qui donne une taille de spot de 30 à 50 µm de diamètre. La polarisation ainsi que l'intensité incidente sont contrôlées par une lame  $\lambda/2$  associée à un cube polariseur en quartz. Le faisceau incident est filtré afin d'éliminer toute les longueurs d'onde parasites. Une photodiode silicium placée avant l'échantillon enregistre une partie de l'intensité du faisceau incident afin de normaliser les mesures dans le temps. La radiation de second harmonique est collectée par une fibre optique de 1mm de cœur du type UV/VIS et transmet 90% de la radiation dans la gamme 400 - 450 nm. La radiation de SH est envoyée sur un tube photomultiplicateur refroidi après être passée à travers une série de filtres de couleur qui rejettent la radiation à la fréquence de pompe. La géométrie du montage est représentée sur la figure III-8 ainsi que les angles impliqués. L'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau de pompe est défini par l'angle entre la direction du vecteur d'onde incident et la normale à la surface du CPh. L'angle azimutal  $\varphi$  est défini par l'angle formé entre le plan d'incidence et la direction de symétrie du cristal photonique. L'angle de diffraction azimutal  $\varphi'$  du faisceau diffracté est mesuré à partir du plan d'incidence. Il est accessible à partir de la fibre optique montée sur un système motorisé. Dans ces expériences, tous les angles sont contrôlés soit par des moteurs pas à pas soit par des moteurs continus. La résolution angulaire de l'acquisition azimutale est de 0.225 degrés/pas. La détection du signal de SH est

effectuée par un oscilloscope qui moyenne le signal détecté au signal modulé par un choper afin de diminuer le bruit de fond.

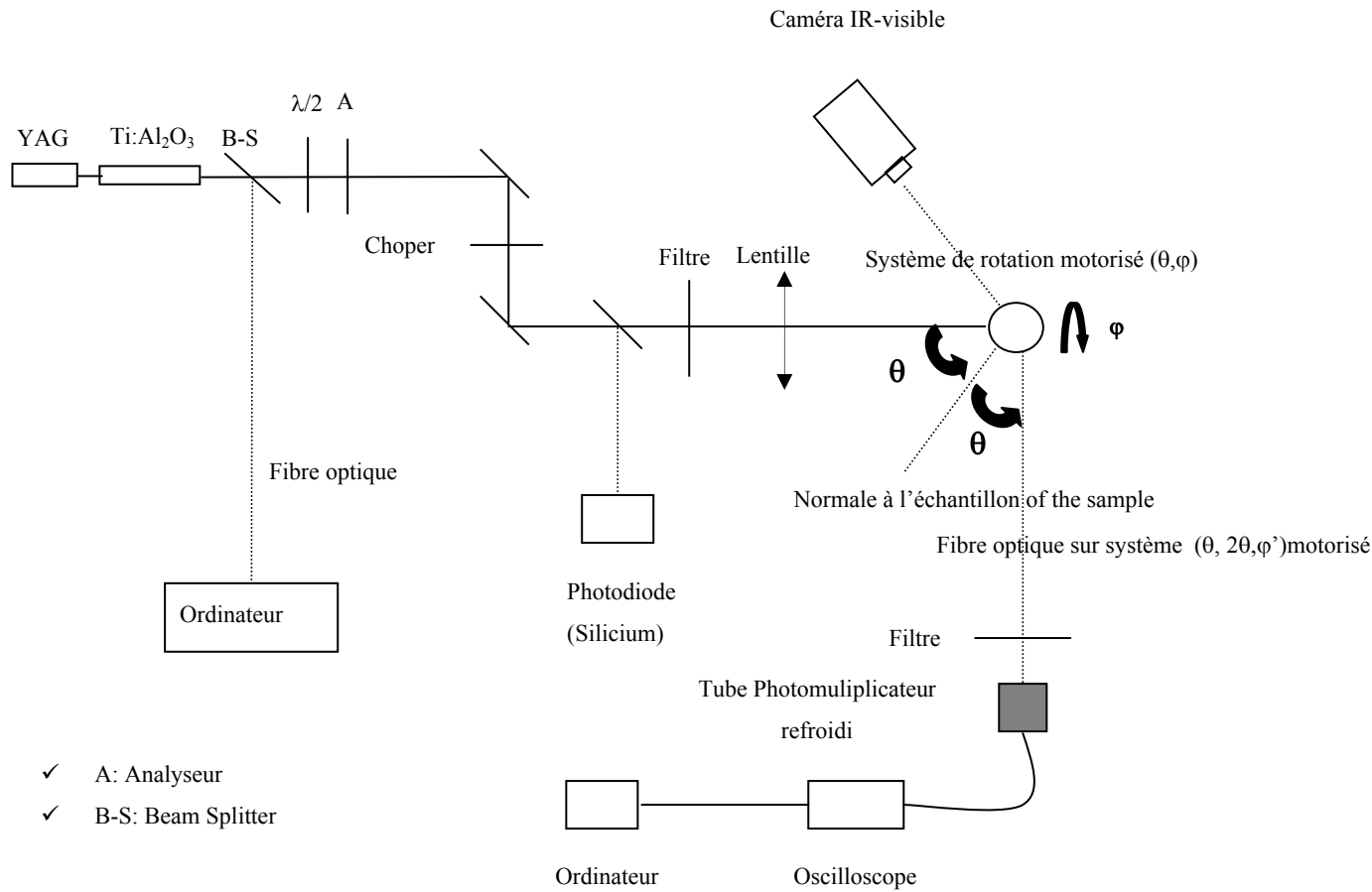


Figure III-8: Représentation schématique de la configuration expérimentale utilisée à l'université de Pavie. Le système de rotation supporte l'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau de pompe défini par la direction du vecteur d'onde incident et la normale à la surface du CPh; l'angle azimutal  $\varphi$  entre le plan d'incidence et la direction de symétrie du cristal photonique. L'angle de diffraction azimutal  $\varphi'$  du faisceau diffracté est mesuré à partir du plan d'incidence.



## **III.3.2. Propriétés non linéaires de la couche de nitrure de gallium**

### ***III.3.2.1. Isotropie azimutale du $\chi^{(2)}$***

Afin de vérifier que l'axe optique du système est bien aligné avec l'axe [0001] GaN, j'ai mesuré la variation de l'intensité du signal de SH générée par la couche de GaN non gravée, en fonction de l'angle azimutal ( $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ ). La radiation incidente est polarisée s (points pleins) ou p (points vides). L'angle d'incidence est fixé à  $13^\circ$  (Figure III-9). L'intensité de SH a été normalisée par rapport à l'intensité du signal détecté par la photodiode silicium placée avant l'échantillon (§III.3.1.2). L'intensité du signal de SH est constante tout au long de la mesure, les variations d'intensité étant associées au bruit de fond. L'isotropie azimutale du tenseur de susceptibilité non linéaire du GaN, conformément aux résultats trouvés dans la littérature [56,58,93], simplifie considérablement les expériences puisqu'il n'est alors pas nécessaire d'aligner les axes du CPh avec les axes du matériau non linéaire [22,57,75].

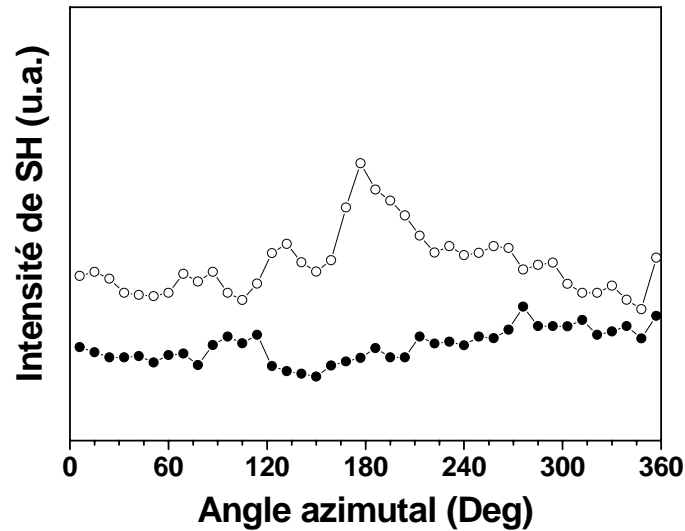


Figure III-9: Intensité du signal de second harmonique générée par la couche de GaN non gravée en fonction de l'angle azimutal pour une radiation incidente polarisée s (points pleins) ou p (points vides). L'angle d'incidence est fixé à  $13^\circ$ . L'intensité générée sur la couche est constante quelle que soit la direction azimutale. Les variations d'intensité sont associées au bruit de fond.

### ***III.3.2.2. Intensité de second harmonique en fonction de l'angle d'incidence***

Les courbes représentées sur la figure III-10 montrent la variation de l'intensité du signal de SH générée sur la couche de GaN non gravée, en fonction de l'angle d'incidence. Les points pleins représentent le signal généré par une onde excitatrice polarisée s, les points vides représentent le signal généré par une onde excitatrice polarisée p. Le maximum d'intensité du signal de SH est obtenu pour  $\theta \approx 45^\circ$ . L'intensité du champ de SH générée par une onde incidente polarisée p est en moyenne 4 fois plus élevée que l'intensité du champ de SH générée par une onde incidente polarisée s. Les résultats trouvés sur cette couche de GaN sont en accord avec ceux trouvés dans la littérature [58].

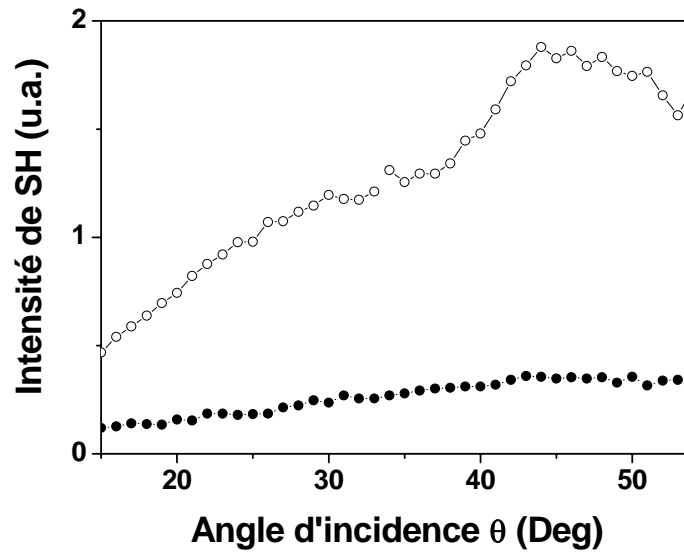


Figure III-10: Intensité du signal de SH générée par la couche non gravée en fonction de l'angle d'incidence. Les points pleins représentent le signal généré par une onde excitatrice polarisée s, les points vides représentent le signal généré par une onde excitatrice polarisée p. Le maximum d'intensité de SH est atteint pour  $\theta \approx 45^\circ$ .

### III.3.3. Génération de second harmonique dans le cristal photonique unidimensionnel

#### III.3.3.1. Réalisation de la condition de quasi-accord de phase selon $\Gamma$ -X ( $\theta=14^\circ$ , $\varphi=0^\circ$ )

##### III.3.3.1.1. Vérification de la variation quadratique du signal de second harmonique

La vérification de la variation quadratique de l'intensité du signal de SH en fonction de l'intensité du signal fondamental permet d'être certain que le signal mesuré par le dispositif expérimental (§III.3.1.1) est bien généré par le CPh. La figure III-11 représente la variation de l'intensité du signal de SH générée par le CPh en fonction de l'intensité de l'onde de pompe. Le faisceau de pompe est polarisé p. Les cercles représentent les points mesurés et la ligne est une interpolation quadratique. L'intensité

du signal varie quadratiquement en fonction de l'intensité du faisceau de pompe caractéristique d'un signal de second harmonique.

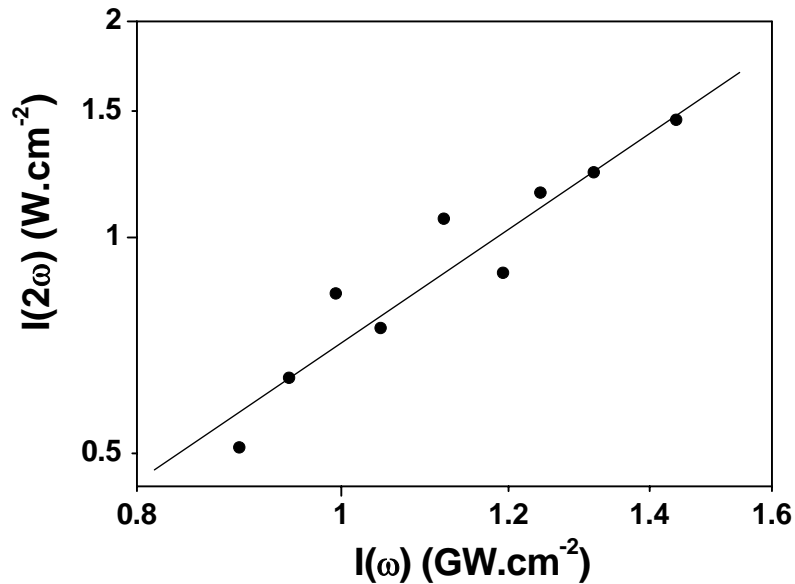


Figure III-11: Intensité crête du signal de SH générée par le CPh, en fonction de l'intensité crête du signal à la fréquence fondamentale incident sur ce CPh. Le faisceau fondamental est polarisé p. Les cercles représentent les points mesurés et la ligne correspond à une interpolation quadratique.

Une fois ces précautions prises, nous pouvons nous placer dans les configurations expérimentales pour lesquelles les calculs ont prédit que les conditions de QAP sont réalisées.

#### III.3.3.1.2. Exaltation géante du signal de second harmonique

La figure III-12 représente l'intensité du signal de second harmonique obtenue à  $\theta = 13^\circ$  pour une radiation incidente polarisée p en fonction de l'angle azimutal. Le signal de SH est normalisé par rapport au signal généré par la couche non gravée adjacente au CPh soumis aux mêmes conditions expérimentales. L'intensité du signal de SH, attribuée à la réalisation des conditions de QAP entre le mode 2p et le mode 5p, subit un accroissement géant de son intensité par un facteur 7500.

L'importante largeur du pic à mi-hauteur de SH ( $\pm 7^\circ$ ) est expliquée par le couplage de l'onde incidente polarisée  $p$  avec le mode 2s elliptiquement polarisé en dehors de la direction de symétrie ( $\varphi = \pm 20^\circ$ ). Les mesures expérimentales donnent un facteur de conversion non linéaire défini par  $R_{NL} = I_R(2\omega)/I(\omega)^2 = 1.10^{-21} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  pour une couche de GaN de seulement 260 nm, soit cinq fois moins que la longueur de cohérence ( $L_c \sim 1.5 \mu\text{m}$ ). Bien que faible, cette valeur est très prometteuse car elle est de deux ordres de grandeur plus élevée que les valeurs trouvées dans un CPh 2D de GaAs où les conditions de QAP n'ont pu être réalisées [57,94].

La différence d'intensité entre l'exaltation de second harmonique obtenue expérimentalement et les calculs théoriques prédisant une exaltation de  $10^6$  (§III.2.2) est due à la non verticalité des flancs de gravure qui influe sur le facteur de remplissage et le confinement du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure photonique. On voit cependant que le calcul reproduit les conditions expérimentales puisque 
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{th} - \lambda_{exp}}{\lambda_{exp}} = \frac{795 - 791}{791} = 510^{-3} \quad \text{et} \quad \Delta k_{//} = \frac{k_{//th} - k_{//exp}}{k_{//exp}} = \frac{19950 - 18940}{18940} = 5.310^{-2}$$
 où  $\lambda_{th}$  et  $\lambda_{exp}$  (respectivement  $k_{//th}$  et  $k_{//exp}$ ) sont les longueurs d'ondes expérimentales et théoriques (respectivement les vecteurs d'onde projetés) où la condition de QAP est réalisée. La concordance de ces résultats expérimentaux avec ceux obtenus par la modélisation permet d'envisager l'optimisation des CPhs planaires pour accroître le rendement de la génération de second harmonique. Pour cela, plusieurs paramètres peuvent être ajustés : les paramètres structuraux tels que l'épaisseur de la couche non linéaire, le contraste d'indice entre les différentes couches, le facteur de remplissage ou le design de la structure photonique et les paramètres physiques tel que la vitesse de groupe ou le chevauchement spatial et spectral des modes photoniques à  $\omega$  et  $2\omega$ .

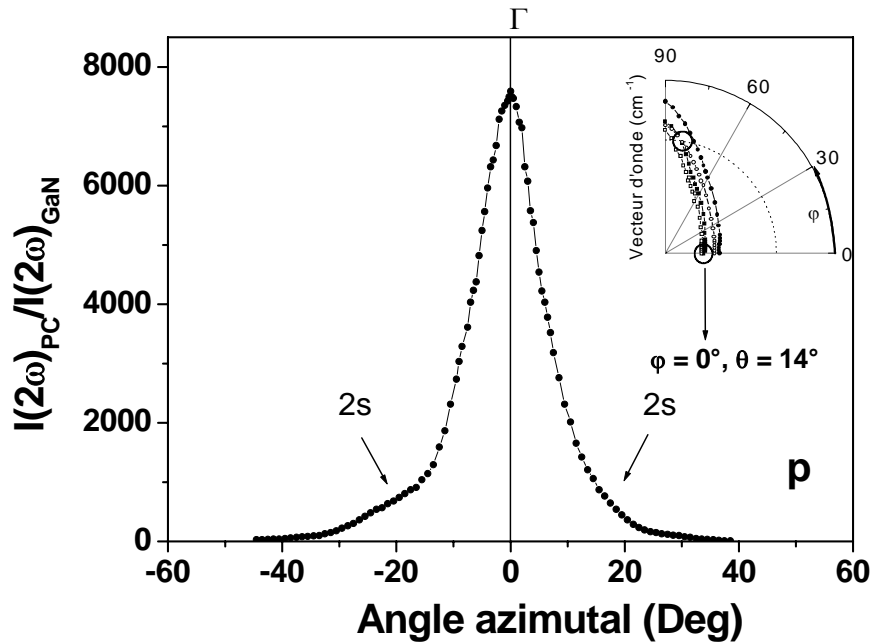


Figure III-12: Intensité du signal de SH générée par le CPh à  $\theta = 13^\circ$  en fonction de l'angle azimutal  $\varphi$  lors de la réalisation de la condition de QAP à la fréquence fondamentale de 791 nm ( $\omega a/2\pi c = 0.632$ ). L'insert représente le calcul des SIFs où cette condition de QAP a été prédite. L'intensité du signal de SH est normalisée par rapport à l'intensité du signal de SH générée par la couche de GaN non gravée. Le faisceau fondamental est polarisé p et se couple avec un mode de même polarisation le long de la direction de symétrie  $\Gamma - X$  ( $\varphi = 0^\circ$ ). Les flèches indiquent le couplage de l'onde incidente avec le mode 2s pour  $\varphi = -20^\circ$  et  $+20^\circ$ .

### III.3.3.1.3. Etude de la polarisation du signal de second harmonique

Afin de mieux comprendre la contribution des résonances à  $\omega$  et à  $2\omega$  intervenant dans le processus de génération de second harmonique, il est utile d'examiner la variation de l'intensité du champ de SH polarisé p en fonction de l'angle de polarisation de l'onde incidente, pour un angle d'incidence  $\theta = 13^\circ$  (Figure III-13). La valeur  $\alpha = 0^\circ$  de l'angle du polariseur correspond à une radiation incidente polarisée p alors que la valeur  $\alpha = 90^\circ$  de l'angle du polariseur correspond à une radiation incidente polarisée s. Lorsque la polarisation de l'onde incidente est p, on se trouve dans le cas où la condition de QAP est réalisée. L'intensité du champ de SH est alors maximale. Si

maintenant la polarisation de l'onde incidente varie de p à s sans aucune modification, ni de l'angle d'incidence ni de l'angle azimutal, l'intensité du signal de SH décroît d'un facteur 120 contre un facteur 4 pour la couche de GaN non gravée [58]. Lorsque l'onde incidente est polarisée s, elle ne se couple avec aucun mode du CPh à la fréquence fondamentale, et la polarisation du champ de SH qu'elle génère est alors identique au champ de SH issue d'une couche de GaN non gravée. Ce champ de SH est donc polarisé p [58,61](cf. Annexe) et se couple quand même avec le mode résonant 5p à la fréquence de SH. On se trouve ainsi dans le cas d'un couplage non-résonant/résonant décrit au paragraphe I.2.3.2. On en déduit donc que le couplage d'une radiation incidente lors de la réalisation des conditions de QAP produit un champ de SH dont l'intensité est 30 fois plus intense que dans le cas d'un couplage non-résonant/résonant.

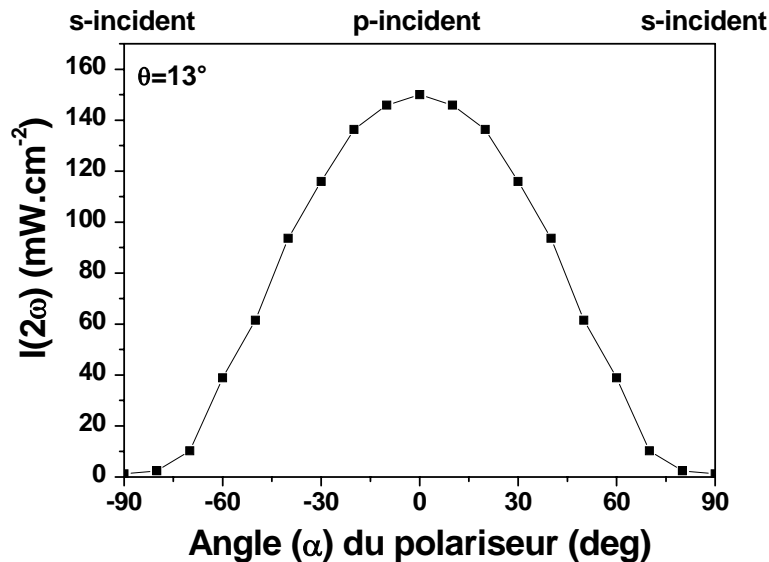


Figure III-13 : Intensité du champ de second harmonique polarisé p en fonction de l'angle  $\alpha$  du polariseur pour un angle d'incidence  $\theta = 13^\circ$ . La graduation  $0^\circ$  de l'angle de polarisation correspond à la polarisation p alors que la graduation  $90^\circ$  correspond à la polarisation s.

Dans cette partie, j'ai mis en évidence l'exaltation géante de second harmonique dans un CPh 1D pour trois cas différents. Lorsque la condition de QAP est réalisée, l'intensité du champ de SH est maximale et montre une exaltation par un facteur proche de  $10^4$ . Pour un couplage résonant/non-résonant, j'ai montré que cette exaltation

atteignait encore  $10^3$  alors qu'elle n'atteint plus que  $310^2$  dans le cas d'un couplage non-résonant/résonant. On retrouve ici les résultats théoriques où l'on a montré que le confinement du champ électromagnétique, notamment à la fréquence fondamentale, est un paramètre déterminant de l'efficacité de la génération de second harmonique.

### ***III.3.3.2. Réalisation de la seconde condition de quasi-accord de phase ( $\theta = 44^\circ$ , $\varphi = 83^\circ$ )***

#### *III.3.3.2.1. Vérification de la variation quadratique du signal de second harmonique*

Afin de vérifier que le signal mesuré est un signal de second harmonique et non un artefact expérimental, l'intensité du champ de SH a été tracée en fonction de l'intensité du faisceau incident (Figure III-14). Sur cette figure, les échelles sont logarithmiques. Les points correspondent à la mesure de l'intensité du signal de SH pour différentes intensités crêtes du faisceau de pompe. La droite est une interpolation de pente 2 qui modélise avec un très bon accord les données expérimentales.



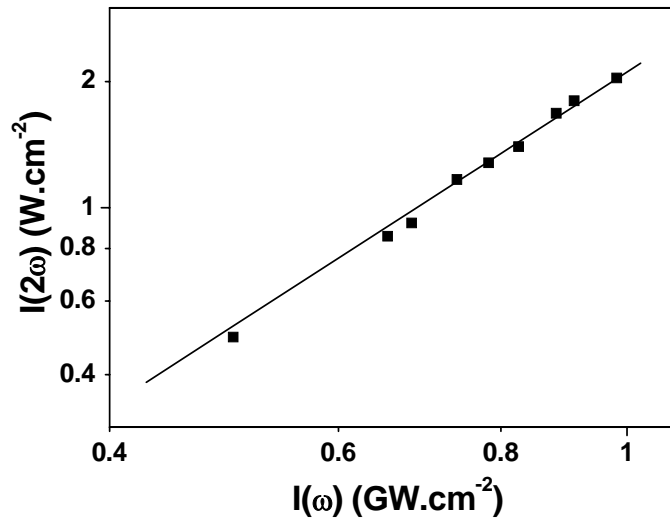


Figure III-14: Intensité du champ de SH en fonction de l'intensité du champ fondamental incident sur le CPh. Le faisceau fondamental est polarisé  $s$ . Les carrés représentent les points mesurés et la droite est une interpolation de pente 2.

#### III.3.3.2.2. Exaltation géante du signal de second harmonique

La figure III-15 montre la variation de l'intensité du signal de second harmonique en fonction de l'angle  $\varphi$  pour  $\theta=44^\circ$ . Les résultats ont été normalisés par rapport à l'intensité du signal de SH produit par la couche de GaN. Cette figure montre deux pics centrés à  $83^\circ$  et à  $98^\circ$  ainsi qu'un pic plus large et d'intensité plus faible à  $69^\circ$ . La comparaison avec la représentation angulaire des SIFs (Figure III-1) permet d'associer le pic à  $83^\circ$  à la réalisation des conditions de quasi-accord de phase entre la résonance fondamentale (mode 2p) et la résonance de SH (mode 5s) elliptiquement polarisées en dehors de la direction de symétrie. Les valeurs expérimentales sont concordantes avec les valeurs théoriques  $\varphi = 83^\circ$ ,  $\theta = 48^\circ$ . L'écart entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales est attribué aux erreurs accumulées dans la mesure des angles (position du zéro pour  $\theta$  et  $\varphi$ ) lors des expériences non linéaires.

L'intensité du signal de SH produit durant ce processus est 5000 fois plus grande que celle inhérente à la couche GaN non gravée. L'augmentation du signal de SH par le

CPh lors de la réalisation des conditions de QAP est due au fort confinement des champs électromagnétiques à la fréquence fondamentale et de SH dans le cœur du CPh. Le pic centré à  $98^\circ$  est le symétrique du pic à  $83^\circ$  par rapport au plan passant par la direction  $\varphi = 90^\circ$ . Pour ce pic, la même condition de quasi-accord de phase est observée et le signal de SH est augmenté de la même valeur.

Le coefficient de réflexion non linéaire vaut, pour cette direction du réseau  $R_{NL} = I_R(2\omega)/I(\omega)^2 = 4.3.10^{-22} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$ , soit un ordre de grandeur de moins que la valeur déterminée le long de la direction de symétrie. Cette diminution du coefficient de réflexion non linéaire est attribuée à la conversion de polarisation entre le mode fondamental et le mode de SH qui se produit en dehors de la direction de symétrie.

D'autre part, le pic à  $69^\circ$  est dû au confinement du champ fondamental lors du couplage de la radiation incidente avec le mode 2s du CPh. La condition de QAP n'étant pas réalisée. Le confinement du champ fondamental génère un champ de SH dont le gain est de 350. Cependant, lorsque le processus de quasi-accord de phase se produit, l'intensité du signal de SH générée est 15 fois plus grande et 2 fois plus étroite que celle obtenue par le confinement seul du champ à  $\omega$ . La réalisation de la condition de QAP n'augmente l'intensité du signal de SH que d'un ordre de grandeur par rapport au couplage de la radiation incidente avec seulement un mode fondamental ce qui est conforme aux résultats issus de la modélisation. L'action prédominante du confinement du champ électromagnétique à la fréquence fondamentale dans l'augmentation de l'intensité du signal de second harmonique est expérimentalement démontrée.

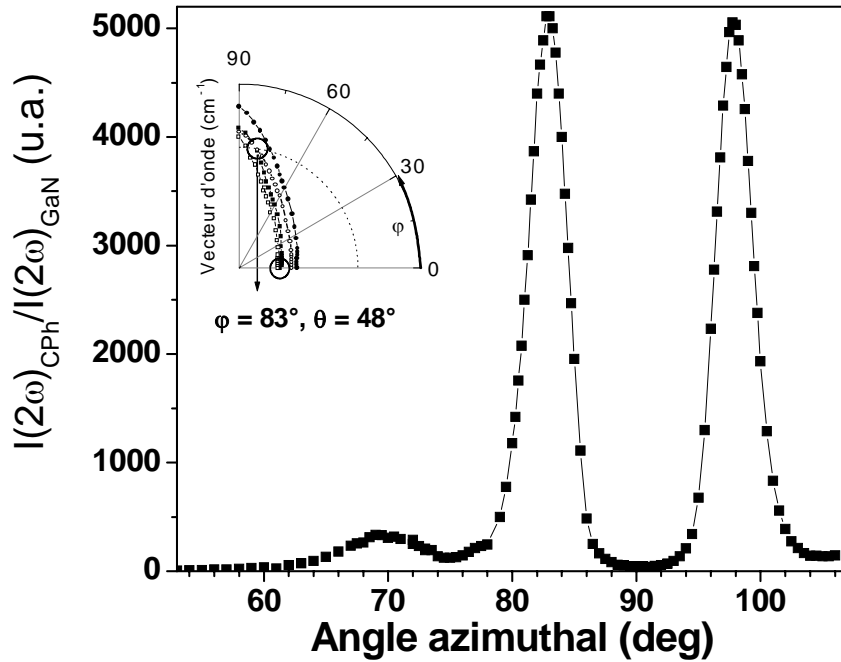


Figure III-15: Intensité du signal de SH générée par le CPh à  $\theta=44^\circ$  en fonction de l'angle azimutal  $\varphi$  lors de la réalisation de la seconde condition de quasi-accord de phase. La fréquence fondamentale est 791 nm et la radiation incidente est polarisée s. L'intensité du signal de SH est normalisée par rapport à l'intensité du signal de SH générée par la couche de GaN non gravée.

### III.3.3.2.3. Etude de la polarisation du signal de second harmonique

La figure III-16 représente la variation de l'intensité du signal de SH en fonction de sa polarisation. La polarisation est analysée par un cube polariseur en quartz. La configuration s-s (les cercles pleins) désigne une onde incidente polarisée s et une onde de SH analysée s. La configuration s-p (les cercles vides) désigne l'onde incidente polarisée s et l'onde de SH analysée p. Les signaux ont été normalisés par rapport à l'intensité maximale de SH générée par la couche de GaN (excitation p et analyse p).

La symétrie par rapport à la direction  $\varphi = 90^\circ$  est toujours respectée. L'intensité du signal de SH - due à la réalisation des conditions de QAP - est du même ordre de grandeur que ce signal soit analysé en s ou en p, ce qui confirme que les modes résonants sont elliptiquement polarisés en dehors de la direction de symétrie. Ici se sont à la fois les modes fondamentaux et de SH qui sont polarisés elliptiquement et la

polarisation du signal de SH est identique à la polarisation du mode résonant à la fréquence de second harmonique. Le pic d'intensité plus faible - à  $69^\circ$  - apparaît assez intense lorsque le champ est analysé p mais devient très faible lorsqu'il est analysé s. Ce pic provient du couplage sans réalisation des conditions de QAP du champ exciteur dans le mode résonant 2s du CPh à  $\omega$ .

L'intérêt de l'insertion d'un CPh dans une couche de GaN vient notamment de la possibilité de contrôler la polarisation du champ de SH en s'éloignant de la direction de symétrie. Il est notamment possible de sélectionner la composante polarisée s du champ de second harmonique alors que cela n'est pas possible sur une couche non gravée de GaN [58] ce qui permet de caractériser des structures notamment telles que les membranes ou les tendons dont la réponse varie en fonction de la polarisation du faisceau de second harmonique [95,96].

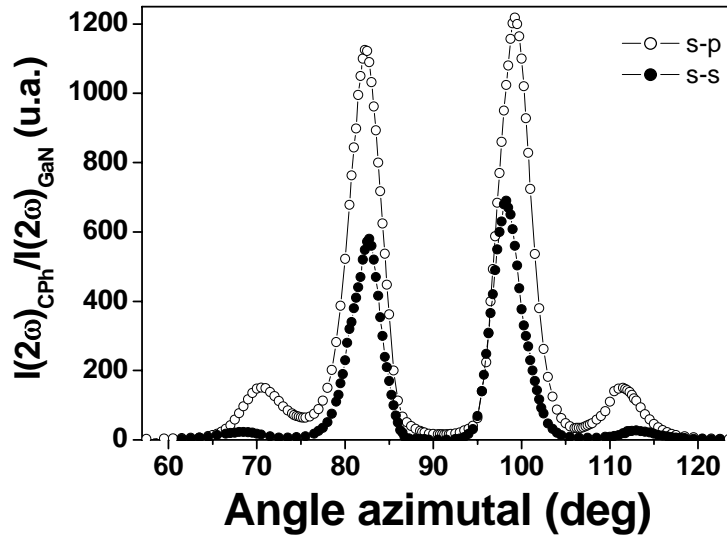


Figure III-16: Variation de l'intensité de SH en fonction de l'angle azimutal pour une onde incidente polarisée s et un signal de SH analysé s (cercles pleins) et p (cercles vides). Les signaux ont été normalisés par rapport à l'intensité maximale de SH générée par la couche de GaN (excitation p et analyse p).

Dans cette partie, j'ai tout d'abord étudié théoriquement l'effet d'une modulation de l'indice de réfraction dans la génération de second harmonique. J'ai ainsi évalué l'exaltation de second harmonique, par un facteur proche de  $510^6$ , issue de la réalisation des conditions de QAP dans un CPh 1D. La comparaison avec les résultats expérimentaux, où une exaltation de génération de second harmonique par un facteur de l'ordre de  $10^4$  a été mesurée, m'a permis de valider l'approche théorique. Ce modèle pourra constituer, par la suite, un outil puissant de modélisation et d'optimisation des structures photoniques non linéaires. Le rôle du CPh dans la rotation du plan de polarisation du champ de SH rayonné a enfin été démontré. Il est ainsi possible de contrôler la polarisation du champ de SH en effectuant une rotation azimutale du CPh.

Dans le paragraphe suivant, j'étudierai l'effet de confinement du champ électromagnétique au travers de mesures de génération de second harmonique dans un CPh 2D où les conditions de QAP n'ont pas pu être réalisées, car inaccessibles aux longueurs d'onde du dispositif expérimental. Je finirai ce chapitre en donnant une

méthode non linéaire de caractérisation des propriétés optiques linéaires des CPhs à partir d'une expérience de génération de second harmonique.

### **III.3.4. Génération de second harmonique dans le cristal photonique bidimensionnel**

La figure III-18 montre l'intensité normalisée du signal de second harmonique en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  qui varie entre  $13^\circ$  et  $50^\circ$  pour  $\varphi = 24^\circ$  (proche de la direction  $\Gamma$ -M). Cette figure a été obtenue pour un faisceau incident de longueur d'onde 892 nm ( $\omega a / 2\pi c = 0.56$ ) et de polarisation p. Le champ de SH généré par le CPh atteint une très haute intensité pour  $\theta = 14^\circ$ . La caractérisation linéaire des propriétés optiques du CPh permet d'attribuer ce pic au couplage de la radiation incidente avec le mode 3p du CPh. Toutefois l'encombrement de la fibre optique qui collecte le signal de SH, lors des expériences menées à l'université de Pavie, empêche d'obtenir le maximum de l'intensité de second harmonique, qui serait atteint pour  $\theta = 12^\circ$ . Une exaltation de la génération de second harmonique a cependant pu être mesurée par des acquisitions en angle azimutal menées à  $\theta = 14^\circ$  (Figure III-18).

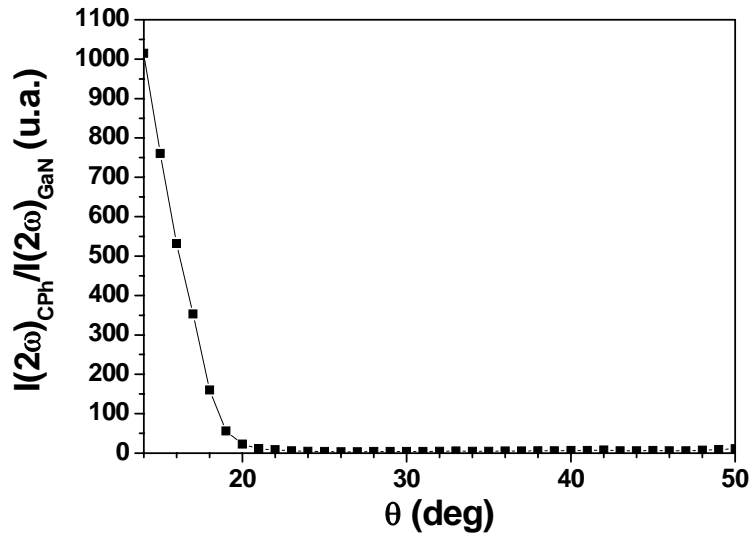


Figure III-17: Intensité du champ de second harmonique mesurée à  $\lambda = 892\text{nm}$  en fonction de l'angle d'incidence pour  $\varphi = 24^\circ$ . L'onde incidente est polarisée p.

Lors des mesures azimutales reportées sur la figure III-18, le vecteur d'onde ainsi que la fréquence ont été fixés sur toute la zone de Brillouin. La symétrie triangulaire impose la périodicité de  $60^\circ$  du pic de SH dans tout l'espace réciproque. Un pic de plus faible intensité apparaît aussi le long de la direction  $\Gamma$ -K. Il correspond au couplage de la radiation incidente avec le mode 2p du CPh. Le principal résultat de cette figure reste l'exaltation par le CPh de l'intensité du champ de SH par un facteur proche de  $3.10^3$  même si aucune condition de QAP n'a pu être réalisée. Dans le cas d'un couplage résonant/non-résonant (§I.2.3.2), l'exaltation de second harmonique est donc plus importante dans un CPh 2D que dans un CPh 1D. Ceci s'explique par la périodicité de l'indice de réfraction le long d'une direction supplémentaire, qui a pour effet de confiner plus fortement le champ électromagnétique dans la structure photonique. L'interaction entre la lumière incidente et la structure devrait cependant être maximale au centre de la première zone de Brillouin où la vitesse de groupe des modes photoniques diminue fortement. Toutefois, le très fort accroissement de l'intensité du signal de SH, visible à l'œil nu, est une preuve du potentiel des CPhs bidimensionnels pour la génération de second harmonique.

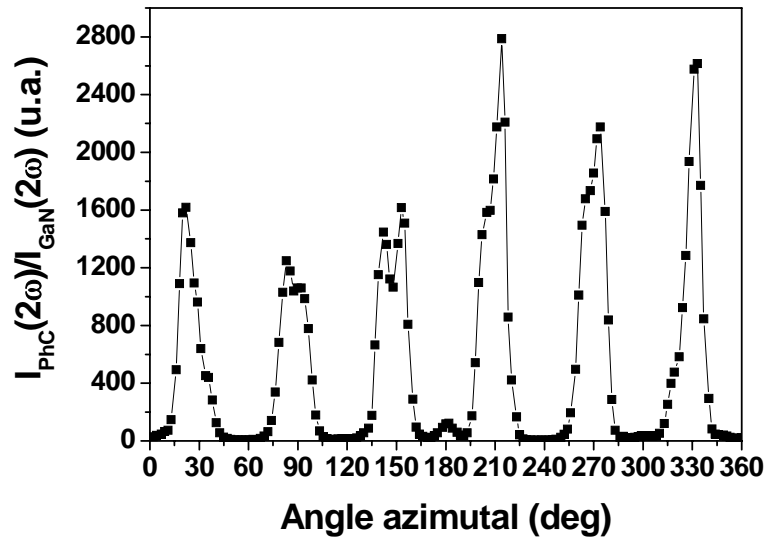


Figure III-18: Intensité normalisée du champ de SH générée par le CPh 2D lors d'un couplage résonant/non-résonant. L'angle azimutal parcourt tout le réseau réciproque. L'angle d'incidence  $\theta$  est fixé à  $13^\circ$ . Le signal est augmenté par un facteur 2500.

L'intensité du champ de SH dont l'intensité suit une loi quadratique en fonction de l'intensité du faisceau incident (normalisée par le signal reçu par la photodiode) est tracée sur la figure III-19.



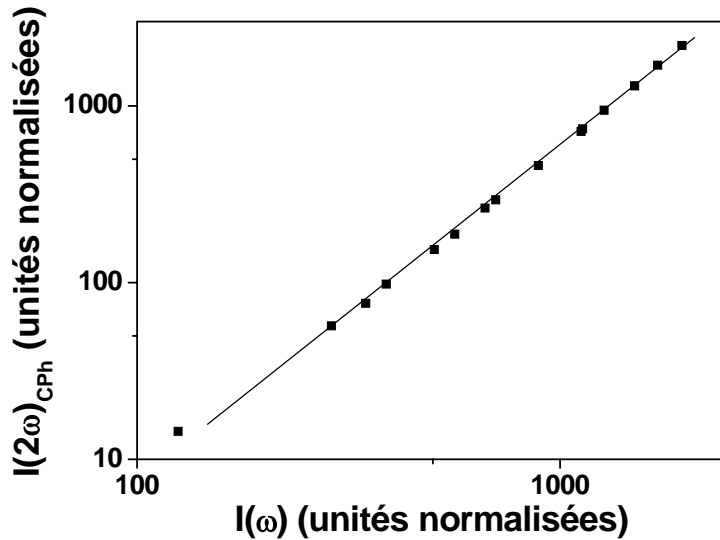


Figure III-19: Intensité du champ de SH en fonction de l'intensité du champ fondamental incident sur le CPh. Le faisceau fondamental est polarisé s. Les carrés représentent les points mesurés. La droite est une interpolation quadratique.

### **Remarque sur l'utilisation des mesures non linéaires pour la caractérisation linéaire des cristaux photoniques planaires**

Je finirai ce chapitre en donnant une méthode de caractérisation, des propriétés optiques linéaires des CPhs, basée sur des mesures de génération de second harmonique [57]. En effet, lors d'une caractérisation linéaire, la source d'erreur la plus importante provient du pointage des longueurs d'onde des pics de Fano correspondants au couplage d'une radiation incidente avec les modes résonants du CPh. Cette méthode consiste à faire varier l'angle d'incidence et la longueur d'onde du faisceau incident afin de suivre un ou plusieurs modes dont le couplage résonant/non-résonant produit des pics de SH, dont la position spectrale est aisément mesurable. Sur la figure III-20 est tracé le signal de SH généré par le CPh en fonction de l'angle azimutal. L'onde incidente est polarisée s et les mesures ont été obtenues pour trois choix de  $(\theta, \lambda)$ . Chaque  $(\theta, \lambda)$  a été choisi à partir de la structure de bandes, de manière à ce que le pic de SH suive le mode 4s le long de la direction  $\Gamma$ -K du CPh. Le fait que ce pic apparaisse double montre une certaine incertitude. Cette incertitude provient soit de la mesure de la longueur d'onde

incidente soit d'une différence entre les résultats obtenus par la caractérisation linéaire et la véritable structure de bandes photoniques. Dans les mesures effectuées à 820 nm et 807 nm, le pic de plus faible intensité est dû au couplage de la radiation incidente avec le mode 4p du CPh.

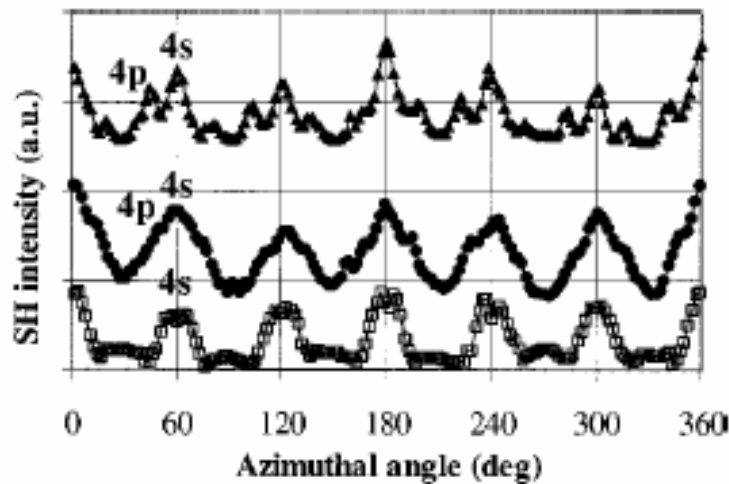


Figure III-20: Intensité du champ de second harmonique en fonction de l'angle azimutal pour trois choix de  $(\theta, \lambda)$ . La radiation incidente est polarisée s. Les cercles vides correspondent à  $(\theta=40^\circ, \lambda=780 \text{ nm})$ , alors que les cercles et les triangles pleins correspondent à  $(\theta=30^\circ, \lambda=807 \text{ nm})$  et  $(\theta=21^\circ, \lambda=820 \text{ nm})$  respectivement. Les valeurs correspondantes en  $a/\lambda$  sont 0.64, 0.62, 0.61. Les courbes ont été déplacées verticalement pour simplifier la lecture.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, j'ai montré l'intérêt des SIFs dans la détermination des configurations angulaires et fréquentielles pour lesquelles les conditions de quasi-accord de phase sont réalisées. Une modélisation numérique, basée sur le formalisme de la matrice de diffusion et qui prend en compte les paramètres réels de la structure photonique, a montré qu'il est possible d'exalter de manière géante l'intensité du champ de second harmonique par un facteur  $10^6$  dans un CPh 1D parfaitement gravé, lorsque

les conditions de QAP sont réalisées. Cette augmentation est attribuée à la fois à la réalisation des conditions de QAP dû à la modulation périodique de l'indice de réfraction et à un effet de confinement du champ électromagnétique dans la structure photonique. Par un nouveau dispositif expérimental j'ai étudié une condition de QAP et j'ai pu mettre en évidence une exaltation géante de second harmonique par un facteur 7500. L'excellent accord entre résultats expérimentaux et calculs numériques font de la modélisation un outil indispensable qui permettra d'optimiser ces structures photoniques pour l'exaltation de la génération de second harmonique.

J'ai, dans une seconde partie plus expérimentale, présenté une exaltation géante de second harmonique par un facteur 2500 dans un CPh 2D sans pour autant réaliser les conditions de QAP. J'ai ainsi mis en évidence le rôle fondamental joué par le confinement du champ électromagnétique dans l'exaltation géante de second harmonique. Une méthode permettant de caractériser les propriétés linéaires des CPhs à partir de mesures de génération de second harmonique a enfin été présentée.

## CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire concerne l'étude expérimentale et théorique de la génération de second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à base de nitrure.

Dans le chapitre 2, j'ai montré que la caractérisation linéaire des propriétés optiques des cristaux photoniques est une étude essentielle à la détermination des configurations (fréquence, angles, vecteurs d'onde) pour lesquelles la conversion d'harmonique est maximale. J'ai utilisé pour cela une technique expérimentale de couplage par la surface qui m'a permis de mettre en évidence le couplage entre une radiation incidente et des modes résonants de la structure photonique. J'ai ainsi pu reconstruire expérimentalement la structure de bandes des cristaux photoniques ainsi que leurs SIFs. Une méthode de modélisation qui a été validée par les résultats expérimentaux, m'a permis de déterminer les structures de bandes ainsi que les SIFs des CPhs planaires aux fréquences de second harmonique inaccessibles à notre dispositif expérimental.

Cette caractérisation linéaire m'a permis de prédire, dans le troisième chapitre, les conditions de QAP aussi bien pour le CPh 1D que pour le CPh 2D. A l'aide d'une nouvelle configuration expérimentale utilisant un laser impulsionnel comme source excitatrice, j'ai montré que cette exaltation pouvait atteindre quasiment  $10^4$  dans un cristal photonique unidimensionnel. J'ai ensuite développé et mis au point une nouvelle méthode de modélisation non linéaire – basée sur le formalisme de la matrice de diffusion – dont les résultats ont été comparés aux résultats expérimentaux. L'excellent accord entre résultats expérimentaux et théoriques a permis de valider cette technique de modélisation qui se révélera, dans le futur, un outil puissant d'optimisation des structures photoniques pour la génération de second harmonique. Dans une seconde partie plus expérimentale, j'ai aussi montré que le confinement du champ électromagnétique, dû à la périodicité de l'indice de réfraction dans une direction supplémentaire (cas du CPh 2D), permet d'obtenir une exaltation de la génération de seconde harmonique par  $2.5 \cdot 10^3$  même si les conditions de QAP ne sont pas réalisées. Ces résultats laissent espérer une exaltation gigantesque de second harmonique quand les conditions de QAP dans un CPh 2D seront satisfaites.

De nombreuses questions demeurent cependant quant à l'optimisation des structures photoniques destinées au contrôle de l'exaltation géante de second

harmonique. Quels matériaux devront être utilisés ; comment devra être choisie l'épaisseur de la couche de matériau non linéaire pour obtenir le rendement maximal, tout en limitant l'apparition des modes photoniques d'ordre supérieur ; quel design des structures photoniques sera le plus propice à une exaltation accrue de la génération de second harmonique excitée par la surface. C'est en répondant à ces questions que l'utilisation des CPhs pour ce processus non linéaire apportera un réel avantage par rapport aux systèmes déjà existant.

A l'heure actuelle, les applications qui semblent être rapidement réalisables pourraient être liées à l'utilisation de la *bistabilité optique* [12,97-101] pour la réalisation de composants ultra-compacts aux fonctionnalités multiples: fonctions logiques, routeur optique [102,103] et à l'utilisation des *gap solitons* [13,14] pour le transport de l'information [100]. Tous ces domaines de recherches font des études expérimentales et théoriques des effets non linéaires dans les CPhs un sujet de recherche très ouvert et dont les applications sont en plein développement.

Cependant, l'insertion de CPhs planaires, afin d'accroître le signal de second harmonique nécessaire à la caractérisation de composés organiques par microscopie multi-photonique (fluorescence à deux photons, spectroscopie de second harmonique), semble être une voie de développement des plus prometteuses pour les CPhs non linéaires. Cette technique de caractérisation est en effet de plus en plus sollicitée par la communauté des biologistes qui vise à une étude moins destructrice des fonctions biologiques qu'ils étudient [96,104-106].

## ANNEXE

### Remarque sur la polarisation du champ de second harmonique issue de la couche de GaN non gravée

Les équations de Maxwell pour un milieu non périodique, non magnétique sans source de courant s'écrivent [107] :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, \omega) &= i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}, \omega); & \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, \omega) &= -i\omega(\varepsilon_0\vec{E}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}(\vec{r}, \omega)) \\ \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0\vec{E}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}(\vec{r}, \omega)) &= 0; & \vec{\nabla} \cdot (\vec{H}(\vec{r}, \omega)) &= 0.\end{aligned}\quad (\text{A.1})$$

où  $\vec{P}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0\chi^{(1)}(\vec{r}, \omega)\vec{E}(\vec{r}, \omega) + \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega)$ .  $\vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega)$  désigne la composante non linéaire de la polarisation.

Si l'on considère une couche invariante selon la direction y (normale au plan d'incidence), les champs selon cette direction sont invariants par translation et les dérivées partielles selon y sont nulles. Les conditions de continuités supposent que les composantes selon y des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  sont de la forme :  $U_y(x, z, \omega) = U_y(z, \omega)\exp(i\alpha x)$  où  $\alpha = k_x(\omega)\sin(\theta)$  est la projection du vecteur d'onde incident sur le plan de la couche. La résolution des équations de Maxwell donne les équations de propagations des champs de second harmonique pour la polarisation s (composante du champ électrique selon y) et p (composante du champ magnétique selon y) :

s :

$$\frac{\partial^2 E_y(2\omega)}{\partial z^2} + [k^2(2\omega) - \alpha^2(2\omega)]E_y(2\omega) = -4\mu_0\omega^2 P_y^{NL}(2\omega) \quad (\text{A.2})$$

p :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{k^2(2\omega)} \frac{\partial^2 H_y(2\omega)}{\partial z^2} \right] + \left( 1 - \frac{\alpha^2(2\omega)}{k^2(2\omega)} \right) H_y(2\omega) = 2i\omega \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{P_x^{NL}(2\omega)}{k^2(2\omega)} \right) + 2 \frac{\alpha(2\omega)\omega}{k^2(2\omega)} P_z^{NL}(2\omega) \quad (\text{A.3})$$

D'après la symétrie du tenseur de susceptibilité (I.7) et les relations :  $E_x(\omega) = \frac{i}{\omega\varepsilon} \frac{dH_y(\omega)}{dz}$ ;  $E_z(\omega) = \frac{\alpha}{\omega\varepsilon} H_y(\omega)$  [107], l'équation (I.2) se réécrit suivant

les polarisations s et p en fonction de  $E_y(\omega)$  et  $H_y(\omega)$  :

s :

$$P_x^{NL}(2\omega) = 0; P_y^{NL}(2\omega) = 0; P_z^{NL}(2\omega) = 2\varepsilon_0 d_{31} E_y(\omega)^2 \quad (\text{A.4})$$

p :

$$P_x^{NL}(2\omega) = \frac{4i\varepsilon_0}{\omega\varepsilon} d_{15} H_y(\omega) \frac{\partial H_y(\omega)}{\partial z}; P_y^{NL}(2\omega) = 0; P_z^{NL}(2\omega) = \frac{2\varepsilon_0}{\omega^2 \varepsilon^2} d_{31} \frac{\partial H_y(\omega)^2}{\partial z} + \frac{2\varepsilon_0 \alpha^2}{\omega^2 \varepsilon^2} d_{33} H_y(\omega)^2 \quad (\text{A.5})$$

En injectant ces équations dans (A.2) et (A.3) on obtient dans le cas d'une onde incidente polarisée s :

$$\frac{\partial^2 E_y(2\omega)}{\partial z^2} + [k^2(2\omega) - \alpha^2(2\omega)] E_y(2\omega) = 0; \text{ SH polarisée s} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{k^2(2\omega)} \frac{\partial^2 H_y(2\omega)}{\partial z^2} \right] + \left( 1 - \frac{\alpha^2(2\omega)}{k^2(2\omega)} \right) H_y(2\omega) = 4 \frac{\alpha(2\omega)\varepsilon_0\omega}{k^2(2\omega)} d_{31} E_y(\omega); \text{ SH polarisée p}$$

et pour une onde incidente polarisée p :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_y(2\omega)}{\partial z^2} + [k^2(2\omega) - \alpha^2(2\omega)] E_y(2\omega) &= 0; \text{ SH polarisée s} \\ \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{k^2(2\omega)} \frac{\partial^2 H_y(2\omega)}{\partial z^2} \right] + \left( 1 - \frac{\alpha^2(2\omega)}{k^2(2\omega)} \right) H_y(2\omega) &= \frac{-8\varepsilon_0}{\varepsilon k^2(2\omega)} d_{15} \left[ \left( \frac{\partial H_y(\omega)}{\partial z} \right)^2 \right. \\ &\left. + H_y(\omega) \frac{\partial^2 H_y(\omega)}{\partial z^2} \right] + \frac{4\varepsilon_0 \alpha(2\omega)}{k^2(2\omega)\omega\varepsilon^2} \left[ d_{31} \frac{\partial H_y(\omega)^2}{\partial z} + \alpha^2(\omega) d_{33} H_y(\omega)^2 \right]; \text{ SH polarisée p} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Il n'apparaît pas de terme source générant un champ de SH polarisé s pour une onde incidente aussi bien polarisée s que p. La polarisation du champ de second harmonique sera donc polarisée p quelle que soit la polarisation linéaire de l'onde incidente.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. Yablonovitch, *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John, *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [3] Y. Fink, J. N. Winn, S. Fan, C. Chen, J. Michel, J. D. Joannopoulos and E. L. Thomas, *A Dielectric Omnidirectional Reflector*, Science **282**, 1679 (1998).
- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, *Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*, Phys. Rev. Lett. **67**, 2295 (1991).
- [5] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, *Existence of a photonic band gap in two dimensions*, Appl. Phys. Lett. **61**, 495 (1992).
- [6] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, *Interactions between lights waves in a nonlinear dielectric*, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [7] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, *Generation of optical harmonics*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).
- [8] J. P. Van Der Ziel and M. Ilegems, *Optical second harmonic generation in periodic multilayer GaAs-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As structures*, Appl. Phys. Lett. **28**, 437 (1976).
- [9] H. G. Winfull, Appl. Phys. Lett. **35**, (1979).
- [10] R. Reinisch and M. Nevière, *Electromagnetic theory of diffraction in nonlinear optics and surface-enhanced optical effects*, Phys. Rev. B **28**, 1870 (1983).
- [11] R. Reinisch and M. Nevière, *Guided-wave resonance and enhanced nonlinear-optical effects*, Phys. Rev. B-Rapid. comm. **26**, 5987 (1982).
- [12] F. Delyon, Y. E. Levy and B. Souillard, *Nonperturbative bistability in periodic nonlinear media*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2010 (1986).
- [13] W. Chen and D. L. Mills, *Gap solitons and the non linear optical responce of superlattices*, Phys. Rev. Lett. **58**, 160 (1987).
- [14] C. Martijn de Sterke and J. E. Sipe, *Envelope-function approach for the electrodynamics of nonlinear periodic structure*, Phys. Rev. A **38**, 5149-5165 (1988).
- [15] S. John and N. Akösbek, *Nonlinear optical solitary waves in a photonic band gap*, Phys. Rev. Lett. **71**, 1168 (1993).
- [16] J. Trull, R. Vilaseca, J. Martorell and R. Corbalàn, *Second -harmonic generation in local modes of a truncated periodic structure*, Opt. Express **20**, 1746 (1995).
- [17] M. Scalora, J. P. Dowling, A. S. Manka, C. M. Bowden and J. W. Haus, *Pulse propagation near highly reflective surfaces: Applications to photonic band-gap structures and the question of superluminal tunneling times*, Phys. Rev. A **52**, 726 (1995).
- [18] K. Sakoda and K. Ohtaka, *Sum-frequency generation in a two-dimensional photonic lattice*, Phys. Rev. B **54**, 5742 (1996).



- [19] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, N. I. Koroteev, B. I. Mantsyzov, I. A. Ozheredov, A. P. Shkurinov, P. Masselin and G. Mouret, *Enhancement of second harmonic generation with femtosecond laser pulses near the photonic band edge for different polarizations of incident light*, Opt. Lett. **24**, 793 (1999).
- [20] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, B. I. Mantsyzov, I. A. Ozheredov, E. V. Petrov, A. P. Shkurinov, P. Masselin and G. Mouret, *Enhancement of sum frequency generation near the photonic band gap edge under the quasi phase matching conditions*, Phys. Rev. E **63**, 1 (2001).
- [21] G. D'Aguanno, M. Centini, M. Scalora, C. Sibilia, Y. Dumeige, P. Vidakovic, A. Levenson, M. J. Bloemer, C. M. Bowden, J. W. Haus and M. Bertolotti, *Photonic band edge effects in finite structures and applications to  $\chi^{(2)}$  interactions*, Phys. Rev. E **64**, (2001).
- [22] Y. Dumeige, P. Vidakovic, S. Sauvage, I. Sagnes, J. A. Levenson, C. Sibilia, M. Centini, G. D'Aguanno and M. Scalora, *Enhancement of second-harmonic generation in a one dimensional semiconductor photonic band gap*, Appl. Phys. Lett. **78**, 3021 (2001).
- [23] W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson and J. R. Sambles, *Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings*, Phys. Rev B **54**, 6227 (1996).
- [24] V. N. Astratov, M. Skolnick, S. Brand, D. Z. Karimov, R. M. Stevenson, D. M. Whittaker, I. Culshaw, T. F. Krauss and R. M. De La Rue, *Experimental technique to determine the band structure of two dimensional photonic lattice*, i.e.e. Proc. Optoelectron. **145**, 398 (1998).
- [25] M. Notomi, *Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap*, Phys. Rev B **62**, 10696 (2000).
- [26] D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, *Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures*, Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999).
- [27] N. Carlsson, T. Takemori, K. Asakawa and Y. Katayama, *Scattering-method calculation of propagation modes in two-dimensional photonic crystals of finite thickness*, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 1260 (2001).
- [28] M. Le Vassor d'Yerville, *Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie*, Thèse de l'Université Montpellier 2, Montpellier, (2002).
- [29] M. Le Vassor d'Yerville, E. Centeno, D. Cassagne and J. P. Albert, *Scattering method calculation of losses in two-dimensional photonic crystal slabs and waveguides*, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., à paraître, (2004).
- [30] A. Yariv, *Optical Electronics, fourth edition*, International edition, (1991).
- [31] T. F. Krauss, R. M. De La Rue and S. Brand, *Two-dimensional photonic bandgap structures operating at near infrared wavelengths*, Nature **383**, 699 (1996).
- [32] T. F. Krauss and R. M. De La Rue, *Optical characterization of waveguide based photonic microstructures*, Appl. Phys. Lett. **68**, 1613 (1996).
- [33] D. M. Atkin, *Photonic crystal in planar waveguides*, PhD thesis-University of Southampton, Southampton, (1998).

- [34] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdré, U. Oesterle, D. Cassagne and C. Jouanin, *Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared wavelengths*, Phys. Rev. Lett. **79**, 4147 (1997).
- [35] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré and U. Oesterle, *Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals*, Appl. Phys. Lett. **71**, 738 (1997).
- [36] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor D'Yerville, D. Cassagne and C. Jouanin, *Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes*, Applied Physics Letters **79**, 2312 (2001).
- [37] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré and U. Oesterle, *Low loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2813 (2000).
- [38] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor D'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas and B. Aspar, *InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon: In-plane Bloch mode laser*, Applied Physics Letters **81**, 5102 (2002).
- [39] V. N. Astratov, R. M. Stevenson, I. Culshaw, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, T. F. Krauss and R. D. L. Rue, *Reflecivity studies of photonic band structure effects in two dimensionnal air/semiconductor lattice*, Phys. stat. sol. **178**, 565 (2000).
- [40] V. Pacradouni, W. Mandeville, A. Cowan, P. Paddon, S. Johnson and J. Young, *Photonic band structure of dielectric membranes periodically textured in two dimensions*, Phys. Rev. B **62**, 4204 (2000).
- [41] D. Coquillat, A. Ribayrol, R. M. De La Rue, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne and J. P. Albert, *Observation of band structure and reduced group velocity in epitaxial GaN-sapphire 2D photonic crystals*, Appl. Phys. B **73**, 1-3 (2001).
- [42] M. Galli, M. Agio, L. C. Andreani, M. Belotti, G. Guizzetti, F. Marabelli, M. Patrini, P. Bettotti, L. D. Negro, Z. Gaburro, L. Pavesi, A. Lui and P. Bellutti, *Spectroscopy of photonic bands in macroporous silicon photonic crystals*, Phys. Rev B **65**, 1-3 (2002).
- [43] M. Galli, M. Agio, L. Atzeni, D. Bajoni, G. Guizzetti, L. Businaro, E. F. Di Fabrizio, Romanato and A. Passaseo, *Optical properties and photonic bands of GaAs photonic crystal waveguides with tilted square lattice*, Eur. Phys. J. B **27**, 79-87 (2002).
- [44] C. Martijn De Sterke and K. Busch, *Focus Issue: Photonic Bandgap Calculations*, Optic Express **8**, (2001).
- [45] K. M. Leung and Y. F. Liu, *Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media*, Phys. Rev. Lett. **65**, 2646 (1990).
- [46] Z. Zhang and S. Satpathy, *Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations*, Phys. Rev. Lett. **65**, 2650 (1990).
- [47] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, *Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*, Phys. Rev. Lett. **65**, 3152 (1990).

- [48] S. J. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos and L. A. Kolodziejski, *Guided modes in photonic crystal slabs*, Phys. Rev B **60**, 5751 (1999).
- [49] S. J. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, *Linear waveguides in photonic-crystal slabs*, Phys. Rev B **62**, 8212 (2000).
- [50] A. Yariv, *Optical Electronics*, fourth edition, International edition, pp 276-308 (1991).
- [51] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley-Interscience Publication, New-York (1984).
- [52] R. Goldhahn, S. Shokhovets, J. Scheiner, G. Gobsch, T. S. Cheng, C. T. Foxon, U. Kaiser, G. D. Kipshidze and W. Richter, *Determination of group III nitride film properties by reflectance and spectroscopic ellipsometry studies*, Phys. Stat. Sol. A **177**, 107 (2000).
- [53] J. Miragliotta and D. K. Wickenden, *Nonlinear Optical Properties of Gallium Nitride*, Semiconductors and Semimetals **57**, (1999).
- [54] D. N. Han, G. T. Kiehne and J. B. Ketterson, *Phase-matched optical second-harmonic generation in GaN and AlN slab waveguides*, J. Appl. Phys. **85**, 2497 (1999).
- [55] M. Julier, *Etudes optiques de GaN et d'InGaN*, Univeristé Montpellier II - Sciences et techniques de Languedoc, Montpellier, (1999).
- [56] I. M. Tiginyanu, I. V. Kravetsky, D. Pavlidis, A. Eisenbach, R. Hildebrandt, G. Marowsky and H. Hartnagel, *Non linear Optical Characterization of GaN Layers Grown by MOCVD on Sapphire*, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res **5S1**, W11.52 (2000).
- [57] A. M. Malvezzi, F. Cattaneo, G. Vecchi, M. Falasconi, G. Guizzetti, L. C. Andreani, F. Romanato, L. Businaro, E. D. Fabrizio, A. Passaseo and M. D. Vittorio, *Second-harmonic generation in reflection and diffraction by a GaAs photonic-crystal waveguide.*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2122 (2002).
- [58] J. Miragliotta, D. K. Wickenden, T. J. Kistenmacher and W. A. Bryden, *Linear- and nonlinear-optical properties of GaN thin films*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1447 (1993).
- [59] P. G. Eliseev, H. B. Sun, S. Juodkazis and T. Sugahara, *Laser-induced damage threshold and surface processing of GaN at 400nm wavelength*, Jpn J. Appl. Phys. **38**, L839 (1999).
- [60] T. V. Dolgova, A. I. Maidykovski, M. G. Martemyanov, A. A. Fedyanin and O. A. Aktsipetrov, *Giant optical second-harmonic generation in single and coupled microcavities formed from one-dimensional photonic crystals*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2129 (2002).
- [61] I. V. Kravetsky, I. M. Tiginyanu, R. Hildebrandt, G. Marowsky, D. Pavlidis, E. A. and H. H.L., *Nonlinear optical response of GaN layers on sapphire: The impact of fundamental beam interference*, Appl. Phys. Lett. **76**, 810 (2000).
- [62] R. C. Miller, *Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals*, Appl. Phys. Lett. **5**, 17 (1964).
- [63] B. F. Levine, *Electrodynamical bond-charge calculation of nonlinear optical susceptibilities*, Phys. Rev. Lett. **22**, 787 (1969).

- [64] B. F. Levine, *Bond-charge calculation of nonlinear optical susceptibilities for various crystal structures*, Phys. Rev. B **7**, 2600 (1973).
- [65] I. Shoji, T. Kondo and R. Ito, *Second-order non linear susceptibilities of various dielectrics and semiconductor materials*, Optical and Quantum Electronics **34**, 793 (2002).
- [66] A. Kasic, M. Schubert, S. Einfeldt, D. Hommel and T. E. Tiwald, *Free-carrier and phonon properties of n- and p-type hexagonal GaN films measured by infrared ellipsometry*, Phys. Rev. B **62**, 7365 (2000).
- [67] Maiman, Nature **187**, 493 (1960).
- [68] R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett and W. Kaiser, *Coherence, narrowing, directionality and relaxation oscillation in the light emission from ruby*, Phys. Rev. Lett. **5**, 303 (1960).
- [69] K. Sakoda, *Optical properties of Photonic Crystals*, Optical sciences, Springer, Springer (2001).
- [70] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt and R. L. Byer, *Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 2631 (1992).
- [71] N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson and D. C. Hanna, *Hexagonally poled lithium niobate: a two-dimensional nonlinear photonic crystal*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4345 (2000).
- [72] N. G. R. Broderick, R. T. Bratfalean, T. M. Monro, D. J. Richardson and C. Martijn de Sterke, *Temperature and wavelength tuning of second-, third-, and fourth-harmonic generation in a two-dimensional hexagonally poled nonlinear crystal*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2263 (2002).
- [73] N. G. R. Broderick, R. T. Bratfalean, K. Gallo and A. Peacock, *Nonlinear photonic crystals in lithium niobate*, Proceeding of 1st IEEE-LEOS summer session, (2003).
- [74] A. Chowdhury, H. M. Ng, M. Bhardwaj and N. G. Weimann, *Second-harmonic generation in periodically poled GaN*, Appl. Phys. Lett. **83**, 1077 (2003).
- [75] Y. Dumeige, I. Sagnes, M. P., P. Vidakovic, A. I., M. C. and A. Levenson, *Phase-matched frequency doubling at photonic band edges: efficiency scaling as the fifth power of the length*, Phys. Rev. Lett. **89**, 043901 (2002).
- [76] E. Popov and M. Nevière, *Surface-enhanced second-harmonic generation in nonlinear corrugated dielectrics: new theoretical approach*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1555 (1994).
- [77] A. R. Cowan and J. F. Young, *Mode matching for second-harmonic generation in photonic crystal waveguide*, Phys. Rev. B **65**, 85106 (2002).
- [78] M. Scalora, M. J. Bloemer, A. S. Manka, J. P. Dowling, C. M. Bowden, R. Viswanathan and J. W. Haus, *Pulsed second-harmonic generation in non linear, one-dimensional, periodic structures*, Phys. Rev. A **56**, 3166 (1997).
- [79] B. Gil, *Group III nitride semiconductor compounds*, Semiconductor science and technology, Clarendon Press (1998).
- [80] S. Nakamura and G. Fasol, *The blue Laser Diode*, Springer (1997).

- [81] M. Centini, C. Sibilìa, M. Scalora, G. D'Aguanno and M. Bertolotti, *Dispersive properties of finite, one dimensional photonic band gap structures: Applications to nonlinear quadratic interactions*, Phys. Rev. E **60**, 4891 (1999).
- [82] D. Peyrade, *Etude et réalisation de nanostructures photoniques en géométrie planaire: Cristaux photoniques et résonateurs Fabry-Pérot*, Université Montpellier 2, Montpellier, (2001).
- [83] D. Peyrade, Y. Chen, L. Manin-Ferlazzo, A. Lebib, N. Grandjean, D. Coquillat, R. Legros and J. P. Lascaray, *Fabrication of GaN photonic crystal for 400nm wavelength*, Microelect. Engin. **57/58**, 843 (2001).
- [84] N. Chateau and J.-P. Hugonin, *Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction*, J. Opt. Soc. Am. A **11**, 1321 (1994).
- [85] S.-Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, *Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal*, Science **282**, 274 (1998).
- [86] S. Enoch, G. Tayeb and D. Maystre, *Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals*, Opt. Commun. **161**, 171 (1999).
- [87] B. Gralak, S. Enoch and G. Tayeb, *Anomalous refractive properties of photonic crystals*, J. Opt. Soc. Am. A **17**, 1012 (2000).
- [88] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, *Superprism phenomena in photonic crystals*, Phys. Rev B **16**, R10096 (1998).
- [89] H. Kosaka, A. Tomita, T. Kawashima, T. Sato and S. Kawakami, *Splitting of triply degenerate refractive indices by photonic crystals*, Phys. Rev B **62**, 1477 (2000).
- [90] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato and S. Kawakami, *Self-collimating phenomena in photonic crystals*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1212 (1999).
- [91] M. Notomi, T. Tamamura, Y. Ohtera, O. Hanaizumi and S. Kawakami, *Direct visualization of photonic band structure for three-dimensional photonic crystals*, Phys. Rev B **61**, 7165 (2000).
- [92] M. C. Netti, A. Harris, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, M. B. D. Charlton, M. E. Zoorob and G. J. Parker, *Optical T birefringence in Photonic Crystal Waveguides*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1526 (2001).
- [93] J. Miragliotta and D. K. Wickenden, *Nonlinear electroreflectance from gallium nitride using optical second-harmonic generation*, Phys. Rev. B **53**, 1388 (1996).
- [94] A. M. Malvezzi, G. Vecchi, M. Patrini, G. Guizzetti, L. C. Andreani, F. Romanato, L. Businaro, E. D. Fabrizio, A. Passaseo and M. D. Vittorio, *Resonant second-harmonic generation in a GaAs photonic crystal waveguide*, Phys. Rev. B **68**, 161306 (2003).
- [95] P. Stoller, B. M. Kim, A. M. Rubenchik, K. M. Reiser and L. B. Da Silva, *Polarization-dependent optical second harmonic imaging of a rat-tail tendon*, Biomed Opt. **7**, 205 (2002).
- [96] P. J. Campagnola, A. C. Millard, M. Terasaki, P. E. Hoppe, C. J. Malone and W. A. Molher, *Three-dimensional high-resolution second-harmonic generation imaging of*

*endogenous structural proteins in biological tissues*, Biophysical Journal **81**, 493 (2002).

[97] E. Centeno and D. Felbacq, *Optical bistability in finite-size nonlinear bidimensional photonic crystals doped by a microcavity*, Phys. Rev. B-Rapid. comm. **62**, R7683 (2000).

[98] M. Soljagic, M. Ibanescu, S. G. Johnson, Y. Fink and J. D. Joannopoulos, *Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals*, Phys. Rev. E-rapid.comm. **66**, (2002).

[99] S. Mingaleev and Y. Kivshar, *Nonlinear photonic crystals toward all-optical technologies*, Opt. Photon. News **13**, 48 (2002).

[100] S. Mingaleev and Y. Kivshar, *Nonlinear transmission and light localisation in photonic-crystal waveguides*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2241 (2002).

[101] M. G. Banaee, A. R. Cowan and J. F. Young, *Third-order nonlinear influence on the specular reflectivity of two-dimensional waveguide-based photonic crystals*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2224 (2002).

[102] D. N. Christodoulides and E. D. Eugenieva, *Blocking and Routing Discrete Solitons in Two-Dimensional Networks of Nonlinear Waveguide Arrays*, Phys. Rev. Lett. **87**, 233901 (2001).

[103] E. D. Eugenieva, N. K. Efremidis and D. N. Christodoulides, *Design of switching junctions for two-dimensional discrete soliton networks*, Opt. Lett. **26**, 1978 (2001).

[104] L. Moreaux, O. Sandre, M. Blanchard-Desce and J. Mertz, *Membrane imaging by simultaneous second-harmonic generation and two photon microscopy*, Opt. Lett. **25**, 320 (2000).

[105] A. Zoumi, A. Yeh and B. J. Tromberg, *Imaging cells and extracellular matrix in vivo by using second harmonic generation and two-photon excited fluorescence*, PNAS **99**, 11014 (2002).

[106] E. Guiot, *Microscopie de fluorescence sous excitation à deux photons : applications à des études de corrélations et de déclins de fluorescence en milieu biologique*, Paris XI Orsay, Orsay, (2001).

[107] S. Enoch, *Etude théorique et expérimentale du doublage de fréquence par les couches minces optique: Application aux structures multidiélectriques, coupleur à prisme et à réseau.*, Thèse de l'Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille- Ecole nationale supérieure de physique de Marseille, (1997).



## Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la modulation périodique de l'indice de réfraction permet d'exalter les phénomènes non linéaires. Ce travail concerne l'étude expérimentale et théorique de l'exaltation de la génération du second harmonique dans les cristaux photoniques planaires à base de nitrures. Cet accroissement est la combinaison de deux processus liés à la périodicité de la constante diélectrique : i) la localisation spatiale des champs électromagnétiques ; ii) la réalisation d'une condition d'accord de phase entre les modes à  $\omega$  et à  $2\omega$ . Nous verrons que la caractérisation des propriétés optiques des cristaux photoniques planaires est une étape essentielle permettant de déterminer les conditions angulaires et fréquentielles qui satisfont aux conditions de quasi-accord de phase. Une fois ces conditions déterminées, nous décrivons la nouvelle méthode de modélisation basée sur le formalisme de la matrice de diffusion qui a permis de mettre en évidence une exaltation du second harmonique par  $10^6$ . Ces résultats théoriques seront ensuite comparés aux résultats issus de notre dispositif expérimental où un accroissement géant par  $10^4$  de l'intensité du champ du second harmonique a pu être mesuré lorsque les conditions de quasi-accord de phase sont réalisées. Cette étude met en évidence la potentialité des cristaux photoniques pour les applications dans le domaine du bleu – proche UV.

**Mots-clés :** Nanophotonique, cristaux photoniques, matériaux non linéaires, nitrures, conversion de fréquence, semi-conducteurs à grand gap.

## Abstract

This work concerns both the experimental and theoretical study of the enhancement of the second harmonic generation in nitrides-based slab photonic crystals. This increase is the combination of two processes contained under the term of quasi-phase matching conditions: i) the spatial localisation of the electromagnetic fields and ii) the realization of a phase matching condition between resonant modes at  $\omega$  and  $2\omega$ . The linear characterisation of the optical properties of these slab photonic crystals will determine the angular and spectral conditions that satisfy the quasi-phase matching. Once these conditions determine, a new numerical method based on the scattering matrix formalism is describe. This method highlights an enhancement by  $10^6$  of the second harmonic field intensity. Then these numerical results are compared to the one experimentally obtained where a  $10^4$  enhancement is measured. This study clearly highlights the potentiality of slab III-N-based photonic crystal for applications in the blue-UV range.

**Keywords:** Nano-photonic, photonic crystals, nonlinear optical materials, frequency conversion, wide bandgap semiconductors, nitrides.